

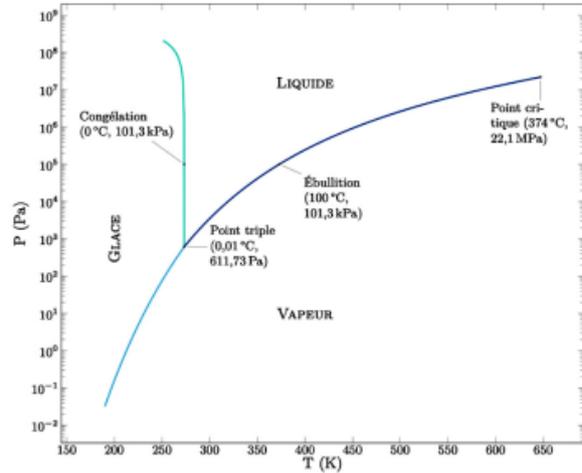
CCB 24 25 : Révisions

ATS 2022 (Montagne) Q 12 13 (+ Doc 1) (Q14 à 19 = difficile) Q 20 à 32

Corrige Pierre Salles :

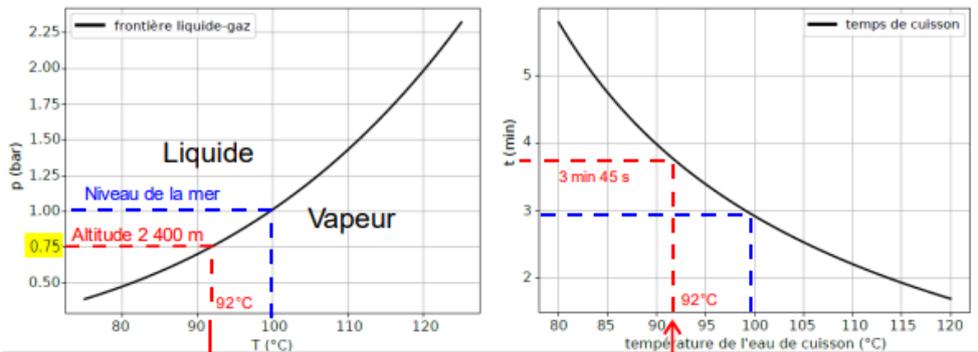
I.3 Effet de la chute de pression sur la cuisson des aliments

12 - Source - © 2021 Cyril Langlois



13 - A 2 400 m, la pression n'est plus que de 0,75 bar (75 kPa). L'eau bout alors à 92°C et cuire des œufs à la coque nécessitera 3 min 45 s au lieu des presque 3 minutes au niveau de la mer.

Altitude m	Température °C	Pression kPa	Accélération gravitationnelle g, m/s ²
2 400	-0,59	75,63	9,799



3

II Effet de foehn

II.1 Gradient adiabatique sec

14 - Le volume d'air s'élève **brusquement**. La **rapidité** de la transformation permet de la supposer adiabatique.

15 - Lors de la transformation **adiabatique réversible d'un gaz parfait**, je peux appliquer les lois de Laplace.

Lors de la transformation restent constants $pV^\gamma = C_1$ et $\frac{pV}{T} = C_2$. NB : je note C_i les constantes.

En divisant $pV^\gamma = C_1$ par $\frac{pV}{T} = C_2$, on obtient $\boxed{p^{1-\gamma}T^\gamma = C_3}$.

16 - Lors de la transformation de l'air lors du mouvement, $\ln(p^{1-\gamma}T^\gamma) = C_4$

$$\Rightarrow (1-\gamma)\ln(p) + \gamma\ln(T) = C_4$$

En différentiant, $\boxed{(1-\gamma)\frac{dp}{p} + \gamma\frac{dT}{T} = 0}$ NB : cette technique s'appelle différentielle logarithmique.

$$17 - (1-\gamma)\frac{dp}{p} + \gamma\frac{dT}{T} = 0 \Rightarrow \frac{dT}{T} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{dp}{p} \Rightarrow \frac{dT}{dz} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{T}{p} \frac{dp}{dz}$$

$$\text{or } \rho = \frac{pM}{RT} \text{ donc } \boxed{\frac{dT}{dz} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{M}{R} \frac{dp}{dz}}$$

18 - La relation (1) $\frac{dp}{dz} = -\rho g$ permet d'obtenir $\boxed{\frac{dT}{dz} = -\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{M g}{R}}$

19 - $\gamma = \frac{7}{5}$ donc $\frac{\gamma-1}{\gamma} = \frac{2}{7}$; $\frac{dT}{dz} = -\frac{2}{7} \times \frac{29.10^{-3} \times 9,8}{8,3}$ Calcul avec deux chiffres significatifs

$$\frac{2 \times 29}{7 \times 8,3} \approx 1 \text{ donc } \boxed{\frac{dT}{dz} \approx -9,8.10^{-3} \text{ K.m}^{-1} = -9,8 \text{ K.km}^{-1}} \text{ gradient adiabatique}$$

II.2 Effet des précipitations

20 - Je prends comme système la vapeur d'eau.

