

CENTRALE NUCLÉAIRE À EAU PRESSURISÉE

1.1.a La variation d^2N du nombre de neutrons dans le volume $d\tau = S dx$ considéré vaut :

$$d^2N = n(x, t + dt) S dx - n(x, t) S dx \quad \text{puis} \quad d^2N = \frac{\partial n}{\partial t} S dx dt$$

1.1.b Le nombre δ^2N_e de neutrons reçu par le volume $d\tau = S dx$ considéré vaut :

$$\delta^2N_e = S j_N(x, t) dt - S j_N(x + dx, t) dt = -\frac{\partial j_N}{\partial x} S dx dt$$

Soit en utilisant la loi de Fick :

$$\delta^2N_e = -\frac{\partial}{\partial x} \left(-D \frac{\partial n}{\partial x} \right) S dx dt \quad \text{puis} \quad \delta^2N_e = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} S dx dt$$

1.1.c En prenant en compte les δ^2N_c neutrons créés, le bilan de particules pour le volume $d\tau = S dx$ considéré s'écrit :

$$d^2N = \delta^2N_e + \delta^2N_c \quad \text{soit} \quad \frac{\partial n}{\partial t} S dx dt = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} S dx dt + K n S dx dt$$

En simplifiant par $S dx dt$, on obtient l'équation aux dérivées partielles attendue :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + K n$$

1.2.a En régime stationnaire, la densité particulaire n ne dépend que de x et l'équation de diffusion se simplifie en :

$$D \frac{d^2 n_s}{dx^2} + K n_s = 0 \quad \text{soit} \quad \frac{d^2 n_s}{dx^2} + \frac{n_s}{\delta^2} = 0 \quad \text{avec} \quad \delta = \sqrt{\frac{D}{K}}$$

On obtient une équation différentielle linéaire homogène du deuxième ordre à coefficients constants, dont la solution générale s'écrit :

$$n_s(x) = A \sin\left(\frac{x}{\delta}\right) + B \cos\left(\frac{x}{\delta}\right)$$

1.2.b La condition aux limites $n(x=0) = 0$ impose $B = 0$ et la condition aux limites $n(x=L) = 0$ impose :

$$A \sin\left(\frac{L}{\delta}\right) = 0 \quad \text{soit} \quad L = p \pi \delta \quad \text{avec } p \text{ entier.}$$

Comme $n(x)$ ne doit pas s'annuler pour $0 < x < L$, il faut prendre $p = 1$ de telle sorte que finalement :

$$\delta = \frac{L}{\pi} \quad \text{et} \quad n_s(x) = A \sin\left(\pi \frac{x}{L}\right)$$

1.2.c Par définition, la valeur moyenne \bar{n}_s de $n(x)$ s'écrit :

$$\bar{n}_s = \frac{1}{L} \int_0^L n_s(x) dx = \frac{A}{L} \int_0^L \sin\left(\pi \frac{x}{L}\right) dx = \frac{A}{L} \left[-\frac{L}{\pi} \cos\left(\pi \frac{x}{L}\right) \right]_0^L \quad \text{soit} \quad \bar{n}_s = \frac{2A}{\pi}$$

1.3.a En remplaçant $n(x, t) = n_s(x) f(t)$ dans (E), il vient :

$$-\frac{\pi^2 D}{L^2} n_s(x) f(t) + K n_s(x) f(t) = n_s(x) \frac{df}{dt} \quad \text{soit} \quad \frac{df}{dt} + \left(\frac{\pi^2 D}{L^2} - K \right) f = 0$$

1.3.b La solution de cette équation différentielle est de la forme :

$$f(t) = A \exp\left(\left(\frac{\pi^2 D}{L^2} - K\right) t\right)$$

Selon le signe de $\pi^2 D/L^2 - K$, elle tend vers zéro ou vers l'infini, de telle sorte qu'on ne peut pas tendre vers le régime stationnaire.

