

Mécanique

Exercice 1 : Satellites

I.1. le TMC appliqué à P s'écrit : $\frac{d\vec{L}_O(P)}{dt} = \vec{OP} \times \left(-\frac{mMG}{r^3} \vec{OP} \right) = \vec{0} \Rightarrow \vec{L}_O = \vec{OP}(t) \times m\vec{v}_P(t) = \vec{cst} \cdot \vec{OP}(t)$ est

constamment normal au vecteur constant \vec{L}_O . $P(t)$ évolue donc dans le plan normal à \vec{L}_O , passant par O.

I.2. $\vec{L}_O = r\vec{e}_r \times m(\dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\theta}\vec{e}_\theta) = mr^2\dot{\theta}\vec{e}_z = \vec{cst} \Rightarrow C = r^2\dot{\theta} = cste$.

I.3. d'après le PFD : $m\vec{a}_P \cdot \vec{e}_r = -mC^2u^2[u'' + u] = -mMGu^2$. d'où l'équation différentielle du mouvement :

$u'' + u = \frac{MG}{C^2}$, de solution : $u = \frac{MG}{C^2} + A \cos(\theta - \theta_0) = \frac{MG}{C^2} [1 + \varepsilon e \cos(\theta - \theta_0)]$. Ou encore :

$$r = \frac{p}{1 + \varepsilon e \cos(\theta - \theta_0)}, \text{ avec: } p = \frac{C^2}{MG}.$$

$$I.4. r(\theta_0) + r(\theta_0 + \pi) = \frac{p}{1+e} + \frac{p}{1-e} = \frac{2p}{1-e^2} = 2a \Rightarrow a = \frac{p}{1-e^2}.$$

I.5. $\vec{f} = -\frac{mMG}{r^3} \vec{OP} = \vec{\nabla}_P \left(\frac{mMG}{r} \right) = -\vec{\nabla}_P(E_P)$. \vec{f} est conservative et dérive de l'énergie potentielle

$$E_P(r) = -\frac{mMG}{r} + cst = -\frac{mMG}{r} \quad (E_P(\infty) = cst = 0).$$

I.6. $E_C = \frac{1}{2}mv_P^2 = \frac{1}{2}mC^2[u'^2 + u^2]$. \vec{f} est conservative, donc $E_m = E_C + E_P = cst$. Or : $E_P = -mMGu = -\frac{mC^2u}{p}$

$$E_m = -\frac{mC^2}{p} \frac{1-e}{p} + \frac{mC^2}{2} \left(\frac{1-e}{p} \right)^2 = \frac{mC^2}{2p^2} [-2 + 2e + (1-e)^2] = \frac{mC^2}{2p^2} [-2 + 2e + (1-e)^2] = -\frac{mC^2(1-e^2)}{2p^2}.$$

$$\text{Soit : } E_m = -\frac{mC^2}{2pa} = -\frac{mMG}{2a}.$$

I.7. la surface balayée par \vec{OP} pendant dt est : $dS = \frac{1}{2}r \times r d\theta = \frac{C}{2} dt \Rightarrow \frac{dS}{dt} = \frac{C}{2} = cst = \frac{\pi ab}{T}$ (loi des aires).

D'où : $T = \frac{2\pi ab}{C^2}$. Or : $b^2 + \left(a - \frac{p}{1+e} \right)^2 = a^2 \Rightarrow b^2 = \frac{2ap}{1+e} - \frac{p^2}{(1+e)^2} = \frac{p^2}{(1+e)^2} \left[\frac{2}{1-e} - 1 \right] = \frac{p^2}{1-e^2} = pa$. Donc :

$$T = \frac{2\pi a \sqrt{pa}}{\sqrt{pMG}}. \text{ Soit : } T = \sqrt{\frac{4\pi^2}{MG} a^{\frac{3}{2}}}.$$

