

Corrigé Epreuve de physique 1

Partie I L'atmosphère : une cavité électromagnétique naturelle

I.A Préliminaires : amortissement et facteur de qualité d'un circuit RLC

I.A.1) Pour $t \geq 0$: $\frac{d^2u}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{du}{dt} + \omega_0^2 u = 0$.

Si $Q > \frac{1}{2}$ la décharge est pseudopériodique, si $Q < \frac{1}{2}$ elle est apériodique et si $Q = \frac{1}{2}$ elle est critique.

I.A.2)

a. $u(t)$ est de la forme $u(t) = e^{-\omega_0 t/2Q} (A_1 \cos \omega t + A_2 \sin \omega t)$ avec ω la pseudo-pulsation.

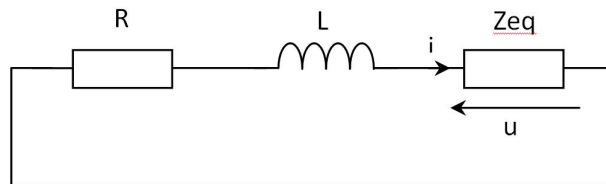
Le condensateur est initialement chargé sous la tension $u(t=0) = u_0$ donc $A_1 = u_0$.

Le courant dans la bobine et donc dans le condensateur vaut initialement $i(t=0) = -\frac{u_0}{R}$ donc $\left(\frac{du}{dt}\right)_{t=0+} = -\frac{u_0}{RC} = -\frac{u_0 \omega_0}{2Q} + \omega A_2$. On en déduit $A_2 = -\frac{u_0}{RC\omega} + \frac{\omega_0 u_0}{2Q\omega}$.

b. La pseudo-pulsation a pour expression : $\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}}$.

La durée caractéristique de l'amortissement des oscillations est $\tau = \frac{Q}{\omega_0}$.

I.A.3)



a.

L'association en parallèle des trois composants C, C_0 et R_0 permet de définir une admittance équivalente : $\underline{Y}_{eq} = \frac{1}{\underline{Z}_{eq}} = j(C + C_0)\omega + \frac{1}{R_0}$.

Le circuit est alors équivalent à un circuit série $R, L, \underline{Z}_{eq}$ tel que $\underline{u} + jL\omega \underline{i} + R\underline{i} = 0$ avec $\underline{i} = \underline{Y}_{eq} \underline{u}$. On obtient alors l'équation différentielle demandée :

$$L(C + C_0) \frac{d^2u}{dt^2} + \left(\frac{L}{R_0} + RC + RC_0 \right) \frac{du}{dt} + \left(1 + \frac{R}{R_0} \right) u = 0.$$

b. Pour que l'oscilloscope ait le moins d'influence possible sur les oscillations, il faut que les coefficients l'équation différentielle diffèrent le moins possible de ceux du I.A.1) :

- $C \gg C_0$; les capacités utilisées en T.P. sont de l'ordre du nF ou du $\mu F \gg pF$;
- $R \ll R_0$; les résistances utilisées en T.P sont de l'ordre du $k\Omega \ll M\Omega$;
- $\frac{L}{R_0} \ll RC$ soit $R_0 \gg \frac{L}{RC} \approx \frac{10^{-2}}{10^3 \cdot 10^{-9}} = 10^4 \Omega$; vérifié pour $R_0 = 1 M\Omega$.

c. Les oscillations étant pseudo-périodiques de pseudo-période T : $\cos(\omega t) = \cos(\omega(t + T))$.

$$\text{On en déduit : } d_m = \ln \frac{u(t)}{u(t+mT)} = \ln \frac{e^{-\omega_0 t/2Q}}{e^{-\omega_0 (t+mT)/2Q}} = \frac{\omega_0 mT}{2Q} = \frac{\omega_0 m 2\pi}{2Q \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}}} = \frac{m\pi}{\sqrt{Q^2 - \frac{1}{4}}}.$$

d. Pour observer les oscillations il faut que la période du signal délivré par le G.B.F. soit égale à quelques τ .

En utilisant le décrément logarithmique d_4 entre $t = 0$ et $4T$, on trouve $Q = 6$.

