

# Corrigé du DM 7

*pour le jeudi 30 novembre 2023*

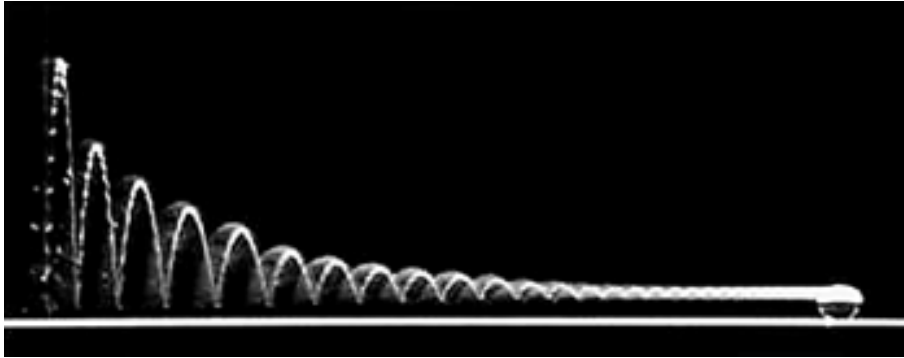
\*\*\*

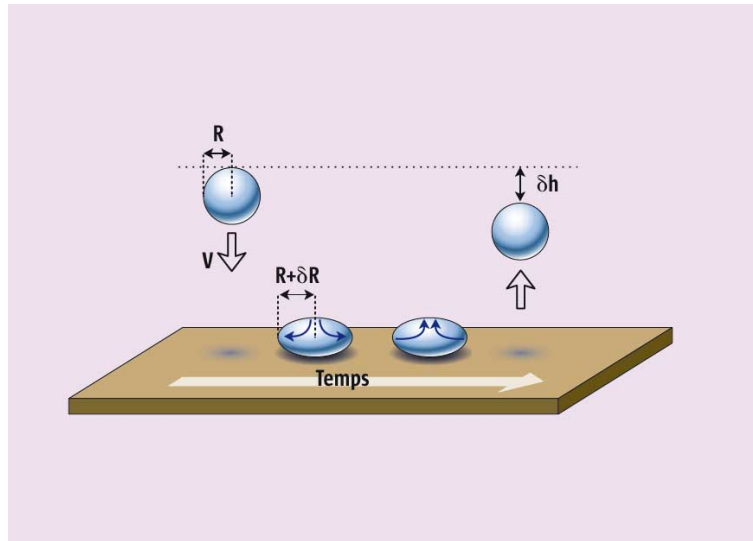
**Pb1 : Rebonds d'une goutte d'eau (Mines PC 2013 )**

\*\*\*

**Pb2 : Le modèle de Langevin (Mines MP 2021) (suite)**

\*\*\*





## I. – Forme des gouttes

### I.A – Rôle de la tension superficielle

□ 1- La surface totale du cylindre est la somme de la surface latérale  $2\pi ae$  et du double de la surface de base  $2\pi a^2$ .  $S = 2\pi ae + 2\pi a^2$

Le volume est le produit de la surface de base par la hauteur :  $V = \pi a^2 e$ . Soit  $e = V/\pi a^2$ . La surface s'écrit alors  $S = 2\pi a^2 + 2\pi a V/\pi a^2 = 2\pi a^2 + 2V/a$ . Avec la formule de l'énoncé il vient :

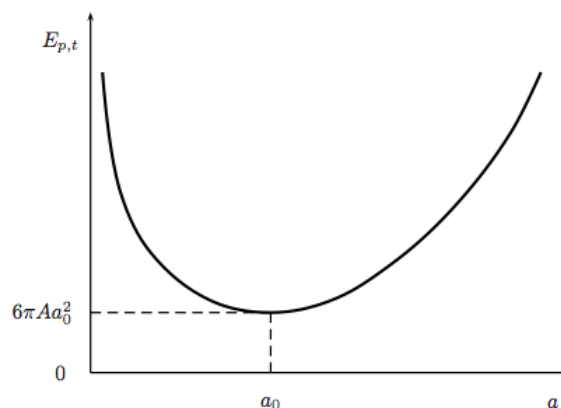
$$E_{p,t} = 2\pi a^2 A + \frac{2AV}{a}$$

