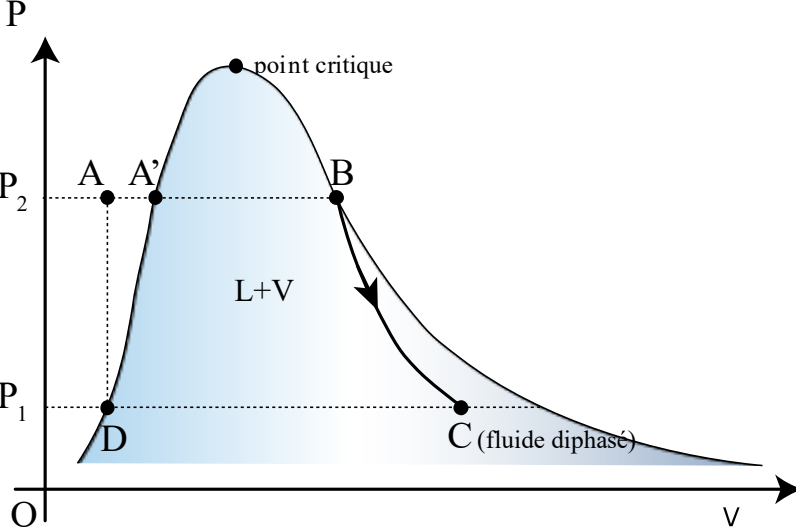


**I Circuit secondaire et enrichissement de l'uranium**

A	Description du circuit secondaire de la centrale																					
A.1)	<p>a) On utilise le modèle de Carnot qui est le seul moteur ditherme réversible.                      Le premier principe s'écrit : <math>\Delta U_{cycle} = 0 = W + Q_{fr} + Q_{ch}</math>                      Le second principe s'écrit : <math>\Delta S_{cycle} = 0 = \frac{Q_{ch}}{T_{ch}} + \frac{Q_{fr}}{T_{fr}}</math>                      le rendement du moteur est donné par <math>\eta = -\frac{W}{Q_{ch}} = \frac{Q_{fr}+Q_{ch}}{Q_{ch}} = 1 + \frac{Q_{fr}}{Q_{ch}} = 1 - \frac{T_{fr}}{T_{ch}}</math>.</p> <p>b) Application numérique : <math>\eta = 44.2\%</math></p> <p>c) Nous avons <math>P_t = 2785 MW</math>, le rendement de l'installation est donnée par le ratio entre puissance électrique produite et l'équivalent de puissance thermique produit par le cœur nucléaire, il vaut : <math>\eta' = \frac{P_e}{P_t} \approx 32.3\%</math></p> <p>Le coefficient de performance du réacteur est donc de <math>\alpha = \frac{\eta'}{\eta} \approx 73\%</math>, ce résultat est respectable mais n'a rien d'exceptionnel.                      Bien sûr, on peut aussi évoquer la triviale évidence, un réacteur nucléaire n'est pas une machine de Carnot réversible...</p>	<p>On supposera que la puissance thermique évacuée dans le générateur de vapeur est la totalité de la puissance thermique produite par le réacteur</p> <p>La centrale étudiée est probablement un modèle classique. C'est à peu de choses près les performances moyennes du parc nucléaire français.</p>																				
A.2)	<p>Cycle de Rankine</p> <p>a) Les transformations décrites de A à B et de C à D se font sur des isobares (horizontales), la transformation de D à A se fait avec un travail négligeable et avec un fluide dense (incompressible), elle peut donc être considérée comme isochore (verticale). La dernière transformation BC est adiabatique « réversible » par hypothèse, elle s'effectue sous la courbe de vapeur saturante.</p> <p>Les allures réelles de ces courbes sont peu propices à la figuration schématique, le volume massique du gaz est près de mille fois supérieur à celui du liquide, les schémas représentés ont donc des allures « conventionnelles » mais en aucun cas réelles.</p> <p>b) Tableau d'état</p> <table border="1" data-bbox="322 1190 1173 1406"> <thead> <tr> <th>Désignation</th> <th>A'</th> <th>B</th> <th>D</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>Température (K)</td> <td>543</td> <td>543</td> <td>273</td> </tr> <tr> <td>Pression (bars)</td> <td>55</td> <td>55</td> <td>0,043</td> </tr> <tr> <td>enthalpie massique (kJ/kg)</td> <td>1190,1</td> <td>2788,46</td> <td>125,22</td> </tr> <tr> <td>entropie massique (J/kg/K)</td> <td>2,9853</td> <td>5,9226</td> <td>0,4348</td> </tr> </tbody> </table>	Désignation	A'	B	D	Température (K)	543	543	273	Pression (bars)	55	55	0,043	enthalpie massique (kJ/kg)	1190,1	2788,46	125,22	entropie massique (J/kg/K)	2,9853	5,9226	0,4348	
Désignation	A'	B	D																			
Température (K)	543	543	273																			
Pression (bars)	55	55	0,043																			
enthalpie massique (kJ/kg)	1190,1	2788,46	125,22																			
entropie massique (J/kg/K)	2,9853	5,9226	0,4348																			

