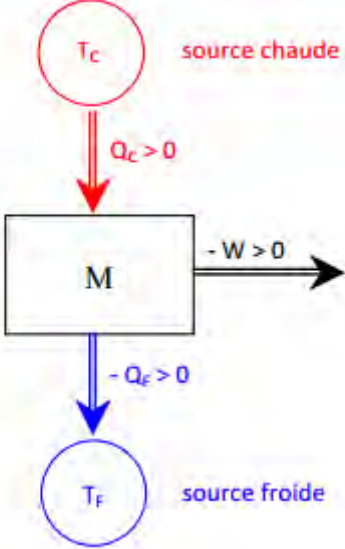
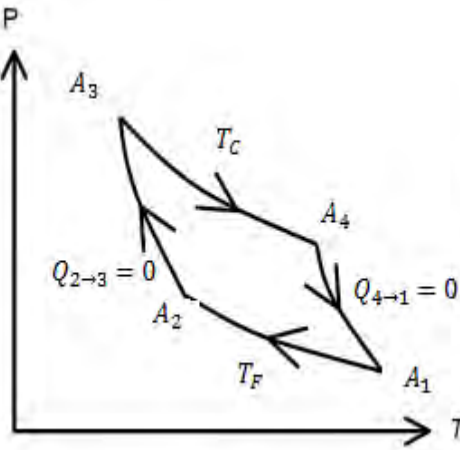
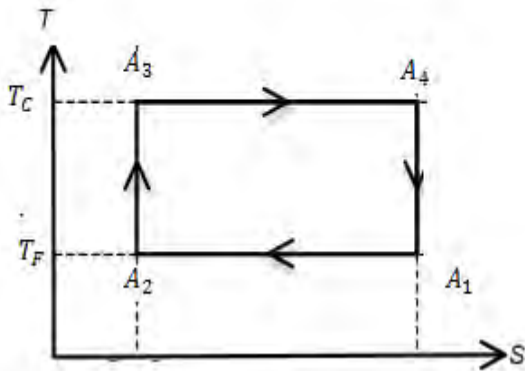


Corrigé CNC session 2017-physique 2 MP

Fait par : Mr. SOUKTANI Mohamed Amine

questions	Réponses
1. Préliminaire : cycle thermodynamique de Carnot	
1.1	Il s'agit d'un cycle moteur donc : $W < 0 ; Q_C > 0 ; Q_F < 0$
1.2	Le moteur ditherme reçoit de la chaleur de la source chaude et en fournit à la source froide <div style="text-align: center; margin: 10px 0;">  </div>
1.3	<div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center;"> <div style="text-align: center;">  </div> <div style="text-align: center;">  </div> </div>
1.4	<ul style="list-style-type: none"> • Premier principe : $\Delta U_{cycle} = W + Q_C + Q_F = 0$ • 2ème principe : $\Delta S_{cycle} = \frac{Q_C}{T_C} + \frac{Q_F}{T_F} = 0 ; \text{ car le cycle est réversible}$

Corrigé CNC session 2017-physique 2 MP

1.5	<p>Le rendement de Carnot est défini par :</p> $\eta_C = \frac{-W}{Q_C}$ <ul style="list-style-type: none"> • D'après le premier principe on a : $W = -(Q_C + Q_F)$ <p>Le rendement s'écrit alors sous la forme suivante :</p> $\eta_C = \frac{Q_C + Q_F}{Q_C} = 1 + \frac{Q_F}{Q_C}$ <ul style="list-style-type: none"> • On tient compte du 2^{ème} principe : $\frac{Q_F}{Q_C} = -\frac{T_F}{T_C}$ <p>On obtient finalement :</p> $\eta_C = 1 - \frac{T_F}{T_C}$
1.6	<p>Si le cycle n'est pas réversible, le 2^{ème} principe s'écrit :</p> $\Delta S_{cycle} = \frac{Q_C}{T_C} + \frac{Q_F}{T_F} + S^P = 0$ <p>Ce qui donne :</p> $\frac{Q_F}{Q_C} = -\frac{T_F}{T_C} - \frac{T_F}{Q_C} S^P$ <p>Le rendement du cycle de Carnot irréversible devient :</p> $\eta = 1 - \frac{T_F}{T_C} - \frac{T_F}{Q_C} S^P$
1.7	<p style="text-align: center;">$\eta < \eta_C$</p> <p>Le cycle de Carnot est un cycle théorique idéal réversible tel que les phénomènes dissipatifs sont supposés négligés.</p>
2. Uranium : combustible du REP	
2.1.1	<p>On a :</p> $\Delta m = m({}^{139}_{54}\text{Xe}) + m({}^{95}_{38}\text{Sr}) + 2m({}^1_0\text{n}) - m({}^{235}_{92}\text{U}) - m({}^1_0\text{n})$ $\Delta m = 138,955 + 94,945 + (2 * 1,009) - 235,120 - 1,009$ $\Delta m = -0.211u$