□ 2- A et V sont fixés :  $E_{p,t} = 2A(\pi a^2 + V/a)$ . La dérivée du terme entre parenthèses vaut  $2\pi a - V/a^2$  et s'annule pour  $a = a_0 = [V/2\pi]^{1/3}$ . Par ailleurs pour  $a = 0$  ou  $a \rightarrow \infty$ ,  $E_{p,t} \rightarrow \infty$ , l'extremum est un minimum. En ce point  $V = 2\pi a_0^3 = \pi a_0^2 e_0$ , ce qui donne  $e_0 = 2a_0$ .

Le cylindre a une hauteur égale à son diamètre : ces proportions sont celles qui donnent à la goutte la forme la plus proche de la sphère. La sphère est bien sûr la forme qui minimise la surface à volume fixé.

Avec ces valeurs on peut écrire :

$$[E_{p,t}]_{min} = 2A(\pi a_0^2 + 2\pi \frac{a_0^3}{a_0}) = 6\pi A a_0^2 \quad [E_{p,t}]_{min} = 6\pi A a_0^2$$



$$\square \text{ 3- } E_{p,t} = 2A(\pi a^2 + V/a) \quad dE_{p,t}/da = 2A(2\pi a - V/a^2)$$

$$\frac{d^2 E_{p,t}}{da^2} = 2A\left(2\pi + \frac{2V}{a^3}\right) \quad \boxed{\frac{d^2 E_{p,t}}{da^2} \Big|_{a=a_0} = 12\pi A}$$

Ainsi le développement de Taylor à l'ordre 2 de  $E_{p,t}$  autour de  $a = a_0$  s'écrit :

$$E_{p,t}(a) = E_{p,t}(a_0) + \frac{1}{2} \left( \frac{d^2 E_{p,t}}{da^2} \right)_{a=a_0} (a - a_0)^2$$

$$E_{p,t} = 6\pi A a_0^2 + 6\pi A (a - a_0)^2$$

On reconnaît l'énergie potentielle d'un ressort de longueur à vide  $\ell_0 = a_0$  et de raideur  $\boxed{k = 12\pi A}$

Application numérique : Valeur de  $k$  obtenue par l'analogie  $\boxed{k = 2,64 \text{ N.m}^{-1}}$ . On suppose que le ressort est vertical sur la Terre et soumis à la pesanteur terrestre :  $\Delta l = 10^{-2} \text{ m}$  et  $mg = 0,98 \text{ N}$ , ce qui donne  $\boxed{k' = mg/\Delta l = 98 \text{ N.m}^{-1}}$ . On constate que la raideur de la goutte est plus faible que celle du ressort test.

## I.B. – Influence de la pesanteur

$\square \text{ 4-}$  On écrit que l'énergie potentielle de pesanteur est  $mgz$  avec  $z$  la hauteur du centre de gravité de la goutte, soit ici  $z = e/2$ .  $E_{p,g} = mhe/2$ . La masse est donnée par  $m = \mu_e V$  et  $e = V/\pi a^2$  soit finalement

$$E_{p,g} = \mu_e g \frac{V^2}{\pi a^2}$$

En supposant que le volume ne varie pas  $V = 2\pi a_0^3$ , soit  $e = a_0^3/a^2$ . Finalement on trouve bien :

$$\boxed{E_{p,g} = \frac{2\pi \mu_e g a_0^6}{a^2}}$$

$\square \text{ 5-}$  On écrit l'énergie potentielle totale :

$$E_{p,totale} = \frac{2\pi \mu_e g a_0^6}{a^2} + 2\pi A a^2 + \frac{2AV}{a}$$

Cette énergie potentielle est minimale lorsque  $dE_t/da = 0$ , soit en  $a = a_1$  tel que :

$$\frac{dE_t}{da} = -2 \frac{2\pi \mu_e g a_0^6}{a_1^3} + 2.2\pi A a_1 - \frac{2AV}{a_1^2} = 0$$

