Exo 24 p31 - 0508251 (24)

1°/ cf cours : $\boxed{\Delta\vec{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}} \Rightarrow \boxed{\omega = kc}$

$E_x = E_0 \cos(\omega t - kz)$

$\underline{E}_x = E_0 e^{i(\omega t - kz)}$

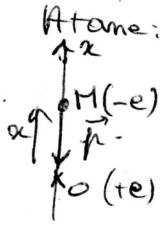
2°/ $\boxed{\vec{\Pi} = \frac{1}{\mu_0}\vec{E}\wedge\vec{B}} \Rightarrow \boxed{\mathcal{P}_{traversée} = \iint_{\Sigma} \vec{\Pi}\cdot d\vec{S}}$

• $\vec{rot}\,\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow -i\vec{k}\wedge\vec{E} = -i\omega\vec{B} \Rightarrow \vec{B} = \frac{1}{\omega}\vec{k}\wedge\vec{E}$.

• $\vec{\Pi} = \frac{1}{\mu_0}\vec{E}\wedge\left[\frac{1}{\omega}\vec{k}\wedge\vec{E}\right] = \frac{1}{\mu_0\omega}\left[\vec{k}\times E^2 - \vec{E}\times(\underbrace{\vec{k}\cdot\vec{E}}_{=0})\right] \Rightarrow \boxed{\vec{\Pi} = \frac{\vec{k}}{\mu_0\omega}E_0^2\cos^2(\omega t - kz)}$

$\Rightarrow I_0 = \langle\Pi\rangle = \frac{k}{\mu_0\omega}\times\frac{E_0^2}{2} \Rightarrow \boxed{I_0 = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c}}$

3°)



• $\vec{F}_{noyau} = -kx\,\vec{e}_x$ où $\omega_0^2 = \frac{k}{m} \Rightarrow \vec{F}_{noyau/électron} = -m\omega_0^2 x\,\vec{e}_x$

• $m\ddot{x} = -m\omega_0^2 x + (-e)E \Rightarrow \ddot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{e E_0}{m}\cos(\omega t - kz)$

$\Rightarrow \ddot{\underline{x}} + \omega_0^2\underline{x} = -\frac{eE_0}{m}e^{i(\omega t - kz)}$

$\Rightarrow \underline{x}(-\omega^2 + \omega_0^2) = -\frac{eE_0}{m}e^{i(\omega t - kz)}$

$\Rightarrow x = \frac{-eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}\cos(\omega t - kz)$

• $\vec{p} = -ex\,\vec{u}_x = \frac{e^2E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}\cos(\omega t)\,\vec{u}_x \Rightarrow$

$\Rightarrow$ Puissance rayonnée : $\begin{cases} P_{ray} = \frac{\mu_0 p_0^2\omega^4}{12\pi c} = \frac{\mu_0\omega^4}{12\pi c}\times\frac{e^4E_0^2}{m^2(\omega_0^2 - \omega^2)} \\ I = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} \end{cases}$

$\Rightarrow \boxed{\sigma_T = \frac{P_{rayon}}{I} = \cancel{\frac{\mu_0^2 e^4}{6\pi c}}\ \frac{\mu_0^2 e^4}{6\pi m^2}\times\frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2}}$

II- Centrale (2024)

24– Diffusion d'une onde électromagnétique par un atome H(Kasperski, 2024)

On a une onde plane progressive se propageant dans le vide, dont le champ électrique est de la forme :

$$\vec{E} = E_0\cos(\omega t - kz)\,\vec{u}_z$$

1. Démontrer l'équation de propagation de d'Alembert et en déduire la relation de dispersion.
2. Donner la définition et le sens physique du vecteur de Poynting.
   Le calculer et en déduire l'intensité I_0 du champ électromagnétique, qui correspond à la moyenne temporelle du vecteur de Poynting.
3. On considère un atome d'hydrogène, dont le noyau est fixe en O.
   L'électron est représenté par un point matériel de masse m et de charge $q = -e$. Il est lié à l'atome selon un oscillateur harmonique de pulsation propre ω_0. L'onde électromagnétique précédente arrive sur l'électron.
   Donner σ_T, qui correspond au rapport entre la puissance rayonnée par l'électron et I_0.
4. *Il y avait une dernière question avec un graphique.*

<u>Donnée :</u> puissance rayonnée par un dipôle oscillant :

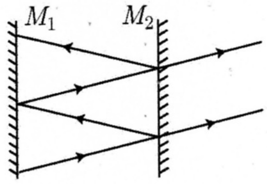
$$P = \frac{\mu_0\,p_0^2\,\omega^4}{12\pi c}$$

0508251 25.