Corrigé CNC session 2017-physique 2 MP

	<p>La masse du système diminue (Δm est négatif). Cette disparition de masse provoque une apparition (production) d'énergie.</p> <ul style="list-style-type: none">• L'énergie libérée par la fission de l'uranium : <p>On suppose que les énergies cinétiques initiales du neutron 1_0n et de l'uranium ${}^{235}_{92}U$ sont négligeables devant leur énergie de masse.</p> <p>L'énergie que la réaction libère s'écrit :</p> $\Delta E = \Delta m c^2 = -196,54 \text{ Mev} \quad (1u = 931,5 \text{ MeV} / c^2)$ <p>Soit en valeur absolue :</p> $ \Delta E = 196,54 \text{ Mev}$
2.1.2	<p>La masse du noyau d'uranium est :</p> $m({}^{235}_{92}U) = 235,120 u = 235,120 \cdot 1,661 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 390,53 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ <p>Dans $1 \text{ g} = 10^{-3} \text{ kg}$ d'uranium, le nombre de noyaux présents est :</p> $N({}^{235}_{92}U) = \frac{10^{-3}}{390,53 \cdot 10^{-27}} = 2,56 \cdot 10^{21} \text{ noyaux}$ <p>Donc l'énergie libérée par la fission d'une masse $m = 1 \text{ g}$ de ${}^{235}_{92}U$ correspondant à $N({}^{235}_{92}U) = 2,56 \cdot 10^{21} \text{ noyaux}$ de ${}^{235}_{92}U$ est :</p> $Q = N({}^{235}_{92}U) \cdot \Delta E = 2,56 \cdot 10^{21} \cdot 196,54 \text{ Mev}$ $Q = 503,14 \cdot 10^{21} \text{ Mev}$ <p>Soit en Joule ;</p> $Q = 503,14 \cdot 10^{21} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$ $Q = 805,02 \cdot 10^8 \text{ J}$ <p>Commentaire :</p> <p>La quantité d'énergie obtenue par la fission d'une petite masse $m=1 \text{ g}$ est très grande ; l'une des sources d'énergie les plus importantes est l'énergie nucléaire.</p>

Corrigé CNC session 2017-physique 2 MP

2.2.1.1	<p>L'accélération d'entraînement est donnée par :</p> $\vec{a}_e = \vec{a}(O'/\mathcal{R}) + \frac{d\vec{\omega}}{dt} \wedge \overrightarrow{O'M} + \vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \overrightarrow{O'M})$ <p>Puisque le mouvement est un mouvement de rotation uniforme autour d'un axe fixe :</p> <ul style="list-style-type: none"> • $\vec{\omega} = \omega \vec{e}_z = \text{cte}$ • $O \equiv O'$ <p>On aura les simplifications suivantes :</p> <ul style="list-style-type: none"> • $\vec{a}(O'/\mathcal{R}) = \vec{a}(O/\mathcal{R}) = \vec{0}$ • $\frac{d\vec{\omega}}{dt} = \vec{0}$ <p>De plus ;</p> $\overrightarrow{O'M} = \overrightarrow{OM} = \overrightarrow{OH} + \overrightarrow{HM}$ <p>Tel que H est la projection du point M sur l'axe de rotation.</p> $\begin{aligned} \vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \overrightarrow{O'M}) &= \vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \overrightarrow{OM}) = \omega \vec{e}_z \wedge (\omega \vec{e}_z \wedge (\overrightarrow{OH} \vec{e}_z + r \vec{e}_r)) \\ &= \omega \vec{e}_z \wedge (\omega \vec{e}_z \wedge r \vec{e}_r) = \omega \vec{e}_z (\omega \vec{e}_z \cdot r \vec{e}_r) - r \vec{e}_r (\omega \vec{e}_z \cdot \omega \vec{e}_z) = -r\omega^2 \vec{e}_r \end{aligned}$ <p>Finalement :</p> $\vec{a}_e = -r\omega^2 \vec{e}_r$ <ul style="list-style-type: none"> • La force centrifuge : $\vec{F}_e = -m\vec{a}_e = mr\omega^2 \vec{e}_r$ <ul style="list-style-type: none"> • La force par unité de volume appliquée au fluide: • $\vec{f}_{e,v} = \frac{m'}{V} r\omega^2 \vec{e}_r = \mu r\omega^2 \vec{e}_r$ <p>Avec $m' = Nm$: la masse du gaz</p>
2.2.1.2	<p>Dans le référentiel (\mathcal{R}'), le travail élémentaire de la force centrifuge qui s'applique sur une seule molécule i est :</p> $\delta w(\vec{F}_e) = \vec{F}_e \cdot d\overrightarrow{OM} = mr\omega^2 \vec{e}_r \cdot dr \vec{e}_r$ $\delta w(\vec{F}_e) = mr\omega^2 dr = -d\left(-\frac{1}{2}m\omega^2 r^2 + \text{cte}\right)$

Corrigé CNC session 2017-physique 2 MP

	<p>Ce qui justifie que l'énergie potentielle s'écrit sous la forme suivante :</p> $E_{pi}(r) = -\frac{1}{2}m\omega^2 r^2 + cte$ <p>On a $E_{pi}(r = 0) = 0 = cte$</p> <p>Donc</p> $E_{pi}(r) = -\frac{1}{2}m\omega^2 r^2$
2.2.1.3	<p>La condition d'équilibre du fluide s'écrit :</p> $\vec{f}_{e,v}(M) = \vec{grad}(P(M))$ $\vec{f}_{e,v}(M) = \mu r \omega^2 \vec{e}_r = \frac{\partial P(r)}{\partial r} \vec{e}_r$ <p>On obtient :</p> $\frac{dP(r)}{dr} = \mu \omega^2 r$ <p>Or le fluide est un gaz parfait</p> $PV = nRT = \frac{Nm}{M_0} RT$ $P(r) = \frac{\mu(r)}{M_0} RT$ $\mu(r) = \frac{M_0 P(r)}{RT}$ <p>Donc ;</p> $\frac{dP(r)}{dr} = \frac{M_0 P(r)}{RT} \omega^2 r$ $\int_{P_0}^{P(r)} \frac{dP(r)}{P(r)} = \int_{r=0}^r \frac{M_0}{RT} \omega^2 r dr$ $\ln(P(r)) = \ln P_0 + \frac{1}{2} \frac{M_0}{RT} \omega^2 r^2$ <p>D'où l'expression de la pression du gaz :</p> $P(r) = P_0 \exp\left(\frac{1}{2} \frac{M_0}{RT} \omega^2 r^2\right)$