1.4.a Un coefficient de diffusion se mesure en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ donc l'expression attendue est :

$$D = l^* v^*$$

1.4.b Lorsque le nombre volumique moyen de neutrons augmente, la température augmente à pression constante, donc l'eau se dilate, donc sa masse volumique diminue, donc le nombre volumique de molécules d'eau diminue, donc le libre-parcours-moyen l^* augmente. Comme la vitesse quadratique moyenne v^* augmente a priori aussi, on conclut que D augmente, de telle sorte que nécessairement :

$$\alpha > 0$$

1.5.a En remplaçant $D = (K L^2 / \pi^2) (1 + \alpha (\bar{n}(t) - \bar{n}_s))$ et $\bar{n}(t) = \bar{n}_s f(t)$ dans l'équation différentielle établie en 1.3.a, il vient :

$$0 = \frac{df}{dt} + K (1 + \alpha \bar{n}_s (f(t) - 1) - 1) f(t) = 0 \quad \text{soit} \quad \frac{df}{dt} = -K \alpha \bar{n}_s f(t) (f(t) - 1) \quad (E^*)$$

En régime stationnaire, on a $df/dt = 0$ et il vient :

$$f(t)(f(t) - 1) = 0 \quad \text{soit} \quad f_1(t) = 1 \quad \text{ou} \quad f_2(t) = 0$$

La solution $f_1(t) = 1$ correspond au fonctionnement stationnaire du réacteur décrit en 1.3. La solution $f_2(t) = 0$ correspond à un réacteur éteint.

1.5.b Avec $f(t) = 1 + \varepsilon(t)$, l'équation différentielle s'écrit :

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -K \alpha \bar{n}_s (1 + \varepsilon(t)) \varepsilon(t) \quad \text{soit en linéarisant} \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = -K \alpha \bar{n}_s \varepsilon(t) \quad \text{puis} \quad \varepsilon(t) = \varepsilon(0) \exp(-K \alpha \bar{n}_s t)$$

Ainsi, $\varepsilon(t)$ tend vers zéro lorsque t tend vers l'infini, de telle sorte que le régime stationnaire $f_1(t) = 1$ est stable.

1.5.c Au voisinage de $f(t) = 0$, l'équation différentielle se linéarise en :

$$\frac{df}{dt} = K \alpha \bar{n}_s f(t) \quad \text{d'où} \quad \varepsilon(t) = \varepsilon(0) \exp(K \alpha \bar{n}_s t)$$

Ainsi, $\varepsilon(t)$ tend vers l'infini lorsque t tend vers l'infini, de telle sorte que le régime stationnaire $f_2(t) = 0$ est instable. Concrètement, on en déduit que le réacteur tend naturellement à fonctionner avec le régime stationnaire $n(x, t) = f_1(t) n_s(x) = n_s(x)$. En pratique, on prend des précautions supplémentaires vis à vis des instabilités en introduisant si nécessaire des barres modératrices qui reviennent à augmenter brutalement D sans jouer sur l'effet indirect de la température.

2.1.a À l'instant $t + dt$, le système fermé (S) est situé entre les abscisses $x + v dt$ et $x + dx + v dt$. Sa masse $\delta m = \mu_e \pi (R_2^2 - R_1^2) dx$ est un infiniment petit d'ordre un en dx donc on peut évaluer sa température à l'ordre zéro en dx , de telle sorte que sa variation d'énergie interne s'écrit :

$$d^2U = \delta m c_e (T(x+v dt) - T(x)) \mu_e \pi (R_2^2 - R_1^2) dx c_e v dt \frac{dT}{dx} \quad \text{soit} \quad \boxed{d^2U = \mu_e \pi (R_2^2 - R_1^2) c_e v \frac{dT}{dx} dx dt}$$

Par ailleurs, la variation d'énergie cinétique de (S) est nulle car la vitesse ne dépend pas du temps.

2.1.b En l'absence de diffusion thermique dans l'eau, la chaleur reçue par (S) provient exclusivement de l'uranium, avec lequel la surface de contact vaut $2\pi R_1 dx$, donc la loi de NEWTON :

$$\delta^2Q = h (T_C - T(x)) dS dt \quad \text{s'écrit} \quad \boxed{\delta^2Q = 2\pi R_1 h (T_C - T(x)) dx dt}$$

2.1.c La pression p est uniforme dans la canalisation. Par ailleurs, le volume du système (S) est constant puisque sa masse est constante (système fermé) et sa masse volumique aussi (modèle). Il en résulte que le travail des forces de pression est nul.