I.A.4)

a. Dans le cas où $R = 0$, le circuit est non dissipatif donc $\langle E \rangle = E(t=0) = \frac{Cu_0^2}{2}$.

b. Dans le cas où $R \neq 0$ et pour $Q \gg 1$, $\langle E \rangle \approx \frac{Cu_0^2 e^{-t/\tau}}{2}$

L'énergie dissipée par effet Joule en une pseudo-période correspond à l'énergie perdue par L et C pendant cette durée donc $W_J = \langle E \rangle(t) - \langle E \rangle(t + T) = \frac{Cu_0^2}{2} e^{-t/\tau} (1 - e^{-T/\tau})$.

Pour $Q \gg 1$, $T \ll \tau$ donc $W_J \approx \frac{Cu_0^2}{2} e^{-t/\tau} (1 - 1 + \frac{T}{\tau}) = \langle E \rangle \frac{T}{\tau} = \langle E \rangle \frac{2\pi}{\sqrt{Q^2 - 1}}$.

On obtient alors la relation demandée : $W_J \approx \frac{2\pi \langle E \rangle}{Q}$.

I.B Ondes de Schumann

I.B.1) $R_T = 6400 \text{ km}$ et $h = 100 \text{ km}$. Le rayon de la Terre est donc très supérieur à la distance entre les deux parois conductrices, ce qui permet localement d'assimiler les surfaces à deux plans parallèles.

I.B.2) Une onde électromagnétique correspond à la propagation simultanée de champs électrique et magnétique.

Dans le cas d'une onde plane, les fronts d'onde sont des plans. Dans le cas étudié, cela se traduit par le fait que les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ ne dépendent que de x et de t .

Une onde progressive se propage dans le sens des x croissants.

Une onde monochromatique ne contient qu'une seule longueur d'onde.

I.B.3) L'intérieur de la cavité étant supposée vide de charges et de courants :

$$\begin{aligned} \text{div} \vec{B}_n^+ &= 0 & \text{div} \vec{E}_n^+ &= 0 \\ \vec{\text{rot}} \vec{B}_n^+ &= \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_n^+}{\partial t} & \vec{\text{rot}} \vec{E}_n^+ &= -\frac{\partial \vec{B}_n^+}{\partial t} \end{aligned}$$

En utilisant ces équations et le formulaire, on peut écrire : $\vec{\text{rot}} \vec{\text{rot}} \vec{B}_n^+ = -\Delta \vec{B}_n^+ = \vec{\text{rot}} \left(\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_n^+}{\partial t} \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}_n^+}{\partial t^2}$.

On en déduit par projection sur l'axe Oy avec $\vec{B}_n^+ = B_n^+(x, t) \vec{e}_y$: $-\frac{\partial^2 B_n^+}{\partial x^2} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 B_n^+}{\partial t^2}$.

On obtient alors $k_n^2 = \frac{\omega_n^2}{c^2}$.

I.B.4) Il faut pour tout x que $\vec{B}_n^+(x_+) = \vec{B}_n^+(x_-)$. Cela suppose donc que la circonférence de la cavité soit égale à un nombre entier de longueurs d'onde : $2\pi R_T = n\lambda_n$

$f_1 = 7,46 \text{ Hz}$; $f_2 = 14,9 \text{ Hz}$; $f_3 = 22,4 \text{ Hz}$; on trouve des valeurs proches de celles mesurées expérimentalement.

I.B.5) L'onde étudiée est une onde plane se propageant dans la direction de l'axe Ox avec $\vec{B}_n^+ = (B_n^+)_y(x, t) \vec{e}_y$. Le champ électrique est donc de la forme $\vec{E}_n^+ = (E_n^+)_z \vec{e}_z$.

La projection de $\vec{\text{rot}} \vec{E}_n^+ = -\frac{\partial \vec{B}_n^+}{\partial t}$ sur l'axe Oy permet d'écrire : $(E_n^+)_z = -c(B_n^+)_y$ donc $\vec{E}_n^+ = -cB_{0n} \cos(\omega_n t - k_n x) \vec{e}_z$.

I.B.6)

a. $\vec{B}_n^-(x, t) = B_{0n} \cos(\omega_n t + k_n x) \vec{e}_y$

b. $\vec{B}_n(x, t) = \vec{B}_n^+(x, t) + \vec{B}_n^-(x, t) = 2B_{0n} \cos(\omega_n t) \cos(k_n x)$ en utilisant la relation de trigonométrie donnée.