Avec  $a_1 = a_0(1 + \varepsilon)$  et  $V = 2\pi a_0^3$  et en développant les calculs à l'ordre 1 et en n'oubliant pas que l'énergie potentielle de pesanteur est un terme correctif, on obtient :

$$-4\pi \mu_e g a_0^3 - +4\pi A a_0(1 + \varepsilon) - 4\pi A a_0(1 - 2\varepsilon) = 0$$

$$\mu_e g a_0^3 + a_0.3.\varepsilon = 0 \quad \boxed{\varepsilon = \frac{\mu_e g a_0^2}{3A}}$$

On constate que  $\varepsilon > 0$ , ce qui traduit que le cylindre est plus large et donc moins haut et traduit le fait que la pesanteur a tendance à étaler la goutte.

L'application numérique donne :  $\boxed{\varepsilon = 0,046}$ . On a bien  $\varepsilon \ll 1$ .  
Si on introduit la longueur capillaire de  $\ell_C$  qui caractérise la compétition entre la pesanteur et la capillarité :

$$\ell_C = \sqrt{\frac{A}{\mu_e g}}$$

Pour l'eau  $\ell_C = 2,6$  mm. Si la taille de la goutte est supérieure à  $\ell_C$  c'est la pesanteur qui l'emporte et la goutte a une forme aplatie, si au contraire la goutte a une taille inférieure à  $\ell_C$ , ce sont les effets de tension superficielle qui l'emportent et la goutte est approximativement sphérique. On peut réécrire

$$\varepsilon = \frac{x^2}{3}$$

où  $x = a_0/\ell_C$  et on constate sur cette expression que si  $x \ll 1$ , les effets de la pesanteur sont négligeables et  $\varepsilon \ll 1$ .

## II. – Modèle mécanique du rebond

### II.A. – Étude de la chute

□ 6– On considère le système {patin} de masse nulle. Il est soumis à :

- La force de rappel du ressort  $k(e(t) - e_0)\vec{u}_z$
- la force de l'amortisseur interne à la goutte de type frottement fluide, opposé à la force subie par la masse  $m$  donc  $f\dot{e}\vec{u}_z$

Le PFD s'écrit donc, en projection selon  $z$

$$f\dot{e} + k(e - e_0) = 0$$

Avec les conditions initiales on a donc  $\boxed{e(t) = e_0 \quad \forall t}$ .

□ 7– D'après ce qu'on a vu le système reste un solide de masse  $m$  dans le vide. Son mouvement est un mouvement de chute libre dans le vide sous l'action de la pesanteur avec une vitesse initiale nulle.

$$E_c + E_p = cte \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{2}mv_0^2 = mgh \quad \boxed{v_0 = \sqrt{2.g.h}}$$

A.N. : Pour  $h=10$  cm, on trouve  $v_0 \approx 1,4$  m.s<sup>-1</sup>.

### II.B. – Étude du choc sur la plaque

□ 8– La plaque est fixe, il faut donc étudier le mouvement de la masse  $m$  dont on néglige le poids.  $\varepsilon(t) = e(t) - e_0$ . La relation fondamentale de la dynamique appliquée à la masse  $m$  s'écrit :

$$m\ddot{z} = m\ddot{\varepsilon}(t) = -k\varepsilon(t) - f.\dot{\varepsilon}(t) \Rightarrow \ddot{\varepsilon} + \frac{f}{m}\dot{\varepsilon} + \frac{k}{m}\varepsilon = 0 \quad \boxed{\omega_0^2 = \frac{k}{m}} \quad \boxed{Q = \frac{\sqrt{km}}{f}}$$

□ 9– L'équation caractéristique de l'équation différentielle du second ordre linéaire à coefficients constants et sans second membre est :

$$r^2 + \frac{\omega_0}{Q}r + \omega_0^2 = 0$$

et on en tire aisément les racines ainsi que la simplification par  $1/Q^2$  :

$$r = \frac{-\frac{\omega_0}{Q} \pm \sqrt{\frac{\omega_0^2}{Q^2} - 4\omega_0^2}}{2} \quad r \sim -\frac{\omega_0}{2Q} \pm j\omega_0$$

