

1.1.1) Les mesures sont indépendantes :  $\langle (X_1 - \langle X_1 \rangle)(X_2 - \langle X_2 \rangle) \rangle = 0$

$$\sigma_Y^2 = \langle (Y - \langle Y \rangle)^2 \rangle = \langle (X_1 + X_2 - \langle X_1 + X_2 \rangle)^2 \rangle = \langle (X_1 - \langle X_1 \rangle + X_2 - \langle X_2 \rangle)^2 \rangle$$

$$\sigma_Y^2 = \langle (X_1 - \langle X_1 \rangle)^2 \rangle + \langle (X_2 - \langle X_2 \rangle)^2 \rangle + 2\langle (X_1 - \langle X_1 \rangle)(X_2 - \langle X_2 \rangle) \rangle = \sigma_{X_1}^2 + \sigma_{X_2}^2, \quad \boxed{\sigma_Y^2 = \sigma_{X_1}^2 + \sigma_{X_2}^2}$$

1.1.2) Soit la variable aléatoire  $Y = \sum_{i=1}^N \frac{X_i}{N}$  ;  $Y$  est une estimation de la valeur de  $X$ . D'après 1.1.1 et du fait

$$\text{que } \sigma_{X_i} \text{ ne dépend pas de } i : \sigma_Y^2 = \frac{1}{N^2} \sigma_{\sum_{i=1}^N X_i}^2 = \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N \sigma_{X_i}^2 = \frac{1}{N^2} N \sigma_{X_i}^2 = \frac{\sigma_X^2}{N}, \quad \boxed{\sigma_Y = \frac{\sigma_X}{\sqrt{N}}}$$

1.1.3) Erreur systématique (toujours de même sens), non indépendance des erreurs :  $\sqrt{N}\sigma_Y \neq \sigma_X$ .

1.2.1.1) La quantité de mouvement totale se conserve si les forces extérieures sont bornées :

$$\boxed{m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v'_1 + m_2 v'_2} \quad \text{ou} \quad m_1(v_1 - v'_1) = m_2(v'_2 - v_2)$$

Les chocs sont élastiques par hypothèse et de ce fait l'énergie cinétique totale se conserve :

$$\boxed{\frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 = \frac{1}{2} m_1 v'^2_1 + \frac{1}{2} m_2 v'^2_2} \quad \text{ou} \quad m_1(v_1^2 - v'^2_1) = m_2(v'^2_2 - v_2^2)$$

1.2.1.2) En supposant des chocs de plein fouet, on a :  $v_1 + v'_1 = v_2 + v'_2$ , d'où :

$$\boxed{v'_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \left[ 2v_2 + \left( \frac{m_1}{m_2} - 1 \right) v_1 \right]} \quad \text{et par symétrie :} \quad \boxed{v'_2 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \left[ 2v_1 + \left( \frac{m_2}{m_1} - 1 \right) v_2 \right]}$$

$$1.2.1.3) \Delta K_1 = \frac{1}{2} m_1 (v'^2_1 - v_1^2) = \frac{1}{2} m_1 (v'_1 - v_1)(v'_1 + v_1) = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)^2} (2v_2 - 2v_1)(2m_2 v_2 + 2m_1 v_1)$$

$$\boxed{\Delta K_1 = \frac{-4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \left( \frac{1}{2} m_1 v_1^2 - \frac{1}{2} m_2 v_2^2 \right) + \frac{2m_1 m_2 (m_1 - m_2)}{(m_1 + m_2)^2} v_1 v_2} \quad \text{et pour } \Delta K_2, \text{ échanger les indices.}$$

1.2.2.1) D'après le modèle contestable proposé, chaque particule (1) rencontre une et une seule particule (2) et réciproquement sur la durée  $\tau$  ; dès lors il y a confusion entre la moyenne sur les chocs et celle sur les particules à une date donnée ; or la moyenne sur les chocs est négative car les chocs de particules allant en sens opposés sont plus fréquents que les chocs de particules allant dans le même sens ; mais la moyenne sur les particules est nulle car les champs des vitesses (1) et (2) sont aléatoires et isotropes (fonctions linéaires des champs de vitesses (1) et (2) à la date  $(p-1)\tau$ , aléatoires et isotropes, et au départ, champ de vitesses (2) aléatoire et isotrope) ; enfin les particules sont nombreuses : à 2 particules (1) de mêmes vitesses, on peut associer 2 particules (2) de vitesses opposées, en parcourant toutes les particules ; sur l'ensemble des particules, la valeur moyenne considérée sur les vitesses instantanées est nulle :  $\boxed{\langle v_1 v_2 \rangle = 0}$

1.2.2.2) À la date  $(p+1)\tau$ , en moyennant  $\Delta K_1$  et  $\Delta K_2$  sur toutes les particules, on obtient :

$$\boxed{K_{p+1}^{(1)} - K_p^{(1)} = \frac{1-r}{2} (K_p^{(2)} - K_p^{(1)})} \quad \text{et} \quad \boxed{K_{p+1}^{(2)} - K_p^{(2)} = -\frac{1-r}{2} (K_p^{(2)} - K_p^{(1)})} \quad \text{avec} \quad \boxed{r = 1 - \frac{8m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2}}$$