25– Modes d'une cavité laser (Le Fèvre, 2024)

Un énoncé de 4 ou 5 lignes présentait l'effet laser.

On considère une cavité formée de deux miroirs plans distants de d :



– (M_1) est caractérisé par :
- ▸ un coefficient de réflexion $\underline{r}_1 = r_1\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\pi}$
- ▸ un coefficient de transmission t_1

– (M_2) est caractérisé par :
- ▸ un coefficient de réflexion $\underline{r}_2 = r_2\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\pi}$
- ▸ un coefficient de transmission t_2

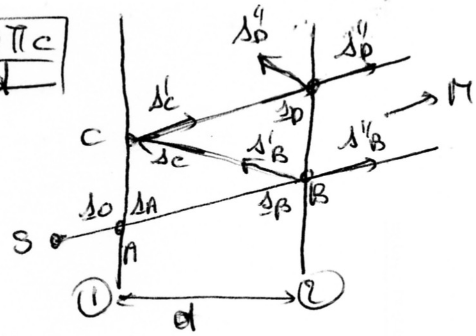
depuis l'intérieur de la cavité.

L'onde résultante dans la cavité est interprétée comme une succession d'ondes réfléchies successives issues d'une onde incidente donnée, que l'on a représentées, par soucis de clarté, faiblement inclinées par rapport à l'axe.

On suppose d'abord que la cavité est vide.

1. Expliquer cette description.
2. Trouver les modes propres dans le cas où $r_1 = r_2$, c'est-à-dire les fréquences correspondant à des interférences constructives des ondes successives.
   La cavité contient maintenant un milieu d'indice $n(\omega)$ à la pulsation ω, éventuellement complexe.
   On posera :
   $$n(\omega) = n'(\omega) - \mathrm{j}\,n''(\omega)$$
   On suppose que $r_1 = 1$ et $r_2 = \sqrt{R_2}$ est proche de 1.
   On supposera, pour simplifier, que n' et n'' sont indépendants de ω.
3. On éclaire la cavité de l'extérieur de (M_1) par une onde d'intensité I_0.
   Donner la fonction $\sigma = \dfrac{1}{\lambda} \mapsto I(\sigma)$ de l'intensité transmise à la sortie de (M_2) et la caractériser.
4. À quelle condition sur n'' la cavité laser peut produire un rayonnement sans onde incidente ($I_0 = 0$) ?
5. Voyez-vous une analogie ?

2°) Interférences constructives si $k_n \times 2d = 2n\pi \Rightarrow \boxed{\omega_n = k_n c = \dfrac{n\pi c}{d}}$



3°) • $\underline{s}_A = t_1 \underline{s}_0$ $\quad \underline{s}_B = \underline{s}_A e^{j\underline{k}d}$ $\quad \underline{s}_B'' = t_2 \underline{s}_B$

• $\underline{s}_B' = \underline{r}_2 \underline{s}_B$ $\quad \underline{s}_C = e^{j\underline{k}d}\underline{s}_B' = \underline{r}_2 e^{j\underline{k}d}\underline{s}_B$

• $\underline{s}_C' = \underline{r}_1 \underline{r}_2 e^{j\underline{k}d}\underline{s}_B \Rightarrow \underline{s}_D = \underline{r}_1\underline{r}_2 e^{2j\underline{k}d}\underline{s}_B$

$\Rightarrow \underline{s}_D'' = t_2 \underline{r}_1 \underline{r}_2 e^{2j\underline{k}d}\underline{s}_B$