$$I.8. v_T = \frac{2\pi r_T}{T_T} = \sqrt{\frac{M_S G}{r_T}}. \quad v_M = \sqrt{\frac{M_S G}{r_M}} = v_T \sqrt{\frac{r_T}{r_M}}. \text{ AN : } v_T \# 29,8 \text{ km s}^{-1}. \quad v_M \# 24,2 \text{ km s}^{-1}.$$

$$I.9. a = \frac{r_T + r_M}{2} = 1,25 \text{ UA}. \quad \|\vec{v}_P\| = \sqrt{\frac{2(E_m - E_P(0))}{m}}.$$

$$I.10. \Delta T = \sqrt{\frac{\pi^2}{MG} a^{\frac{3}{2}}}. \text{ AN : } \Delta T \# 258 \text{ jours } 16 \text{ h } 9 \text{ min}. \quad \Delta T = \frac{r_M \beta}{v_M} \Rightarrow \beta = \frac{v_M \Delta T}{r_M}. \text{ AN : } \beta \# 0,377 \text{ rad} \approx 21,6^\circ.$$

I.11. d'après le TMCM : $mr_0\omega^2 = G \frac{mm_M}{r_0^2} \Rightarrow \omega = \sqrt{G \frac{m_M}{r_0}}$. AN : $\omega \# 1,87 \text{ rad.s}^{-1}$.

I.12. d'après le PFD appliqué à P₁, on a : $\frac{m}{2}(r_0 - h)\omega^2 = G \frac{mm_M}{2(r_0 - h)^2} - \mathcal{R} \Rightarrow \mathcal{R} = G \frac{mm_M}{2} \left[\frac{1}{r_0^2} - \frac{1}{(r_0 - h)^2} \right]$.

Au 1^{er} ordre : $\mathcal{R} \approx G \frac{mm_M}{2r_0^2} \left[1 - \left(1 + 2 \frac{h^2}{r_0^2} \right) \right]$. soit : $\mathcal{R} \approx - \frac{Gmm_M h^2}{r_0^4}$. AN : $|\mathcal{R}| \# 3.10^{-8} \text{ N}$, trop faible.

Exercice II : système articulé de quatre solides

II.1. $m_T \overline{C_3 C} = m \overline{C_3 C_1} + m \overline{C_3 C_2} + M \overline{C_3 C_4} = M \overline{C_3 C_4} \Rightarrow \overline{C_3 C} = \frac{M}{m_T} \overline{C_3 C_4}$. $d = C_3 C = \frac{M}{m_T} C_3 C_4$. AN : $d = 1 \text{ m}$.

II.2. la CRSG des roues S_k s'écrit : $\vec{v}_{I_k \in S_k} = \vec{v}_{C_k} + \vec{\omega} \times \overline{C_k I_k} = v \vec{e}_x - \omega \vec{e}_z \times r \vec{e}_y = (v + r\omega) \vec{e}_x = \vec{0}$. D'où : $\omega = -\frac{v}{r}$.

II.3. le TMC appliqué à S₁ en C_k s'écrit : $\frac{d\vec{L}_{C_k}(S_k)}{dt} = \vec{0} + \vec{M}_{C_k}(\vec{\mathcal{R}}_k)$. Or : $\vec{L}_{C_k}(S_k) = j\vec{\omega} = -j\frac{v}{r}\vec{e}_z$ et

$\vec{M}_{C_k}(\vec{\mathcal{R}}_k) = \overline{C_k I_k} \times \vec{\mathcal{R}}_k = -r \vec{e}_y \times (T_k \vec{e}_x + N_k \vec{e}_y) = r T_k \vec{e}_z$. D'où : $T_k = -j \frac{\dot{v}}{r^2}$.

II.4. $v = \text{cste} \Rightarrow T_k = 0$ et d'après le TRC appliqué au système $S_1 \cup S_2 \cup S_3 \cup S_4$, on a :

$\frac{d(m_T \vec{v})}{dt} = \vec{F} + m_T \vec{g} + \vec{\mathcal{R}}_k + \vec{\mathcal{R}}_k = \vec{0} \Rightarrow F = m_T g \sin \alpha$ et $N_1 + N_2 = m_T g \cos \alpha$.