1.2.2.3)  $K_{p+1}^{(2)} - K_p^{(1)} = r(K_p^{(2)} - K_p^{(1)}) = r^{p+1} K_0^{(2)}$ , suite géométrique de raison  $r$ ,  $|r| < 1$  ( $m_1 \neq m_2 \neq 0 \Rightarrow$

inégalités strictes) tendant vers 0 ;  $N(K_p^{(2)} + K_p^{(1)}) = N K_0^{(2)}$  (conservation de l'énergie)  $\Rightarrow$

$$K_p^{(2)} = (K_p^{(2)} - K_p^{(1)})/2 + (K_p^{(2)} + K_p^{(1)})/2 \rightarrow K_0^{(2)}/2 \quad \text{et donc} \quad K_p^{(1)} \text{ et } K_p^{(2)} \rightarrow K_0^{(2)}/2.$$

1.2.2.4) Comme on l'a vu, l'énergie cinétique totale se conserve :  $N K_0^{(2)} = N K + N K$ ,  $\boxed{K = K_0^{(2)}/2}$

D'après le théorème d'équipartition de l'énergie, si l'équilibre thermique est réalisé à la température  $T_f$ , l'énergie cinétique moyenne par particule est  $k_B T_f / 2$  d'où  $\boxed{K = k_B T_f / 2}$ . Par mélange de (2) en équilibre thermique à  $T_0 = 2T_f$  avec (1) à 0 K : thermalisation avec états intermédiaires hors équilibre car  $T_1 \neq T_2$ .

1.2.2.5) Convergence géométrique rapide :  $T_2 - T_1 = 10^{-3}(T_0 - T_f) = 10^{-3} T_f$  (à la précision des mesures)

définit la durée  $p\tau$  pour atteindre l'équilibre, soit  $K_p^{(2)} - K_p^{(1)} = 10^{-3} K_0^{(2)}/2$  et  $\boxed{p \approx -3,7 / \ln |r|}$

1.2.2.6) Il n'y a pas lieu de tenir compte d'un choc entre particules identiques car les vitesses sont échangées (avec changement de signe) ; la distribution des énergies cinétiques est inchangée.

$$1.2.3.1) M\ddot{x} + kx = 0 \Rightarrow \boxed{\omega_0 = 2\pi f = \sqrt{k/M}}$$

1.2.3.2.a) Par choc (instantané), la longueur du ressort et son énergie potentielle ne varient pas, or l'énergie totale du système des deux particules et du ressort se conserve, son énergie cinétique se conserve donc. Leur quantité de mouvement se conserve aussi car la force de tension du ressort est bornée. Comme en 1.2.2, avec les mêmes lois de conservation, on en déduit que l'énergie cinétique moyenne de toutes les particules est  $K$ .

1.2.3.2.b) Si  $\tau \gg 1/f$ , l'instant où la masse unique  $M$  subit un choc avec une particule de gaz est aléatoire dans le cycle d'oscillation, la vitesse  $v(M)$  juste avant le choc aussi (au sens  $\langle v(M) \rangle = 0$ ) : la particule unique  $M$ , au cours des chocs successifs se comporte donc comme l'ensemble des particules (1), son énergie cinétique moyenne tendant vers  $K$ . L'équation de 1.2.3.1 est vraie sur les longues fractions de temps de la durée  $\tau$  avant et après choc :  $x = x_0 \cos \omega_0 t$ ,  $v = -\omega_0 x_0 \sin \omega_0 t$ ,  $\langle x^2 \rangle = x_0^2 / 2$ ,  $\langle v^2 \rangle = \omega_0^2 x_0^2 / 2$ ,

$$\langle E_p \rangle = \frac{1}{2} k \langle x^2 \rangle = \frac{1}{4} k x_0^2, \quad \langle E_c \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{1}{4} m \omega_0^2 x_0^2 = \frac{1}{4} k x_0^2 ; \quad \langle E_p \rangle = \langle E_c \rangle = K, \text{ à l'équilibre thermique,}$$

l'énergie potentielle moyenne du ressort est l'énergie cinétique moyenne  $K$  d'une particule.

1.2.3.3) Par degré de liberté, énergie moyenne  $k_B T/2$  (théorème d'équipartition de l'énergie).

2.1.1) En surface du métal :  $\vec{E}_{\text{tangentielle}} = \vec{0}$ ,  $\vec{B}_{\text{normal}} = \vec{0}$ .

2.1.2) Pour une onde plane incidente normalement à la surface, le champ électrique est tangentiel ; il existe donc une onde plane réfléchie, normalement au miroir (pas de diffraction) de champ électrique tangentiel opposé au précédent,  $\forall t$ , en surface du métal.

2.1.3.a)  $\boxed{\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}}$ . Dans la suite, on suppose la polarisation rectiligne.

2.1.3.b)  $\vec{E}_+ = \vec{E}_0 \cos \omega(t - z/c)$ ,  $\vec{E}_- = -\vec{E}_0 \cos \omega(t + z/c)$ ,  $\vec{E} = 2\vec{E}_0 \sin(\omega z/c) \sin \omega t$  ( $\vec{E} = \vec{0}$  sur le 1<sup>er</sup> plan).

Le champ électrique doit s'annuler sur le 2<sup>e</sup> plan comme sur le 1<sup>er</sup> :  $\omega d/c = n\pi$ ,  $n \in \mathbb{N}^*$  d'où la fréquence de

$$\text{résonance et le champ du mode propre de rang } n : \boxed{f_n = \frac{nc}{2d}}, \quad \boxed{\vec{E}_n = 2\vec{E}_{0n} \sin \frac{n\pi z}{d} \sin \frac{n\pi ct}{d}}$$

2.2) À l'extérieur de la cavité, l'espace est infini, aucune limite n'est imposée, toutes les fréquences de fluctuation du vide sont possibles ; à l'intérieur, seules les fréquences des modes propres de la cavité sont possibles ; les modes internes et externes sont en nombre infini mais l'infini des modes externes est d'ordre supérieur à celui des modes internes, la pression de radiation due aux fluctuations du vide à l'extérieur de la cavité est supérieure à celle due aux fluctuations du vide à l'intérieur d'où une force attractive.