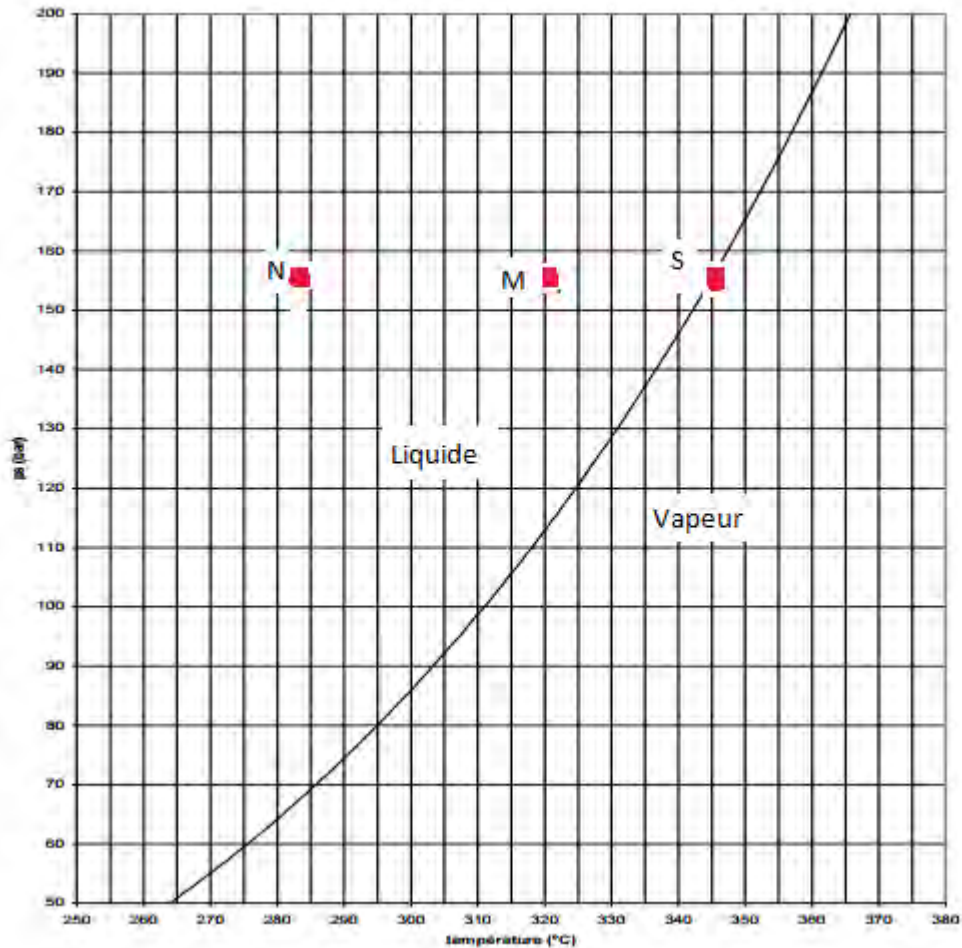
Corrigé CNC session 2017-physique 2 MP

2.2.1.4	<p>On a :</p> $N^*(r) = \frac{N}{V} = \frac{nN_A}{V} = \frac{P(r)N_A}{RT}$ $N^*(r) = \frac{P_0 N_A}{RT} \exp\left(\frac{1}{2} \frac{M_0}{RT} \omega^2 r^2\right)$ <div style="background-color: yellow; padding: 5px; display: inline-block;"> $N^*(r) = N^*(0) \exp\left(\frac{1}{2} \frac{M_0}{RT} \omega^2 r^2\right)$ </div> <p>Avec</p> $N^*(0) = \frac{P_0 N_A}{RT}$
2.2.1.5	<p>On a :</p> $R = N_A k_B \text{ et } \frac{m'}{M_0} = \frac{N}{N_A} = \frac{1}{N_A}$ <p>$m' = Nm$: la masse du gaz</p> <p>Donc :</p> $N^*(r) = N^*(0) \exp\left(\frac{1}{2} \frac{M_0}{N_A k_B T} \omega^2 r^2\right)$ $N^*(r) = N^*(0) \exp\left(\frac{1}{2} \frac{m'}{k_B T} \omega^2 r^2\right)$ $N^*(r) = N^*(0) \exp\left(\frac{1}{2} \frac{Nm}{k_B T} \omega^2 r^2\right)$ $N^*(r) = N^*(0) \exp\left(\frac{1}{2} \frac{Nm \omega^2 r^2}{k_B T}\right)$ <div style="background-color: yellow; padding: 5px; display: inline-block;"> $N^*(r) = N^*(0) \exp\left(-\frac{E_p(r)}{k_B T}\right)$ </div> <ul style="list-style-type: none"> • $E_p(r) = -\frac{1}{2} Nm \omega^2 r^2$: l'énergie potentielle de la force centrifuge (le poids est négligé). • $k_B T$: l'énergie due à l'agitation thermique. • $\exp\left(-\frac{E_p(r)}{k_B T}\right)$: le facteur de Boltzmann. <p>• Signification physique : Le facteur de Boltzmann représente la densité de probabilité de trouver le gaz dans l'état d'énergie $E_p(r) = -\frac{1}{2} Nm \omega^2 r^2$</p>