De même : $\vec{E}_n(x, t) = \vec{E}_n^+(x, t) + \vec{E}_n^-(x, t) = -cB_{0n} \cos(\omega_n t - k_n x) \vec{e}_z + cB_{0n} \cos(\omega_n t + k_n x) \vec{e}_z = -2cB_{0n} \sin(\omega_n t) \sin(k_n x)$ en utilisant la relation de trigonométrie donnée.

L'onde résultante est une onde stationnaire de longueur d'onde $\lambda_n = \frac{2\pi}{k_n}$ et de période $T_n = \frac{2\pi}{\omega_n}$.

I.B.7) A l'interface entre deux milieux 1 et 2 : $\vec{E}_2 - \vec{E}_1 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{n}_{12}$ et $\vec{B}_2 - \vec{B}_1 = \mu_0 \vec{j}_s \wedge \vec{n}_{12}$.

L'ionosphère et la Terre sont considérées comme étant parfaitement conductrices. Les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ y sont donc nuls.

On obtient alors en $z = 0$: $\vec{E}_n = \frac{\sigma_n(z=0)}{\epsilon_0} \vec{e}_z$ et $\vec{B}_n = \mu_0 \vec{j}_{sn}(z=0) \wedge \vec{e}_z$.

On en déduit $\vec{j}_{sn}(x, z=0, t) = -\frac{B_n}{\mu_0} \vec{e}_x$

De même en $z = h$: $\vec{E}_n = -\frac{\sigma_n(z=h)}{\epsilon_0} \vec{e}_z$ et $\vec{B}_n = -\mu_0 \vec{j}_{sn}(z=h) \wedge \vec{e}_z$.

On en déduit $\vec{j}_{sn}(x, z=h, t) = \frac{B_n}{\mu_0} \vec{e}_x$

I.C Facteur de qualité de la cavité atmosphérique

I.C.1) L'énergie électromagnétique volumique a pour expression $e_n = \frac{B_n^2}{\mu_0} = \frac{4B_{0n}^2 \cos^2(\omega_n t) \cos^2(k_n x)}{\mu_0}$.

Sa valeur moyenne temporelle vaut donc : $\langle e_n \rangle = \frac{2B_{0n}^2 \cos^2(k_n x)}{\mu_0}$.

L'énergie de la tranche considérée s'obtient alors par intégration : $\langle E_n \rangle = \iiint_{tranche} \langle e_n \rangle dx dy dz$.

On obtient $\langle E_n \rangle = \frac{B_{0n}^2 b h \lambda_n}{\mu_0}$.

I.C.2)

a. La densité volumique de courant J_n s'exprime en $A.m^{-2}$ et la densité surfacique de courant j_{sn} en $A.m^{-1}$ donc δ_{tn} est bien homogène à une longueur.

b. $p_J = \frac{\|\vec{J}\|^2}{\gamma}$

c. L'énergie dissipée dans la Terre est dissipée dans une couche d'épaisseur δ_{tn} , la densité volumique de courant étant nulle pour une profondeur supérieure.

L'énergie dissipée en une période dans la tranche terrestre considérée s'obtient alors par intégration dans l'espace et le temps : $W_{Jtn} = \iiint_{tranche, periode} p_{Jtn} dx dy dz dt = \iiint_{tranche, periode} \frac{\|j_{sn}(x, z=0, t)\|^2}{\delta_{tn}^2 \gamma} dx dy dz dt$.

On obtient après calcul, en utilisant l'expression de la conductivité donnée dans l'énoncé :

$$\gamma = \frac{2}{\mu_0 \omega \delta^2}, W_{Jtn} = \frac{B_{0n}^2 \delta_{tn} b \pi \lambda_n}{\mu_0}.$$

d. De même : $W_{Jin} = \frac{B_{0n}^2 \delta_{in} b \pi \lambda_n}{\mu_0}$

e. $W_{Jn} = W_{Jtn} + W_{Jin}$

I.C.3) $Q_n = \frac{2\pi \langle E_n \rangle}{W_{Jn}}$

On obtient alors $Q_n = \frac{2h}{\delta_{in} + \delta_{tn}}$.

$Q_1 = 10^3$ et $Q_2 = 1, 5.10^3$.

Ces deux facteurs de qualité sont suffisamment élevés pour que l'on puisse considérer les pertes énergétiques dans la Terre et l'ionosphère comme des perturbations et donc utiliser les expressions des champs déterminées dans la partie I.B.