Si  $d$  diminue, l'écart des fréquences des modes internes augmente ; leur nombre diminue dans un intervalle spectral donné et la pression de radiation interne diminue : la force d'attraction augmente.

2.3.1) La pression de radiation du vide est uniforme à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité, la force de Casimir sur la surface  $S$  des plans, égale au produit de la pression par  $S$  est proportionnelle à  $S$ .

2.3.2) On utilise le théorème  $\Pi$  de Vaschy-Buckingham :  $P_c$  ne dépend pas de  $S$  mais de  $d$ ,  $c$ ,  $\epsilon_0$  (électromagnétisme) et de  $h$  (mécanique quantique), la loi cherchée  $F(P_c, d, c, \epsilon_0, h) = \text{cste}$  lie 5

grandeurs physiques fonctions de 4 grandeurs fondamentales  $[L], [T], [M], [I]$  du système d'unités : la loi cherchée se réduit à une fonction de  $5 - 4 = 1$  produit sans dimension indépendant possible ; or

$$[P_c d^3] = [W] = [hc/d] \text{ d'où } [P_c d^4/hc] = [1], \text{ loi de la forme } f(P_c d^4/hc) = \text{cste} \text{ soit } P_c d^4/hc = \xi \text{ constante.}$$

2.3.3) A.N. :  $P_c = 10^5 \text{ Pa}$ ,  $\boxed{d = 10,7 \text{ nm}}$

2.4.1) La quantité de mouvement transférée au cours des chocs est plus faible si une partie des photons n'est pas réfléchie : la force de Casimir est plus petite avec un métal imparfait.

$$2.4.2.a) f = \xi \int_S \frac{hc}{(d - \Delta z)^4} dS \approx \frac{\xi hc}{d^4} \int_S \left[ 1 + 4 \frac{\Delta z}{d} + 10 \left( \frac{\Delta z}{d} \right)^2 \right] dx dy \text{ d'où } \boxed{f = \frac{\xi hc S}{d^4} \left[ 1 + 10 \left( \frac{A}{d} \right)^2 \right]}$$

2.4.2.b) La rugosité maximale des miroirs optiques utilisés en laboratoire est  $\lambda/4$ .

2.4.2.c) On réalise des miroirs de rugosité maximale  $\lambda/100$  (en silice épaisse) pour VIRGO, expérience de détection d'ondes gravitationnelles par un interféromètre de Michelson géant et  $\lambda/60$ , en optique adaptative.

2.4.2.d)  $\Delta f/f = 1\%$  pour  $d = 1 \mu\text{m} \Rightarrow 10(A_{\text{max}}/d)^2 = 10^{-2}$ ,  $\boxed{A_{\text{max}} = 32 \text{ nm}}$ . Si  $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$ ,  $\lambda/4 = 150 \text{ nm}$ ,  $\lambda/100 = 6 \text{ nm}$  ; les miroirs de laboratoire sont insuffisants ; il faut une rugosité maximale de  $\lambda/20$ .

3.1.1) Seule intervient la variation de la force de Casimir (compensée à l'équilibre par la pression du laser) :

$$m_0 \ddot{z} = \xi \frac{hcS}{(d-z)^4} - \xi \frac{hcS}{d^4} - m_0 \omega_0^2 z$$

3.1.2) À l'ordre un en  $z/d$  :  $m_0 \ddot{z} = \xi \frac{hcS}{d^4} \left( \frac{4z}{d} \right) - m_0 \omega_0^2 z$

3.1.3)  $\omega'_0 = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{4\xi hcS}{m_0 \omega_0^2 d^5}} \approx \omega_0 - \frac{2\xi hcS}{m_0 \omega_0 d^5}$  d'où  $f'_0 - f_0 \approx -\frac{\xi hcS}{2\pi^2 m_0 f_0 d^5}$  ;  $f'_0$  augmente si  $d$  croît.

3.1.4) Si  $d$  vaut  $1 \mu\text{m}$  :  $f'_0 - f_0 \approx -0,85 \text{ Hz}$

3.1.5) Enlever la plaque métallique, mesurer la fréquence d'oscillation ; remettre la plaque, mesurer la fréquence d'oscillation pour diverses valeurs de  $d$ , en déduire par 3.1.3 la variation de  $F_c$ .

3.1.6) Le coefficient de qualité  $Q = \omega_0 / \Delta\omega_0$  doit vérifier  $\Delta\omega_0 \ll |\omega'_0 - \omega_0|$ ,  $Q \gg \omega_0 / |\omega'_0 - \omega_0|$

3.1.7) Tracer la courbe  $\log(f'_0 - f_0)$  en fonction de  $\log(d)$ , en déduire la pente et l'ordonnée à l'origine ce qui donne l'exposant (-5) et le coefficient de proportionnalité entre  $f'_0 - f_0$  et  $d^{-5}$ .