On en tire donc la relation demandée :

$$\varepsilon(t) = \exp\left(-\frac{\omega_0 t}{2Q}\right) [B \cos(\omega_0 t) + C \sin(\omega_0 t)]$$

En  $t = 0$   $\varepsilon(0) = 0$  d'où  $B = 0$ . On dérive ensuite  $\varepsilon(t)$  en ne conservant que la constante  $C$  :

$$\dot{\varepsilon}(0) = C\omega_0 = -v_0$$

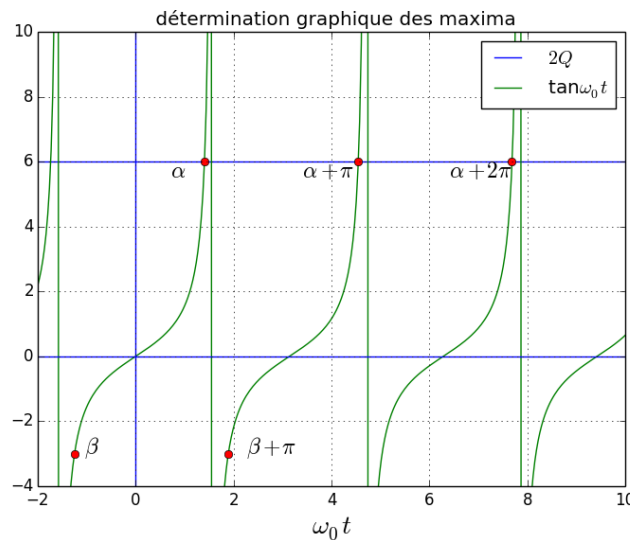
Les deux constantes demandées sont :  $B = 0$  et  $C = -v_0/\omega_0$

$$\varepsilon(t) = -\frac{v_0}{\omega_0} \exp\left(-\frac{\omega_0 t}{2Q}\right) \sin(\omega_0 t)$$

□ 10— Pour déterminer les extrema on écrit que la dérivée première  $\varepsilon(t)$  est nulle, ce qui donne :

$$\dot{\varepsilon}(t) = -v_0 \exp\left(-\frac{\omega_0 t}{2Q}\right) \left[\cos(\omega_0 t) - \frac{1}{2Q} \sin(\omega_0 t)\right] = 0$$

Les extrema sont obtenus pour les  $T_n$  tels que  $\tan(\omega_0 T_n) = 2Q$ . Considérons l'angle  $\alpha$  compris entre 0 et  $\pi/2$  tel que  $\tan \alpha = 2Q$ . Comme  $Q$  est assez grand cet angle est plutôt compris entre  $\pi/4$  et  $\pi/2$ .



On en déduit  $\omega_0 T_n = \alpha + n\pi$  soit :

$$T_n = \frac{\alpha}{\omega_0} + n \frac{\pi}{\omega_0} \quad T_0 = \frac{\alpha}{\omega_0}$$

$$|\varepsilon(T_n)| = \frac{v_0}{\omega_0} \cdot \exp\left(-\frac{\omega_0 T_n}{2Q}\right) \cdot |\sin(\omega_0 T_n)| \quad \text{avec} \quad \left| \sin\left[\omega_0 \left(\frac{\alpha}{\omega_0} + \frac{n\pi}{\omega_0}\right)\right] \right| = \sin[\alpha]$$

$$|\varepsilon(T_n)| = \frac{v_0 \sin(\alpha)}{\omega_0} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha}{2Q}\right) \cdot \exp\left(-\frac{n\pi}{2Q}\right) \quad |\varepsilon(T_0)| = \frac{v_0 \sin(\alpha)}{\omega_0} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha}{2Q}\right)$$

Faisons maintenant le rapport  $|\varepsilon(T_n)|/|\varepsilon(T_0)|$  :

$$\frac{|\varepsilon(T_n)|}{|\varepsilon(T_0)|} = \exp(-n\pi/2Q)$$

Les oscillations restent visibles tant que  $\exp(-n\pi/2Q) > 0,1$  soit

$n < 1,46 \cdot Q$  pour  $Q = 5$ ,  $n < 7,3$ . On a donc 8 extrema visibles (de  $n=0$  à  $n=7$ ), soit 4 oscillations.