2.1.d Le premier principe de la thermodynamique appliqué à (S) entre les instants t et $t + dt$ s'écrit :

$$d^2U + d^2E_c = \delta^2Q + \delta^2W \quad \text{soit} \quad \mu_e \pi (R_2^2 - R_1^2) c_e v \frac{dT}{dx} dx dt + 0 = 2\pi R_1 h (T_C - T(x)) dx dt + 0$$

En simplifiant par $dx dt$ et en réordonnant, on obtient la forme attendue :

$$\boxed{\delta \frac{dT}{dx} + T = T_C} \quad \text{en posant} \quad \boxed{\delta = \frac{\mu_e (R_2^2 - R_1^2) c_e v}{2 R_1 h}}$$

2.1.e La solution générale s'écrit alors :

$$T(x) = T_C + A \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right)$$

Avec la condition aux limites $T(x=0) = T_1$, il vient :

$$T_1 = T_C + A \quad \text{soit} \quad A = T_1 - T_C \quad \text{puis} \quad \boxed{T(x) = T_C + (T_1 - T_C) \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right)}$$

2.1.f La puissance thermique fournie par l'uranium à la tranche d'eau comprise entre x et $x + dx$ est donnée par la loi de NEWTON :

$$dP_C = h(T_C - T(x)) 2\pi R_1 dx = 2\pi R_1 h(T_C - T_1) \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) dx$$

D'où en sommant sur la canalisation de longueur L :

$$P_C = \int_0^L 2\pi R_1 h(T_C - T_1) \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) dx = 2\pi R_1 h(T_C - T_1) \left[-\delta \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right)\right]_0^L$$

L'expression se met sous la forme attendue :

$$\boxed{P_C = G_C(T_C - T_1)} \quad \text{en posant} \quad \boxed{G_C = 2\pi R_1 h \delta \left(1 - \exp\left(-\frac{L}{\delta}\right)\right)}$$

Cette expression montre que pour maximiser le transfert thermique, il faut faire tendre L vers l'infini. Plus précisément, compte tenu des problèmes d'encombrement, le choix $L \approx 10\delta$ semble pertinent.

2.2.a Appliquons le premier principe et le deuxième principe de la thermodynamique à l'eau décrivant pendant une seconde un grand nombre de cycles ($\Delta U = 0$ et $\Delta S = 0$) de manière réversible ($S_c = 0$) entre les sources chaude à température T_1 et froide à température T_2 :

$$0 = \Delta S = S_e + S_c = \frac{P_C}{T_1} + \frac{P_F}{T_2} + 0 \quad \text{soit} \quad \frac{P_C}{T_1} + \frac{P_F}{T_2} = 0 \quad \text{puis} \quad \boxed{\frac{P_F}{P_C} = -\frac{T_2}{T_1}}$$

$$0 = \Delta U = P + P_C + P_F \quad \text{soit} \quad P = -P_C - P_F \quad \text{puis} \quad \boxed{\frac{P}{P_C} = \frac{T_2}{T_1} - 1}$$

Notons qu'on retrouve l'expression du rendement de CARNOT.

2.2.b Avec $P = -\eta P_C$, on obtient :

$$\boxed{\frac{T_2}{T_1} = 1 - \eta} \quad (1) \quad \text{et} \quad \boxed{\frac{P_F}{P_C} = \eta - 1} \quad (2)$$

2.3.a Avec $\mathcal{P}_C = G_C (T_C - T_1)$ et $\mathcal{P}_F = G_F (T_F - T_2)$, la relation (2) s'écrit :

$$\eta - 1 = \frac{\mathcal{P}_F}{\mathcal{P}_C} = \frac{G_F (T_F - T_2)}{G_C (T_C - T_1)}$$

Puis en éliminant $T_2 = (1 - \eta) T_1$:

$$(1 - \eta) G_C (T_1 - T_C) = G_F T_F - G_F (1 - \eta) T_1 \quad \text{soit} \quad T_1 = \frac{(1 - \eta) G_C T_C + G_F T_F}{(1 - \eta) (G_C + G_F)}$$

On obtient alors l'expression de T_2 en utilisant (1) :

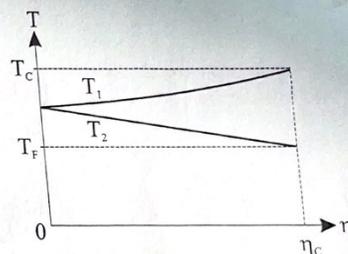
$$T_2 = (1 - \eta) T_1 \quad \text{soit} \quad T_2 = \frac{(1 - \eta) G_C T_C + G_F T_F}{(G_C + G_F)}$$

Lorsque $G_C = \infty$ on obtient $T_1 = T_C$ et lorsque $G_F = \infty$, on obtient $T_2 = T_F$, ce qui est cohérent avec un *contact thermique parfait*.