II.5. le TMC appliqué au système $S_1 \cup S_2 \cup S_3$ s'écrit : $\frac{d\vec{L}_{C_3}(1,2,3)}{dt} = \vec{0} + \vec{M}_{C_3}(\vec{\mathcal{R}}_1) + \vec{M}_{C_3}(\vec{\mathcal{R}}_2) + \vec{M}_{C_3}(\vec{F})$. Or :

$\vec{L}_{C_3}(1,2,3) = \vec{L}_{C_3}(1) + \vec{L}_{C_3}(2) + \vec{L}_{C_3}(3)$; $\vec{L}_{C_3}(1) = j\vec{\omega} + \overline{C_3 C_1} \times m \vec{v} = j\vec{\omega} + l \vec{e}_x \times v \vec{e}_x = j\vec{\omega}$; $\vec{L}_{C_3}(2) = j\vec{\omega}$;

$\vec{L}_{C_3}(3) = \vec{0}$ (mouvement de translation pure) ; $\vec{M}_{C_3}(\vec{\mathcal{R}}_1) = \overline{C_3 C_1} \times \vec{\mathcal{R}}_1 = -l N_1 \vec{e}_z$; $\vec{M}_{C_3}(\vec{\mathcal{R}}_2) = \overline{C_3 C_1} \times \vec{\mathcal{R}}_2 = l N_2 \vec{e}_z$ et

$\vec{M}_{C_3}(\vec{F}) = \overline{C_3 H} \times \vec{F} = -h F \vec{e}_z$. D'où : $\vec{0} = l(N_2 - N_1) \vec{e}_z - h F \vec{e}_z$. soit : $l(N_2 - N_1) = h F = h m_T g \sin \alpha$.

II.6. $N_2 = \frac{m_T g}{2} \left[\cos \alpha + \frac{h}{l} \sin \alpha \right]$; $N_1 = \frac{m_T g \cos \alpha}{2} \left[1 - \frac{h}{l} \tan \alpha \right]$.

II.7. pour que le contact entre les roues et le câble persiste, il faut avoir : $N_1 > 0$ et $N_2 > 0$. Soit : $\tan \alpha < \frac{l}{h}$.

AN : $\tan \alpha < 1,67$ ou $\alpha < 59^\circ$.

II.8. le TMC appliqué au système $S_1 \cup S_2 \cup S_3 \cup S_4$ s'écrit :

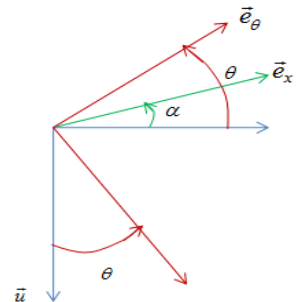
$\frac{d\vec{L}_{C_3}(1,2,3,4)}{dt} + \vec{v}_{C_3} \times m_T \vec{v}_C = \vec{0} + \vec{M}_{C_3}(\vec{\mathcal{R}}_1) + \vec{M}_{C_3}(\vec{\mathcal{R}}_2) + \vec{M}_{C_3}(\vec{F}) + \vec{M}_{C_3}(M \vec{g})$.

$\vec{L}_{C_3}(1,2,3,4) = \vec{L}_{C_3}(1,2,3) + J \dot{\theta} \vec{e}_z \cdot \vec{v}_{C_3} \times m_T \vec{v}_C = v \vec{e}_x \times m_T (v \vec{e}_x + d \dot{\theta} \vec{e}_\theta)$. on suppose que

pour de faibles amplitudes, $d \dot{\theta}_{\max} \ll v$. Ainsi : $\vec{v}_{C_3} \times m_T \vec{v}_C \approx \vec{0}$.

$J \ddot{\theta} = -m_T C_3 C_4 g \sin \theta \approx -m_T C_3 C_4 g \theta$. De la forme : $\ddot{\theta} + \Omega^2 \theta = 0$: oscillations sinusoïdales de pulsation :

$\Omega = \sqrt{\frac{m_T C_3 C_4 g}{J}}$. AN : $\Omega \# 4,42 \text{ rad.s}^{-1}$.