Lors de sa **liquéfaction**, $\Delta H_{\text{eau}} = -m_{\text{vap}} h_{\text{vap}}$ (cours mais **attention au signe**)

D'après le premier principe des transformations monobares en l'absence de travail utile,

$$\Delta H_{\text{eau}} = Q_{\text{reçu par l'eau}} \Rightarrow Q_{\text{reçu par l'eau}} = -m_{\text{vap}} h_{\text{vap}}$$

Les seuls échanges thermiques prennent place entre l'eau et l'air du système

$$\Rightarrow Q_{\text{reçu par l'air}} = -Q_{\text{reçu par l'eau}} \text{ d'où } \boxed{Q_{\text{reçu par l'air}} = m_{\text{vap}} h_{\text{vap}}}$$

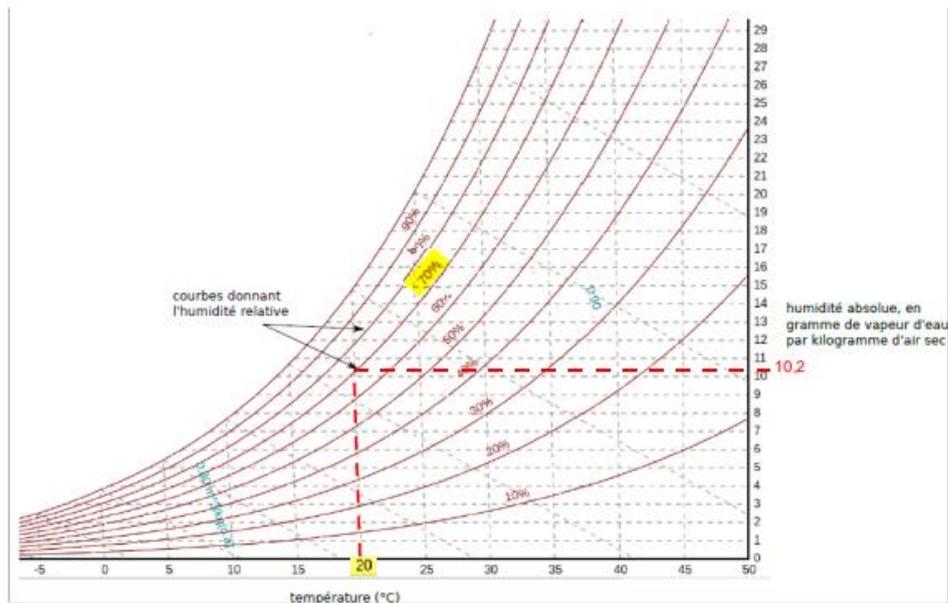
21 - Je prends comme système l'air : $\Delta H_{\text{air}} = m_{\text{air}} c_p \Delta T$

D'après le premier principe des transformations monobares en l'absence de travail utile,

$$\Delta H_{\text{air}} = Q_{\text{reçu par l'air}} \Rightarrow Q_{\text{reçu par l'air}} = m_{\text{air}} c_p \Delta T$$

$$\text{En conclusion, } Q_{\text{reçu par l'air}} = m_{\text{air}} c_p \Delta T = m_{\text{vap}} h_{\text{vap}} \Rightarrow \Delta T = \frac{m_{\text{vap}} h_{\text{vap}}}{m_{\text{air}} c_p}$$

22 - En exploitant le document 6, $\frac{m_{\text{vap}}}{m_{\text{air}}} = 10,2 \cdot 10^{-3}$



23 - $\Delta T = 10 \cdot 10^{-3} \times \frac{2,3 \cdot 10^6}{1,0 \cdot 10^3} = 23 \text{ K}$ $\Delta T = 23 \text{ }^\circ\text{C}$ Calcul à deux chiffres significatifs.

24 - L'énergie libérée lors de la liquéfaction de disparaît pas et sert à échauffer l'air.

II.3 Effet de foehn

25 - Avec un gradient adiabatique de $-9,8 \text{ K} \cdot \text{km}^{-1}$, l'air à $T_A = 20^\circ\text{C}$ qui s'élève de 1 km a une chute de température de $9,8^\circ\text{C}$ donc $T_B = 10,2^\circ\text{C}$.