• $\dfrac{\underline{s}_D''}{\underline{s}_B''} = \boxed{\underline{r}_1\underline{r}_2\,e^{2j\underline{k}d} = \underline{\rho}} \Rightarrow \underline{s}(M) = \underline{s}_B'' + \rho\,\underline{s}_B'' + \rho^2\,\underline{s}_B'' + \dots = t_2 \underset{\underset{t_1 s_0}{\parallel}}{\underline{s}_A} e^{j\underline{k}d}\underbrace{(1+\rho+\rho^2+\dots)}_{S'}$

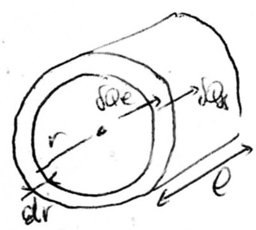
• $S = \sum_{m=0}^{\infty} \rho^m = \dfrac{1}{1-\rho} = \dfrac{1}{1-\underline{r}_1\underline{r}_2 e^{2j\underline{k}d}}$ où $\underline{k} = \dfrac{\omega}{c}\underline{n} = k_0(n'-jn'')$ et $k_0 = 2\pi\sigma$
$= 2\pi\sigma(n'-jn'')$

• $I_0 = \dfrac{|s_0|^2}{2}$ et $I = \dfrac{|\underline{s}(M)|^2}{2} = \dfrac{t_1^2 t_2^2 I_0}{|1-r_1r_2e^{2i\underline{k}d}|^2} = \dfrac{t_1^2t_2^2 I_0}{(1-\sqrt{R_2}e^{4j\pi\sigma n'd}e^{4\pi\sigma n''d})(1-\sqrt{R_2}e^{-4j\pi\sigma n'd}e^{4\pi\sigma n''d})}$

$\Rightarrow \boxed{I(\sigma) = \dfrac{t_1^2 t_2^2 I_0}{1+R_2 e^{8\pi\sigma n''d} - 2\sqrt{R_2}e^{4\pi\sigma n''d}\cos(4\pi\sigma n'd)}}$ On pose $X = e^{4\pi\sigma n''}$

4°)

Exo 26 p 32 - 0608252



1°) $\frac{dU}{dt} = \frac{\delta Q_e}{dt} - \frac{\delta Q_s}{dt} + \frac{\delta W_J}{dt}$ / $\frac{\delta Q_e}{dt} = \Phi_e = j_{th}(r,t)\, 2\pi r \ell = 2\pi\ell \times f(r,t)$

$\Phi_s = \frac{\delta Q_s}{dt} = 2\pi r \times f(r+dr,t)$

• $\frac{dU}{dt} = 0$ en régime stationnaire

• $\Phi_e - \Phi_s = 2\pi\ell\,[f(r,t) - f(r+dr,t)] = -2\pi\ell \frac{\partial f}{\partial r} dr = -2\pi\ell dr \frac{\partial}{\partial r}[r\, j_{th}(r,t)]$.

Fourier $\Rightarrow j_{th} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Rightarrow \Phi_e - \Phi_s = 2\pi\ell dr\, \lambda \frac{d}{dr}\left(r \frac{dT}{dr}\right)$.

• $\frac{\delta W_J}{dt} = P_J = \vec{j}\cdot\vec{E}\, d\tau = \vec{j}\cdot\left(\frac{\vec{j}}{\sigma}\right) d\tau = \frac{j^2}{\sigma} \times 2\pi r\, dr\, \ell$.

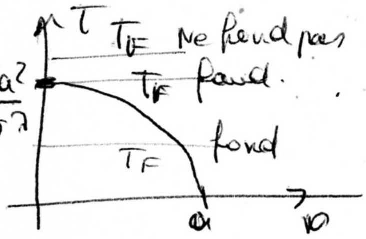
$\Rightarrow 2\pi\ell dr\, \lambda \frac{d}{dr}\left(r\frac{dT}{dr}\right) + \frac{j^2}{\sigma} 2\pi r\, dr\, \ell = 0 \Rightarrow \boxed{\frac{\lambda}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{dT}{dr}\right) + \frac{j^2}{\sigma} = 0}$

2°) $\frac{d}{dr}\left(r\frac{dT}{dr}\right) = -\frac{j^2}{\lambda\sigma} r \Rightarrow r\frac{dT}{dr} = -\frac{j^2}{2\lambda\sigma} r^2 + \cancel{K} \xrightarrow[r\to 0]{} 0 = 0 + K$.