2.3.b Les graphes de $T_1(\eta)$ et $T_2(\eta)$ sont donnés ci-contre.

On remarque que lorsque η est nul on a $T_1 = T_2$: la machine devient *monotherme*.

D'autre part pour $\eta = \eta_C$ qui est le rendement de CARNOT, on a $T_1 = T_C$ et $T_2 = T_F$, de telle sorte que $\mathcal{P}_C = 0$ et $\mathcal{P}_F = 0$: il n'y a alors plus d'échange thermique.



2.3.c La définition de η donne alors l'expression attendue de la puissance \mathcal{P} :

$$\mathcal{P} = -\eta \mathcal{P}_C = -\eta G_C (T_C - T_1) \quad \text{soit} \quad |\mathcal{P}| = \frac{\eta G_C G_F ((1 - \eta) T_C - T_F)}{(1 - \eta) (G_C + G_F)}$$

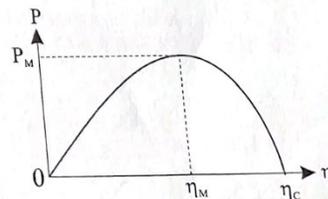
La puissance s'annule si $G_C = 0$ ou $G_F = 0$ ou $\eta = 0$. Dans le premier cas, on a $\mathcal{P}_C = 0$, dans le second $\mathcal{P}_F = 0$ et dans le troisième cas $T_1 = T_2$. Ces trois cas ont en commun le fait que le moteur devient *monotherme* : soit une des sources est hors-jeu à cause d'une conductance nulle, soit les deux sources ont même température et ne forment donc plus qu'une seule source. Alors l'énoncé de KELVIN du deuxième principe, à savoir "il n'existe pas de moteur cyclique monotherme", garantit que la machine ne peut pas être motrice, ce qui explique pourquoi $\mathcal{P} = 0$.

La puissance s'annule aussi pour $\eta = \eta_C$, ce qui est lié à la *disparition de tous les échanges thermiques* donc à l'évanescence de la machine ditherme.

2.3.d Calculons la dérivée et la valeur η_M qui l'annule :

$$\frac{d|\mathcal{P}|}{d\eta} = \left(\frac{G_C G_F}{G_C + G_F} \right) \left(T_C - \frac{T_F}{(1 - \eta)^2} \right) \quad \text{et} \quad \eta_M = 1 - \sqrt{\frac{T_F}{T_C}}$$

On vérifie que $\eta_M < \eta_C$ et on en déduit l'allure du graphe ci-contre pour $|\mathcal{P}|(\eta)$.



2.3.e D'après l'étude précédente, on doit prendre :

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 30 \%$$

avec

$$\eta_M = 1 - \sqrt{\frac{T_F}{T_C}} = 33 \%$$

et

$$\eta_C = 1 - \frac{T_F}{T_C} = 55 \%$$

Ainsi, la conception de la centrale cherche à optimiser la puissance plutôt que le rendement : ceci s'explique car le coût dominant est l'amortissement des installations et non le combustible. Dans le cas d'une centrale thermique à énergie fossile où le coût du "carburant" est crucial, on aurait davantage le souci de maximiser le rendement donc on prendrait η plus proche de η_C .

3.1.a L'état E_a se situe sur la courbe d'ébullition ($x_a = 0$), sur l'isobare $p_a = 50$ bar et sur l'isotherme $T_a = 264$ °C. L'état E_b se situe sur la courbe de rosée ($x_b = 1$), sur l'isobare $p_a = 50$ bar et sur l'isotherme $T_a = 264$ °C. Les évolutions $E_b \rightarrow E_c$ et $E_d \rightarrow E_a$ sont isentropiques car adiabatiques et réversibles, donc elles sont décrites par des segments verticaux se terminant sur l'isobare $p = 1$ bar. On voit alors sur le diagramme que les états E_c et E_d sont diphasés et on lit respectivement les titres en vapeur :

$$x_c = 0,78$$

et

$$x_d = 0,26$$

3.1.b Le premier principe appliqué respectivement dans le compresseur (C_p) et dans la turbine permet de calculer les travaux utiles correspondants car les évolutions sont adiabatiques :

$$w_{Tu} = h_c - h_b = 2200 - 2800 = -600 \text{ kJ.kg}^{-1} \quad \text{et} \quad w_{Cp} = h_a - h_d = 1150 - 1000 = 150 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

