

Épreuve de Physique I

Filière MP

Durée de l'épreuve : 4 heures

Solution proposée

MÉCANIQUE

1.

1.1 L'associativité des barycentres permet d'écrire $c = \frac{Mb + 4mr}{M + 4m}$.

1.2 La résultante dynamique (ce terme n'est pas au programme en Physique) est la somme des forces ; elle est nulle au repos donc en projection respectivement sur (Ox) et (Oy), il vient $2T_1 = M_t g \sin \alpha$ et $2(N_1 + N_2) = M_t g \cos \alpha$.

1.3 Numériquement, $T_1 = 52 \text{ N}$.

1.4 Le moment dynamique (ce terme n'est pas non plus au programme en Physique) est la somme des moments des forces ; on va le calculer en projection sur l'axe O_2 . Il vaut alors $\mathcal{M} = \overrightarrow{O_2 O_1} \wedge 2\vec{\mathfrak{R}}_1 + \overrightarrow{O_2 G} \wedge M_t \vec{g}$ donc il vient $N_1 = M_t g \frac{a \cos \alpha - c \sin \alpha}{2a}$.

1.5 On en déduit immédiatement $N_1 = M_t g \frac{a \cos \alpha + c \sin \alpha}{2a}$.

2.

2.1 La condition de roulement sans glissement $\vec{v}(I_1) = \vec{0}$, associée à la condition cinématique $\vec{v}(I_1) = \vec{v}(G_1) + \overrightarrow{I_1 G_1} \wedge \vec{\Omega}$ impose $\frac{dX}{dt} = -r\omega$.

2.2 Le théorème de König affirme par exemple pour la roue 1, $E_{c1} = \frac{1}{2} m \vec{v}^2(G_1) + E_{c1}^*$ où l'énergie cinétique barycentrique de la roue est celle d'un mouvement de rotation d'axe fixe ($G_1 y$), donc $E_{c1}^* = \frac{1}{2} J \omega^2$. On en déduit

donc pour chaque roue $E_{cr} = \frac{3}{4} m \left(\frac{dX}{dt} \right)^2$.

2.3 Le solide considéré est en translation donc $E_{c,b,pf,e} = \frac{1}{2} M \left(\frac{dX}{dt} \right)^2$. L'énergie cinétique est une grandeur

extensive donc pour l'ensemble du système il vient $E_{c,b,pf,e} = \frac{1}{2} (M + 6m) \left(\frac{dX}{dt} \right)^2$.

2.4 L'énergie potentielle de pesanteur est $E_p = -M_t \vec{g} \cdot \overrightarrow{OG}$ avec $\overrightarrow{OG} = X \vec{e}_x + c \vec{e}_y$ et $\vec{g} = -g \sin \alpha \vec{e}_x - g \cos \alpha \vec{e}_y$; à la constante (sans signification physique) près $M_t g \cos \alpha c$ on a donc bien $E_p = M_t g X \sin \alpha$.

2.5 La puissance d'une force est $\mathcal{P} = \vec{F} \cdot \vec{v}$ où $\vec{v}$ est la vitesse de son point d'application ; ici $\vec{F} = f \vec{e}_x$ et $\vec{v} = \frac{dX}{dt} \vec{e}_x$ donc $\mathcal{P} = F \frac{dX}{dt}$.

2.6 Les liaisons parfaites désignent des forces intérieures qui ne travaillent pas, pas plus que les forces de contact au niveau des points de roulement sans glissement (puisque la vitesse des points d'application est

nulle); on en déduit donc $\frac{d}{dt}(E_c + E_p) = \mathcal{P}$ ou après simplification par $\frac{dX}{dt}$ (qui n'est pas constamment nul) la relation demandée $\frac{d^2X}{dt^2} = \frac{F - (M + 4m)g \sin \alpha}{M + 6m}$.