$\Rightarrow \frac{dT}{dr} = -\frac{j^2 r}{2\lambda\sigma} \Rightarrow \boxed{T(r) = A - \frac{j r^2}{4\lambda\sigma}}$ où $A = cte$

3°) $T(r=a) = T_0 \Rightarrow T_0 = A - \frac{j a^2}{4\sigma\lambda} \Rightarrow \boxed{T(r) = T_0 + \frac{j}{4\sigma\lambda}(a^2 - r^2)}$

4°) Fonte du fusible si $T_0 + \frac{j a^2}{4\sigma\lambda} \geq T_F \Rightarrow \boxed{a \geq \sqrt{\frac{4\sigma\lambda}{j^2}(T_F - T_0)}}$



II- Centrale (2024)

26– Bilan thermique dans un fusible (Levy, 2024)

On considère un fusible cylindrique de longueur L et de rayon a, de conductivité électrique σ et de conductivité thermique λ. On suppose qu'il est parcouru par une densité de courant uniforme $\vec{j} = j\,\vec{u}_z$.
On se place en régime stationnaire et on suppose que $T = T(r)$.

1. En faisant un bilan énergétique entre deux portions de rayons r et $r+\mathrm{d}r$, montrer que $\frac{\lambda}{r}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(r\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\right) + \frac{j^2}{\sigma} = 0$.
2. En déduire $T(r)$.
3. On suppose que la température atmosphérique extérieure impose $T(r=a) = T_0$. Déterminer complètement $T(r)$.
4. On suppose que la température de fusion du matériau est $T_F = 660^\circ\mathrm{C}$ et que l'intensité I vérifie $I > I_0 = 10$ A. Déterminer la valeur minimale de a pour laquelle le fusible fond.

Exo 27 p 32 - 0708251 1°) cf cours. (27)

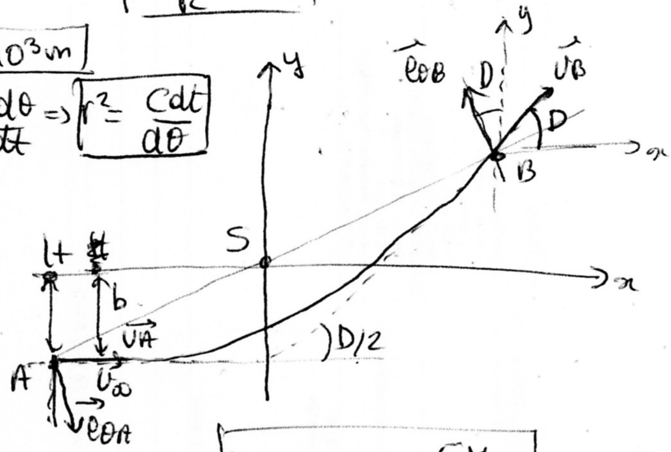
2°). $m\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{GMm}{r^2}\vec{e_r} \Rightarrow \boxed{\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{GM}{r^2}\vec{e_r}}$ (α) : indépendant de m.

- libération si $E_m \geq 0$, cad $\frac{1}{2}mv^2 - \frac{GMm}{R} \geq 0 \Rightarrow v \geq \boxed{\sqrt{\frac{2GM}{R}} = v_l}$ vitesse de libération
- Trou noir si $v_l = c \Rightarrow \boxed{R = \frac{2GM}{c^2} = 1{,}48 \cdot 10^3 m}$

3°) (a) • $\vec{C} = \vec{OM} \wedge \vec{v} = (r\vec{e_r}) \wedge (\dot{r}\vec{e_r} + r\omega\vec{e_\theta}) \Rightarrow = r^2\omega = r^2\frac{d\theta}{dt} \Rightarrow \boxed{r^2 = \frac{C\,dt}{d\theta}}$

• $(\alpha) \Rightarrow \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{GM}{C}\frac{d\theta}{dt}\vec{e_r}$, avec $\frac{d\vec{e_\theta}}{dt} = -\dot{\theta}\vec{e_r}$