Bien sûr tout ceci n'est valable que si la goutte ne décolle pas, ce que nous allons étudier dans la suite.

## II.C.— Décollement de la Goutte

□ 11— On applique le PFD au patin (toujours de masse nulle). Il est soumis à :

- la force de rappel du ressort  $k\varepsilon$
- la force de l'amortisseur  $f\dot{\varepsilon}$ .
- la réaction de la plaque

soit  $R = -k\varepsilon - f\dot{\varepsilon}$

On peut aussi choisir d'appliquer le PFD à l'ensemble, soumis uniquement à  $R$  (et au poids que l'on néglige ici). On écrit alors :

$$m\ddot{\varepsilon} = R$$

On retrouve bien entendu le même résultat.

□ 12— Avec l'expression donnée de  $R$  à  $t = 0$ ,  $R > 0$ . Le patin va décoller lorsque  $R = 0$ . Ce qui donne  $\tan(\omega_0\tau) = -1/Q$ . Posons  $\tan(\beta) = -1/Q$ . Comme  $1/Q \ll 1$ ,  $\tan(\beta) \sim \beta$ .  $\omega_0\tau = \pi - 1/Q$ , et enfin :

$$\tau = \frac{\pi - 1/Q}{\omega_0}$$

En conservant  $Q = 5$  et avec les valeurs numériques de la fin de l'énoncé on trouve  $\tau = 4,6 \cdot 10^{-3} \text{ s}$

avec  $\text{erreur relative} = \frac{1}{\pi Q} = 6,3\%$

Le début de l'énoncé parle de quelques millisecondes pour le temps de décollage, ce qui semble en accord avec les observations.

□ 13— En négligeant le terme en  $1/Q$ , le temps de contact de la goutte avec la plaque est

$$\tau = \frac{\pi}{\omega_0} = \pi \sqrt{\frac{m}{k}}$$

On en déduit

$$\tau = \pi \sqrt{\frac{\mu_e a_0^3}{6A}}$$

On constate dans cette expression que  $\tau \propto a_0^{3/2}$ . En représentation log-log, une telle loi donne une droite d'équation :  $\log(\tau) = \frac{3}{2} \log a_0 + cte$ . La courbe en représentation log-log montre que

les données sont assez proches de cette prédiction. : une loi en  $a_0^{3/2}$  semble donc valide. On constate tout de même une légère déviation pour les plus grandes valeurs de  $a_0$ . Il est normal que le modèle soit moins bien vérifié pour les plus grands valeurs de  $a_0$  car elles correspondent à des tailles de gouttes pour lesquelles la pesanteur ne peut plus être considérée comme négligeable.

## V. – Étude des pertes dans l'air

### V.A.– Ordres de grandeurs

□ 33– L'énergie cinétique de la goutte est égale à la variation de l'énergie potentielle de gravitation.  $mv^2/2 = mg(h - z)$  soit  $v = \sqrt{2g(h - z)}$

□ 35– Le poids de la goutte est toujours dirigé vers le bas que nous choisirons pour orientation des vecteurs. Quand la goutte tombe la force de traînée est dirigée vers le haut de sorte que la somme des forces appliquées à la goutte est  $\frac{4}{3}\pi a_0^3 \mu_e g - \mu_a \pi a_0^2 v^2$ . Écrivons la somme des forces en mettant le poids en facteur pour obtenir un poids fictif

$$P_- = \frac{4}{3}\pi a_0^3 \mu_e g \left(1 - \frac{3\mu_a h}{2\mu_e a_0}\right)$$

On fait de même lorsque la goutte remonte en changeant de signe dans la parenthèse et on a :

$$g_{\pm} = g \left(1 \pm \frac{3\mu_a h}{2\mu_e a_0}\right) \quad \gamma = \frac{3\mu_a h}{2\mu_e a_0} = 0,19$$

Ce nombre est bien inférieur à 1 de sorte que  $1 - \gamma$  ne puisse pas être négatif : au lieu de descendre la goutte monterait indéfiniment avec  $g_{\pm}$  négatif. On remarque aussi que l'effet de la traînée sur la goutte n'est pas négligeable puisqu'il modifie d'environ 20% la pesanteur effective.