I.C.4) $\tau_n = \frac{Q_n}{\omega_n} \approx \frac{10^3}{10} = 10^2 \text{ s}$.

Partie II Quelques aspects thermodynamiques de l'atmosphère

II.A Equilibre isotherme de l'atmosphère

II.A.1)

a. En considérant que l'air est constitué de diazote à 80% de de dioxygène à 20% :

$$M_a = 0,8M_{N_2} + 0,2M_{O_2} = 28,8 \text{ g.mol}^{-1}.$$

L'équation d'état des gaz parfaits s'écrit $PV = nRT = \frac{mRT}{M_a}$ d'où $\mu = \frac{m}{V} = \frac{PM_a}{RT} = \frac{P}{R_a T}$ avec

$$R_a = \frac{R}{M_a} = 288 \text{ J.K}^{-1}.kg^{-1}.$$

b. Une tranche d'air d'épaisseur dz et de section S est en équilibre lorsque les forces de pression exercées par l'air extérieur et son poids se compensent.

Le P.F.D. appliqué sur cette tranche à l'équilibre et projeté sur l'axe vertical s'écrit :

$$0 = -\mu dz S g + P(z)S - P(z + dz)S = -\mu dz S g - dPS. \text{ On obtient : } \frac{dP}{dz} = -\mu g.$$

II.A.2) Dans le cadre de l'atmosphère isotherme : $\frac{dP}{dz} = -\frac{Pg}{R_a T_0}$.

On obtient par intégration après séparation des variables P et z : $P(z) = P_0 e^{-gz/(R_a T_0)}$.

Soit $H = \frac{R_a T_0}{g}$ la longueur caractéristique de variation de la pression. $H = 8,82 \text{ km}$.

$$\mu(z) = \frac{P(z)}{R_a T_0} = \frac{P_0}{R_a T_0} e^{-gz/(R_a T_0)} = \mu_0 e^{-gz/(R_a T_0)}$$

II.B Stabilité de l'atmosphère isotherme

II.B.1) $C_{vm} = \frac{R}{\gamma-1}$ et $C_{pm} = \frac{\gamma R}{\gamma-1}$

$$c_p = \frac{C_{pm}}{M_a} = \frac{\gamma R_a}{\gamma-1} = 1,01 \text{ kJ.K}^{-1}.kg^{-1}$$

II.B.2) La parcelle d'air est en équilibre thermique donc $T_1 = T_0$ et en équilibre mécanique donc $P_1 = P(z_0)$.

II.B.3) $\delta P_1 = P_1(z_0 + \epsilon) - P_1(z_0) = P(z_0 + \epsilon) - P(z_0) = \left(\frac{dP}{dz}\right)_{z_0} \epsilon$ avec $P(z) = P_0 e^{-gz/(R_a T_0)}$

On obtient : $\delta P_1 = -\frac{g}{R_a T_0} P(z_0) \epsilon = -g \mu(z_0) \epsilon$.

De même : $\delta \mu = \left(\frac{d\mu}{dz}\right)_{z_0} \epsilon$ avec $\mu(z) = \mu_0 e^{-gz/(R_a T_0)}$.

On obtient : $\delta \mu = -\frac{g}{R_a T_0} \mu(z_0) \epsilon$.

II.B.4) La parcelle d'air subit une transformation adiabatique réversible. On peut donc appliquer la loi de Laplace : $P V_1^\gamma = cste$.

En différenciant cette relation, on obtient : $P_1 \gamma V_1^{\gamma-1} \delta V_1 + \delta P_1 V_1^\gamma = 0$.

Finalement : $\delta V_1 = -\frac{\delta P_1 V_1(z_0)}{P(z_0) \gamma} = \frac{g \epsilon V_1(z_0)}{R_a T_0 \gamma}$

II.B.5) A l'altitude $z_0 + \epsilon$, la poussée d'Archimède a pour expression : $\vec{\Pi}_A = \mu(z_0 + \epsilon) V_1(z_0 + \epsilon) g \vec{e}_z$ avec au premier ordre : $\mu(z_0 + \epsilon) = \mu(z_0) \left(1 - \frac{g \epsilon}{R_a T_0}\right)$ et $V_1(z_0 + \epsilon) = V_1(z_0) \left(1 + \frac{g \epsilon}{R_a T_0}\right)$.