$\Rightarrow \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{GM}{C}\vec{e_\theta}\right) \Rightarrow \boxed{\vec{k} = \vec{v} - \frac{GM}{C}\vec{e_\theta} = \vec{Cte}}$



(b) Dans $\{\vec{e_x}, \vec{e_y}\}$:

- En A : $\vec{v_A} = \begin{pmatrix} v_\infty \\ 0 \end{pmatrix}$ $\vec{e_{\theta A}} = \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
- En B : $\vec{v_B} = \begin{pmatrix} v_\infty \cos D \\ v_\infty \sin D \end{pmatrix}$ $\vec{e_{\theta B}} = \begin{pmatrix} -\sin D \\ \cos D \end{pmatrix}$.

$\boxed{\text{On pose } v_0 = \frac{GM}{C}}$

- $\vec{k} = \vec{Cte} \Rightarrow \begin{pmatrix} v_\infty \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{GM}{C}\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_\infty \cos D \\ v_\infty \sin D \end{pmatrix} - \frac{GM}{C}\begin{pmatrix} -\sin D \\ \cos D \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{cases} v_\infty = v_\infty \cos D + v_0 \sin D \\ v_0 = -v_0 \cos D + v_\infty \sin D \end{cases}$

$\Rightarrow \begin{cases} v_0 v_\infty = v_0 v_\infty \cos D + v_0^2 \sin D \\ v_0 v_\infty = -v_0 v_\infty \cos D + v_\infty^2 \sin D \end{cases}$

$\Rightarrow 2v_0 v_\infty = (v_0^2 + v_\infty^2)\sin D \Rightarrow \boxed{\sin D = \frac{2v_0 v_\infty}{v_0^2 + v_\infty^2}}$ où $\boxed{v_0 = \frac{GM}{C} = \frac{GM}{b v_\infty}}$

car $\vec{C} = \vec{cte} = \vec{SA} \wedge \vec{v_A} = (\vec{SH} + \vec{HA}) \wedge \vec{v_A} = \vec{HA} \wedge \vec{v_A} \Rightarrow C = b v_\infty$.

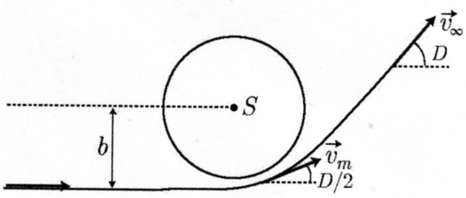
II- Centrale (2024)

27– Astres et lumière (Sarfati, 2024)

On considère une planète en mouvement autour du Soleil.

1. Étudier le mouvement (planéité, constantes du mouvement...)
   Donner une condition pour que la planète échappe à l'attraction gravitationnelle du Soleil.

2. On considère un point dans un champ de gravitation.
   Montrer que la trajectoire ne dépend pas de la masse du point ; uniquement des conditions initiales.
   On considère une étoile qui émet des photons et on applique de modèle aux photons. Si les photons ne peuvent pas échapper à l'attraction, l'étoile est un trou noir.
   Déterminer un rayon limite pour que le Soleil ne soit pas un trou noir.
   Application numérique. *L'examinateur m'a donné* 10^{30} *kg comme ordre de grandeur de la masse du Soleil.*
3. Un photon effectue une trajectoire rasante près du Soleil et est dévié d'un angle D (voir schéma).
   On reprend le modèle précédent. On introduit C la constante des aires.

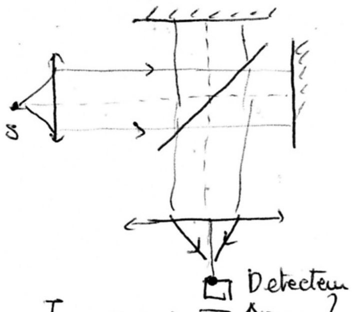


a- Montrer que : $\vec{k} = \vec{v} - \frac{GM_S}{C}\vec{u}_\theta$ est un vecteur constant.

b- Déterminer D en fonction de la masse M_S su Soleil, b, v_∞ (*et peut-être d'autres paramètres que j'ai oubliés*).