Corrigé CNC session 2017-physique 2 MP

2.2.2.1	<ul style="list-style-type: none"> Pour les deux isotopes $^{238}\text{UF}_6$ et $^{235}\text{UF}_6$ on a : 							
	isotope							
	Température							
	$T' = 300\text{K}$	$\frac{N^*(a)}{N^*(0)} = 126,009$						
	$T'' = 400\text{K}$	$\frac{N^*(a)}{N^*(0)} = 37,610$						
		$\frac{N^*(a)}{N^*(0)} = 120,921$						
		$\frac{N^*(a)}{N^*(0)} = 36,465$						
	<p>Avec</p> $\frac{N^*(a)}{N^*(0)} = \exp\left(\frac{1}{2} \frac{M_0}{RT} \omega^2 a^2\right)$							
2.2.2.2	$q = \frac{\frac{N^*_{238}(a)}{N^*_{238}(0)}}{\frac{N^*_{235}(a)}{N^*_{235}(0)}} = \frac{\exp\left(\frac{1}{2} \frac{M_{238}}{RT} \omega^2 a^2\right)}{\exp\left(\frac{1}{2} \frac{M_{235}}{RT} \omega^2 a^2\right)} = \exp\left[\frac{1}{2} \frac{(M_{238} - M_{235})}{RT} \omega^2 a^2\right]$ <p>Ce qui montre que ce rapport dépend de la différence des masses molaires des deux isotopes $M_{238} - M_{235}$</p>							
2.2.2.3	<table border="1" style="width: 100%; border-collapse: collapse; text-align: center;"> <tr> <td style="width: 33%;">Température</td> <td style="width: 33%;">$T' = 300\text{K}$</td> <td style="width: 33%;">$T'' = 400\text{K}$</td> </tr> <tr> <td>q</td> <td>1,042</td> <td>1,031</td> </tr> </table> <p>Lorsque T augmente \longrightarrow q diminue, ce qui explique que l'enrichissement est favorisé en basses températures.</p>		Température	$T' = 300\text{K}$	$T'' = 400\text{K}$	q	1,042	1,031
Température	$T' = 300\text{K}$	$T'' = 400\text{K}$						
q	1,042	1,031						
2.2.2.4								
<h3>3. Étude du cycle de l'eau d'un réacteur à eau pressurisée</h3>								

3.1.1.1



La justification se fait par deux manières :

- **A une pression donnée :**
 - L'eau liquide se trouve dans le domaine des basses températures.
 - L'eau vapeur se trouve dans le domaine des hautes températures.
 -
- **A une température donnée :**
 - L'eau liquide se trouve dans le domaine des hautes pressions.
 - L'eau vapeur se trouve dans le domaine des basses pressions.

3.1.1.2

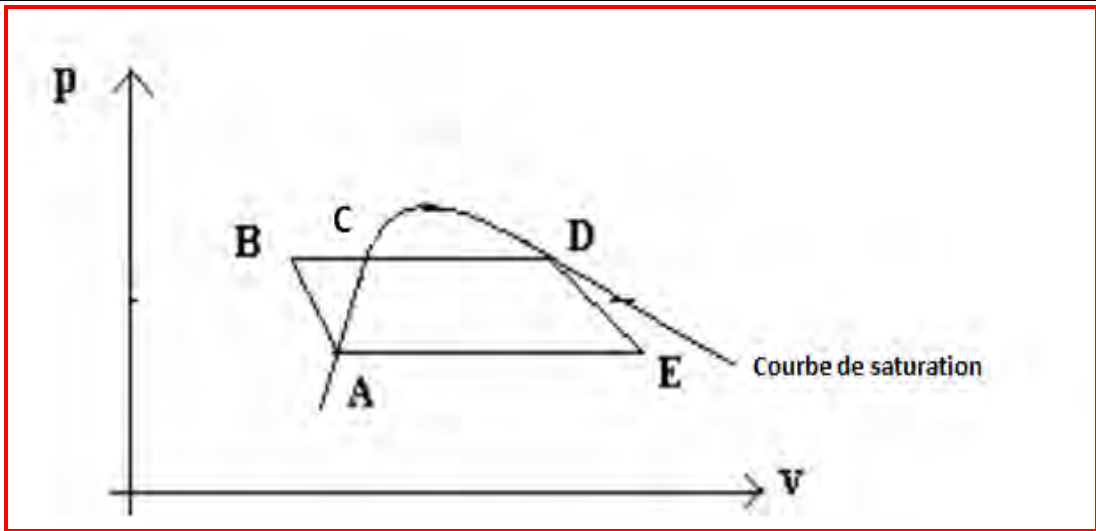
- **A l'entrée du réacteur :**

$$\begin{cases} T_1 = 284^\circ\text{C} \\ P_1 = 155 \text{ bars} \end{cases}$$

Le point représentatif N dans le diagramme se trouve dans le domaine **liquide**

Corrigé CNC session2017-physique 2 MP

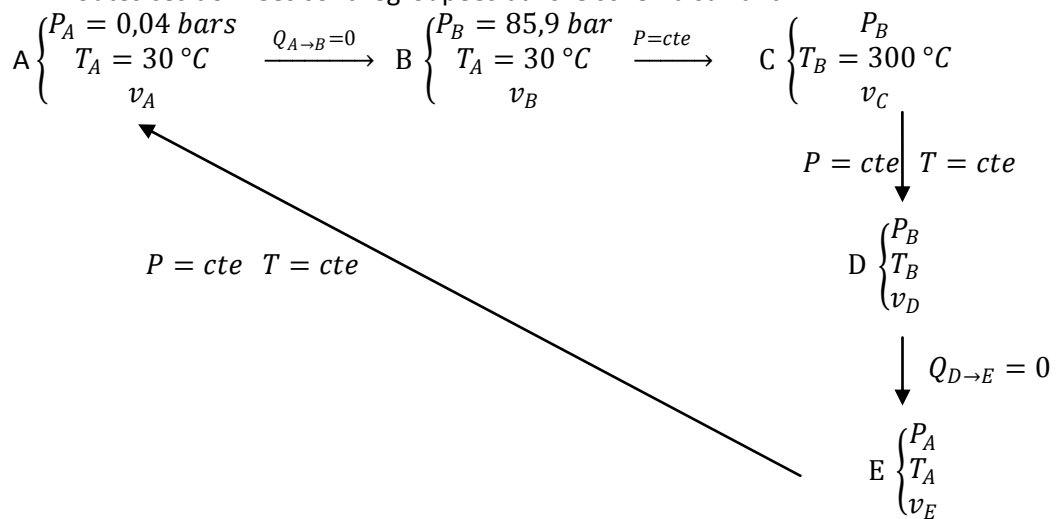
	<ul style="list-style-type: none"> • A la sortie du réacteur : $\begin{cases} T_1 = 321^\circ C \\ P_1 = 155 \text{ bars} \end{cases}$ <p>Le point représentatif M dans le diagramme se trouve toujours dans le domaine liquide</p>
3.1.1.3	<p>le pressuriseur contient de l'eau liquide et de l'eau vapeur, cela signifie qu'il ya équilibre $L \rightleftharpoons V$. le point représentatif S se trouve sur la courbe de vaporisation. pour une pression de vapeur saturante $P_1 = 155 \text{ bars}$ et par une simple projection sur l'axe de la température on obtient :</p> $T_S = 345^\circ C$
3.1.2	<p>Entre l'entrée et la sortie de la cuve, l'eau est dans un état liquide. La variation d'enthalpie massique s'écrit alors :</p> <p>A.N.</p> $\Delta h = c \Delta T = c (T_{\text{sortie}} - T_{\text{entrée}})$ $\Delta h = 5,8 (321 - 284) = 214,6 \text{ KJ/Kg}$
3.1.3	<p>Ce qui donne :</p> $P = D_m \Delta h$ $D_m = \frac{P}{\Delta h} = \frac{2,8 \cdot 10^9}{214,6 \cdot 10^3} = 13047,5 \text{ Kg/s}$
3.2. Étude du circuit secondaire	
3.2.1	