26 - L'air qui redescend de 1 km a une augmentation de température de $9,8^\circ\text{C}$ donc $T_C = 20^\circ\text{C}$

C'est normal car nous avons pris comme hypothèse pour ce gradient des transformations réversibles : la compression suit le chemin inverse de la détente.

27 - Pour l'air humide, il faut augmenter en plus la température de 23°C lors de l'élévation pour tenir compte de la liquéfaction de la vapeur d'eau donc $T'_B = 33,2^\circ\text{C}$.

L'air qui redescend est sec donc $T'_C = 43^\circ\text{C}$. Ce résultat est conforme à l'effet de foehn.

III La grêle

III.1 Chute sans frottement

On étudie le grêlon dans le référentiel terrestre supposé galiléen.

28 - $E_p = -mgz + C$ **Attention à l'axe vertical descendant**

L'énoncé précise que $E_p(0) = 0$ donc $C = 0$ et $E_p = -mgz$

29 - $E_c = \frac{1}{2}m\dot{z}^2$; $E_m = E_c + E_p = \frac{1}{2}mv^2 - mgz$

En l'absence de frottement, le système est conservatif : $E_m(z) = E_m(z=0)$

$$\Rightarrow \frac{1}{2}mv^2 - mgz = 0 - 0 \Rightarrow v = \sqrt{2gz}$$

30 - $v = \sqrt{2 \times 10 \times 1000} \approx 140 \text{ m.s}^{-1} \xrightarrow{\times 3,6} v \approx 500 \text{ km.h}^{-1}$.

L'énoncé dit que leur vitesse au sol avoisine les 100 km.h^{-1} . **Cela n'est pas cohérent avec notre modélisation. Il n'est pas raisonnable de négliger les frottements.**

III.2 Chute avec frottements quadratiques

31 - La seconde loi de Newton s'écrit $m \frac{d\vec{v}}{dt} = m \vec{g} - \alpha v^2 \vec{e}_z$

En projection sur \vec{e}_z , elle devient $m \frac{dv}{dt} = mg - \alpha v^2$ soit $\frac{dv}{dt} = g - \frac{\alpha}{m} v^2$

32 - Pour v_{lim} , $0 = g - \frac{\alpha}{m} v_{\text{lim}}^2 \Rightarrow v_{\text{lim}} = \sqrt{\frac{mg}{\alpha}}$

I - Récupération de l'énergie de vibration

I.1 Étude en régime libre

1. Je recherche la position d'équilibre du système {danseur + dalle} dans le référentiel terrestre supposé galiléen. À l'équilibre, la somme des forces est nulle

$$m \vec{g} - k(\ell_{\text{eq}} - \ell_0) \vec{e}_z = \vec{0} \quad \text{avec } \ell_{\text{eq}} = z_{\text{eq}} - 0$$

En projection sur \vec{e}_z , $-mg - k(z_{\text{eq}} - \ell_0) = 0 \Rightarrow z_{\text{eq}} = \ell_0 - \frac{mg}{k}$

NB : Il n'y a que deux forces agissant sur le système

Il n'y a pas de réaction du sol car le système ne touche pas le sol

D'éventuels frottements fluides n'interviennent pas sur la position d'équilibre ($\vec{v}_{\text{eq}} = \vec{0}$)

2. La seconde loi de Newton s'écrit $m \vec{a} = m \vec{g} - k(\ell_{\text{eq}} - \ell_0) \vec{e}_z$ en faisant l'hypothèse de frottements négligeables.

En projection sur \vec{e}_z , $m\ddot{z} = -mg - k(z - \ell_0) \Rightarrow m\ddot{z} + kz = -mg + k\ell_0$

NB : la projection sur \vec{u}_z de l'accélération est toujours \ddot{z} par définition.

3. Je reconnais une équation différentielle harmonique $\ddot{z} + \frac{k}{m}z = \frac{k}{m}\left(\ell_0 - \frac{mg}{k}\right)$

Par identification avec $\ddot{z} + \omega_0^2 z = \omega_0^2 z_{\text{eq}}$, je retrouve $z_{\text{eq}} = \ell_0 - \frac{mg}{k}$ et j'obtiens $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$.

La solution est $z(t) = z_{\text{eq}} + K_1 \cos(\omega_0 t) + K_2 \sin(\omega_0 t)$ ou $z(t) = z_{\text{eq}} + K \cos(\omega_0 t + \varphi)$

Le mouvement est rectiligne et sinusoïdal autour de la position d'équilibre.