Il suffit de recopier les valeurs fournies par l'énoncé.

c) La méthode est triviale, elle consiste à rapporter les points  $(h, P)$  identifiés. Pour le point C, il suffit de suivre l'isentrope à partir de B et de s'arrêter sur l'isobare  $P_1$ .

d) Premier principe des systèmes ouverts en régime stationnaire :

$$h_s - h_e = q + w_u$$

e) On exploite l'expression précédente avec la caractéristique adiabatique de la transformation :

$$w_{BC} = h_C - h_B \approx -1040 \text{ kJ.kg}^{-1}.$$

Pour plus de précisions, on peut trouver les coordonnées du point C.

L'enthalpie massique du point C se détermine en exploitant le caractère isentropique de la transformation BC. Ce dernier nous permet de connaître la fraction massique de vapeur du mélange qui vérifie :

$$s(B) = s(C) = (1 - x) s_l(T_{fr}, P_1) + x s_v(T_{fr}, P_1)$$

On obtient :

$$x_C = 0.685$$

On exploite ce résultat pour obtenir :

$$h(C) = (1 - x) h_l(T_{fr}, P_1) + x h_v(T_{fr}, P_1)$$

On trouve :

$$h_C = 1790 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

Ce qui nous permet de conclure :  $w_{BC} = -998 \text{ kJ.kg}^{-1}$

f) D'après les hypothèses effectuées le point A' correspond à une compression sans travail à partir de D. Il se place aisément sur le diagramme. On exploite ensuite le premier principe pour obtenir :

$$q_{AA'} = h_{A'} - h_D = 1064 \text{ kJ.kg}^{-1}.$$

g) On reproduit la démarche précédente :

$$q_{A'B} = h_B - h_{A'} = 1598.36 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

h) Le rendement du cycle de Rankine est donné par le rapport :

$$\eta = -\frac{w_{BC}}{q_{AB}} = 37.5 \%$$

Le rendement est bien entendu inférieur à celui de Carnot. A condition bien entendu que l'on prenne comme température de la source chaude, la température du point B.

Le rendement est supérieur à celui donné dans l'énoncé alors que le cycle n'est pas optimisé.

i) A la fin de la détente dans la turbine le fluide est un mélange liquide-vapeur. Une lecture graphique nous donne un coefficient proche de  $x_C \approx 0.68$ . Le calcul fait en e) nous donnait plus précisément  $x_C = 0.685$ . C'est un inconvénient car les turbines optimisées pour la vapeur supportent mal la phase liquide qui « mitraille » les ailettes et fabrique des points de corrosion.

travail de copiste – points de translation

Usage de l'abaque – on regrettera les ticks en nombre excessif, Coolpack (logiciel utilisé) permet de faire mieux normalement.

Le travail utile massique est le travail reçu par le fluide moins le travail nécessaire à sa circulation (travail des forces de pression)

Vu la résolution du graphe une écriture au-delà de trois chiffres significatifs paraît excessive  $w_{BC} \approx -1.04 \text{ MJ.kg}^{-1}$