Le sens de parcours du cycle est le sens des aiguilles d'une montre

- $A \rightarrow B$: Compression adiabatique (une augmentation de pression avec une faible diminution de volume car l'eau liquide est incompressible)
- $B \rightarrow C$: Echauffement isobare jusqu'à l'apparition de la première bulle de vapeur.
- $C \rightarrow D$: Vaporisation complète jusqu'à la disparition de la dernière goutte du liquide.
- $D \rightarrow E$: Détente adiabatique dans la turbine, au point E il ya l'apparition d'un mélange diphasé $\{L, V\}$.
- $E \rightarrow A$: Condensation dans le condenseur jusqu'à la disparition de la dernière bulle de vapeur.

Toutes ces données sont regroupées dans le schéma suivant :



3.2.2	<p>On a $ds = c_l \frac{dT}{T} - \alpha v_l dP$</p> <p>Or la transformation $A \rightarrow B$ est isentropique : $\Delta s = 0$</p> <p>Une simple intégration nous donne :</p> $\int_{T_A}^{T'_B} c_l \frac{dT}{T} - \int_{P_A}^{P_B} \alpha v_l dP = 0$ $c_l \ln \left(\frac{T'_B}{T_A} \right) = \alpha v_l (P_B - P_A)$ $c_l \ln \left(\frac{\Delta T + T_A}{T_A} \right) = \alpha v_l (P_B - P_A)$ $c_l \ln \left(1 + \frac{\Delta T}{T_A} \right) = \alpha v_l (P_B - P_A)$ $\Delta T = T_A \left[\exp \left(\frac{\alpha v_l (P_B - P_A)}{c_l} \right) - 1 \right]$ <p>A.N.</p> $\Delta T = 303 \left[\exp \left(\frac{3,5 \cdot 10^{-4} \cdot 10^{-3} (85,9 - 0,04) 10^5}{4,18 \cdot 10^3} \right) - 1 \right]$ $\Delta T = 0.217 \text{ K} \ll T_A$ $T_A \approx T'_B$ <p>On en déduit avec une très bonne approximation que la transformation $A \rightarrow B$ (compression adiabatique quasi statique) se fait sans variation de température :</p>
3.2.3	<p>la détente dans la turbine ($D \rightarrow E$) est isentropique :</p> $\Delta s_{D \rightarrow E} = 0$ <p>Donc ;</p> $s_E = s_D = s(300^\circ\text{C}; 85,9 \text{ bar})_{\text{vapeur saturante}}$

	<p>D'après le tableau de données :</p> $s_E = 5,57 \text{ KJ} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{Kg}^{-1}$
3.2.4	<p>En utilisant le théorème des moments : (la démonstration n'est pas demandée ici).</p> $s = x_V s_V + (1 - x_V) s_L$ <p>Ce qui donne :</p> $x_V = \frac{s - s_L}{s_V - s_L}$ <p>Le titre de la vapeur d'eau a la sortie de la turbine (au point E) a la température T_A est:</p> $x_E(T_A) = \frac{s_E - s_L(T_A)}{s_V(T_A) - s_L(T_A)}$ $x_E(T_A) = \frac{5,57 - 0,44}{8,46 - 0,44}$ <p>A.N.</p> $x_E(T_A) = 63,96\%$
3.2.5	<p>Pour un mélange diphasique $\{L; V\}$ et vu l'extensivité de l'enthalpie on peut écrire :</p> $H = H_L + H_V = m_L h_L + m_V h_V$ <p>En divisant l'équation précédente par la masse totale m_T, on obtient :</p> $\frac{H}{m_T} = \frac{m_L}{m_T} h_L + \frac{m_V}{m_T} h_V$ <p>Avec :</p> $\begin{cases} h = \frac{H}{m_T} \\ x_L = \frac{m_L}{m_T} \\ x_V = \frac{m_V}{m_T} \end{cases} \quad @ \quad x_L + x_V = 1$ <div style="text-align: center; margin: 10px 0;">  </div> $h = x_L h_L + x_V h_V$ $h = (1 - x_V) h_L + x_V h_V$ <p>A la sortie de la turbine :</p> $h_E = (1 - x_E) h_L + x_E h_V$