On en déduit le travail utile global :

$$w = w_{Tu} + w_{Cp} = -450 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

3.1.c Par définition, le rendement thermodynamique du cycle est le rapport $\eta = |w|/q_c$ du travail récupéré sur la chaleur fournie par la source chaude. La source chaude fournit de la chaleur à l'eau au cours de l'évolution $E_a \rightarrow E_b$ pour laquelle le premier principe se simplifie car le travail utile est nul :

$$q_c = h_b - h_a = 2800 - 1150 = 1650 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

d'où

$$\eta = \frac{|w|}{q_c} = 27 \%$$

3.1.d Le cycle est constitué de deux isentropiques et de deux isothermes, donc c'est un cycle de CARNOT avec des sources aux températures respectives $T_1 = T_a$ et $T_2 = T_c$:

$$T_1 = T_a = 264 \text{ °C}$$

et

$$T_2 = T_c = 100 \text{ °C}$$

On en déduit le rendement de CARNOT qui est compatible avec la valeur obtenue en 3.1.b compte tenu des erreurs d'arrondis :

$$\eta_C = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 30 \%$$

de telle sorte qu'on a bien $\eta \approx \eta_C$ à 10 % près.

3.2.a L'évolution $E'_b \rightarrow E''_b$ dans la turbine (Tu') est isentropique, donc on obtient le point E'_b à l'intersection de l'isobare $p = 50$ bar et de l'isentropique verticale issue du point représentatif de E''_b situé à l'intersection de la courbe de rosée ($x''_b = 1$) et de l'isobare $p = 10$ bar. De même, l'évolution $E'_c \rightarrow E''_c$ dans la turbine (Tu'') est isentropique, donc on obtient le point E'_c à l'intersection de l'isobare $p = 10$ bar et de l'isentropique verticale issue du point représentatif de E''_c situé à l'intersection de la courbe de rosée ($x''_c = 1$) et de l'isobare $p = 1$ bar. On lit alors sur le diagramme :

$$h'_b = 3150 \text{ kJ.kg}^{-1} \quad ; \quad h''_b = 2800 \text{ kJ.kg}^{-1} \quad ; \quad h'_c = 3200 \text{ kJ.kg}^{-1} \quad \text{et} \quad h''_c = 2650 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

3.2.b Le travail total utile est désormais la somme des travaux dans le compresseur et dans les deux turbines soit :

$$w = h''_b - h'_b + h''_c - h'_c + h_d - h_a = -750 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

La source chaude fournit désormais de la chaleur au cours des évolutions $E_a \rightarrow E'_b$ et $E'_b \rightarrow E'_c$ donc :

$$q_c = h'_b - h_a + h'_c - h'_b = 2350 \text{ kJ.kg}^{-1} \quad \text{et} \quad \eta' = \frac{|w|}{q_c} = 31 \% > \eta$$

On pouvait s'attendre à une hausse du rendement via une hausse du rendement de CARNOT car la température de la source chaude, qui est la nouvelle température maximale atteinte $T_M = 380 \text{ }^\circ\text{C}$, a augmenté. Mais on pouvait s'attendre à une baisse du rendement réel par rapport au rendement de CARNOT car les échanges thermiques au cours des évolutions $E_b \rightarrow E'_b$ et $E'_b \rightarrow E'_c$ ne se font plus à la température de la source, donc ne sont plus réversibles.

3.2.c La puissance mécanique récupérée s'exprime en fonction du travail massique utile et du débit massique :

$$\mathcal{P} = D_m w \quad \text{d'où} \quad D_m = \frac{\mathcal{P}}{w} = 1,2 \cdot 10^3 \text{ kg.s}^{-1}$$

4.1 Considérons le système fermé (S^*) constitué à l'instant t de l'eau contenue dans le condenseur (système ouvert (S)) et des masses $\delta m_2 = D_{m2} dt$ et $\delta m_3 = D_{m3} dt$ qui vont y entrer par les canalisations secondaire et tertiaire. En régime stationnaire, le débit massique se conserve dans chacune des canalisations, donc à l'instant $t + dt$, le système fermé (S^*) est constitué de l'eau contenue dans le condenseur et des masses $\delta m_2 = D_{m2} dt$ et $\delta m_3 = D_{m3} dt$ qui en sont sorties par les canalisations primaire et tertiaire.