3.2.1) Il se produit des déphasages de  $\pi$  par réflexion sur la micro-poutre et nul par réflexion à l'extrémité de la fibre. La différence des chemins optiques géométriques est  $2l$ , le déphasage  $4\pi l / \lambda_0$ . Les vibrations qui

interfèrent sont  $E_1 = E_0 \sqrt{R_1} \cos \omega t$ ,  $E_2 = E_0 (1 - R_1) \cos(\omega t - \pi - \frac{4\pi l}{\lambda_0})$  (facteur de transmission  $\sqrt{1 - R_1}$  à

l'aller et au retour) d'où :  $\underline{E} = \underline{E}_1 + \underline{E}_2 = E_0 \left( \sqrt{R_1} - (1 - R_1) e^{-4\pi i l / \lambda_0} \right) e^{i\omega t}$  et avec  $I_0 = E_0^2 (1 - R_1 + R_1^2)$  :

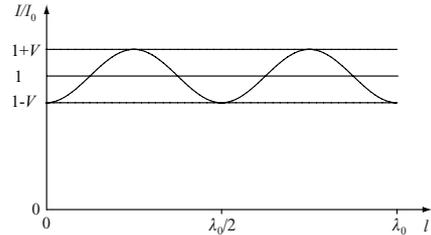
$$I = \underline{E} \underline{E}^* = E_0^2 \left( 1 - R_1 + R_1^2 - 2(1 - R_1) \sqrt{R_1} \cos \frac{4\pi l}{\lambda_0} \right) = I_0 \left( 1 - V \cos \frac{4\pi l}{\lambda_0} \right) \text{ et } V = \frac{2(1 - R_1) \sqrt{R_1}}{1 - R_1 + R_1^2} \approx 2\sqrt{R_1}$$

3.2.2.a) L'intensité varie sinusoïdalement entre  $I_0(1 - V)$  et  $I_0(1 + V)$  autour de  $I_0$  avec la période  $\lambda_0 / 2$ .

3.2.2.b) Vers un point d'inflexion, la pente est extrême, l'intensité varie le plus vite avec  $l$ . On mesure de petites variations de  $l$  au voisinage d'un point d'inflexion. La plage de variation centrée sur un point d'inflexion est limitée à  $\lambda_0 / 4$ .

3.2.2.c)  $l_0 = (2q + 1) \lambda_0 / 8$ , avec  $q \in \mathbb{N}$ .

3.2.3.a) Si les fluctuations sont proportionnelles à  $l_0$ , elles ne



sont pas dues à l'agitation thermique mais par exemple aux fluctuations de l'indice de réfraction de l'air et

aux fluctuations  $\delta\nu$  de fréquence du laser. Dans ce dernier cas, le déphasage  $\varphi = \frac{4\pi l}{\lambda} = \frac{4\pi \nu l}{c}$  fluctue :

$$\delta\varphi_{laser} = \frac{4\pi l \delta\nu}{c} ; \text{ si la sensibilité est } \Delta, \text{ la condition d'observation des franges est } \delta\varphi_{\Delta} = \frac{4\pi \nu \Delta}{c} > \delta\varphi_{laser} \text{ soit}$$

une condition sur la finesse de la radiation.

3.2.3.b) Le laser doit vérifier  $\frac{\nu}{\delta\nu} > \frac{l}{\Delta} \approx \frac{l_0}{\Delta} = 10^5$  ( $l_0 \approx 50 \mu\text{m}$ ,  $\Delta \approx 0,5 \text{ nm}$ ). Il faut  $l_0$  le plus petit possible.

3.2.3.c) La diode laser ne produit pas une lumière très cohérente, sa longueur de cohérence est de l'ordre de quelques  $10 \mu\text{m}$ . Dans une expérience d'interférence avec l'interféromètre de Michelson, on observe peu de franges avec une source classique car la différence des chemins optiques  $2l$  est vite supérieure à la longueur de cohérence alors qu'il faut  $2l < l_{cohérence}$  (longueur de cohérence de l'onde laser) pour ne pas avoir brouillage (avec un laser He-Ne monochromatique, de grande longueur de cohérence, pas de brouillage).

3.2.4) La diode de référence sert à asservir ou à contrôler l'intensité  $I_0$  faisceau laser.

4.1.1)  $z(\theta) = d + R(1 - \cos \theta)$

4.1.2) Il faut projeter les forces élémentaires sur l'axe de symétrie (facteur  $\cos \theta$ ) et intégrer sur les éléments de surface  $dS = 2\pi R^2 \sin \theta d\theta$  de la demi-sphère inférieure :

$$F_{ps} = \frac{2\pi^2 hcR^2}{480} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \frac{\cos \theta \sin \theta d\theta}{[d + R(1 - \cos \theta)]^4} ; \text{ avec } dz = R \sin \theta d\theta \text{ et } \cos \theta = \frac{R - z + d}{R}$$

$$F_{ps} = \frac{2\pi^2 hc}{480} \int_{z=d}^{R+d} \frac{(R+d-z) dz}{z^4} = \frac{2\pi^2 hc}{480} \left[ (R+d) \left( \frac{-1}{3z^3} \right)_d + \left( \frac{1}{2z^2} \right)_d \right]; \text{ si } R \gg d : F_{ps} \approx \frac{\pi^2 hcR}{720d^3}$$

$$4.1.3) dU_{ps} = -\delta W \text{ avec } \delta W = F_z dz = -F_{ps} d(d), dU_{ps} = F_{ps} d(d) = \frac{\pi^2 hcR}{720d^3} d(d), U_{ps} = \frac{-\pi^2 hcR}{1440d^2} + \text{cste}$$