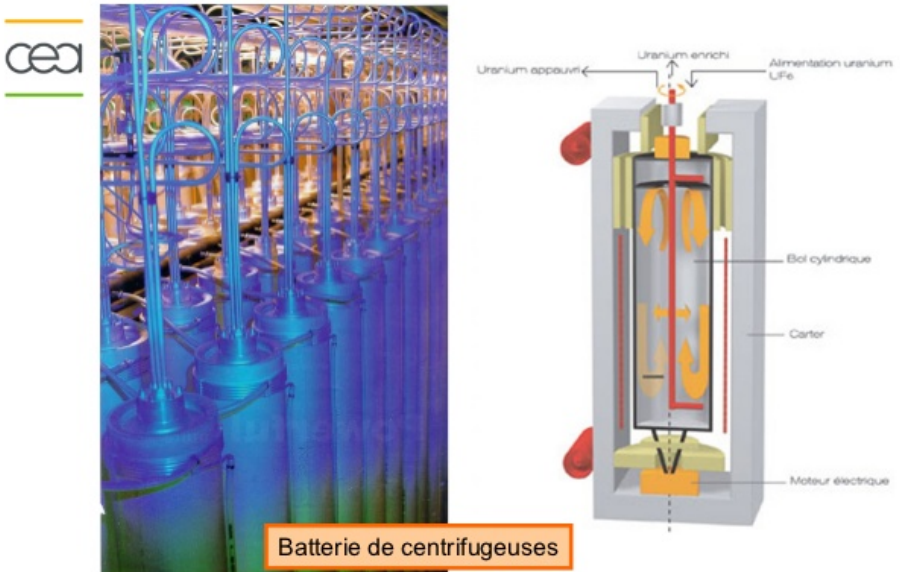
On pourra éventuellement passer par la capacité thermique massique du fluide et l'hypothèse sur les températures

Lapalissade car le rendement de Carnot est un optimum pour une machine ditherme.

Plusieurs hypothèses et évidences, le cycle évoqué est « réversible » donc idéal (faux pour A'A) et on a ici négligé toutes les pertes

La question qui demande l'état du fluide et exige le titre vapeur donne la réponse dans sa formulation.

A.3)	<p><u>Cycle de Rankine avec détente étagée</u>          Modification du cycle thermodynamique par des détente biphasées mixtes.          Ces modifications ne modifient pas le défaut précédemment évoqué : le caractère biphasé du fluide dans les turbines.</p> <p>a) Voir document enthalpique          b) Par lecture graphique, on obtient un titre vapeur <math>x_{c''} \approx 0.78</math> et la version au voisinage de C' est de l'ordre de <math>x_c \approx 0.88</math>.          c) Il faut rajouter la surchauffe C'B' à l'apport thermique <math>h_{B'} - h_{C'} \approx 320 \text{ kJ.kg}^{-1}</math>          Il faut aussi modifier le travail et passer de <math>w_{BC}</math> à <math>w_{BC'} + w_{B'C''}</math> mais la modification numérique est à la marge. On obtient un rendement légèrement plus faible mais ici l'énoncé a oublié un élément essentiel de ces systèmes.          En pratique, dans un système normal, la surchauffe est produite par un contact entre le surchauffeur et le condenseur. Cet apport d'énergie est donc à cout nul et on améliore le rendement.</p>	<p>La modification classique est celle du cycle de Hirn, cycle de Rankine avec une surchauffe en phase vapeur et une détente qui s'effectuera uniquement dans cette même phase. Inconvénient, il faut atteindre des températures plus élevées.</p> <p>Vu la conception de l'énoncé, il fallait probablement considérer C'B' comme un cout supplémentaire.</p>
B)	<p><u>Enrichissement de l'uranium par centrifugation</u></p>	
B.1)	<p>Le référentiel <math>\mathcal{R}_1</math> est en rotation à vitesse uniforme vis-à-vis du référentiel <math>\mathcal{R}_0</math>. Ces deux référentiels ne peuvent donc appartenir à la même classe. <math>\mathcal{R}_0</math> étant supposé galiléen, <math>\mathcal{R}_1</math> ne peut l'être.</p>	
B.2)	<p>Les forces à prendre en compte sont :</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Les forces d'inertie d'entraînement et de Coriolis. Si l'étude se fait en régime stationnaire (équilibre relatif dans <math>\mathcal{R}_1</math>), ces forces se limiteront à une composante radiale : <math>\frac{d\vec{f}}{d\tau} = \rho \omega^2 r \vec{e}_r</math>.</li> <li>• La force de pesanteur : <math>\frac{d\vec{f}}{d\tau} = -\rho g \vec{e}_z</math></li> <li>• Les forces de pression (poussée d'Archimède) : <math>\frac{d\vec{f}}{d\tau} = -\overrightarrow{\text{grad}}(P)</math></li> </ul>	<p>Nous sommes en équilibre dans <math>\mathcal{R}_1</math>, la composante de Coriolis est donc nulle.</p>
B.3)	<p>Application numérique : le maximum de l'accélération d'entraînement vaut <math>\omega^2 R</math> soit près de <math>2.7 \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-2}</math>          Cette valeur est considérable devant l'accélération de pesanteur, l'accélération d'entraînement est <math>27 \cdot 10^5</math> plus importante que la pesanteur.</p>	<p>On peut arguer que pour <math>r \rightarrow 0</math> cette considération n'a pas lieu d'être mais vu le différentiel d'ordre de grandeur, c'est clairement du pinaillage.</p>
B.4)	<p>On réduit l'équation de bilan à :</p> $\overrightarrow{\text{grad}}(P) = \rho \omega^2 r \vec{e}_r$ <p>On en déduit :</p> $\frac{dP}{dr}(r) = \frac{M\omega^2}{RT} p = \frac{m\omega^2}{k_B T} p$ <p>Au final :</p> $P(r) = P(0) \exp\left(\frac{m\omega^2 r^2}{2k_B T}\right)$ <p>La densité particulaire à température constante est proportionnelle à la pression.          Nous avons :</p> $n^*(r) = n^*(0) \exp\left(\frac{m\omega^2 r^2}{2k_B T}\right)$	