Remarque :

$\vec{v}_{C_3} \times m_T \vec{v}_C = v \vec{e}_x \times m_T (v \vec{e}_x + d\dot{\theta} \vec{e}_\theta) = m_T v d\dot{\theta} \sin(\theta - \alpha) \vec{e}_z \Rightarrow J\ddot{\theta} + m_T v d\dot{\theta} \sin(\theta - \alpha) = -m_T C_3 C_4 g \sin \theta$. Au 1^{ier} ordre en θ et ses dérivées, on obtient $J\ddot{\theta} - m_T v d\dot{\theta} \sin \alpha + m_T C_3 C_4 g \theta = 0$: équation de solution divergente.

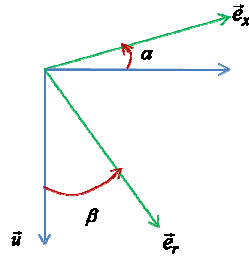
II.9. S_4 est en équilibre dans $\mathcal{R}'(C_3, xyz)$. Donc : $M\vec{g} + \vec{\mathcal{R}} - M\vec{v}_x = (-Mg \sin \alpha + T - M\dot{v}) \vec{e}_x + (-Mg \cos \alpha + N) \vec{e}_y = \vec{0}$.

Soit : $T = M\dot{v} + Mg \sin \alpha$ et $N = Mg \cos \alpha$.

II.10. le TMC appliqué à S_4 en C_3 dans le référentiel s'écrit :

$\vec{C}_3 \vec{C}_4 \times [M\vec{g} - M\vec{v}_x] = \vec{0} \Rightarrow \vec{e}_r \times [g\vec{u} - \dot{v}\vec{e}_x] = -[g \sin \beta + \dot{v} \cos(\beta - \alpha)] \vec{e}_z = \vec{0}$. on en déduit :

$$-\frac{\dot{v}}{g} = \frac{\sin \beta}{\cos(\beta - \alpha)} = \frac{\sin(\beta - \alpha + \alpha)}{\cos(\beta - \alpha)} = \tan(\beta - \alpha) \cos \alpha + \sin \alpha \Rightarrow \tan(\beta - \alpha) = -\frac{\dot{v}}{g \cos \alpha} - \tan \alpha$$



AN : $\tan(\beta - \alpha) \neq -0,46$.

II.11. le TRC appliqué au système $S_1 \cup S_2 \cup S_3 \cup S_4$, (cf II.4) s'écrit : $\frac{d(m_T \vec{v})}{dt} = \vec{F} + m_T \vec{g} + \vec{\mathcal{R}}_k + \vec{\mathcal{R}}_k = \vec{0}$ (1) \Rightarrow

$m_T \dot{v} = F + T_1 + T_2$ et d'après II.3 $T_k = -j \frac{\dot{v}}{r^2}$. D'où : $F = m_T g \sin \alpha + \left(m_T + \frac{2j}{r^2}\right) \dot{v}$. AN : $F = -325N$.

II.12. (1) $\Rightarrow N_1 + N_2 = m_T g \cos \alpha$.

le TMC appliqué au système $S_1 \cup S_2 \cup S_3$ (Cf II.5.) s'écrit : $\frac{d\vec{L}_{C_3}(1,2,3)}{dt} = -lN_1 \vec{e}_z + lN_2 \vec{e}_z + -hF \vec{e}_z$.

$\vec{L}_{C_3}(1,2,3) = -\frac{2j\dot{v}}{r} \vec{e}_z$. D'où : $-2j \frac{\dot{v}}{r} = l(N_2 - N_1) - hF$. soit : $l(N_2 - N_1) = hm_T g \sin \alpha + \left[hm_T + \frac{2j}{r} \left(\frac{h}{r} - 1\right)\right] \dot{v}$.