$$4.2.1) z \approx L_2 \theta$$

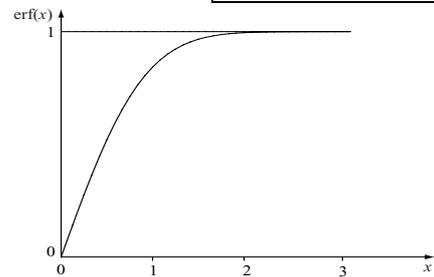
4.2.2) Le rayon réfléchi tourne de  $2\theta$  si la micro-poutre tourne de  $\theta$  sous le seul effet de changement d'orientation. La longueur du faisceau est  $L_1 \sqrt{2}$  et son déplacement sur la photodiode  $2\sqrt{2}L_1 \theta$ . Soit  $Oxy$  le plan de la photodiode ( $x'$  en direction du déplacement du faisceau). Les tensions  $s^+$  et  $s^-$  dues à chaque partie de la diode sont proportionnelles aux puissances reçues. En remplaçant  $r^2$  par  $x^2 + y^2$ , on obtient :

$$s^+ = \frac{\alpha I_L}{\pi} \int_{x=0}^{\infty} e^{-\frac{-2(x-2L_1\sqrt{2}\theta)^2}{w^2}} \frac{\sqrt{2} dx}{w} \int_{y=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{-2y^2}{w^2}} \frac{\sqrt{2} dy}{w} = \frac{\alpha I_L}{\sqrt{\pi}} \int_{x=0}^{\infty} e^{-\frac{-2(x-2L_1\sqrt{2}\theta)^2}{w^2}} \frac{\sqrt{2} dx}{w} = \frac{\alpha I_L}{\sqrt{\pi}} \left[ \frac{\sqrt{\pi}}{2} + \int_{u=0}^{4L_1\theta/w} e^{-u^2} du \right]$$

$$s^+ = \frac{\alpha I_L}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{4L_1\theta}{w} \right) \right] \text{ et de même } s^- = \frac{\alpha I_L}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{4L_1\theta}{w} \right) \right] \text{ d'où la différence } s = \alpha I_L \operatorname{erf} \left( \frac{4L_1\theta}{w} \right)$$

4.2.3) Courbe représentative ci-contre.

$$4.2.4) \text{ Dépendance linéaire si : } \frac{4L_1\theta}{w} \ll \pi \text{ soit } \theta \ll \frac{\pi w}{4L_1}$$



4.3.1) Si le plan conducteur est au potentiel 0 et la sphère au potentiel  $V_0$ , soit  $V_0 a(M)$  la fonction potentiel entre eux ; par échange des potentiels, soit  $V_0 b(M)$  la fonction potentiel. En superposant  $V_1/V_0$  fois l'état 1 et  $V_2/V_0$  fois l'état 2, par linéarité

$V(M) = V_1 a(M) + V_2 b(M)$  ; entre conducteurs, la fonction potentiel vérifie  $\Delta V = 0$  + conditions limites :

potentiels  $V_2$  sur le plan,  $V_1$  sur la sphère ; par unicité, si  $V_1 = V_2$ ,  $V(M) = V_1$  uniforme convient et

$$a(M) + b(M) = 1, V(M) = (V_1 - V_2) a(M) + V_2, \vec{E}(M) = -\overrightarrow{\operatorname{grad}} V(M) = -(V_1 - V_2) \overrightarrow{\operatorname{grad}} a(M)$$

est proportionnel à  $V_1 - V_2$ . Le champ électrique en surface du plan est relié à la densité superficielle de

charges par  $\sigma = \epsilon_0 \vec{E} \cdot \vec{n}$ . La résultante des forces de pression électrostatique  $p = \sigma^2 / 2\epsilon_0$  est proportionnelle à  $(V_1 - V_2)^2$  ; la sphère est soumise à l'opposé.

4.3.2) Mettre les conducteurs à la masse, repérer la position de la micro-poutre ; mettre le plan à un potentiel non nul : l'extrémité de la micro-poutre s'équilibre sous l'action de la force électrostatique et de la tension du ressort que constitue la micro-poutre ; connaissant l'expression de la force électrostatique en fonction de la géométrie du système, en mesurant le déplacement de l'extrémité de la micro-poutre, on obtient  $k$ .

4.3.3) À 300 K,  $\sqrt{\langle x^2 \rangle} = \sqrt{k_B T / k} = 0,45 \text{ nm}$  très inférieure à la précision requise.

4.4.1) Utiliser le papier millimétrique log-log pour représenter  $\log(d)$  en fonction de  $\log(F_{ps})$  (axe inversé pour avoir la pente positive).

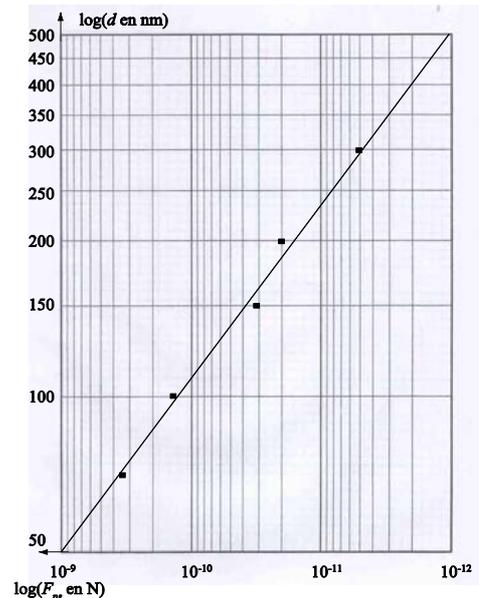
4.4.2) Graphe log-log ci-contre.

