CPGE MAROC

e-mail : cpgespe.mp@Gmail.com

CORRECTION DU 2013-2014 C-N-C-PHYSIQUE-I

Corrigé proposé par M.Ouzi

Problème I

pendule de torsion

1.1.

Un référentiel Galiléen est un référentiel dans lequel le principe d'inertie est vérifié.

1.2.

Le référentiel Terrestre est le référentiel dont l'origine est lié à la Terre et ces axes pointent vers des étoiles lointaines.
La déviation vers l'Est d'une pierre lâchée dans un puis et le pendule de Foucault sont deux expériences célèbres qui ont mis en évidence le caractère non Galiléen du référentiel Terrestre.
Dans notre cas, le temps de l'expérience est faible de sorte que l'origine du référentiel Terrestre décrit un mouvement rectiligne uniforme dans le référentiel de Copernic et donc il peut être considéré comme Galiléen.

1.3.

En appliquant le théorème du moment cinétique en O au système $\{2masses+tige\}$ dans le référentiel $\mathscr{R}$ supposé Galiléen on a :

$$\frac{d\overrightarrow{\sigma_o}}{dt}=\overrightarrow{\mathscr{M}}_o(P)+\overrightarrow{\Gamma}$$

où σ_o est le moment cinétique en O du système, soit $\overrightarrow{\sigma}_o=J_\Delta\dot{\theta}\overrightarrow{e}_z$ car l'axe $\Delta\equiv Oz$ est un axe de symétrie du système étudié, et J_Δ est le moment d'inertie du système, donc :

$J_\Delta=m\ell^2+m\ell^2=2m\ell^2$ (la tige est de masse négligeable) et $P=2mg$ le poids su système dont le barycentre est en O, donc $\overrightarrow{\mathscr{M}}_o(P)=\overrightarrow{OO}\wedge\overrightarrow{P}=\overrightarrow{0}$.
Ce qui donne :
$2m\ell^2\ddot{\theta}\overrightarrow{e}_z=-C\theta\overrightarrow{e}_z$ d'où l'équation différentielle demandée :

$$\boxed{\ddot{\theta}+\frac{C}{2m\ell^2}\theta=0}$$

La solution est donc harmonique :
$\theta(t)=A\cos(\omega_o t+\varphi)$ et puisque $\theta(0)=\theta_o$ alors $A\cos\varphi=\theta_o$, et $\frac{d\theta}{dt})_{t=0}=0$ alors $A\omega_o\sin\varphi=0$ ce qui donne :
$sin\varphi=0$ donc $\cos\varphi=1$ d'où $A=\theta_o$
finalement :

$$\boxed{\theta(t)=\theta_o\cos\omega_o t} \quad \text{où} \quad \boxed{\omega_o=\sqrt{\frac{C}{2m\ell^2}}}$$

1.4.1.

L'air est l'origine des frottements visqueux agissant sur les deux masses.

1.4.2.

Le théorème du moment cinétique appliqué à l'ensemble dans le référentiel $\mathscr{R}$, en tenant compte des frottements, s'écrit par :

$$\frac{d\overrightarrow{\sigma_o}}{dt}=\overrightarrow{\mathscr{M}}_o(P)+\overrightarrow{\Gamma}+\overrightarrow{\mathscr{M}}_o(F_1)+\overrightarrow{\mathscr{M}}_o(F_2)$$

où $\overrightarrow{F}_i=-\lambda\overrightarrow{v}_i$ force agissant sur la masse i ($i=1$ ou $i=2$: 1 en A, 2 en B) et $\overrightarrow{v}_i=\ell\dot{\theta}\overrightarrow{e}_{\theta_i}$, où $\overrightarrow{e}_{\theta_i}$ est le vecteur unitaire orthoradiale normale à la tige en A et en B dont le sens est celui du mouvement des masses.
Alors :
$\overrightarrow{\mathscr{M}}_o(F_1)=\overrightarrow{OA}\wedge(-\lambda\ell\dot{\theta})\overrightarrow{e}_{\theta_1}=-\lambda\ell^2\dot{\theta}\overrightarrow{e}_z$
de même :
$\overrightarrow{\mathscr{M}}_o(F_2)=\overrightarrow{OB}\wedge(-\lambda\ell\dot{\theta})\overrightarrow{e}_{\theta_2}=-\lambda\ell^2\dot{\theta}\overrightarrow{e}_z$
finalement le T.M.C s'écrit :
$2m\ell^2\ddot{\theta}\overrightarrow{e}_z=-C\theta\overrightarrow{e}_z-2\lambda\ell^2\dot{\theta}\overrightarrow{e}_z$ ce qui donne :

$$\boxed{\frac{d^2\theta}{dt^2}+\frac{\lambda}{m}\frac{d\theta}{dt}+\frac{C}{2m\ell^2}\theta=0}$$

donc $\boxed{\beta=\frac{\lambda}{m}}$ dont la dimension est $[T^{-1}]$.