4. La seconde loi de Newton s'écrit $m \vec{a} = m \vec{g} - k(\ell_{\text{eq}} - \ell_0) \vec{u}_z - \alpha \vec{v}$

En projection sur \vec{u}_z , $m\ddot{z} = -mg - k(z - \ell_0) - \alpha\dot{z} \Rightarrow m\ddot{z} + \alpha\dot{z} + kz = -mg + k\ell_0$

NB : la projection sur \vec{u}_z de la vitesse est toujours \dot{z} par définition.

5. Je reconnais l'équation différentielle $\ddot{z} + \frac{\alpha}{m}\dot{z} + \frac{k}{m}z = \frac{k}{m}\left(\ell_0 - \frac{mg}{k}\right)$.

Par identification avec $\ddot{z} + \frac{\omega_0}{Q}\dot{z} + \omega_0^2 z = \omega_0^2 z_c$, je retrouve $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$, $z_c = \ell_0 - \frac{mg}{k}$

et j'obtiens $Q = \frac{\sqrt{mk}}{\alpha}$

NB : la position d'équilibre se nomme dorénavant z_c et plus z_{eq} .

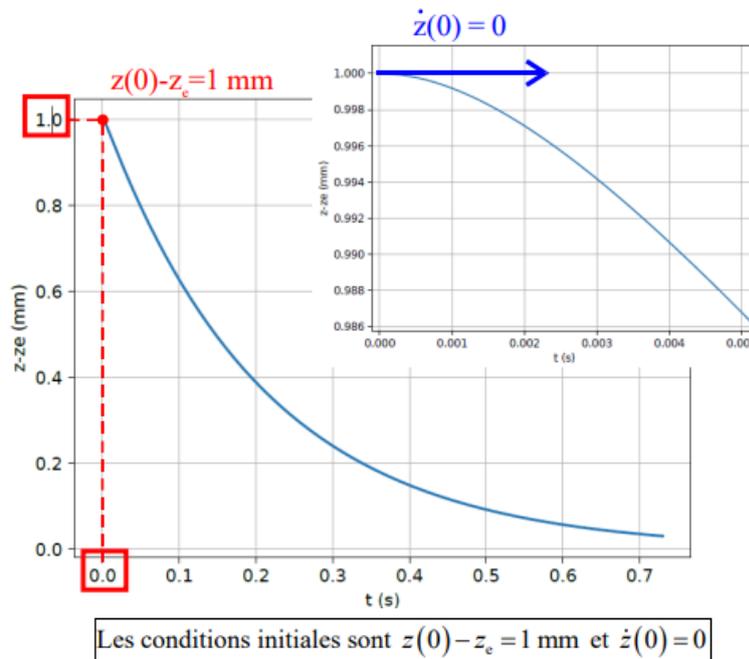
6. Il y a trois régimes libres amortis possibles ♥

<p>Apériodique pour $Q < \frac{1}{2}$</p> <p>Critique pour $Q = \frac{1}{2}$</p> <p>Pseudopériodique pour $Q > \frac{1}{2}$</p>	<p>Pour le système, $Q = 0,11 < \frac{1}{2}$ donc il est en régime libre amorti apériodique.</p>
--	--

NB : équation caractéristique $r^2 + \frac{\omega_0}{Q}r + \omega_0^2 = 0$, $\Delta = \left(\frac{\omega_0}{Q}\right)^2 - 4\omega_0^2 = \frac{4\omega_0^2}{Q^2} \left(\frac{1}{4} - Q^2\right)$

Apériodique $\Delta > 0$ (fort amortissement), critique $\Delta = 0$, pseudopériodique $\Delta < 0$ (faible amortissement)

7. $\frac{d}{dt}(z(t) - z_e) = \dot{z}(t)$ est la pente de la courbe représentative de $z(t) - z_e$ en fonction de t .



1.2 Étude en régime sinusoïdal forcé

8. J'admets que $\ddot{z} + \frac{\omega_0}{Q}\dot{z} + \omega_0^2 z = -\mu\ddot{z}_d$ et $z_d(t) = A \cos(\omega t)$

En régime permanent, $z(t) = Z_m \cos(\omega t + \varphi)$

J'en déduis qu'en notation complexe, $-\omega^2 \underline{Z}_m + \frac{\omega_0}{Q} j\omega \underline{Z}_m + \omega_0^2 \underline{Z}_m = -\mu(-\omega^2 A)$

$$\Rightarrow \underline{Z}_m = \frac{\omega^2 \mu A}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega \frac{\omega_0}{Q}}$$