4.4.3) Pour  $d = 70 \text{ nm}$ , l'écart-type sur une mesure de  $F_{ps}$  est  $2 \cdot 10^{-11} \text{ N}$  ; sur 25, il est  $\sqrt{25} = 5$  fois plus petit soit  $4 \cdot 10^{-12} \text{ N}$  ; la barre d'incertitude sur  $F_{ps} = 3,7 \cdot 10^{-10} \text{ N}$  est donnée en mm (sur le graphe) par :

$$4,8 [\log(3,7 \cdot 10^{-10} + 4 \cdot 10^{-12}) - \log(3,7 \cdot 10^{-10} - 4 \cdot 10^{-12})] \approx 0,5 \text{ mm} \text{ (4,8 cm est la longueur d'une décade).}$$

4.4.4) On trace une droite au mieux, sa pente est la puissance de  $1/d$  dans  $F_{ps}$  ; on trouve 3, résultat attendu.

5.1.1) Il faut effectuer un développement limité à l'ordre un. On décompose le condensateur en condensateurs quasi plans, d'armatures de profondeur  $D$ , de largeur  $dx$ , d'épaisseur  $e + x\theta$  pour celui à la distance  $x$  de O, en parallèle ; leurs capacités s'ajoutent :



$$C = \varepsilon_0 \int_{x=0}^{2L} \frac{Ddx}{e+x\theta} \approx \varepsilon_0 \frac{D}{e} \int_{x=0}^{2L} \left(1 - \frac{x\theta}{e}\right) dx \approx \varepsilon_0 \frac{2LD}{e} \left(1 - \frac{L\theta}{e}\right) \text{ d'où } \boxed{C = C_0 \left(1 - \frac{L\theta}{e}\right)}, C_0 = \varepsilon_0 \frac{2LD}{e}.$$

5.1.2.a) Soit  $i$  l'intensité algébrique dans le sens imposé par la source de tension  $V_0$ ,  $q$  la charge sur l'électrode de mesure :  $i = \frac{dq}{dt}$ ,  $q = CV_{mes}$  et  $-V_0 + R_0 i + V_{mes} = 0 \Rightarrow -V_0 + R_0 \frac{d(CV_{mes})}{dt} + V_{mes} = 0$  d'où :

$$\boxed{-V_0 + R_0 \frac{dC_0(1-L\theta/e)(V_r + v)}{dt} + V_r + v = 0}$$

5.1.2.b) À l'ordre un :  $\boxed{V_r - V_0 + R_0 C_0 \left(\frac{dv}{dt} - \frac{LV_r}{e} \frac{d\theta}{dt}\right) + v = 0}$ . En régime stationnaire :  $\boxed{V_r = V_0}$

5.1.2.c) En régime variable :  $R_0 C_0 \left(\frac{dv}{dt} - \frac{LV_0}{e} \frac{d\theta}{dt}\right) + v = 0$ ,  $\boxed{R_0 C_0 \frac{dv}{dt} + v = -R_0 V_0 \frac{dC}{dt}}$  (erreur de texte).

5.1.2.d)  $v = \frac{R_0 C_0 V_0 L i \omega}{e(1 + R_0 C_0 i \omega)} \theta$ , les variations de  $v$  suivent celles de  $\theta$  si  $\boxed{\omega \gg \frac{1}{R_0 C_0}}$  et alors  $\boxed{v = \frac{V_0 L}{e} \theta}$

5.2.1) Le travail du moment  $M_\Delta$  des forces électrostatiques par rapport à l'axe de rotation  $\Delta$  en O est :

$$\delta W = \frac{1}{2} U^2 dC = M_\Delta d\theta \text{ avec } C = C_0 \left(1 + \frac{L\theta}{e}\right) \text{ et } U = V_c + V_a(t) \text{ d'où } M_\Delta = \frac{LC_0}{2e} (V_c + V_a)^2$$

ce qui revient à appliquer une force  $F = \frac{M_\Delta}{L}$  au milieu de l'armature, soit  $\boxed{F = \frac{C_0}{2e} (V_c + V_a)^2}$

5.2.2)  $F$  excite à une seule fréquence si  $|V_a| \ll V_c$  et alors  $\boxed{F \approx \frac{C_0 V_c (V_c + 2V_a)}{2e}}$

5.3.1)  $F_{ps} = \frac{\pi^2 hcR}{720(d-b\theta)^3} \approx \frac{\pi^2 hcR}{720d^3} \left(1 + \frac{3b\theta}{d}\right)$  de moment  $bF_{ps}$  par rapport à  $\Delta$  ; le moment exciteur est

$$M_\Delta \approx \frac{LC_0 V_c (V_c + 2V_a)}{2e} ; \text{ le moment exercé par l'électrode de mesure est } M'_\Delta \approx -\frac{LC_0 V_0 (V_0 + 2v)}{2e} ;$$

d'après le théorème du moment cinétique par rapport à  $\Delta$  :

$$I\ddot{\theta} = -2\gamma I\dot{\theta} - \eta\theta + \frac{\pi^2 hcR}{720d^3} \left(1 + \frac{3b\theta}{d}\right) + \frac{LC_0 V_c (V_c + 2V_a)}{2e} - \frac{LC_0 V_0 (V_0 + 2v)}{2e}. \text{ Si } \theta \text{ est nul à l'équilibre :}$$

$$\frac{\pi^2 hcRb}{720d^3} + \frac{LC_0 (V_c^2 - V_0^2)}{2e} = 0 \text{ d'où : } I\ddot{\theta} + 2\gamma I\dot{\theta} + \eta\theta = \frac{3\pi^2 b^2 hcR}{720d^4} \theta + \frac{LC_0 (V_c V_a - V_0 v)}{e} ; v = \frac{V_0 L}{e} \theta \Rightarrow$$