En régime stationnaire, l'énergie interne du système ouvert est indépendante du temps, donc la variation de l'énergie interne du système fermé vaut :

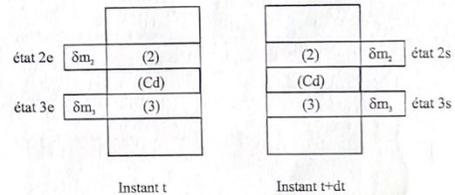
$$dU^* = U^*(t + dt) - U^*(t) = D_{m2} dt (u_{2s} - u_{2e}) + D_{m3} dt (u_{3s} - u_{3e})$$

Par ailleurs, en l'absence de pièces mécaniques mobiles, le travail se limite à celui des forces de pression, soit :

$$\delta W = p v_{2e} D_{m2} dt - p v_{2s} D_{m2} dt + p v_{3e} D_{m3} dt - p v_{3s} D_{m3} dt$$

Le condenseur étant calorifugé et les variations d'énergie cinétique négligées, le premier principe se simplifie en :

$$dE_c^* + dU^* = \delta W_p + \delta Q \quad \text{soit} \quad dU^* = \delta W_p$$



En substituant, en divisant par dt et en rassemblant tout dans un seul membre, on fait apparaître les enthalpies massiques :

$$D_{m2}(h_{2s} - h_{2e}) + D_{m3}(h_{3s} - h_{3e}) = 0 \quad \text{d'où} \quad \frac{D_{m3}}{D_{m2}} = \frac{h_{2e} - h_{2s}}{h_{3s} - h_{3e}}$$

D'où en utilisant la capacité thermique de l'eau liquide :

$$\frac{D_{m3}}{D_{m2}} = \frac{h_{2e} - h_{2s}}{c_{pe}(T_{3s} - T_{3e})} = 13$$

4.2.a On lit dans la table du préambule la pression de vapeur saturante à 20°C , d'où on déduit le titre molaire en vapeur d'eau en haut de la tour :

$$p_{vs} = 2,4 \cdot 10^3 \text{ Pa} \quad \text{et} \quad x_e = \frac{p_{vs}}{p} = 2,4 \cdot 10^{-2}$$

Soit un échantillon d'air humide contenant n_e moles de vapeur d'eau et n_a moles d'air sec. La définition du titre molaire en vapeur d'eau se simplifie en remarquant que la vapeur d'eau est ultra-minoritaire dans l'air humide :

$$x_e = \frac{n_e}{n_a + n_e} \approx \frac{n_e}{n_a}$$

De même la définition du titre massique se simplifie en :

$$y_e = \frac{m_e}{m_a + m_e} \approx \frac{m_e}{m_a} = \frac{n_e M_e}{n_a M_a} \quad \text{soit} \quad y_e = \frac{x_e M_e}{M_a} = 1,6 \cdot 10^{-2}$$

4.2.b Un bilan d'enthalpie intuitif analogue à celui de 4.1 s'obtient en remarquant que l'air sec n'évolue pas. La fraction $y D_{ma}$ d'eau se refroidit de $T_{3s} = 60^\circ\text{C}$ à $T_a = 20^\circ\text{C}$ et se vaporise alors que la fraction $D_{m3} - y D_{ma}$ d'eau se refroidit de $T_{3s} = 60^\circ\text{C}$ à $T_a = 20^\circ\text{C}$. Ainsi :

$$y D_{ma} (c_{pe}(T_a - T_{3s}) + h_{V,20} - h_{L,20}) + (D_{m3} - y D_{ma}) c_{pe}(T_a - T_{3s}) = 0 \quad \text{soit} \quad \frac{D_{ma}}{D_{m3}} = \frac{c_{pe}(T_{3s} - T_a)}{y(h_{V,20} - h_{L,20})} = 4,4$$

4.2.c En éliminant D_{m3} entre les relations établies dans les questions précédentes, on obtient numériquement :

$$D_{ma} = 4,4 D_{m3} = (4,4)(13) D_{m2} = 6,8 \cdot 10^4 \text{ kg.s}^{-1}$$

L'équation des gaz parfaits permet de calculer la masse volumique de l'air en bas de la tour :

$$\mu_a = \frac{M_a p}{RT} = 1,3 \text{ kg.m}^{-3}$$

En exprimant le débit massique, on en déduit la vitesse moyenne de l'air :

$$D_{ma} = \mu_a S v \quad \text{soit} \quad v = \frac{D_{ma}}{\mu_a S} = 5,3 \text{ m.s}^{-1} \quad (\text{un peu élevé cf. la remarque de l'énoncé})$$

4.2.d Le panache blanc est dû à la condensation de la vapeur d'eau lorsque l'air humide s'élève. En effet la fraction maximale x_e baisse car la température baisse donc la pression de vapeur saturante aussi.