et $\boxed{\gamma=\omega_o^2=\frac{C}{2m\ell^2}}$ dont la dimension est $[T^{-2}]$.

1.4.3.

L'équation caractéristique de l'équation précédente est :
$r^2+\beta r+\gamma=0$ dont le discriminent est $\Delta=\beta^2-4\gamma$ donc suivant le signe de Δ on a 3 cas à envisager :

- $r_{1,2}=\frac{1}{2}(-\beta\pm\sqrt{\Delta})$ si $\Delta>0$ soit :
$\theta(t)=e^{\frac{\beta}{2}}(A_1e^{\sqrt{\Delta}t}+B_1e^{-\sqrt{\Delta}t})$
- et $r_{1,2}=\frac{1}{2}(-\beta\pm i\sqrt{-\Delta})$ si $\Delta<0$

c-à-d : $\theta(t)=e^{-\frac{\beta}{2}}(A_2e^{i-\Delta}t+B_2e^{-i\sqrt{-\Delta}t})$

- finalement si $\Delta=0$ on a $\theta(t)=e^{-\frac{\beta}{2}}(A_3+B_3t)$ donc dans tous les cas on a :

$$\boxed{\theta(t)=f(t)e^{-\frac{t}{\tau}}}$$

où $\frac{\beta}{2}=\frac{1}{\tau}$, donc $\boxed{\tau=\frac{2m}{\lambda}}$

La première solution : $\Delta>0$ correspond au régime apériodique.
La seconde solution : $\Delta<0$ correspond au régime pseudopériodique.
La dernière solution correspond au régime critique.

1.4.4.

La solution donc $f(t)=c_1\cos\omega t+c_2\sin\omega t$ correspond au régime pseudo périodique, c-à-d $\Delta<0$ donc $\beta^2-4\gamma<0$ soit $\frac{\lambda^2}{m^2}-4\frac{C}{2m\ell^2}<0\Rightarrow$:

$$\boxed{\lambda<\frac{1}{\ell}\sqrt{2mC}}$$

La solution dans ce cas est :
$\theta(t)=e^{-\frac{t}{\tau}}(c_1\cos\omega t+c_2\sin\omega t)$
donc :
$\frac{d\theta}{dt}=-\frac{1}{\tau}\theta(t)+e^{-\frac{t}{\tau}}\omega(-c_1\sin\omega t+c_2\cos\omega t)$
et les conditions initiales donnent :
$\boxed{c_1=\theta_o}$ et $-\frac{\theta_o}{\tau}+c_2\omega=0$ soit $\boxed{c_2=\frac{\theta_o}{\omega\tau}}$

et puisque la solution de l'équation caractéristique dans ce cas est $r_{1,2}=\frac{1}{2}(-\beta\pm i\sqrt{4\gamma-\beta^2})$

$\Rightarrow\omega=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{4C}{2m\ell^2}-\frac{\lambda^2}{m^2}}$ alors :

$$\boxed{\omega=\sqrt{\frac{C}{2m\ell^2}-\frac{\lambda^2}{4m^2}}}$$

1.4.5.

L'erreur relative introduite lorsque on suppose $\omega=\omega_o$ est inférieure à 1% si :

$\frac{\omega_o-\omega}{\omega_o}<\frac{1}{100}\Rightarrow\frac{\omega}{\omega_o}>1-\frac{1}{100}$ soit :
$\frac{\omega^2}{\omega_o^2}>(1-0,01)^2$