$$\ddot{\theta} + 2\gamma\dot{\theta} + \omega_1^2 \theta = \frac{LC_0 V_c V_a}{Ie}, \quad \boxed{\omega_1^2 = \frac{1}{I} \left[ \eta - \frac{\pi^2 hcRb^2}{240d^4} + C_0 V_0^2 \left(\frac{L}{e}\right)^2 \right]} \quad \boxed{\ddot{\theta} + 2\gamma\dot{\theta} + \omega_1^2 \theta = \frac{\Gamma(t)}{I}} \quad \boxed{\Gamma(t) = \frac{LC_0 V_c}{e} V_a(t)}$$

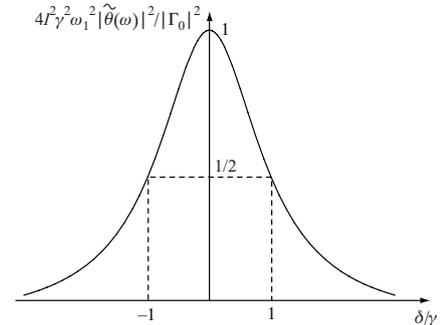
5.3.2) L'énoncé ne semble pas tenir compte du dernier terme de  $\omega_1$  ;

$$\text{dans cette hypothèse : } \boxed{\omega_1^2 \approx \frac{1}{I} \left( \eta - \frac{\pi^2 hcRb^2}{240d^4} \right)}$$

$$d = 3 \mu\text{m}, \quad \boxed{\omega_1 = 1,72 \cdot 10^4 \text{ rad.s}^{-1}}, \quad f_1 = 2,74 \cdot 10^3 \text{ Hz}$$

$$d = 100 \text{ nm}, \quad \boxed{\omega_1 = 1,71 \cdot 10^4 \text{ rad.s}^{-1}}, \quad f_1 = 2,72 \cdot 10^3 \text{ Hz}$$

$$5.3.3) \quad \tilde{\theta}(\omega) = \frac{\Gamma_0 e^{i\omega t}}{I(\omega_1^2 - \omega^2 + 2i\gamma\omega)} \Rightarrow \left| \tilde{\theta}(\omega) \right|^2 = \frac{(\Gamma_0/I)^2}{(\omega_1^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}.$$



Vers la résonance, avec  $\delta = \omega - \omega_1$ , on remplace  $\omega$  par  $\omega_1$  sauf dans  $\omega - \omega_1$  :  $\boxed{\left| \tilde{\theta}(\omega) \right|^2 = \frac{\Gamma_0^2}{4\omega_1^2 I^2} \frac{1}{\delta^2 + \gamma^2}}$

5.3.4) Courbe de résonance ci-dessus : le maximum est obtenu pour  $\delta = 0$  et la largeur à mi-hauteur est  $2\gamma$ .

5.4.1.a)  $O\Sigma \cos \psi = b$ ,  $O\Sigma \sin \psi = d + R$ ,  $O\Sigma \sin(\psi - \theta) = D + R$ , en développant le sinus et en remplaçant  $\cos \psi$  et  $\sin \psi$  par leurs valeurs :  $\boxed{D = (d + R) \cos \theta - b \sin \theta - R}$

$$5.4.1.b) \frac{D}{d} \approx \left(1 + \frac{R}{d}\right) \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right) - \frac{b}{d} \left(\theta - \frac{\theta^3}{6}\right) - \frac{R}{d}, \theta_0 = 10^{-4} \text{ rd}, R/d = 2.10^3, b/d = 1,3.10^3 \text{ d'où :}$$

$$\frac{D}{d} \approx \left(1 + 2.10^3\right) \left(1 - \frac{10^{-8}}{2}\right) - 1,3.10^3 \left(10^{-4} - \frac{10^{-12}}{6}\right) - 2.10^3 = 1 - \frac{10^{-8}}{2} + 10^{-5} - 0,13 + \frac{1,3.10^{-9}}{6}; \boxed{D \approx d - b\theta}$$

$$5.4.2) F_{ps}(d - b\theta) = \frac{\pi^2 hcR}{720d^3} \left(1 + \frac{3b}{d}\theta + \frac{6b^2}{d^2}\theta^2 + \frac{10b^3}{d^3}\theta^3\right) = \frac{\pi^2 hcR}{720d^3} (1 + 0,42 + 0,10 + 0,022)$$

Il faut conserver le terme d'ordre 3 pour avoir une approximation valable au moins à 1 % près.

Si H est la projection du centre  $\Sigma$  de la sphère sur l'oscillateur de tension et  $\psi$  l'angle entre OH et O $\Sigma$  :

$$M_{ps} = OH F_{ps} = bF_{ps} \frac{\cos(\psi - \theta)}{\cos(\psi)} = bF_{ps} \left(\cos\theta + \sin\theta \frac{\sin\psi}{\cos\psi}\right) \approx 1 - \frac{\theta^2}{2} + \frac{d+R}{b} \left(\theta - \frac{\theta^3}{3}\right) \approx 1 \text{ à } 10^{-4} \text{ près.}$$

$$\text{Donc } M_{ps} \approx bF_{ps} \text{ et } \frac{M_{ps}}{I} = \frac{\pi^2 hcRb}{720Id^3} \left(1 + \frac{3b}{d}\theta + \frac{6b^2}{d^2}\theta^2 + \frac{10b^3}{d^3}\theta^3\right) \Rightarrow \boxed{\ddot{\theta} + 2\gamma\dot{\theta} + \omega_1^2\theta = \frac{\Gamma(t)}{I} + \alpha\theta^2 + \beta\theta^3}$$

$$\text{avec : } \alpha = \frac{6\pi^2 hcRb}{720Id^3} \left(\frac{b}{d}\right)^2 = \frac{b^3 F_{ps}''}{2I} \text{ et } \beta = \frac{10\pi^2 hcRb}{720Id^3} \left(\frac{b}{d}\right)^3 = -\frac{b^4 F_{ps}'''}{6I} \quad \boxed{\beta = \frac{5\alpha b}{3d}}$$