On en déduit :

$$N_2 = \frac{m_T g \cos \alpha}{2} + \frac{hm_T g \sin \alpha}{2l} + \left[m_T \frac{h}{2l} + \frac{j}{lr} \left(\frac{h}{r} - 1\right)\right] \dot{v} \text{ et } N_1 = \frac{m_T g \cos \alpha}{2} - \frac{hm_T g \sin \alpha}{2l} - \left[m_T \frac{h}{2l} + \frac{j}{lr} \left(\frac{h}{r} - 1\right)\right] \dot{v}$$

Thermodynamique – Géothermie

Exercice III : Ondes thermique

III.1. le problème est invariant par translation suivant Ox et invariant par translation suivant Oy, donc : $T(M, t) = T(z, t)$.

III.2. $\vec{j}_{th}(M, t) = -\lambda \vec{\nabla}_M [T(M, t)]$. \vec{j}_{th} : vecteur densité de courant thermique. $T(M, t)$: température absolue en M à t. λ : conductivité thermique du milieu. Loi analogue à la loi d'Ohm locale : $\vec{j}(M, t) = -\gamma \vec{\nabla}_M [V(M, t)]$.

III.3. $\theta(M, t) = \underline{f}(z) e^{i\omega t}$. $\frac{\partial \theta}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} \Rightarrow \frac{d^2 \underline{f}(z)}{dz^2} - \frac{i\omega}{D} \underline{f}(z) = 0$.ou encore : $\underline{f}''(z) - \frac{(1+i)^2 \omega}{D} \underline{f}(z) = 0$ (1).

III.4. la solution générale de (1) est $\underline{f}(z) = A \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{D}}(1+i)z\right) + B \exp\left(\sqrt{\frac{\omega}{D}}(1+i)z\right)$. A et B constantes.

Physiquement, $T(z \rightarrow \infty, t)$ est finie, d'où : $B=0$.

$$\text{III.5. } \underline{\theta}(z,t) = \underline{f}(z)e^{i\omega t} = A \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{D}}z + i\left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{D}}z\right)\right) = Ae^{-\frac{z}{\delta}} \exp\left(+i\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right)\right), \text{ avec : } \delta = \sqrt{\frac{2D}{\omega}}.$$

$$\underline{\theta}(0,0) = A = a.$$

III.6. $T(z,t) = T_0 + ae^{-\frac{z}{\delta}} \cos\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right)$: Les fluctuations de la température à la surface se propagent en profondeur en s'atténuant. $2\pi\delta$ est la pseudo-période des variations spatiales de l'onde thermique. δ représente aussi une distance caractéristique sur laquelle l'amplitude des fluctuations s'annule. Après une profondeur de quelques δ , les variations occasionnelles de température à la surface ne sont plus ressenties.

$$\text{III.7. } \theta(z,t) = ae^{-\frac{z}{\delta}} \cos\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right). ae^{-\frac{L_{10}}{\delta}} = \frac{a}{10} \Rightarrow L_{10} = \delta \ln 10.$$

III.8. variations quotidiennes de température, la période des variations temporelle de température à la surface est $\tau = \frac{2\pi}{\omega} = 1 \text{ jour}$. $\delta = \sqrt{\frac{2D}{\omega}} \approx 8,4 \text{ cm}$. D'où : $L_{10} \approx 20 \text{ cm}$.

Pour les variations annuelles, $\tau = \frac{2\pi}{\omega} = 1 \text{ an}$, $\delta \approx 1,6 \text{ m}$ et $L_{10} \approx 3,70 \text{ m}$: trop profond !. On peut donc enfouir les canalisations à une profondeur de 20 à 30 cm pour s'emparer des fluctuations journalières de température.

$$\text{III.9. } \Delta t = \frac{L_{10}}{\omega\delta} = \frac{\ln 10}{\omega} = \frac{\tau \ln 10}{2\pi} \text{ ne dépend que de la fréquence des fluctuations de } T \text{ à la surface.}$$

AN : variations quotidiennes, $\Delta t \approx 8 \text{ h } 48 \text{ min}$. Variations annuelles : $\Delta t \approx 47 \text{ jours } 17 \text{ h}$.