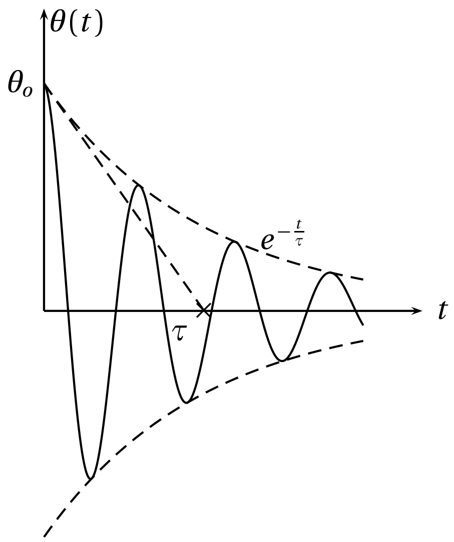
et puisque $\omega^2=\omega_o^2-\frac{\lambda^2}{4m^2}$ alors :
$1-\frac{\lambda^2}{4m^2}\times\frac{2m\ell^2}{C}>1-2\times0,01$
car $((1+\varepsilon)^n\simeq1+n\varepsilon)$
donc :
$1-0.98>\frac{\lambda^2\ell^2}{2mC}$ ce qui donne :
$\lambda<\frac{\sqrt{0,02\times2mC}}{\ell}$ ou bien :

$$\boxed{\lambda<\frac{\sqrt{0,04mC}}{\ell}}$$

(on vérifie bien qu'on est toujours en régime pseudo-périodique $\lambda<\frac{\sqrt{2mC}}{\ell}$)

1.4.6.

On a $\theta(t)=\theta_o(\cos\omega t+\frac{1}{\omega\tau}\sin\omega t)e^{-\frac{t}{\tau}}$ dont l'allure du graphe est la suivante :



1.4.7.

Le décriment logarithmique est défini, en général, par : $\delta=\frac{1}{n}\ln(\frac{\theta(t)}{\theta(t+nT)}$ mais le texte l'a volontairement défini par $\delta=\ln(\frac{\theta(t)}{\theta(t+nT)}$ donc on suit la définition du texte.

$\delta=\ln(\frac{\theta(t)}{\theta(t+nT)})$

$$\delta=\ln\left(\frac{\theta_o(\cos\omega t+\frac{1}{\omega\tau}\sin\omega t)e^{-\frac{t}{\tau}}}{\theta_o(\cos\omega t+\frac{1}{\omega\tau}\sin\omega t)e^{-\frac{t+nT}{\tau}}}\right)$$

car $\cos\omega(t)=\cos\omega(t+nT)$ et

$\sin\omega(t) = \sin\omega(t+nT)$
donc : $\delta = \ln e^{\frac{nT}{\tau}}$ soit :

$$\boxed{\delta = \frac{nT}{\tau}}$$

1.5.

(i) $2T = 32\ s$ donc la pseudo-période est :

$$\boxed{T = 16\ s}$$

(ii) L'amplitude des oscillations est réduite d'un facteur 3 au bout de 10 oscillations donc $\dfrac{\theta(t)}{\theta(t+10T)} = 3$ donc :

$$\boxed{\delta = \ln 3}$$

(iii) Sachant que $\delta = \dfrac{nT}{\tau}$ alors $\tau = \dfrac{nT}{\delta}$ ici on a $n = 10$ ce qui donne :
$\tau = \dfrac{10T}{\delta} = \dfrac{10\times 16}{\ln 3}$ soit :

$$\boxed{\tau = 146}$$

(iv) $\omega = \dfrac{2\pi}{T} \Rightarrow \boxed{\omega = 0.39\ rd.s^{-1}}$.

D'après la question $I.4.3.$ on $\beta = \dfrac{2}{\tau}$ et sachant que $\omega^2 = \gamma - \dfrac{\beta^2}{4}$ et $\gamma = \omega_o^2$ alors :
$\omega^2 = \omega_o^2 - \dfrac{1}{\tau^2})$ donc :
$\omega_o = \sqrt{\omega^2 + \dfrac{1}{\tau^2}} \Rightarrow \boxed{\omega_o = 0{,}39\ rd.s^{-1}}$

(v) On a $\omega_o^2 = \gamma = \dfrac{C}{2m\ell^2}$ donc $C = 2m\ell^2\omega_o^2$ soit :

$$\boxed{C = 3.75.10^{-8}\ N.m}$$

2.1

La force d'interaction attractive entre deux masses m et M distants de r est donnée par $F = \mathcal{G}\dfrac{mM}{r^2}$.
C'est Newton qui est à l'origine de cette loi.