NB : Je reconnais la forme canonique d'un passe haut d'ordre 2 avec $H_0 = -\mu A$

$$9. Z_m = |Z_m| = \left| \frac{\mu\omega^2 A}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega \frac{\omega_0}{Q}} \right| \Rightarrow Z_m = \frac{\mu\omega^2 A}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \frac{\omega_0^2}{Q^2}}}$$

$$10. \text{En BF, } Z_m \underset{\omega \ll \omega_0}{\sim} \frac{\mu\omega^2 A}{\omega_0^2} \xrightarrow{\omega \rightarrow 0} 0 \quad \text{et} \quad \text{en HF, } Z_m \underset{\omega \gg \omega_0}{\sim} \frac{\mu\omega^2 A}{\omega^2} = \mu A$$

NB : conforme à un passe haut

$$11. Z_m = \frac{\mu A}{\sqrt{(u^2 - 1)^2 + \frac{u^2}{Q^2}}} \text{ avec } u = \frac{\omega_0}{\omega} \text{ est bien cohérent avec mon résultat Q8.}$$

Il y a résonance si $Z_m(\omega)$ présente un maximum or $u : \omega \mapsto \frac{\omega_0}{\omega}$ est monotone donc cela

équivaut à $Z_m(u)$ présente un maximum $\Leftrightarrow f : u \mapsto (u^2 - 1)^2 + \frac{u^2}{Q^2}$ présente un minimum.

$$f'(u) = 4u(u^2 - 1) + \frac{2u}{Q^2} = 4u \left(u^2 - \left(1 - \frac{1}{2Q^2}\right) \right) \text{ s'annule pour une valeur autre que } u = 0$$

($\omega \rightarrow \infty$) uniquement si $1 - \frac{1}{2Q^2} > 0$. Alors, $f(u)$ présente bien un minimum.

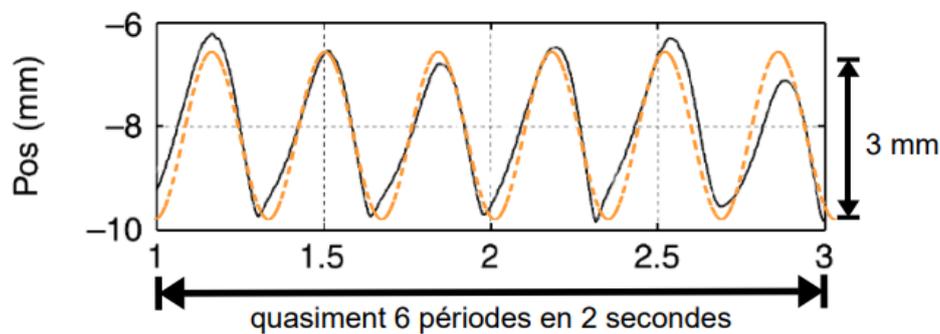
u	0	$\sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2}}$	$+\infty$
f'	-	0	+

$$\text{résonance} \Leftrightarrow Q > \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Pour le système considéré, $Q = 0,11 < \frac{1}{\sqrt{2}} \approx 0,7$. Il n'y a donc pas résonance.

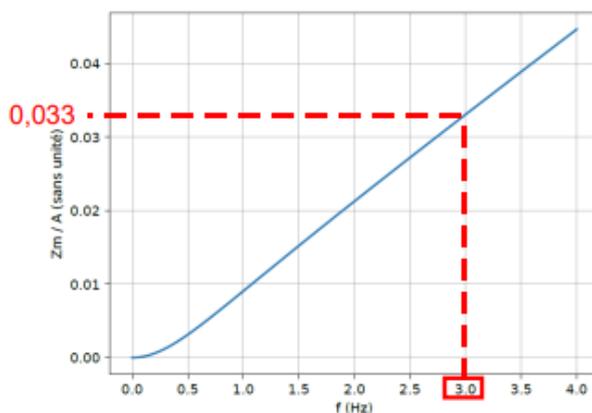
12. Il y a quasiment 3 cycles par secondes $f \approx 3\text{Hz}$

La valeur crête à crête est de l'ordre de $Z_{p,p} \approx 3\text{ mm}$ d'où $Z_m = \frac{Z_{p,p}}{2} \approx 1,5\text{ mm}$



NB : Le logiciel *Regressi* propose comme modèle approchant $z = -8,1 + 1,52 \cos(2\pi \times 2,93 \times t - 2,65)$

13. Par lecture graphique, $f \approx 3 \text{ Hz}$, $\frac{Z_m}{A} \approx 0,033 \Rightarrow \frac{A}{Z_m} \approx 30$ or $Z_m \approx 1,5 \text{ mm}$ donc $A \approx 4,5 \text{ cm}$