Corrigé CNC session 2017-physique 2 MP

	<p>A.N. :</p> $h_E = (1 - 0,6396) \times 126 + (0,6396 \times 2566)$ $h_E = 1686,62 \text{ KJ. Kg}^{-1}$
3.2.6	<p>On a : $\Delta h = w + q$</p> <p>Or la détente dans la turbine ($D \rightarrow E$) est adiabatique : $q = 0$</p> $\Delta h_{D \rightarrow E} = w_{DE} = w_{Tu}$ <p>Donc ;</p> $w_{DE} = w_{Tu} = h_E(30^\circ\text{C}) - h_{D \text{ vap sat.}}(300^\circ\text{C})$ $w_{DE} = w_{Tu} = 1686,62 - 2749$ $w_{DE} = w_{Tu} = -1062,38 \text{ KJ. Kg}^{-1}$
3.2.7	<p>On a :</p> $q_{B \rightarrow D} = q_{B \rightarrow C} + q_{C \rightarrow D}$ <ul style="list-style-type: none"> • Calcul de $q_{B \rightarrow C}$: <p>➤ $\Delta h_{B \rightarrow C} = h_C^{liq.sat}(300^\circ\text{C}) - h_B(30^\circ\text{C}) = q_{B \rightarrow C} + w_{B \rightarrow C}$</p> $q_{B \rightarrow C} = \Delta h_{B \rightarrow C} - w_{B \rightarrow C}$ $\Delta h_{B \rightarrow C} = h_C^{liq.sat}(300^\circ\text{C}) - h_B(30^\circ\text{C})$ <p>Dans la transformation $A \rightarrow B$, l'eau est dans la phase liquide tel que: $h_A = h_B$</p> $\Delta h_{B \rightarrow C} = h_C^{liq.sat}(300^\circ\text{C}) - h_A$ $\Delta h_{B \rightarrow C} = 1345 - 126$ $\Delta h_{B \rightarrow C} = 1219 \text{ KJ. Kg}^{-1}$ <p>➤ $w_{B \rightarrow C} = -P_B [(v_C^{liq.sat}(300^\circ\text{C}) - v_B^{liq.}(30^\circ\text{C}))]$</p> $w_{B \rightarrow C} = -P_B [(v_C^{liq.sat}(300^\circ\text{C}) - v_l)]$ <p>A.N. :</p> $w_{B \rightarrow C} = -85,9 \times 10^5 (1,4 - 1) 10^{-3}$

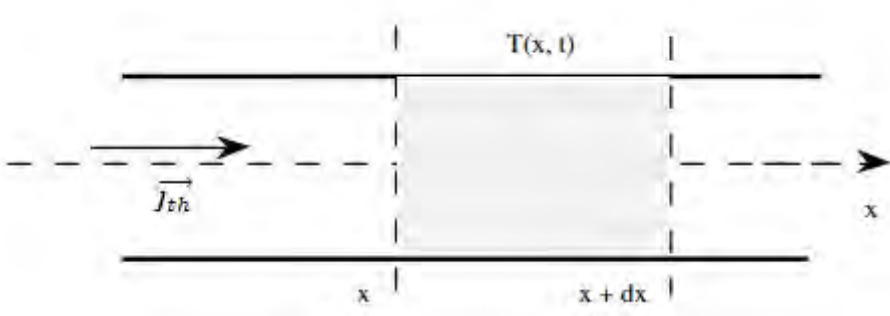
	<p style="text-align: center;">$w_{B \rightarrow C} = -3,436 \text{ KJ} \cdot \text{Kg}^{-1}$</p> <p>Donc ;</p> $q_{B \rightarrow C} = \Delta h_{B \rightarrow C} - w_{B \rightarrow C} = 1219 - (-3,436)$ <p style="text-align: center;">$q_{B \rightarrow C} = 1222,436 \text{ KJ} \cdot \text{Kg}^{-1}$</p> <ul style="list-style-type: none"> • Calcul de $q_{C \rightarrow D}$: <ul style="list-style-type: none"> ➤ $\Delta h_{C \rightarrow D} = h_D^{vap.sat}(300^\circ\text{C}) - h_C^{liq.sat}(300^\circ\text{C}) = q_{C \rightarrow D} + w_{C \rightarrow D}$ $\Delta h_{C \rightarrow D} = h_D^{vap.sat}(300^\circ\text{C}) - h_C^{liq.sat}(300^\circ\text{C}) = 2749 - 1345$ <p style="text-align: center;">$\Delta h_{C \rightarrow D} = 1404 \text{ KJ} \cdot \text{Kg}^{-1}$</p> <ul style="list-style-type: none"> ➤ $w_{C \rightarrow D} = -P_B [v_D^{vap.sat}(300^\circ\text{C}) - v_C^{liq.sat}(300^\circ\text{C})]$ $w_{C \rightarrow D} = -85,9 \times 10^5 (0,02164 - (1,4 \times 10^{-3}))$ <p style="text-align: center;">$w_{C \rightarrow D} = -173,861 \text{ KJ} \cdot \text{Kg}^{-1}$</p> $q_{C \rightarrow D} = \Delta h_{C \rightarrow D} - w_{C \rightarrow D}$ $q_{C \rightarrow D} = 1404 - (-173,861)$ <p style="text-align: center;">$q_{C \rightarrow D} = 1577,861 \text{ KJ} \cdot \text{Kg}^{-1}$</p> <p style="margin-top: 20px;">Ce qui donne finalement :</p> $q_{B \rightarrow D} = q_{B \rightarrow C} + q_{C \rightarrow D} = 1222,436 + 1577,861$ <p style="text-align: center;">$q_{B \rightarrow D} = 2800,297 \text{ KJ} \cdot \text{Kg}^{-1}$</p>
3.2.8	$\eta_t = \frac{-w_{Tu}}{q_{B \rightarrow D}} = \frac{1062,38}{2800,297}$ <p style="text-align: center;">$\eta_t = 38\%$</p>