III.10. la pertinence du modèle réside dans le fait qu'il permet d'évaluer la profondeur que peut attendre une fluctuation de température de surface et le temps qu'elle met pour atteindre cette profondeur. Néanmoins, ce modèle est simpliste et ne prend pas en compte l'inhomogénéité et les variations temporelles (surtout saisonnières) de la conductivité thermique, les fluctuations aléatoires de température à la surface qui ne sont pas périodiques et la possibilité de production d'énergie interne.

Exercice IV : Pompe à chaleur géothermique

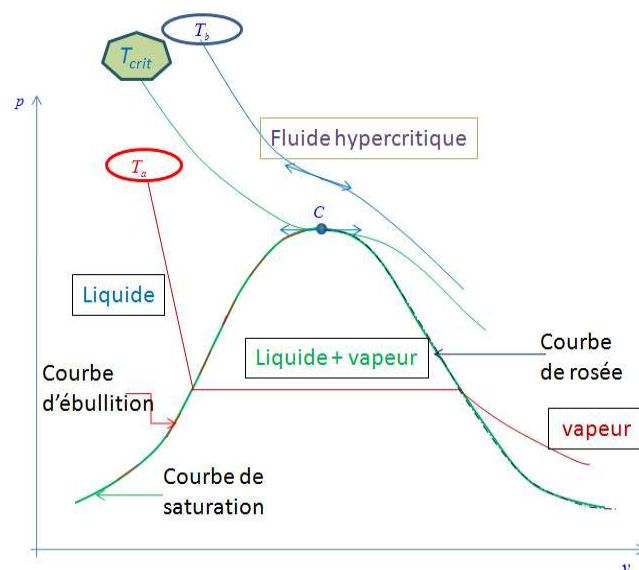
IV.1. diagramme de Clapeyron (voir figure)

$$\text{IV.2. a) } l_v(T) = h_v(T) - h_l(T).$$

$$\text{b) } c_p = \frac{\gamma R}{M(\gamma - 1)}.$$

$$\text{c) pour un GP, } dh = c_p dT \Rightarrow h(T) = \frac{\gamma R}{M(\gamma - 1)} T + cst.$$

IV.3. a) $w > 0$, $q_c < 0$ et $q_f > 0$. $e = -\frac{q_c}{w}$. $1 < e < e_c$ (1^{er} et 2^{ème} principe).



$$b) e = -\frac{q_c}{w} = \frac{q_c}{q_f + q_c} = \frac{1}{1 + (q_f/q_c)} \text{ et d'après le 2}^{\text{ième}} \text{ principe : } \frac{q_f}{T_f} + \frac{q_c}{T_c} + s_c = 0 \text{ (} tq \ s_c \geq 0 \text{)} \Rightarrow \frac{q_f}{q_c} = -\frac{T_f}{T_c} - \frac{T_f s_c}{q_c}$$

$$\text{. d'où : } e = \frac{1}{1 - \frac{T_f}{T_c} - \frac{T_f s_c}{q_c}} \leq \frac{1}{1 - \frac{T_f}{T_c}} = \frac{T_c}{T_c - T_f} = e_c . \ e = e_c \Rightarrow s_c = 0 : \text{ c'est le cas d'un cycle totalement réversible.}$$

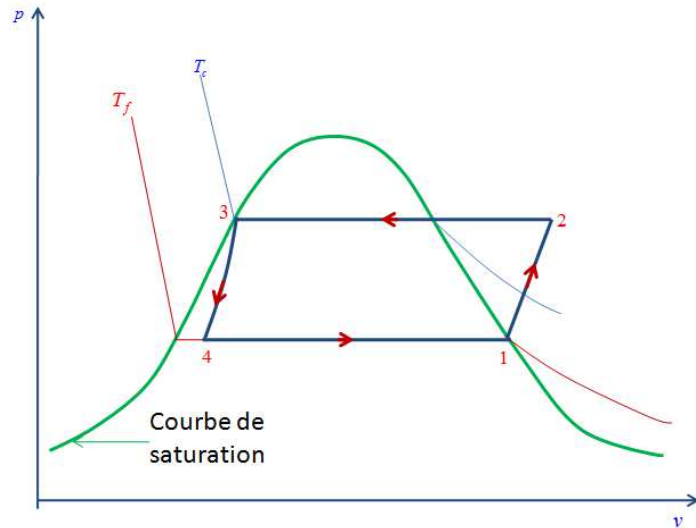
IV.4. a) cycle thermodynamique (voir figure)