Au premier ordre en ϵ on obtient alors l'expression approchée de la poussée d'Archimède :

$$\vec{\Pi}_A = \mu(z_0) V_1(z_0) \left(1 + \frac{g \epsilon}{R_a T_0} \frac{1-\gamma}{\gamma}\right) \vec{e}_z.$$

A l'altitude z_0 la parcelle était en équilibre sous l'action de son poids et de la poussée d'Archimède à cette altitude donc $m_1 = \mu(z_0) V_1(z_0)$.

Le poids de la parcelle a donc pour expression $\vec{P} = -\mu(z_0) V_1(z_0) g \vec{e}_z$.

La résultante des forces exercées est donc égale à $\vec{R} = \mu(z_0) V_1(z_0) \frac{g \epsilon}{R_a T_0} \frac{1-\gamma}{\gamma} g \vec{e}_z = -\mu(z_0) V_1(z_0) \frac{g \epsilon}{c_p T_0} g \vec{e}_z$.

II.B.6) La projection sur l'axe vertical du P.F.D. appliqué à la parcelle permet d'écrire :

$$\mu(z_0) V_1(z_0) \ddot{\epsilon} = -\mu(z_0) V_1(z_0) \frac{g^2 \epsilon}{c_p T_0}.$$

On retrouve alors l'équation demandée : $\ddot{\epsilon} + N^2 \epsilon = 0$ avec $N = \frac{g}{\sqrt{c_p T_0}}$.

g s'exprime en $m.s^{-2}$, c_p en $J.K^{-1}kg^{-1}$ soit en m^2s^{-2} et T_0 en K . On retrouve donc bien que N est homogène à une pulsation.

La parcelle oscille avec une période $T = \frac{2\pi}{N} = 17,8 \text{ ms}$.

Suite à une perturbation verticale, la parcelle oscille autour de sa position d'équilibre. L'atmosphère isotherme est donc stable.

Le modèle de l'atmosphère isotherme n'est cependant pas applicable dans la troposphère où la température varie plutôt linéairement avec l'altitude. Il conviendrait mieux dans la stratosphère entre 10 et 20 km d'altitude.

II.C Etude thermodynamique d'un cyclone tropical

II.C.1) Le premier principe appliqué à un système en écoulement s'écrit : $\Delta H + \Delta E_c + \Delta E_p = W' + Q$.

Le travail utile W' correspond au travail effectivement récupérable c'est-à-dire un travail autre que celui des forces de pression amont et aval qui permettent la circulation du fluide. Le travail utile est généralement un travail qui met en mouvement des pièces mécaniques comme dans une turbine

II.C.2) Première étape du cycle de A à B

a. $\Delta H_{ma} = 0$ car la transformation est isotherme et $\Delta S_{ma} = -m_a R_a \ln \frac{P_B}{P_A}$

b. $\Delta H_{\delta m v} = \delta m_v \ell_{vap}$ et $\Delta S_{\delta m v} = \delta m_v \frac{\ell_{vap}}{T_0} - \delta m_v R_a \ln \frac{P_B}{P_A}$

c. Le second principe appliqué à (S) s'écrit : $\Delta S = \Delta S_{ma} + \Delta S_{\delta m v} = \frac{Q_1}{T_0}$, la transformation étant isotherme et réversible.

On en déduit $Q_1 = -m_a R_a T_0 \ln \frac{P_B}{P_A} + \delta m_v \ell_{vap}$ en tenant compte de $m_a \gg \delta m_v$.

d. $\Delta H + \Delta E_c + \Delta E_p = W'_1 + Q_1$

$$\Delta H = \Delta H_{ma} + \Delta H_{\delta m v} = \delta m_v \ell_{vap}$$

$$\Delta E_c = \frac{1}{2} m_a V_B^2 - \frac{1}{2} m_a V_A^2 \text{ si on considère que la vitesse de l'eau est nulle en A et que } m_a \gg \delta m_v.$$

$$\Delta E_p = 0, \text{ le système étant constamment à la même altitude.}$$

$$\text{On en déduit : } W'_1 = \frac{1}{2} m_a V_B^2 - \frac{1}{2} m_a V_A^2 + m_a R_a T_0 \ln \frac{P_B}{P_A}.$$

- e. Si $V_B \gg V_A$ alors $W'_1 = \frac{1}{2}m_a V_B^2 + m_a R_a T_0 \ln \frac{P_B}{P_A}$.