4.2.e Disperser l'eau en fines gouttes permet d'augmenter la surface de contact avec l'air donc de faciliter les échanges thermiques.

Diagramme (T,s) de l'eau

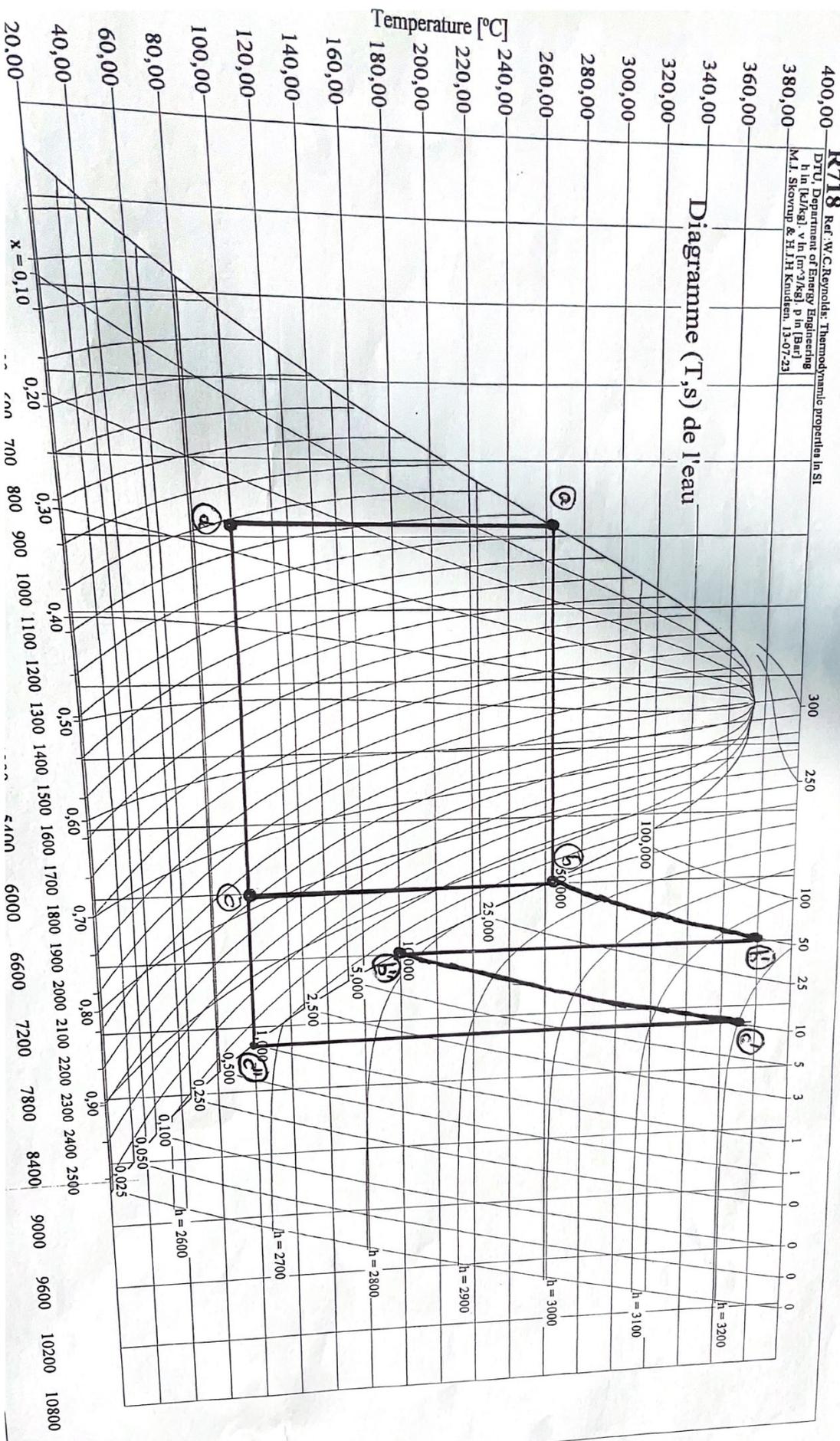


Diagramme (T,s) de l'eau

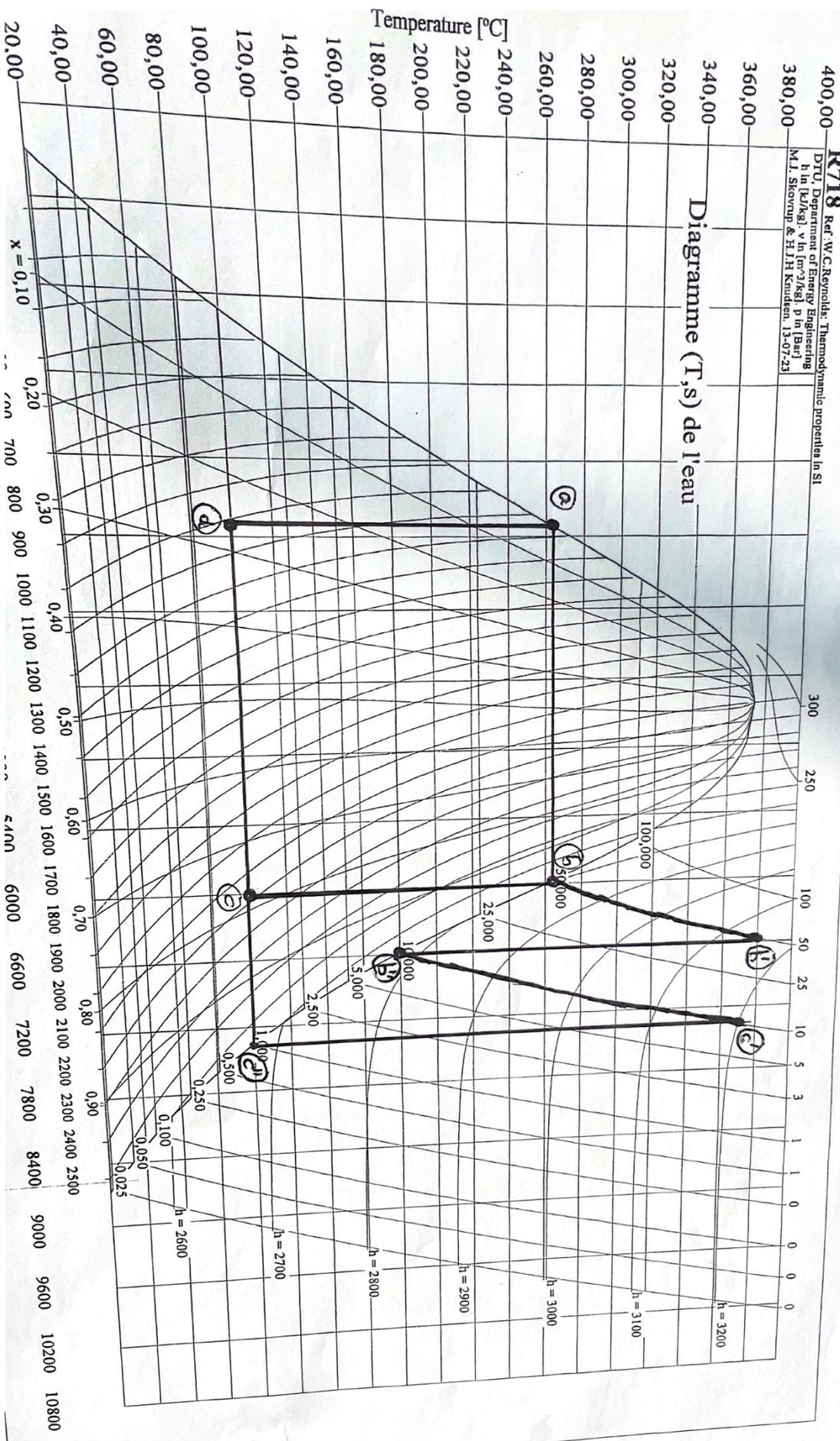


Diagramme (T,s) de l'eau