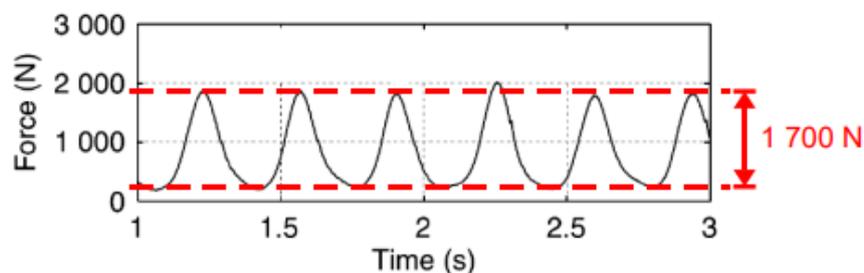
Attention, ce ne sont pas des très basses fréquence ($f = 3 \text{ Hz}$ et $f_0 = 6,9 \text{ Hz}$)

Ne pas utiliser l'approximation $Z_m \sim \frac{\mu \omega^2 A}{\omega_0^2}$

14. $F = -m_d \ddot{z}_d$ a pour amplitude F_m en régime permanent et z_d a pour amplitude A .

$$\underline{F_m} = -m_d \omega^2 \underline{Z_{dm}} \Rightarrow |F_m| = |-m_d \omega^2 Z_{dm}| \Rightarrow F_m = m_d \omega^2 A$$

$$F_m = 60 \times 4 \times \pi^2 \times 3^2 \times \frac{9}{2} \cdot 10^{-2} = 6 \times 4 \times 40 \quad F_m \approx 960 \text{ N}$$

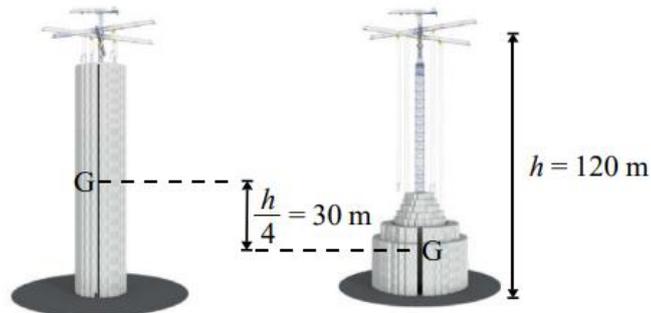


La lecture graphique est de 1 700 N crête à crête soit une amplitude $F_m \approx 850 \text{ N}$.
L'ordre de grandeur est identique au calcul précédent.

II – Stockage gravitaire

25. Le système permet de stocker de l'énergie potentielle de pesanteur.

J'estime que le centre de gravité du système peut varier de $\frac{h}{4}$ entre les deux positions extrêmes.



J'en déduis que le système permet de stocker $E_{\text{stockée}} \approx Nm_{\text{bloc}}g \frac{h}{4}$ $N = 5\,000$ $m = 3 \cdot 10^4$ kg

AN : $E_{\text{stockée}} \approx 5\,000 \times 3 \cdot 10^4 \times 10 \times 30 = 45$ GJ

NB : $1 \text{ MW.h} = 3,6$ GJ donc $E_{\text{stockée}} \approx 13$ MW.h
Energy Vault, cité par le sujet, annonce 35 MWh

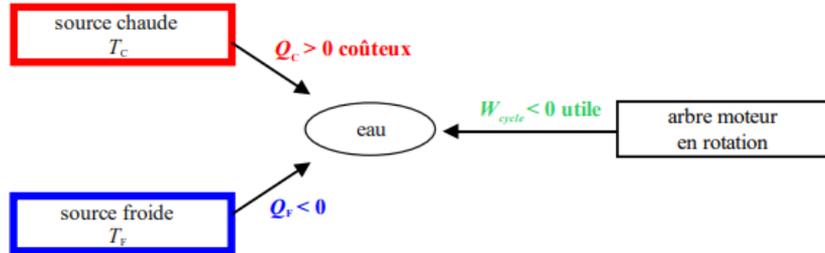
26. La puissance maximale est obtenue en faisant descendre $N' = 6$ blocs d'une hauteur h à la vitesse de $v = 3 \text{ m.s}^{-1}$. $P_{\text{max}} = N'mgv$

AN : $P_{\text{max}} \approx 6 \times 3 \cdot 10^4 \times 10 \times 3 = 5,4$ MW

NB : Energy Vault, cité par le sujet, annonce 4 MW.