3.2.9	$\eta_{max} = 1 - \frac{T_A}{T_B}$ $\eta_{max} = 1 - \frac{303}{573}$ $\eta_{max} = 47\%$ <p>Conclusion :</p> $\eta_t < \eta_{max}$
3.2.10	<p>Le rendement de la conversion d'énergie thermique en énergie électrique est défini par :</p> $\eta_e = \frac{\text{puissance produite}}{\text{puissance fournie}}$ $\eta_e = \frac{600 \cdot 10^6}{2,8 \cdot 10^9}$ $\eta_e = 21,4\%$
4. Conversion d'énergie mécanique en énergie électrique	
4.1	$\phi = \iint \vec{B} \cdot d\vec{S}$ <p>Le flux magnétique embrassé par les spires de la bobine est :</p> $\phi = N \vec{B}_e \cdot \vec{S} \quad (\text{car } \vec{B}_e \text{ est uniforme})$ $\phi = N B_0 S \cos \theta$
4.2	<ul style="list-style-type: none"> • La force électromotrice est : $e = - \frac{d\phi}{dt} = N B_0 S \dot{\theta} \sin \theta$ • Sa valeur maximale : c'est lorsque $\theta = \pi/2$ et $\dot{\theta} = \Omega$ $\theta(t) = \Omega t + cte$ $\theta(t = 0) = 0 = cte \text{ car le champ } \vec{B}_e \text{ est parallèle à la normale } \vec{n}$ $\theta(t) = \Omega t$ $e_M = N B_0 S \Omega$

Corrigé CNC session 2017-physique 2 MP

4.3	<ul style="list-style-type: none"> • L'expression du courant i induit dans la bobine : <p>On a :</p> $e = Ri$ <p>Donc :</p> $i = \frac{e}{R} = \frac{N B_0 S}{R} \dot{\theta} \sin \theta$ <ul style="list-style-type: none"> • Sa valeur maximale : $I_M = \frac{N B_0 S}{R} \Omega$
4.4	<ul style="list-style-type: none"> • L'expression du couple électromagnétique de la force de la place exercée sur une spire : $\vec{\Gamma}_L = \vec{\mathcal{M}} \wedge \vec{B}_e = iS(\cos \theta \vec{e}_x + \sin \theta \vec{e}_y) \wedge B_0 \vec{e}_x$ $\vec{\Gamma}_L = -iSB_0 \sin \theta \vec{e}_z$ $\vec{\Gamma}_L = -\frac{N S}{R} SB_0^2 \dot{\theta} \sin^2 \theta \vec{e}_z$ <ul style="list-style-type: none"> • L'expression du couple électromagnétique des forces de la place exercées sur la bobine : $\vec{\Gamma}_L = -\frac{N^2 S^2}{R} B_0^2 \Omega \sin^2(\Omega t) \vec{e}_z$ <ul style="list-style-type: none"> • Sa valeur moyenne dans le temps : $\langle \vec{\Gamma}_L \rangle = -\frac{1}{2} \frac{N^2 S^2}{R} B_0^2 \Omega \vec{e}_z$ <p>Ce couple de projection négative sur \vec{e}_z freine la bobine (couple résistant).</p>
4.5	<ul style="list-style-type: none"> • La puissance dissipée par effet joule dans la bobine : $P_j = Ri^2$ $P_j = R \left(\frac{N B_0 S}{R} \Omega \sin(\Omega t) \right)^2$ $P_j = \frac{N^2 S^2}{R} B_0^2 \Omega^2 \sin^2(\Omega t)$ <ul style="list-style-type: none"> • En moyenne dans le temps : $\langle P_j \rangle = \frac{1}{2} \frac{N^2 S^2}{R} B_0^2 \Omega^2$
4.6	En appliquant le théorème du moment cinétique à la bobine et par projection selon

Corrigé CNC session 2017-physique 2 MP

	<p>l'axe (oz), on obtient :</p> $J_z \frac{d\Omega}{dt} = \Gamma + \Gamma_L = 0 \text{ (car } \Omega = \text{cte)}$ <p>J_z : le moment d'inertie selon l'axe (oz). $\Gamma = -\Gamma_L$</p> <p>Donc ; le couple selon (oz) qu'il faut exercer pour maintenir la rotation de la bobine est :</p> $\Gamma = \frac{N^2 S^2}{R} B_0^2 \Omega \sin^2(\Omega t)$ <ul style="list-style-type: none"> Il est maximal lorsque $\theta = \pi/2$ $\Gamma_{max} = \frac{N^2 S^2}{R} B_0^2 \Omega$
5. Aspect environnemental : valorisation des déchets nucléaires	
5.1	<ul style="list-style-type: none"> La signification physique : \vec{j}_{th} : le vecteur densité de courant thermique, c'est un flux thermique par unité de surface L'unité de j_{th} : $\phi_{th} = \iint \vec{j}_{th} \cdot \vec{dS}$ $j_{th} \longrightarrow (J.s^{-1}.m^{-2}) \equiv (Kg.m.s^{-2}.m.s^{-1}.m^{-2}) \equiv (Kg.s^{-3})$ L'unité de λ_b : $\lambda_b \longrightarrow (Kg.s^{-3}.m.K^{-1})$
5.2	<div style="text-align: center;">  </div> <ul style="list-style-type: none"> le transfert thermique « entrant » dans la tranche cylindrique est : $\delta Q = [j_{th}(x, t)S - j_{th}(x + dx, t)S] dt$

5.3.1

L'équation de diffusion s'écrit En régime permanent alors :

$$- p_{\text{nuc}} = \lambda_b \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{p_{\text{nuc}}}{\lambda_b} x + C_1$$

$$T(x) = -\frac{p_{\text{nuc}}}{2\lambda_b} x^2 + C_1 x + C_2$$

Avec les conditions aux limites suivantes,

$$\begin{cases} T(0) = T_0 \\ T(e_b) = T_0 \end{cases}$$

On obtient : $\begin{cases} C_2 = T_0 \\ -\frac{p_{\text{nuc}}}{2\lambda_b} e_b^2 + C_1 e_b + T_0 = T_0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} C_2 = T_0 \\ C_1 = \frac{p_{\text{nuc}}}{2\lambda_b} e_b \end{cases}$

l'expression de la température est donnée par :

$$T(x) = -\frac{p_{\text{nuc}}}{2\lambda_b} x^2 + \frac{p_{\text{nuc}}}{2\lambda_b} e_b x + T_0$$