2.7 Le point G_1 est le barycentre de la roue donc le théorème de König affirme $\vec{\sigma}_1(G_1) = \vec{\sigma}_1^*$; le moment cinétique barycentrique est celui d'une rotation autour de l'axe fixe (G_1z) d'un solide dont cet axe est axe de symétrie, et on a donc $\vec{\sigma}(G_1) = J\omega\vec{e}_z$.

2.8 Le théorème du moment dynamique appliqué en G_1 ne fait pas intervenir les moments des forces de liaisons car il s'agit de pivots parfaits; le moment du poids de la roue est aussi nul en G_1 , ainsi que celui de la réaction normale N_1 (dans les deux cas, le support de la force passe par G_1) et il reste $rT_1 = \frac{d}{dt}\vec{\sigma}_1(G_1) \cdot \vec{e}_z$ donc

$$T_1 = -\frac{1}{2}m\frac{d^2X}{dt^2} \quad \text{ou} \quad T_1 = -\frac{1}{2}m\frac{F - (M + 4m)g \sin \alpha}{M + 6m}.$$

2.9 Il n'existe ici aucune différence entre les roues avant et arrière pour l'application du théorème du moment cinétique; le même calcul mène à la même expression et $T_1 = T_2$. La valeur commune de ces réactions est

$$T = -23 \text{ N}$$

2.10 En l'absence de tout mouvement de G selon (Oy) il vient $2(N_1 + N_2) = M_t g \cos \alpha$.

2.11 Le transport du moment cinétique permet de calculer $\vec{\sigma}_1(G)$, moment cinétique en G de la roue (1) selon $\vec{\sigma}_1(G) = \vec{\sigma}_1(G_1) + \overrightarrow{GG_1} \wedge m\vec{v}(G_1)$; on peut procéder de même pour les quatre roues et calculer le moment cinétique total en G des quatre roues par $\vec{\sigma}_r(G) = 4 \cdot J\omega\vec{e}_z - 4m(c-r)\vec{e}_y \wedge \frac{dX}{dt}\vec{e}_y$ soit aussi $\vec{\sigma}_r(G) = 2m(2c-3r)\frac{dX}{dt}\vec{e}_z$. On doit ajouter à ce terme le moment cinétique en G de l'ensemble benne-plateforme-essieux qui vérifie $\vec{\Sigma}^* = \vec{0}$ (système en translation) donc $\vec{\Sigma}(G_0) = \vec{0}$ donc encore, toujours par transport du moment cinétique, $\vec{\Sigma}(G) = \overrightarrow{GG_0} \wedge M\vec{v}(G_0)$, avec $\vec{v}(G_0) = \frac{dX}{dt}\vec{e}_x$ et $\overrightarrow{GG_0} = -(b-c)\vec{e}_y$. Finalement, $\vec{\Sigma}(G) = M(b-c)\frac{dX}{dt}\vec{e}_z$ qu'on écrit encore $\vec{\Sigma}(G) = 4m(c-r)\frac{dX}{dt}\vec{e}_z$. Le moment cinétique demandé est celui de l'ensemble et on peut ajouter, au même point, les moments cinétiques de toutes les parties du même solide pour trouver

$$\vec{\sigma}(G) = 2m(4c-5r)\frac{dX}{dt}\vec{e}_z.$$

2.12 La droite d'action de $\vec{F}$ passe par G donc le moment de cette force est nul. Le moment du poids en G est nul; globalement, $\vec{\mathcal{M}} = \vec{0}$.

2.13 La dérivée du moment cinétique au centre de masse G du système est égale à la somme des moments des forces extérieures au même point; les seules forces à considérer ici sont les actions de contact de moment $2(-c\vec{e}_y - a\vec{e}_x) \wedge (T\vec{e}_x + N_2\vec{e}_y) + 2(-c\vec{e}_y + a\vec{e}_x) \wedge (T\vec{e}_x - N_2\vec{e}_y)$ qu'on recopie après calcul $\vec{\mathcal{M}}_r = (4cT - 2a(N_2 - N_1))\vec{e}_z$. Écrivant donc $\vec{\mathcal{M}}_r = \frac{d}{dt}\vec{\sigma}(G)$ et compte tenu de l'expression de T , il vient $N_1 - N_2 = 5m\frac{c-r}{a}\frac{d^2X}{dt^2}$.