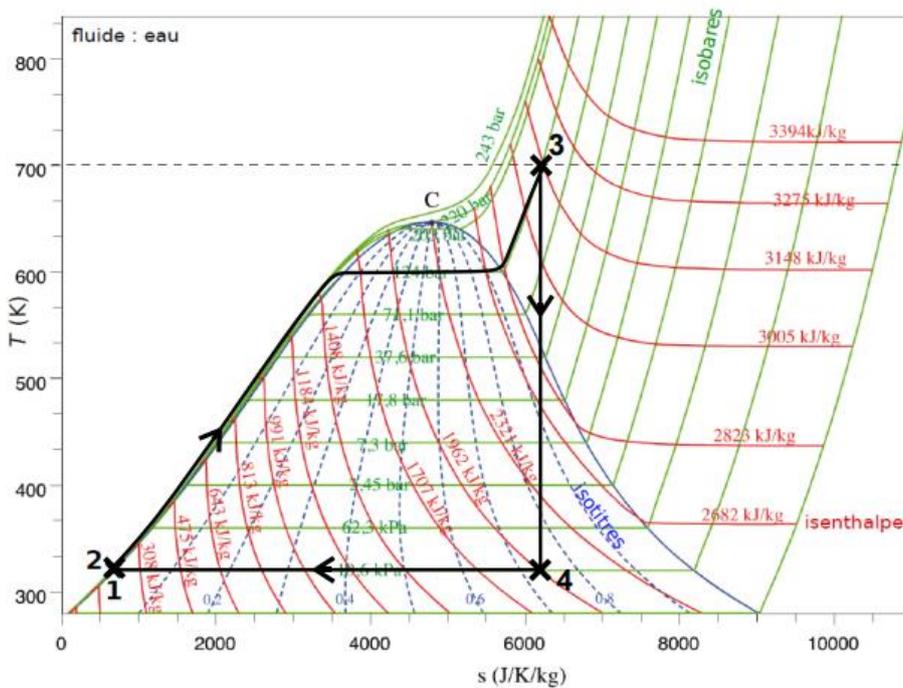
III – Production de travail mécanique à partir d’une source chaude

III.1 Étude du cycle à vapeur à partir du diagramme T-s



Je rappelle que les transformations 1 → 2 et 3 → 4 sont ♥ adiabatiques réversibles donc isentropique

	(s)	(p)	(s)	
1	→	2	→	3
	compresseur	évaporateur	turbine	4
Liq saturant		Liq	Vap sèche	Liq + vap
320 K		320 K	700 K	
10,6 kPa		124 bar	124 bar	10,6 kPa
197 kJ/kg		209 kJ/kg		



NB : Le cycle est décrit dans le sens horaire, ce qui est bien caractéristique d’un moteur.

27. Le point 3 est sur l'isobare 124 bar à une température de 700 K.

La lecture graphique donne $h_3 = 3\,148 \text{ kJ.kg}^{-1}$

28. En traçant l'isentropique 3 → 4 sur le graphique, son intersection avec l'isobare passant par le point 1 me donne le point 4.

La lecture graphique donne $h_4 = 1\,962 \text{ kJ.kg}^{-1}$ et $s_4 = 6\,250 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$

29. La lecture graphique donne du point 4 entre deux isotitres $x_4 \approx 75\%$ et $T_4 = T_1 = 320 \text{ K}$

NB : avec le théorème des moments, $x_4 = \frac{LM}{LV} = \frac{79 \text{ mm}}{105 \text{ mm}} \approx 75\%$

30. Dans l'évaporateur, il n'y a pas de parties mobiles $\Rightarrow w_{i,23} = 0$

On néglige les variations d'énergie mécanique $\Delta e_{m,23} \approx 0$

Le premier principe des écoulements stationnaire donne $\Delta_{23}h + \cancel{\Delta e_{m,23}} = \cancel{w_{i,23}} + q_{23}$

$$q_{23} = h_3 - h_2 = 2\,939 \text{ kJ.kg}^{-1} > 0$$

Lors de la vaporisation et l'échauffement, l'eau reçoit de l'énergie.

Comme prévu par mon schéma initial décrivant le moteur, $q_{23} = q_c > 0$

31. Dans la turbine, la détente est adiabatique $\Rightarrow q_{34} = 0$

On néglige les variations d'énergie mécanique $\Delta e_{m,34} \approx 0$

Le premier principe des écoulements stationnaire donne $\Delta_{34}h + \cancel{\Delta e_{m,34}} = w_{i,34} + \cancel{q_{34}}$

$$w_{i,34} = h_4 - h_3 = -1\,186 \text{ kJ.kg}^{-1} < 0$$

Lors de la détente dans la turbine, l'eau libère de l'énergie qui fait tourner l'axe.