□ 36– Avec l'hypothèse de l'énoncé la seule force dissipative est due à la traînée. Lors du choc sur la plaque la vitesse se conserve en valeur absolue. Lors du choc depuis la hauteur  $h_n$ , la vitesse est  $v_n^2 = 2g_- h_n$ . La goutte rebondit avec la même vitesse et atteint une altitude  $h_{n+1}$  telle que  $g_+ h_{n+1} = v_n^2/2$  soit :

$$h_{n+1} = \frac{1 - \gamma}{1 + \gamma} h_n$$

$\gamma$  dépend de  $h$ . Pour l'ordre de grandeur du nombre de rebonds, on suppose ici que  $\gamma$  a la même valeur pour tous les rebonds et on a alors :

$$h_n = \left(\frac{1 - \gamma}{1 + \gamma}\right)^n h_0$$

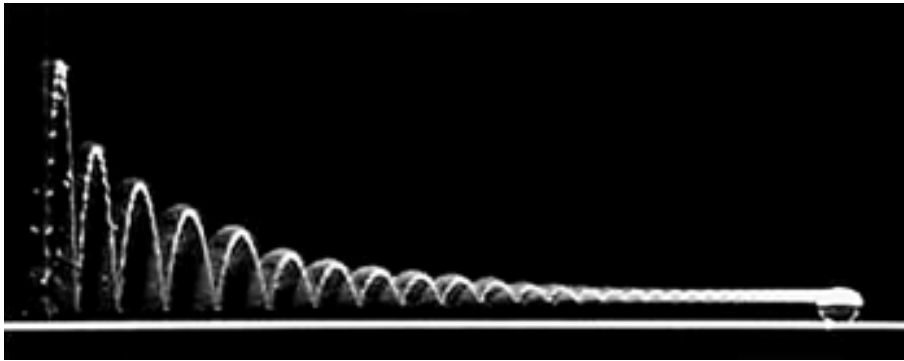
où  $h_0 = h$ .

□ 37– On prendra le nombre maximal de rebonds observable pour  $h_n \geq a_0$ . En reportant cette valeur dans la formule ci dessus et en prenant le logarithme de chaque membre on trouve :

$$N = \frac{\ln(h/a_0)}{\ln \frac{1+\gamma}{1-\gamma}} \quad \text{A.N.} \quad N = 11,6$$

On pourra prendre de l'ordre de 11 rebonds , ce qui est tout à fait compatible avec l'observation **O3** : la force de traînée de la goutte dans l'air semble être responsable du nombre de rebonds

observés pour les conditions expérimentales décrites dans l'énoncé.





①

### III Le modèle de Langevin

15.  $m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_c - d\vec{v} + \vec{0}$  on néglige le poids et la poussée d'Archimède

$\uparrow$  force de choc  $\uparrow$  frotts visqueux  
 $\uparrow$  frotts visqueux

Si  $\vec{F}_c = 0$   $\tau \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v} = 0$  avec  $\tau = \frac{m_b}{\alpha}$

Avec les O.G. vus précéd<sup>ts</sup>  $\tau \sim 10^{-8}$  s et donc le mouvement s'atténue effectivement très vite.