2.14 De la somme et la différence de N_1 et N_2 on déduit $N_1 = \frac{M_t g \cos \alpha}{4} + \frac{5m(c-r)}{2a}\frac{d^2X}{dt^2}$ (la force de traction appuie le wagonnet sur l'avant) et $N_2 = \frac{M_t g \cos \alpha}{4} - \frac{5m(c-r)}{2a}\frac{d^2X}{dt^2}$ (au contraire, il est un peu soulevé de l'arrière).

À quoi ont servi les données relatives au coefficient de frottement f ?

3.

3.1 La vitesse de glissement $\vec{v}_g$ est celle du point I , $\vec{v}_g = \vec{v}(G) + \overrightarrow{IG} \wedge \vec{\Omega}$ donc $\vec{v}_g = (\frac{dX}{dt} + r\omega)\vec{e}_x$ et à l'instant initial $\vec{v}_g(0) = r\omega_0\vec{e}_x$.

3.2 Le moment cinétique demandé est aussi (théorème de König) le moment cinétique barycentrique du disque, dont le mouvement barycentrique est une rotation d'axe fixe donc $\vec{\sigma}_G = J\omega\vec{e}_z$. Le théorème du moment

cinétique en G impose $\frac{d}{dt}\vec{\sigma}_G = \overrightarrow{GI} \wedge \vec{\mathcal{R}}$ (le moment du poids est nul en G) donc $J\frac{d\omega}{dt} = rT$ ou $\frac{d\omega}{dt} = \frac{2T}{mr}$.

- 3.3 On obtient immédiatement $N = mg$ (pas de mouvement selon $\vec{e}_y$) et $\frac{d^2X}{dt^2} = \frac{T}{m}$.
- 3.4 Puisque, au début du mouvement au moins, $v_g > 0$, on aura $T = -fN$ donc $\frac{d^2X}{dt^2} = -fg$.
- 3.5 Au vu des conditions initiales, on en déduit $\frac{dX}{dt} = -fgt$ donc $X = -fg\frac{t^2}{2}$. Le théorème du moment cinétique fournit $\frac{d\omega}{dt} = -\frac{2fg}{r}$ d'où on déduit de la même façon que ci-dessus $\omega = \omega_0 - \frac{2fg}{r}t$.
- 3.6 On a vu que $\vec{v}_g = v_g\vec{e}_x$ avec $v_g = \omega_0 r - 3fgt$ qui s'annule en $t_1 = \frac{\omega_0 r}{3fg}$.
- 3.7 On a à ce moment $\frac{dX}{dt} = \dot{X}_1 = -\frac{\omega_0 r}{3}$ et $\omega = \omega_1 = \frac{\omega_0}{3}$.
- 3.8 Dès que le glissement cesse, la relation de roulement sans glissement $\vec{v}_g = \vec{0}$ impose $\frac{dX}{dt} = -r\omega$.
- 3.9 L'énergie cinétique s'écrit, d'après le théorème de König, $E_c = \frac{1}{2}m\vec{v}^2(G) + E_c^*$ où le mouvement barycentrique est une rotation d'axe fixe, donc $E_c = \frac{1}{2}m\left(\frac{dX}{dt}\right)^2 + \frac{1}{2}J\omega^2$ donc $E_c = \frac{3}{4}m\left(\frac{dX}{dt}\right)^2$.
- 3.10 Les forces intérieures à un solide ne travaillent pas ; les forces extérieures se résument au poids (qui ne travaille pas, la trajectoire de G est horizontale) et aux forces de contact (elles ne travaillent pas dans un roulement sans glissement sur support fixe car la vitesse du point d'application est nulle) ; la somme de toutes les puissances intérieures et extérieures étant nulle, $E_c = \text{cte}$.
- 3.11 À la vitesse constante $\dot{X}_1$, la distance parcourue est $|\dot{X}_1|(t_2 - t_1)$ donc $\ell = \frac{\omega_0 r}{3}(t_1 - t_1)$.