32. Dans le compresseur, la compression est adiabatique $\Rightarrow q_{12} = 0$

On néglige les variations d'énergie mécanique $\Delta e_{m,12} \approx 0$

Le premier principe des écoulements stationnaire donne $\Delta_{12}h + \cancel{\Delta e_{m,12}} = w_{i,12} + \cancel{q_{12}}$

$$w_{i,12} = h_2 - h_1 = 12 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

NB : Comprimer de l'eau nécessite de l'énergie, $w_{i,12} > 0$

Comprimer de l'eau liquide (incompressible) nécessite très peu d'énergie, $|w_{i,12}| \ll |w_{i,34}|$

Lors de la compression réversible, $w_{i,12} = \int_1^2 v dp \approx v(p_2 - p_1) = \frac{p_2 - p_1}{\rho} \approx \frac{124 \cdot 10^5}{10^3} = 12,4 \text{ kJ.kg}^{-1}$

33. Pour un moteur, $\eta = \frac{-w_{i,\text{total}}}{q_c}$ $\eta = \frac{-w_{i,34} - w_{i,12}}{q_{23}}$

NB : Le premier principe impose $\Delta_{\text{cycle}}h = 0 = w_{i,12} + q_{23} + w_{i,34} + q_{41}$ donc $\eta = \frac{q_{23} + q_{41}}{q_{23}} = 1 + \frac{q_{41}}{q_{23}}$

$$34. \eta = \frac{1186 - 12}{2939} \approx \frac{1176}{2940} = 40\%$$

Par sécurité, vérifions le théorème de Carnot : $\eta \leq 1 - \frac{T_F}{T_C} = 1 - \frac{320}{700} \approx 50\%$

$$35. P = D_m \left| w_{i,12} + w_{i,34} \right| \Rightarrow \boxed{D_m = \frac{P}{|w_{i,34}|}}$$

$$D_m = \frac{5 \cdot 10^7}{10^6} = 50 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$36. \eta = \frac{P}{P_{\text{th}}} \Rightarrow \boxed{P_{\text{th}} = \frac{P}{\eta} = 150 \text{ MW}}$$

III.2 Étude du cycle à vapeur sans le diagramme et rôle de p_3 et T_3

Hypothèse la vapeur est un gaz parfait : Je rappelle qu'un gaz parfait obéit à la seconde loi de Joule, son enthalpie ne dépend que de la température. En diagramme T - s , les isenthalpes sont des droites horizontales. Cela n'est absolument pas le cas au point 3 !

37. Pour un système homogène, on fait l'approximation $\Delta h = c_p \Delta T$ donc $h_3 - h_0 = c_p (T_3 - T_0)$.

$$\text{donc } \boxed{h_3 = c_p (T_3 - T_0) + h_0}$$

38. Je vais redémontrer qu'une transformation adiabatique réversible est isentropique.

Transformation **réversible** : (égalité dans le second principe) $\frac{Q_{34}}{T_s} = \Delta S$

Transformation adiabatique : $Q_{34} = 0$

donc $\Delta_{34}S = 0$ La transformation est isentropique quel que soit le système.

J'en conclue que $\boxed{s_4 = s_3 = 6450 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}}$

39. Je vais redémontrer le théorème des moments.

L'entropie est une fonction extensive donc $S_4 = S_{4,\text{liq}} + S_{4,\text{vap}}$

$$\Rightarrow (m_{4,\text{liq}} + m_{4,\text{vap}})s_4 = m_{4,\text{liq}}s_l + m_{4,\text{vap}}s_v \Rightarrow s_4 = \frac{m_{4,\text{liq}}}{m_{4,\text{liq}} + m_{4,\text{vap}}}s_l + \frac{m_{4,\text{vap}}}{m_{4,\text{liq}} + m_{4,\text{vap}}}s_v$$

Or $x_4 = \frac{m_{4,\text{vap}}}{m_{4,\text{liq}} + m_{4,\text{vap}}}$ est la fraction massique en vapeur et $(1 - x_4)$ en liquide

$$\Rightarrow s_4 = (1 - x_4)s_l + x_4s_v \Rightarrow \boxed{x_4 = \frac{s_4 - s_l}{s_v - s_l}}$$

40. Je vais effectuer de même avec l'enthalpie

L'enthalpie est une fonction extensive donc $H_4 = H_{4,\text{liq}} + H_{4,\text{vap}}$

$$\Rightarrow (m_{4,\text{liq}} + m_{4,\text{vap}})h_4 = m_{4,\text{liq}}h_l + m_{4,\text{vap}}h_v \Rightarrow h_4 = (1 - x_4)h_l + x_4h_v$$

$$\Rightarrow \boxed{h_4 = \frac{s_v - s_4}{s_v - s_l}h_l + \frac{s_4 - s_l}{s_v - s_l}h_v}$$

41. En général, le modèle du gaz parfait est approprié dans le domaine des basses pressions. Cela se retrouve sur la coïncidence des courbes en basse pression.