2.2

Les interactions fondamentales sont l'interaction gravitationnelle citée plus haut, l'interaction électromagnétique, l'interaction faible (ces deux dernières sont en fait rassemblée en une seule interaction appelée interaction électrofaible) et l'interaction forte.

2.3

A l'échelle du noyau atomique c'est l'interaction forte qui explique la cohésion des nucléons.

2.4

$$\boxed{\overrightarrow{F}_{B_1\to A_1} = -\mathcal{G}\frac{mM\overrightarrow{A_1B_1}}{||\overrightarrow{A_1B_1}||^3}}$$

$$\boxed{\overrightarrow{F}_{B_2\to A_2} = -\mathcal{G}\frac{mM\overrightarrow{A_2B_2}}{||\overrightarrow{A_2B_2}||^3}}$$

$$\boxed{\overrightarrow{\Gamma}' = 2\ell\mathcal{G}\frac{mM}{d^2}\overrightarrow{e}_z}$$

2.5

Á l'équilibre on a :
$\overrightarrow{\mathcal{M}}_o(P) + \overrightarrow{\Gamma}' + \overrightarrow{\Gamma} = \overrightarrow{0}$
$2\ell\mathcal{G}\dfrac{mM}{d^2} - C'\alpha = 0$ ce qui donne :

$$\boxed{\mathcal{G} = \frac{C'\alpha d^2}{2\ell mM}}$$

2.6

Lorsque la tige tourne d'un angle α le rayon lumineux réfléchi tourne d'un angle 2α. donc d'après la figure on a $\tan 2\alpha = \dfrac{a}{d}$ et puisque α est faible alors $\tan 2\alpha \simeq 2\alpha$ et donc :

$$\boxed{\alpha = \frac{a}{2D}}$$

$$\boxed{\alpha = 8{,}89.10^{-4}\ rad}$$

Donc :

$$\boxed{\mathcal{G} = 6{,}675.10^{-11}\ N.kg^{-2}.m^2}$$

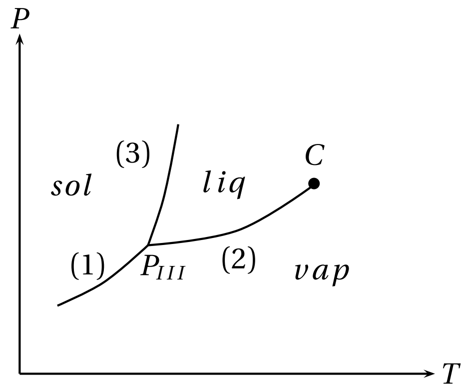
2.7

La mesure de la période T_p du pendule simple de longueur ℓ sur Terre à une altitude h , permet de remonter à la masse de la Terre connaissant $\mathcal{G}$, et donc g.
En effet :
$\omega_o = \dfrac{2\pi}{T_p} = \sqrt{\dfrac{g}{\ell}}$ et $mg = \dfrac{\mathcal{G}mM_T}{(R_T+h)^2}$ d'où R_T.
Connaissant M_T et $\mathcal{G}$ et en utilisant la loi de $Kepler$ on peut déduire la masse de la lune, et celle des planète par la mesure de leur période autour de la Terre.

Problème II- Thermodynamique

Généralités

1.1.



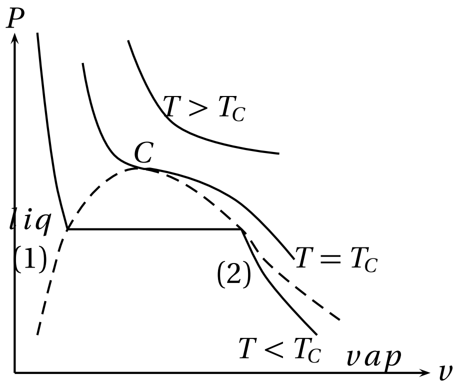
• La courbe (1) est la courbe d'équilibre sublimation ⇆ solidification
• La courbe (2) est la courbe d'équilibre liquéfaction ⇆ vaporisation
• La courbe (3) est la courbe d'équilibre fusion ⇆ solidification
Le point P_{III} est le point triple, c'est le point où on a coexistence des trois phases; solide, liquide et vapeur.
Le point critique C est le point au delà duquel on ne peut pas distinguer la phase vapeur de la phase liquide.
(il est caractérisé dans le digramme de $\mathscr{C}lapeyron$ $P=f(v)$ par $\frac{\partial P}{\partial v})_{T_C}=0$ et $\frac{\partial^2 P}{\partial v^2})_{T_C}=0$)

1.2.

le digramme d'état de l'eau présente une pente négative pour la courbe (1) (voir figure précédente)
Ceci est dû au fait que la masse volumique diminue lors de la solidification et c'est la liaison hydrogène qui en est responsable.