16.  $\frac{d}{dt}(xv) = x \frac{dv}{dt} + v dx = x \frac{dv}{dt} + v^2$

$x \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt}(xv) - v^2$

17.  $u = \sqrt{\langle v^2 \rangle}$

Dans le modèle à 1D étudié ici, le théorème d'équipartition s'écrit:

$$\langle \frac{1}{2} m_b v^2 \rangle = \frac{1}{2} k_B T_0 \iff \frac{1}{2} m_b u^2 = \frac{1}{2} k_B T_0$$

$u = \sqrt{\frac{k_B T_0}{m_b}}$

18. (E<sub>L</sub>)  $m \frac{dv}{dt} = F_c - d v$

$x \times (E_L) \implies m x \frac{dv}{dt} = x F_c - d x v$

$\implies m \left( \frac{d}{dt}(xv) - v^2 \right) = x F_c - d x v$

②

En prenant la valeur moyenne

$$m \left\langle \frac{d}{dt}(xv) \right\rangle - m u^2 = \underbrace{\langle x F_c \rangle}_0 - d \underbrace{\langle xv \rangle}_\varphi$$

$$m \frac{d\varphi}{dt} = -d\varphi + m u^2$$

$$\tau \frac{d\varphi}{dt} + \varphi = \tau u^2$$

$$\varphi(t) = \tau u^2 + A e^{-t/\tau} \quad \text{et } \varphi(0) = 0 \implies$$

$$\varphi(t) = \tau u^2 (1 - e^{-t/\tau})$$

avec  $\tau = \frac{m_b}{\alpha}$  et  $\tau u^2 = \frac{m_b}{\alpha} \frac{k_B T_0}{m_b} = \frac{k_B T_0}{\alpha}$

$\varphi(t) = \frac{k_B T_0}{\alpha} (1 - e^{-t/\tau})$

19.  $\varphi(t) = \langle xv \rangle$   
 or  $xv = x dx = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} x^2$  }  $\varphi(t) = \left\langle \frac{d}{dt} \left( \frac{x^2}{2} \right) \right\rangle$

En utilisant l'hypothèse ergodique

$$\varphi(t) = \frac{d}{dt} \left\langle \frac{x^2}{2} \right\rangle = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\psi(t))$$

$2\varphi(t) = \frac{d\psi}{dt} = \frac{2k_B T_0}{\alpha} (1 - e^{-t/\tau})$

$$\implies \psi(t) = \frac{2k_B T_0}{\alpha} \left( t + \tau e^{-t/\tau} \right) + c_0$$

avec  $\langle x^2 \rangle(t=0) = 0$   $\psi(t) = \frac{2k_B T_0}{\alpha} \left( t + \tau (e^{-t/\tau} - 1) \right)$

3

Avec  $\tau \sim 10^{-8}$  s, on a presque immédiatement  $t \gg \tau \Rightarrow \psi(t) \approx \frac{2k_B T}{\alpha} t$

$\psi(t) \approx D_x t$  avec  $D_x = \frac{2k_B T}{\alpha}$

20. La figure 2 montre que le modèle développé  $\langle x^2 \rangle = D_x t$  est vérifié. On peut estimer le coefficient directeur de la droite expérimentale

$$D_x = \frac{150 - 10}{95 - 3} \sim \frac{140}{92} \sim \frac{14}{9,2} \sim 1,5 \text{ } \mu\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\Rightarrow k_B = \frac{\alpha D_x}{2T_0} \sim \frac{4,5 \cdot 10^{-9} \times 1,5 \cdot 10^{-12}}{2 \times 300} \sim \frac{6}{6} \cdot \frac{10^{-21}}{10^3} \sim 1 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$$

On retrouve de nouveau le bon ordre de grandeur (avec les AN à 1 chiffre!).

Deux expériences très différentes conduisent à la même valeur de  $k_B$  - C'est très satisfaisant!