THERMODYNAMIQUE

1. Questions préliminaires

1.1 Généralités sur les moteurs

- Un moteur fournit un travail mécanique à l'extérieur donc $W_c < 0$; il prend son énergie à la source chaude donc $Q_{\text{chaud}} > 0$ et, son rendement étant inférieur à l'unité, il cède le surplus à la source froide, donc $Q_{\text{froid}} < 0$.
- Il s'agit aussi du rendement qu'on définit comme le quotient de la grandeur utile produite par la grandeur payée, $\eta = \frac{|W_c|}{Q_{\text{chaud}}} = -\frac{W_c}{Q_{\text{chaud}}}$.
- On établit la propriété demandée (théorème de Carnot) en affirmant que les variations des grandeurs d'état U et S sur un cycle sont nulles (état final identique à l'état initial), $\Delta U = 0$ et $\Delta S = 0$. D'après le premier principe, $\Delta U = W_c + Q_{\text{chaud}} + Q_{\text{froid}}$ tandis que le second principe affirme que $\Delta S = \frac{Q_{\text{chaud}}}{T_{\text{chaud}}} + \frac{Q_{\text{froid}}}{T_{\text{froid}}} + S_c$, où $S_c > 0$ désigne l'entropie créée par irréversibilité, par cycle. On élimine Q_{froid} entre ces équations et on divise par $Q_{\text{chaud}} \neq 0$ pour obtenir $\frac{1}{T_{\text{chaud}}} - \frac{1-\eta}{T_{\text{froid}}} < 0$ qu'on écrit encore $\eta < \eta_{\text{rév}} = 1 - \frac{T_{\text{froid}}}{T_{\text{chaud}}}$, le rendement maximum correspondant à $S_c = 0$ donc au fonctionnement réversible (cycle de Carnot).

1.2 Gaz parfait

- Il s'agit de $C_p - C_v = R$.

2. À partir de la première loi de Joule $dU = nC_v dT$, de la loi de Mayer et de la définition de $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ on obtient, pour la quantité de matière $n = \frac{m}{M_{\text{air}}}$ contenue dans un kilogramme d'air, $\Delta U = \frac{mR}{M_{\text{air}}} \frac{\Delta T}{\gamma - 1}$.

3. La seconde loi de Joule $dH = nC_p dT$ s'intègre de même avec $C_p = \gamma C_v$ et $\Delta H = \frac{mR}{M_{\text{air}}} \frac{\gamma \Delta T}{\gamma - 1}$.

2. Thermodynamique du moteur

2.1 Étude du cycle

2.1.1 Les états d'équilibre

1. L'équation d'état impose $V_A = \frac{mRT_{\text{froid}}}{M_{\text{air}}P_0} = 0,832 \text{ m}^3$ (832 L) et $V_B = \frac{mRT_{\text{froid}}}{M_{\text{air}}P_1} = 8,32 \times 10^{-2} \text{ m}^3$ (83,2 L). De même, $V_C = \frac{mRT_{\text{chaud}}}{M_{\text{air}}P_1} = 0,273 \text{ m}^3$ (273 L).