II.C.3) Seconde étape du cycle de B à C

- a. La transformation étant adiabatique et se faisant sans travail utile : $\Delta H + \Delta E_c + \Delta E_p = 0$.
 $\Delta H = m_a c_p (T_1 - T_0) - \delta m_v \ell_{vap}$
 $\Delta E_c = \frac{1}{2}m_a V_C^2 - \frac{1}{2}m_a V_B^2$
 $\Delta E_p = m_a g (z_C - z_B)$
On en déduit $z_C - z_B = -\frac{c_p}{g} (T_1 - T_0) + \frac{\delta m_v}{m_a g} \ell_{vap} - \frac{1}{2g} V_C^2 + \frac{1}{2g} V_B^2$ **Pas de R_a dans le résultat**
- b. Si $V_C \ll V_B$ alors $z_C - z_B = -\frac{c_p}{g} (T_1 - T_0) + \frac{\delta m_v}{m_a g} \ell_{vap} + \frac{1}{2g} V_B^2$

II.C.4) Dernières étapes du cycle de C à D puis A

- a. $\frac{P_D}{P_C} = e^{-g(z_D - z_C)/R_a T_1}$ d'après les résultats relatifs à l'atmosphère isotherme.
- b. La transformation étant isotherme et réversible : $\Delta S = \frac{Q_3}{T_1}$ avec $\Delta S = -m_a R_a \ln \frac{P_D}{P_C} = \frac{m_a g (z_D - z_C)}{T_1}$.
On en déduit $Q_3 = m_a g (z_D - z_C)$.
- c. L'application du premier principe permet d'écrire : $\Delta H + \Delta E_c + \Delta E_p = W'_3 + Q_3$ avec $\Delta H = 0$ car la transformation est isotherme.
On en déduit $W'_3 = \frac{1}{2}m_a (V_D^2 - V_C^2) + m_a g (z_D - z_C) - m_a g (z_D - z_C)$ d'où $W'_3 = \frac{1}{2}m_a (V_D^2 - V_C^2)$.

II.D Bilan thermodynamique global

Le rendement du moteur est défini par la relation : $\eta = \frac{-W'}{Q_1}$ car la chaleur nécessaire au fonctionnement du moteur est apportée lors de la vaporisation de l'eau. Il faut donc suffisamment d'humidité, ce qui n'est pas forcément le cas au dessus des terres.

Il s'agit d'une machine idéale donc son rendement a pour expression : $\eta = 1 - \frac{T_1}{T_0}$

On obtient $W' \approx W'_1 = -\left(1 - \frac{T_1}{T_0}\right) Q_1$.

- d. $W'_1 = \frac{1}{2}m_a V_B^2 + m_a R_a T_0 \ln \frac{P_B}{P_A} = -\left(1 - \frac{T_1}{T_0}\right) \left(-m_a R_a T_0 \ln \frac{P_B}{P_A} + \delta m_v \ell_{vap}\right)$
On obtient : $V_B^2 = 2R_a T_1 \ln \frac{P_A}{P_B} - 2\left(1 - \frac{T_1}{T_0}\right) \frac{\delta m_v}{m_a} \ell_{vap}$

II.D.1) Ordres de grandeurs

- a. $V_B = 80 \text{ m.s}^{-1}$ soit une vitesse de 288 km.h^{-1} et $z_C - z_B = 11 \text{ km}$. Les ordres de grandeur sont corrects.
- b. $z_C - z_D = \frac{R_a T_1}{g} \ln \frac{P_D}{P_C}$ **Valeurs des pressions ?**
 $T_C - T_D = -a(z_C - z_D)$ en notant a le gradient de température.
- c. La puissance utile développée par le cyclone correspond au travail utile récupéré par seconde (avec $W' < 0$).
On obtient donc $P' = -\frac{1}{2}D_{m_a} V_B^2 + D_{m_a} R_a T_0 \ln \frac{P_A}{P_B}$
 $D_{m_a} = 2,76.10^9 \text{ kg.s}^{-1}$ et $\frac{\delta m_v}{m_a} = \frac{D_{mv}}{D_{m_a}}$ donc $D_{mv} = 5.10^6 \text{ kg.s}^{-1}$.
Le débit d'eau est énorme mais c'est ce qui permet au cyclone de développer une puissance de 10 TW , bien supérieure à la puissance d'une centrale nucléaire.