5.4.3.a)  $\ddot{\theta} + \omega_1^2\theta = \alpha\theta^2 + \beta\theta^3$  ; par développement limité à l'ordre 3 en  $\theta$  puis par identification des harmoniques de mêmes rangs :

$$-\omega^2\theta_0 \cos\omega t - 4\omega^2 A\theta_0^2 \cos 2\omega t - 9\omega^2 A'\theta_0^3 \cos 3\omega t + \omega_1^2 \left(\theta_0 \cos\omega t + A\theta_0^2 \cos 2\omega t + A'\theta_0^3 \cos 3\omega t + B\theta_0^2\right) \\ \approx \alpha \left(\theta_0^2 \cos^2\omega t + 2A\theta_0^3 \cos\omega t \cos 2\omega t + 2B\theta_0^3 \cos\omega t\right) + \beta\theta_0^3 \cos^3\omega t$$

$$\approx \alpha \left[\theta_0^2 (1 + \cos 2\omega t)/2 + A\theta_0^3 (\cos 3\omega t + \cos\omega t) + 2B\theta_0^3 \cos\omega t\right] + \beta\theta_0^3 (\cos 3\omega t + 3\cos\omega t)/4 \text{ d'où :}$$

$$\boxed{B = \frac{\alpha}{2\omega_1^2}} \quad (1), \omega_1^2 - \omega^2 = \left(\alpha A + 2\alpha B + \frac{3}{4}\beta\right)\theta_0^2 \quad (2), A(\omega_1^2 - 4\omega^2) = \frac{\alpha}{2} \quad (3), A'(\omega_1^2 - 9\omega^2) = \alpha A + \frac{\beta}{4} \quad (4)$$

$$\omega^2 \approx \omega_1^2 + 2\kappa\omega_1\theta_0^2 \text{ et } (2) \Rightarrow -2\kappa\omega_1 = \alpha A + 2\alpha B + \frac{3}{4}\beta \quad (2'); (3) \Rightarrow A = \frac{\alpha}{2(\omega_1^2 - 4\omega^2)} \approx -\frac{\alpha}{6\omega_1^2} \quad \boxed{A = -\frac{B}{3}};$$

$$(2') \Rightarrow \boxed{\kappa = -\frac{5\alpha^2}{12\omega_1^3} - \frac{3\beta}{8\omega_1}} \text{ et } (4) \Rightarrow \boxed{A' = \frac{\alpha^2}{48\omega_1^4} - \frac{\beta}{32\omega_1^2}}$$

5.4.3.b)  $\langle\theta(t)\rangle = B\theta_0^2 = \frac{\alpha\theta_0^2}{2\omega_1^2}$  ; à l'équilibre  $\omega_1^2\theta = \alpha\theta^2 + \beta\theta^3$  d'où  $\theta = 0$  et  $\theta \neq 0$ , valeur considérée ;

$\langle\theta\rangle \neq 0$  est dû au fait que le terme de moment  $\alpha\theta^2 > 0$  introduit une dissymétrie entre  $\theta > 0$  et  $\theta < 0$ .

5.4.4.a) A.N.:  $4L = 1,9 \text{ cm}$ ,  $\alpha = 1,01.10^{10} \text{ rad}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ ,  $\beta = -2,2.10^{13} \text{ rad}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$ ,  $\boxed{\kappa = -2,3.10^3 \text{ rad}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} < 0}$

$$5.4.4.b) \omega - \omega_1 \rightarrow \omega - \omega_{rés} = \delta - \kappa\theta_0^2 = \delta - \kappa|\tilde{\theta}^2| \Rightarrow \boxed{|\tilde{\theta}(\omega)|^2 \left[ \left(\delta - \kappa|\tilde{\theta}(\omega)|^2\right)^2 + \gamma^2 \right] = \frac{\Gamma_0^2}{4\omega_1^2 I^2}}$$

5.4.4.c) Équation de degré 3 en  $|\tilde{\theta}^2|$  : 1 ou 3 racines réelles valables si elles sont positives et si le régime associé est stable.

5.5.1) L'amplitude est au plus de  $3.10^{-4} \text{ rad}$ , ordre de grandeur des approximations.

5.5.2) Si on approche la sphère,  $d$  diminue, le terme en  $1/d^4$  augmente dans  $\omega_1^2$  ;  $\omega_1$  diminue.

5.5.3) Si  $d$  diminue :  $\alpha, \beta$  et le comportement non linéaire augmentent, la courbe de résonance se déforme ; on passe, à  $\omega$  donnée, de 1 solution à 3 solutions, 2 d'amplitudes extrêmes stables et l'autre instable.

5.5.4) Selon que  $\omega$  croît ou décroît, le chemin diffère, le système peut décrire un cycle d'hystérésis (bistabilité).