2. La transformation CD est adiabatique réversible donc vérifie la loi de Laplace ; on peut la retrouver à partir de $dH = TdS + VdP$ avec $dS = 0$, $dH = nC_p dT$ et $V = \frac{nRT}{P}$ donc $\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{dT}{T} = \frac{dP}{P}$ qui s'intègre en

$$T_D = T_{\text{chaud}} \left(\frac{P_0}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 492 \text{ K} ; \text{ on en déduit } V_D = \frac{mRT_D}{M_{\text{air}}P_0} = 1,41 \text{ m}^3 \text{ (1410 L)}.$$

3. Le tableau des valeurs ci-dessous permet de placer les points avec précision (la troisième ligne est là pour mémoire) :

	A	B	C	D
P (bar)	1,0	10,0	10,0	1,0
V (L)	832	83,2	273	1410
T (K)	290	950	950	492

4. On reprend l'identité thermodynamique sous la forme $dS = \frac{dU + PdV}{T}$ donc aussi $dS = \frac{mR}{M_{\text{air}}} \left(\frac{1}{\gamma-1} \frac{dT}{T} + \frac{dV}{V} \right)$;

cette expression s'intègre selon $\Delta S_{AB} = \frac{mR}{M_{\text{air}}} \ln \frac{T_{\text{chaud}}^{\frac{1}{\gamma-1}} V_B}{T_{\text{froid}}^{\frac{1}{\gamma-1}} V_A} = 190 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$.

2.1.2 Production d'entropie sur le cycle

1. L'évolution est monobare, $Q = \Delta H$ donc $Q_{\text{chaud}} = \frac{mR}{M_{\text{air}}} \frac{\gamma}{\gamma-1} (T_{\text{chaud}} - T_{\text{froid}}) = 6,63 \times 10^5 \text{ J}$.

2. Au cours de la transformation AB , $Q_{A \rightarrow B} = \Delta U_{AB} - W_{A \rightarrow B}$ donc $Q_{A \rightarrow B} = -W_{A \rightarrow B}$ puisque $T_A = T_B$ impose $U_A = U_B$. La transformation DA est monobare donc $Q_{D \rightarrow A} = \frac{mR}{M_{\text{air}}} \frac{\gamma}{\gamma-1} (T_{\text{froid}} - T_D)$. Finalement, on en déduit

$$Q_{\text{froid}} = \frac{mR}{M_{\text{air}}} \frac{\gamma}{\gamma-1} \left[T_{\text{froid}} - T_{\text{chaud}} \left(\frac{P_0}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] - W_{A \rightarrow B}.$$

3. On a déjà établi que $\frac{Q_{\text{chaud}}}{T_{\text{chaud}}} + \frac{Q_{\text{froid}}}{T_{\text{froid}}} + S_{\text{cycle}}^p = 0$ donc, après quelques calculs et simplifications, l'entropie

produite est $S_{\text{cycle}}^p = \frac{\gamma m R}{(\gamma-1) M_{\text{air}}} \left[\frac{T_{\text{froid}}}{T_{\text{chaud}}} - \frac{T_{\text{chaud}}}{T_{\text{froid}}} \left(\frac{P_0}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 2 \right] + \frac{W_{A \rightarrow B}}{T_{\text{froid}}}.$

4. Le premier terme étant ici fixé, S_{cycle}^p varie proportionnellement à $W_{A \rightarrow B}$; minimiser S_{cycle}^p revient donc à minimiser $W_{A \rightarrow B}$.

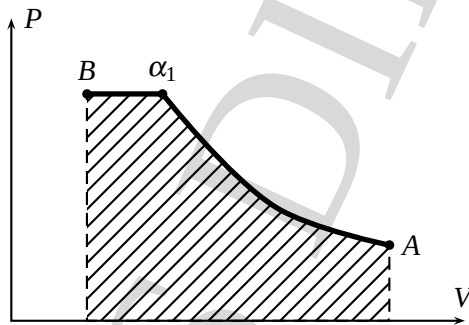
2.2 Étude de la transformation $A \rightarrow B$

2.2.1 Compression simple – transformation (a)

1. Après une compression adiabatique réversible, la relation de Laplace impose $T_{\alpha_1} = T_{\text{froid}} \left(\frac{P_1}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$ et