1.3.

Le diagramme d'Andrews demandé est le suivant :



La courbe (1) en pointillés de $v < v_C$ est la courbe d'ébullition et la courbe (2) en pointillés de $v > v_C$ est appelé courbe de rosée.
On appelle pression de vapeur saturante, la pression de l'atmosphère qui règne sur un liquide saturant c-à-d lors de sa vaporisation.

1.4.

voir aussi cours
$H=H_\ell+H_v$ (l'enthalpie est extensive)
donc : $h(T)=\frac{H}{m}=\frac{H_\ell}{m}+\frac{H_v}{m}$
soit $h(T)=\frac{H_\ell}{m_\ell}\frac{m_\ell}{m}+\frac{H_v}{m_v}\frac{m_v}{m}$
ce qui donne $h(T)=x_\ell h_\ell+x_v h_v$
et puisque $x_v+x_\ell=1$ alors :

$$\boxed{x_v=\frac{h(T)-h_\ell}{h_v-h_\ell}}$$

même démonstration pour S.

1.5.

$L_v=ml_v$ avec l_v est la chaleur massique latente qui est donnée par : $l_v=h_v-h_\ell$ donc :

$$\boxed{L_v(T)=m(h_v(T)-h_\ell(T))}$$

1.6.1.

Une transformation quasi-statique adiabatique est caractérisée par $S=cte$ (isentropique)

1.6.2.

Puisque la transformation est isentropique alors $ds=0$ donc :
$\frac{dT}{T}=\frac{\alpha v_\ell}{c_\ell}dP \Rightarrow \ln\frac{T_2}{T_1}=\frac{\alpha v_\ell}{c_\ell}(P_2-P_1)$
$\Rightarrow \frac{T_2}{T_1}=e^{\frac{\alpha v_\ell}{c_\ell}(P_2-P_1)} \Rightarrow \frac{T_2-T_1}{T_1}+1=e^{\frac{\alpha v_\ell}{c_\ell}(P_2-P_1)}$
donc :

$$\boxed{\Delta T=T_1(e^{\frac{\alpha v_\ell}{c_\ell}(P_2-P_1)}-1)}$$

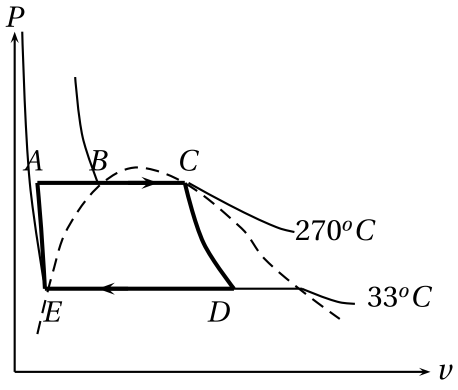
Application numérique :
$\Delta T=306(e^{\frac{3,5.10^{-4}\times10^{-3}}{4,18.10^3}(55-0.05).10^5}-1)$

$$\boxed{\Delta T=0.14\ K}$$

La compression isentropique de l'eau liquide est donc aussi presque isotherme

Étude d'une centrale thermique motrice

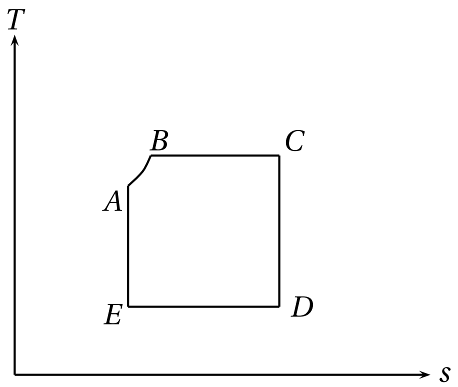
2.1.



En point C disparaît la dernière goutte liquide (vapeur saturante à $T=33^oC$)
En point E disparaît la dernière bulle gazeuse (liquide saturant à $T=270^oC$)
En D on a mélange liquide vapeur (palier de liquéfaction).
Le sens du cycle est celui d'un cycle moteur (sens horaire).

2.2.