4

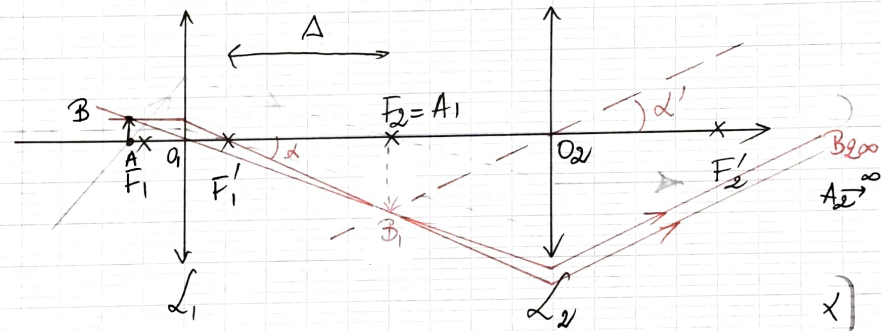
### IV observations optiques

21. Conditions de Gauss :

- rayons proches de l'axe optique
- peu inclinés l'axe optique

on a alors : aplanétisme approché, stigmatisme

22.  $A \xrightarrow{L_1} A_1 = F_2 \xrightarrow{L_2} \infty$



Les rayons issus de B convergent au point  $B_1$  du plan focal objet de  $L_2$ . Les rayons issus de  $B_1$  (e plan focal objet de  $L_2$ ) ressortent // - En particulier ils ressortent // à la droite  $(B_1 O_2)$ .

23.  $\overline{F_1 A} \times \overline{F_1' A_1} = -f_1'^2$   
 or  $\overline{F_1' A_1} = \overline{F_1' F_2} = \Delta$  }  $\overline{F_1 A} = -\frac{f_1'^2}{\Delta}$   
 $\overline{A F_1} = \frac{f_1'^2}{\Delta}$  }  $\overline{A F_1} \approx \frac{10^{-6}}{1,5 \cdot 10^{-2}} = \frac{2}{3} \cdot 10^{-4} \text{ m}$

5

$$\overline{AF_1} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ m}$$

⇒ A est juste en amont de  $F_1$ . L'observateur n'a pas besoin d'accomoder si l'image  $A_2B_2$  se forme à l' $\infty$ , ie  $A_1 = F_2$ .  
Si A était juste en aval de  $F_1$ , on aurait une image  $A_1B_1$  virtuelle

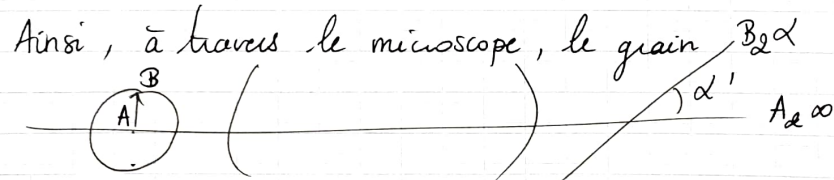
$$24. \tan \alpha' = \frac{A_1B_1}{f_2} \approx \alpha'$$

ou si on nomme  $\alpha$  l'angle que forme le rayon issu de B passant par  $F_1$   $AO_1 \approx f_1$

$$\tan \alpha = -\frac{AB_1}{\Delta} = -\frac{AB}{AO_1} \Rightarrow A_1B_1 \sim AB \frac{\Delta}{f_1}$$

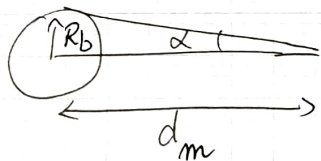
$$P_i = \frac{\alpha'}{AB} \approx \frac{\Delta}{f_1 f_2}$$

$$\text{A.N. : ici } P_i = \frac{15 \cdot 10^{-2}}{10^{-3} \times 2 \cdot 10^{-2}} = 7,5 \cdot 10^3 \text{ m}^{-1} = 7,5 \cdot 10^3 \delta$$



est vu sous un angle  $\alpha' = P_i R_b$

A l'œil nu, il serait vu sous un angle



$$\alpha = \frac{R_b}{d_m} \text{ avec } d_m \approx 25 \text{ cm}$$

6

$$G = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{P_i R_b}{R_b / d_m} = d_m P_i = 25 \cdot 10^{-2} \times 7,5 \cdot 10^3 \approx 2 \cdot 10^3$$

Tout se passe comme si on voyait, à l'œil nu un grain de rayon  $GR_b = 2 \cdot 10^3 \times 0,2 \cdot 10^{-6} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ m} = 0,4 \text{ mm}$

→ on peut les voir.