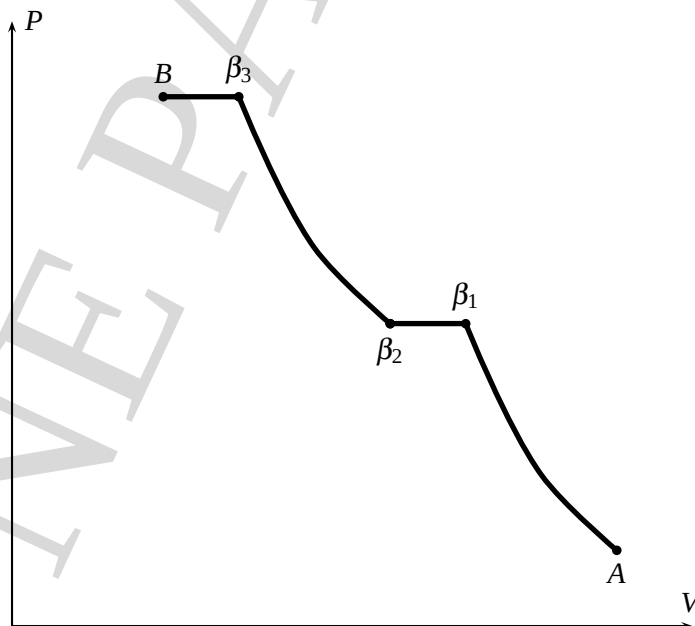
$$V_{\alpha_1} = V_A \left(\frac{P_1}{P_0} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} \text{ donc numériquement } T_{\alpha_1} = 560 \text{ K et } V_{\alpha_1} = 0,161 \text{ m}^3 \text{ (161 L).}$$

2. La compression est adiabatique donc le travail total échangé (travail utile *plus* travail des forces de pression) est $W = \Delta U$ donc $W_{A \rightarrow \alpha_1} = \frac{mR}{M_{\text{air}}} \frac{1}{\gamma-1} (T_{\alpha_1} - T_{\text{froid}}) = 1,94 \times 10^5 \text{ J}$. Si on s'intéressait au seul travail utile (travail fourni par exemple par les pales du compresseur), on écrirait $W_u = \Delta H = \gamma \Delta U$; ce travail est supérieur au travail total car le travail des forces de pression est résistant dans un compresseur (P_1 en sortie est plus élevé que P_0 en entrée).
3. Dans la canalisation, le travail (qui est uniquement celui des forces de pression) peut être calculé par $W_{\alpha_1 \rightarrow B} = -P_1 \int dV$ donc $W_{\alpha_1 \rightarrow B} = -P_1 (V_B - V_{\alpha_1}) = 7,74 \times 10^4 \text{ J}$. On notera que ce calcul ne suppose pas nécessairement l'évolution isobare mais seulement monobare puisque $W = -P_{\text{ext}} dV$ et, dans une évolution monobare, P_{ext} est supposé constant (égal à P_1 ici).
4. On en déduit $W_{A \rightarrow B}^{(a)} = 2,71 \times 10^5 \text{ J}$. Ce travail peut être représenté par l'aire sous la courbe $A \rightarrow \alpha_1 \rightarrow B$ dans le diagramme de Clapeyron, où la courbe $A \rightarrow \alpha_1$ est une isentropique et $\alpha_1 \rightarrow B$ une horizontale (isobare); toute l'évolution se fait à volume décroissant donc à travail positif.



2.2.2 Compression double – transformation (b)

1. On positionne comme précédemment une suite de deux ensembles, compression isotherme et refroidissement isobare; les points initial, intermédiaire et final sont sur la même isotherme.