Le diagramme (T,s) est représenté ci-dessous :



2.3.

Voir cours :
Le premier principe de la thermodynamique d'un écoulement permanent s'écrit :

$$\Delta(\frac{c^2}{2}+gz+h)=q_{th}+w_u$$

Puisque la variation de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle de pesanteur est négligée, alors ce dernier s'écrit :

$$\Delta h=q+w_u$$

2.4.

$$\boxed{je\ me\ suis\ trompé\ là}$$

2.5.

D'après la formule démontrée plus haut on a :

$x_{vD}=\dfrac{s_D(33)-s_\ell(33)}{s_v(33)-s_\ell(33)}$ or $s_D(33)=s_C(270)$ (isentropique) donc :
$x_{vD}=\dfrac{5.92.10^3-0.475.10^3}{8.39.10^3-0.475.10^3}$ soit :

$$\boxed{x_{vD}=0,68}$$

Et puisque $x_{vD}=\dfrac{h_D(33)-h_\ell(33)}{h_v(33)-h_\ell(33)}$ alors :
$h_D(33)=x_{vD}(h_v(33)-h_\ell(33))+h_\ell(33)$
Application numérique :
$h_D(33)=0,68\times(2560-138)+138\ \ kJ.kg^{-1}$
soit :

$$\boxed{h_D(33)=1785\ \ kJ.kg^{-1}}$$

2.6.

Dans le générateur de vapeur, l'eau reçoit de la chaleur donc $\boxed{q_2>0}$, par contre dans le condenseur l'eau cède de la chaleur donc $\boxed{q_1<0}$

2.7.

Appliquons le premier principe entre C et D :
$\Delta h=h_D-h_C=w_u+q_{CD}$ or la transformation $C->D$ est isentropique (donc adiabatique) alors $q_{CD}=0$ et $h_C=h_{vC}(270)=2787\ \ kJ.kg^{-1}$ donc :
$w_u=1785-2787=-1002\ \ kJ.kg^{-1}$ donc le travail fourni par un kilogramme d'eau à la turbine est :

$$\boxed{W_{Tu}=-m\,w_{Tu}=-1002\ \ kJ}$$

2.8.

Le rendement de ce cycle est le rapport entre ce qu'on gagné : $|w_{Tu}|$ et ce qu'on a dépensé : la quantité de chaleur reçue dans le générateur de vapeur + travail de compression $q_2+w_{E->A}$:

$$\boxed{\eta_R=\frac{|w_{Tu}|}{q_2+w_{E->A}}}$$

⚠ la suite est erroné puisque la valeur de $+w_{E->A}$ est fausse, je vais rectifier Dans le générateur de vapeur on a $P=55\ \ bar$ constante donc $\delta q_2=dh_{A->B->C}$ or $dh_{A->B}=c_\ell dT$ (phase condensée) et $dh_{B->C}=h_C-h_B=\ell_v(270)$ donc :
$q_2=c\ell(T_B-T_A)+h_{vC}(270)-h_{\ell B}(270)$ or $T_B=270^oC$ et $\Delta T=T_A-33^oC$ d'après la question 1.6.2. soit $T_A=0.14+33=33.14^oC$ ou bien :

$$\boxed{T_A=306,14\ \ K}$$

$q_2 = 4,18.10^3(270-33.14)+(2787-1184).10^3$
(ΔT en K ou en ^oC c'est pareil)

$$\boxed{q_2 = 990\ kJ}$$

Le rendement de $Carnot$ est $\eta_C = 1 - \dfrac{T_B}{T_A} \Rightarrow \eta_C = 1 - \dfrac{273+33,14}{273+270}$ ce qui donne :

$$\boxed{\eta_C = 0,44 \text{ soit } \eta_C = 43,6\%}$$

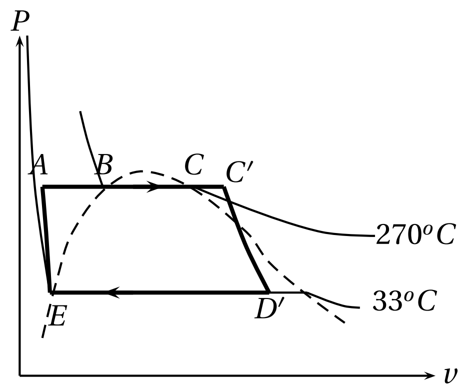
$\eta_R < \eta_C$ c'est normale puisque le rendement du cycle de $Carnot$ est le rendement maximale entre les deux sources de chaleur à T_A et T_B.(cycle théorique)

2.9.