A.N. :

$$T(x) = -1250x^2 + 625x + 288$$

- **Le tracé :**

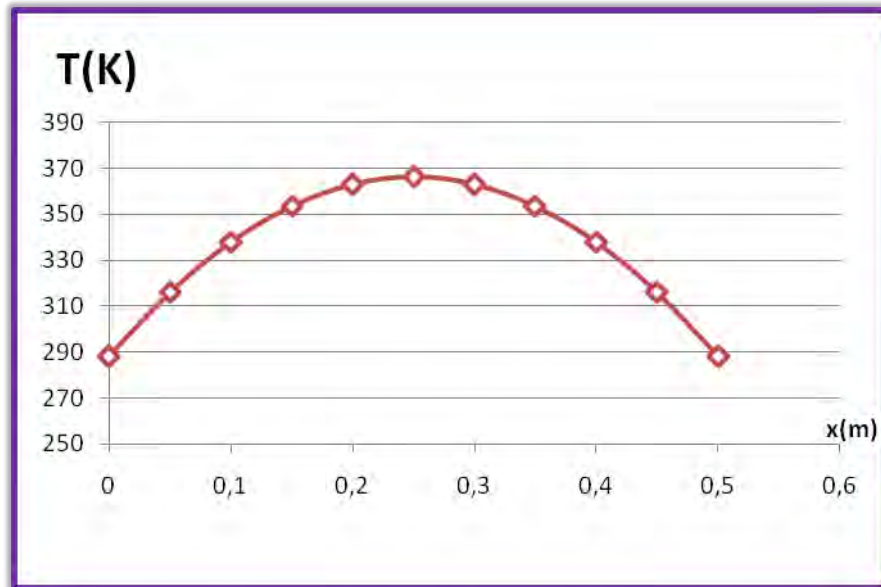


Fig.1 : courbe représentant la variation de la température T en fonction de x

- La valeur de la température maximale est :

$$\frac{dT(x_0)}{dx} = 0$$

$$-2500x_0 + 625 = 0$$

$$x_0 = 0,25m$$

Donc

$$T_{max} = 366,12 K$$

5.3.2

On a :

$$j_{th}(x) = -\lambda_b \frac{\partial T(x)}{\partial x}$$

$$j_{th}(x) = -\lambda_b \left(-\frac{p_{nuc}}{\lambda_b} x + \frac{p_{nuc}}{2\lambda_b} e_b \right)$$

$$j_{th}(x) = p_{nuc} \left(x - \frac{1}{2} e_b \right)$$

$$j_{th}(x) = 3000 \times (x - 0,25)$$

Le flux thermique est :

$$\varphi(x) = \iint \overrightarrow{j_{th}(x)} \cdot \overrightarrow{dS}$$

$$\Phi(x) = p_{nuc} \left(x - \frac{1}{2}e_b\right) S$$

Le flux thermique par unité de surface est :

$$\varphi(x) = \Phi(x)/S$$

$$\varphi(x) = 3000 \times (x - 0,25)$$

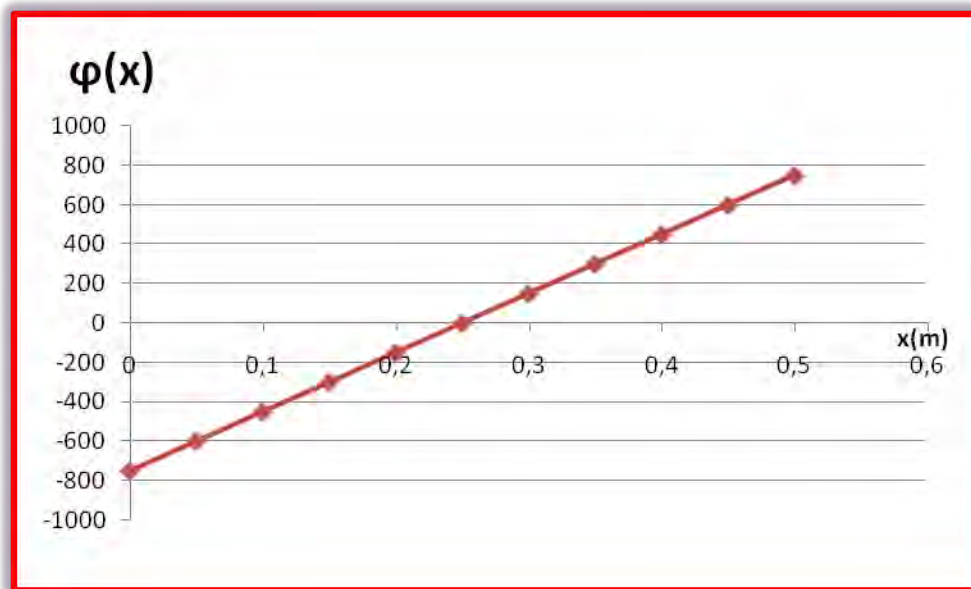


Fig.2 : courbe représentant la variation du flux surfacique en fonction de x

Dans le volume de la paroi d'épaisseur e_b et qui s'appuie sur la surface S , la puissance interne produite est

$$P_{produite} = p_{nuc} S e_b$$

Or ;

La puissance évacuée par les deux faces est :

$$P_{evacuée} = \varphi(e_b) - \varphi(0)$$

Avec

$$\varphi(0) = -\frac{p_{nuc}}{2} S e_b$$

$$\varphi(e_b) = \frac{p_{nuc}}{2} S e_b$$

$$P_{\text{évacuée}} = p_{\text{nuc}} S e_b$$

Donc toute la puissance créée au sein de la paroi est évacuée par les deux faces.

Bon courage