- Le transfert thermique n'a lieu que lors des transformations monobares donc $Q = \Delta H$ s'écrit ici, sommé sur les deux évolutions en canalisation,
$$Q_{A \rightarrow B}^{(b)} = \frac{mR}{M_{\text{air}}} \frac{\gamma}{\gamma - 1} [2T_{\text{froid}} - T_{\beta_1} - T_{\beta_3}] .$$
- On a déjà établi l'expression de l'augmentation de température lors d'une compression adiabatique réversible de rapport des pressions μ :
$$T_{\beta_1} = T_{\text{froid}} \mu^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} .$$
- La deuxième compression suit la même loi adiabatique réversible, avec la même température de départ mais avec le rapport des pressions $\frac{P_1}{P_i} = \frac{P_1}{\mu P_0}$ donc
$$T_{\beta_1} = T_{\text{froid}} \left(\frac{P_1}{\mu P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} .$$
- La transformation $A \rightarrow B$ est isotherme donc $\Delta U = 0$ et $W_{A \rightarrow B}^{(b)} = -Q_{A \rightarrow B}^{(b)}$ donc, au vu des expressions précédentes,
$$W_{A \rightarrow B}^{(b)} = \frac{mRT_{\text{froid}}}{M_{\text{air}}} \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left[\mu^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} + \left(\frac{P_1}{\mu P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 2 \right] .$$
- Le minimum sera atteint lorsque $\frac{d}{d\mu} \left(\mu^a + \left(\frac{P_1}{\mu P_0} \right)^a \right) = 0$ où $a = \frac{\gamma-1}{\gamma}$; il vient $a \left[\mu^{a-1} - \frac{1}{\mu} \left(\frac{P_1}{\mu P_0} \right)^a \right] = 0$ donc
$$\mu^* = \sqrt{\frac{P_1}{P_0}} = 3,16 .$$
- On obtient
$$W_{A \rightarrow B}^{(b)} = 2,27 \times 10^5 \text{ J}$$
 qui est effectivement plus faible que $W_{A \rightarrow B}^{(a)}$.

2.2.3 Compression multiple

- Tous les points atteints en fin de refroidissement lors de compressions multiples sont situés sur la même isotherme $T = T_{\text{froid}}$ donc la courbe parcourue dans un cas de compressions multiples est, dans le diagramme de Clapeyron, entièrement au-dessus de l'isotherme $T = T_{\text{froid}}$, qui assure l'aire minimale donc le travail minimal.
- Lors d'une transformation isotherme réversible, le travail reçu est $W = - \int P dV$ avec $P = \frac{nRT}{V}$; on a donc
$$W_{1 \rightarrow B \text{ lim}} = \frac{mRT_{\text{froid}}}{M_{\text{air}}} \ln \frac{V_A}{V_B} = 1,92 \times 10^5 \text{ J} .$$
- Le rendement du moteur est $\eta = -\frac{W_c}{Q_{\text{chaud}}} = \frac{Q_{\text{chaud}} + Q_{\text{froid}}}{Q_{\text{chaud}}}$ donc aussi $\eta = 1 + \frac{Q_{\text{froid}}}{Q_{\text{chaud}}}$ où Q_{chaud} a été calculé plus haut et où l'expression de Q_{froid} en fonction de $W_{A \rightarrow B}$ fournit, dans ce cas limite, $Q_{\text{froid}} = -3,94 \times 10^5 \text{ J}$ et
$$\eta = 0,405 .$$
- Le débit massique demandé est $\mathcal{D} = \frac{m}{\tau}$ où τ est la durée de circulation de la masse m ; on a aussi pour puissance délivrée par le moteur $\mathcal{P} = \frac{|W_c|}{\tau} = \eta \frac{Q_{\text{chaud}}}{\tau}$. On en déduit
$$\mathcal{D} = \frac{m\mathcal{P}}{\eta Q_{\text{chaud}}} = 1,37 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} .$$
- Le débit massique d'un fluide de masse volumique ρ s'écoulant à la vitesse v dans une canalisation de section Σ est $\mathcal{D} = \rho \Sigma v = \rho \frac{\pi d^2}{4} v$; l'équation d'état fournit par ailleurs $PM_{\text{air}} = \rho RT$ donc la vitesse du fluide à ce point de la canalisation est
$$v_D = \frac{4\mathcal{D}RT_D}{\pi d^2 P_0 M_{\text{air}}} = 15,4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} .$$