$$b) q_c = q_{2 \rightarrow 3} \cdot q_f = q_{4 \rightarrow 1} .$$

c) au cours de $2 \rightarrow 3$: c'est l'air intérieur à la maison de température T_c qui joue le rôle de thermostat.

IV.5. a) sur le diagramme de Clapeyron, w est représenté par l'aire du cycle.

b) en augmentant T_f à T_c constante, l'aire du cycle, donc w , diminue sans que q_c change. L'efficacité e va donc augmenter.



c) pour une PAC sur aquifère, la température de l'eau glycolée est relativement élevée par rapport à celle de l'air ambiant d'hiver. Elle est donc plus efficace qu'une PAC air-air.

IV.6. a) $1 \rightarrow 2$ est une compression isentropique de gaz parfait, donc d'après la loi de Laplace :

$$T_1 p_1^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = T_2 p_2^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \Rightarrow T_2 = T_f \left(\frac{p_f}{p_c} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} . \ T_1 = T_f \cdot p_1 = p_{sat}(T_f) = p_f \cdot p_2 = p_c . \text{ AN : } \boxed{T_2 \# 335K} .$$

$$b) q_c = h_v(T_c) - h_v(T_2) - l_v(T_c) = \frac{\gamma R}{M(\gamma-1)}(T_c - T_2) - l_v(T_c) . \text{ AN : } \boxed{q_c \# 158kJ.kg^{-1}} .$$

$$c) \text{ enthalpie massique de changement d'état : } l_v(T_c) = h_v(T_c) - h_L(T_c) \# 151kJ.kg^{-1} .$$

$$\text{Enthalpie massique de surchauffe : } \frac{\gamma R}{M(\gamma-1)}(T_2 - T_c) \# 6,52kJ.kg^{-1} \text{ plus faible que } l_v .$$

C/C : q_c est due principalement au changement d'état du gaz.

IV.7. a) la détente de Joule Kelvin est isenthalpique. Au cours de $3 \rightarrow 4$ h se conserve.

$$b) h_4 = x h_v(T_f) + (1-x) h_L(T_f) = h_L(T_c) \Rightarrow x = \frac{h_L(T_c) - h_L(T_f)}{h_v(T_f) - h_L(T_f)} . \text{ AN : } \boxed{x \# 0,272} .$$

$$IV.8. q_f = h_v(T_f) - h_4 = (1-x)[h_v(T_f) - h_L(T_f)] . \text{ soit : } \boxed{q_f = (1-x)l_v(T_f)} . \text{ AN : } \boxed{q_f \# 135kJ.kg^{-1}} .$$

$$IV.9. w = -q_f - q_c = h_2 - h_1 = \frac{\gamma R}{M(\gamma-1)}(T_2 - T_f) . \text{ AN : } w \# 25,2kJ.kg^{-1} .$$

$$IV.10. a) e = -\frac{q_c}{w} = 1 + \frac{q_f}{w} = 1 + \frac{(1-x)[h_v(T_f) - h_L(T_f)]}{\frac{\gamma R}{M(\gamma-1)}(T_2 - T_f)} = 1 + \frac{h_v(T_f) - h_L(T_c)}{\frac{\gamma R}{M(\gamma-1)}(T_2 - T_f)} . \text{ AN : } \boxed{e \# 6,36} .$$

$$b) e_c = \frac{T_c}{T_c - T_f} . \text{ AN : } \boxed{e_c \# 9,23} . \ e < e_c .$$

Il y a irréversibilité lors de la détente du gaz. Elle est due aux frottements et à la diffusion du fluide.