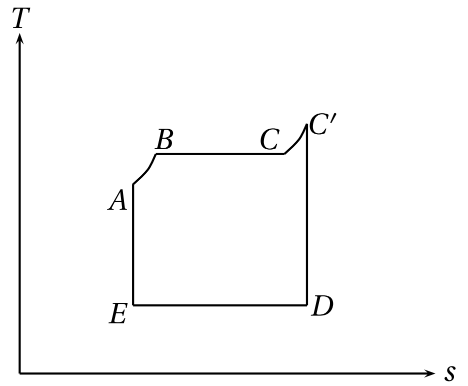
Le cycle de $Rankine$ est un cycle réel alors que celui de $Carnot$ est théorique

Augmentation du rendement

3.1.



3.2.



3.3.

La présence des gouttes d'eau dans la vapeur humide font que les pales de la turbines vont se corroder, c'est pourquoi il vaut mieux de les faire fonctionner avec de la vapeur sèche

3.4.1.

Dans le surchauffeur on a : $\delta q_S = dh$ donc $q_S = h_{C'} - h_C$ c-à-d :

$q_S(400) = 3182 - 2787 = 395\ kJ.kg^{-1}$

$\Rightarrow \boxed{Q_S = 395\ kJ}$.

$q_S(500) = 3426 - 2787 = 639\ kJ.kg^{-1}$

$\Rightarrow \boxed{Q_S = 639\ kJ}$.

$q_S(600) = 3660 - 2787 = 873\ kJ.kg^{-1}$

$\Rightarrow \boxed{Q_S = 873\ kJ}$.

$q_S(400) = 3894 - 2787 = 1107\ kJ.kg^{-1}$

$\Rightarrow \boxed{Q_S = 1107\ kJ}$.

3.4.2.

Pour le titre $x_{vD'}$ on utilise la relation démontrée en 1.4

$x_{vD'} = \dfrac{s_{D'} - s_\ell(33)}{s_v(33) - s_\ell(33)}$ or $s_{D'} = s_{C'}$ (isentropique) donc :

$x_{vD'}(400) = \dfrac{6,58 - 0,475}{8.39 - 0,475}$

$\Rightarrow \boxed{x_{vD'}(400) = 0,77}$

$x_{vD'}(500) = \dfrac{6,92 - 0,475}{8.39 - 0,475}$

$\Rightarrow \boxed{x_{vD'}(400) = 0,81}$

$x_{vD'}(600) = \dfrac{7,2 - 0,475}{8.39 - 0,475}$

$\Rightarrow \boxed{x_{vD'}(400) = 0,0,85}$

$x_{vD'}(700) = \dfrac{7,46 - 0,475}{8.39 - 0,475}$

$\Rightarrow \boxed{x_{vD'}(400) = 0,88}$

3.4.3.

Comme précédemment (2.5) :

$h_{D'} = x_{vD'}(h_v(33) - h_\ell(33)) + h_\ell(33)$ soit :

$h_{D'}(400) = 0,77 \times (2560 - 138) + 0,138$

$\Rightarrow \boxed{h_{D'}(400) = 2003\ kJ.kg^{-1}}$

$h_{D'}(500) = 0,81 \times (2560 - 138) + 0,138$

$\Rightarrow \boxed{h_{D'}(400) = 2100\ kJ.kg^{-1}}$

$h_{D'}(600) = 0,85 \times (2560 - 138) + 0,138$

$\Rightarrow \boxed{h_{D'}(400) = 2197\ kJ.kg^{-1}}$

$h_{D'}(700) = 0,88 \times (2560 - 138) + 0,138$

$\Rightarrow \boxed{h_{D'}(400) = 2270\ kJ.kg^{-1}}$

3.4.4.

Appliquons le premier principe entre C' et D' :

$\Delta h = h_{D'} - h_{C'} = w''_{Tu} + q_{C'D'}$ or la transformation $C' - >' D$ est isentropique (donc adiabatique) alors $q_{C'D'} = 0$ donc $w''_{Tu} = h_{D'} - h_{C'}$ qui est donc le travail massique reçu par l'eau, donc le travail fourni à la turbine est :

$w'_{Tu} = -w''_{Tu} = h_{C'} - h_{D'}$