E no 29 p33 - 2908251

2°) Formule de Fresnel : $I(\Delta) = 2I_0\left[1+\cos\left(k_0\Delta\right)\right]$ où $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$.



$\Rightarrow F(\omega) = \int_0^{\Delta_{max}} 2I_0\left[1+\cos(k_0\Delta)\right]\times\cos(k\Delta)\,d\Delta$

$= 2I_0 \int_0^{\Delta_{max}} \left(\cos k\Delta + \frac{1}{2}\left[\cos(k_0+k)\Delta + \cos(k-k_0)\Delta\right]\right)d\Delta$

$= 2I_0 \left\{ \frac{1}{k}\left[\sin k\Delta\right]_0^{\Delta_{max}} + \frac{1}{2(k+k_0)}\left[\sin(k+k_0)\Delta\right]_0^{\Delta_{max}} + \frac{1}{2(k-k_0)}\left[\sin(k-k_0)\Delta\right]_0^{\Delta_{max}} \right\}$.

$= 2I_0\Delta_m \left\{ \frac{\sin k\Delta_{max}}{k\Delta_{max}} + \frac{1}{2(k+k_0)\Delta_{max}}\sin(k+k_0)\Delta_{max} + \frac{\sin(k-k_0)\Delta_{max}}{2(k-k_0)\Delta_{max}} \right\}$.

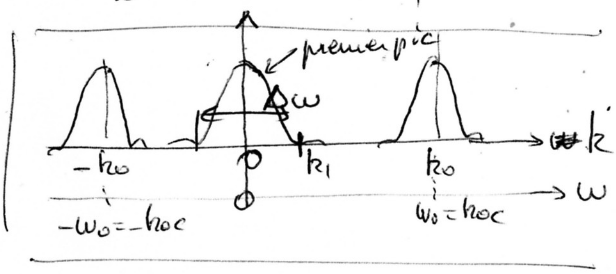
$\Rightarrow \boxed{F(\omega) = 2I_0\Delta_m \left\{ \mathrm{sinc}(k\Delta_m) + \frac{\mathrm{sinc}(k+k_0)\Delta_{max}}{2} + \frac{1}{2}\mathrm{sinc}(k-k_0)\Delta_{max} \right\}}$ où $k = \frac{\omega}{c}$.

. largeur du 1er pic :

~~$\sin(k_1+k_0)\Delta_{max} = 0 \Rightarrow k_1+k_0$~~

$\mathrm{sinc}(k_1\Delta_m) = 0 \Rightarrow k_1\Delta_m = \pi \Rightarrow \frac{\omega_1}{c}\Delta_{max} = \pi$.

$\Rightarrow \omega_1 = \frac{\pi c}{\Delta_{max}} \Rightarrow \boxed{\Delta\omega = \frac{2\pi c}{\Delta_{max}}}$



II- Centrale (2024)

29– Interférogramme donné par un interféromètre de Michelson (Yang, 2024)

1. On étudie le dispositif de l'interféromètre de Michelson en lame d'air, éclairé par un faisceau de lumière parallèle, équipé d'un détecteur de lumière et d'une lentille convergente.
   Faire un schéma du dispositif.
   Pourquoi éclaire-t-on en lumière parallèle ? Où est placé le détecteur et pourquoi ?
2. On donne la fonction F définie par :

$$F(\omega) = \int_0^{\Delta_{max}} I(\Delta)\cos\left(\frac{\omega\Delta}{c}\right)d\Delta$$

où Δ est la différence de marche, qui varie de 0 à une valeur maximale Δ_{max}.
On éclaire le Michelson par une lumière monochromatique de longueur d'onde λ_0.
Donner l'expression de $F(\omega)$ puis tracer la courbe correspondante.
Donner la largeur du premier pic observé.

Exo 28 p33 - 0811251 Hypothèse : atmosphère isotherme (28)

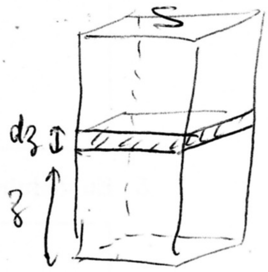
• $\frac{dp}{dz} = -\mu g$ avec $pV = nRT = m\frac{RT}{M} \Rightarrow \mu = \frac{m}{V} = \frac{pM}{RT} \Rightarrow \frac{dp}{dz} = -\frac{pM}{RT}g \Rightarrow \int_{p_0}^{p(z)} \frac{dp}{p} = \int_0^z \frac{-Mg\,dz}{RT}$

$\Rightarrow \boxed{p(z) = p_0 e^{-Mgz/RT}}$

• Nombre de molécules ~~et~~ dans une tranche d'atmosphère d'épaisseur dz :

$pV = nRT \Rightarrow \delta n(z,dz) = \frac{p\,dV}{RT} = \frac{p_0}{RT} e^{-Mgz/RT} \times S\,dz$

$\Rightarrow$ nbre totale de molécules dans l'atmosphère de hauteur $H = \infty$:



$n_{tot} = \int_0^\infty \delta n(z,dz) = \frac{p_0 S}{RT} \times \frac{RT}{Mg}\left[-e^{-Mgz/RT}\right]_0^\infty$ (eq 1)

$= \frac{p_0 S}{Mg}$

$\Rightarrow$ • probabilité qu'une particule se trouve dans cette tranche, étant soumises à leur poids et à l'agitation thermique :

$\boxed{\delta P(z,dz) = \frac{\delta n(z,dz)}{n_{tot}} = \frac{Mg}{RT} e^{-Mgz/RT}}$

• ~~particule~~ pas L'agitation thermique disparaît à $T = 0$:

$\boxed{\delta P(z,dz) = \lim_{T \to 0}\left[\frac{Mg}{RT} e^{-Mgz/RT}\right] = \delta(z)}$ où $\boxed{\begin{array}{l}\delta(z) = \infty \text{ en } z = 0 \\ \delta(z) = 0 \text{ ailleurs}\end{array}}$

• Le poids disparaît pour $g \to 0$:

$\delta P(z,dz)$ $\frac{dp}{dz} = 0 \Rightarrow p = cte = p_0$ et $\delta n(z,dz) = \frac{p_0}{RT} S\,dz \Rightarrow n_{tot} = \frac{p_0 S}{RT_0}\int_0^H dz = \frac{p_0 S H}{RT}$

$\Rightarrow \boxed{\delta P(z,dz) = \frac{p_0 S\,dz}{RT} \times \frac{RT}{p_0 S H} = \frac{dz}{H}}$

2°) Hypothèse : $H \approx 100$ km.

• (eq 1) $\Rightarrow n_{tot} = \frac{p_0 S}{Mg}\left[-e^{-Mgz/RT}\right]_0^H = \frac{p_0 S}{Mg}\left[1 - e^{-\alpha H}\right]$ où $\boxed{\alpha = \frac{Mg}{RT} = \frac{29 \cdot 10^{-3} \times 9{,}8}{8{,}31 \times 288} = 1{,}19 \cdot 10^{-4}\ m^{-1}}$

$\Rightarrow m_{tot} = M \times n_{tot} = \frac{p_0 S}{g}(1 - e^{-\alpha H}) = \frac{p_0 \times (4\pi R_T^2)}{g}(1 - e^{-\alpha H})$

$= \frac{10^5 \times 4\pi(6400 \cdot 10^3)^2}{9{,}8}(1 - e^{-1{,}19 \cdot 10^{-4} \times 100 \cdot 10^3}) \Rightarrow \boxed{m_{tot} \approx 5{,}24 \cdot 10^{18}\ kg.}$

II- Centrale (2024)

28– Atmosphère de la Terre (Toquet, 2024)

On s'intéresse à l'atmosphère de la Terre.

1. Donner la répartition des particules de l'atmosphère dans les trois cas suivants :
   – les particules sont uniquement soumises à leur poids ;
   – les particules sont soumises à l'agitation thermiques ;
   – les particules sont soumises à leur poids et à l'agitation thermique.
2. Donner la valeur de la masse de l'atmosphère.
3. *Deux autres questions que je n'ai pas pu traiter.*