B.5)	<p>On introduit l'énergie potentielle <math>E_p = -\frac{m\omega^2 r^2}{2}</math></p> <p>On obtient la forme requise de Maxwell-Boltzmann :</p> $n^*(r) = n^*(0) \exp\left(-\frac{E_p}{k_B T}\right)$	<p><math>E_p</math> s'obtient par intégration de la force <math>\vec{F} = m\omega^2 r \vec{e}_r</math> d'inertie d'entraînement appliquée à une particule</p>
B.6)	<p>Le principe est simple mais laborieux.</p> <p>Le différentiel entre les concentrations est d'autant plus grand qu'on approche l'extrémité des cylindres rotatifs.</p> <p>Dans cette zone il faut sous-tirer l'excès de 238, ce qui permet de concentrer la part de 235 qui sera extrait à l'opposé (c'est-à-dire au centre).</p> <p>Bien sûr comme le différentiel est faible, il faut répéter cette opération un grand nombre de fois.</p> <p>Extrait document CEA</p> <p>Le gaz UF6 est introduit dans le cylindre tournant à très haute vitesse, sous vide, dans un carter étanche. Les molécules les plus lourdes, sous l'effet de la force centrifuge, sont envoyées à la périphérie du tube tandis que les plus légères (U235) migrent vers le centre.</p> <p>Le gaz enrichi en isotope léger uranium 235, au centre du tube, monte. Le gaz enrichi en uranium 238, plus lourd, descend.</p> <p>Les produits enrichis et appauvris sont récupérés aux deux extrémités, haute et basse, du tube.</p>	<p style="text-align: center;"><b><u>L'enrichissement par ultracentrifugation</u></b></p>  <p style="text-align: center;">Batterie de centrifugeuses</p> <p style="text-align: right;">23</p> <p style="text-align: center;">Figuration d'une centrifugeuse (by CEA)</p> <p>La diffusion gazeuse était privilégiée en France jusqu'à la fermeture de l'usine de Pierrelatte en 2012.</p>

## II Contrôle des effluents de la centrale

<p>A</p> <p>A.1)</p>	<p><b>Rejet de Tritium</b></p> <p>Electrolyse de l'eau</p> <p>a) Anode – Oxydation :</p> $2 H_2O \rightarrow O_2 + 4 e^- + 4 H^+$ <p>Cathode – Réduction :</p> $2 H^+ + 2 e^- \rightarrow H_2$ <p>b) Equation – Bilan : <math>2 H_2O = O_2 + 2 H_2</math></p> <p>c) Borne 5 – extraction d'électron, c'est le lieu d'oxydation, c'est-à-dire l'anode. Borne 6 – injection d'électron, c'est le lieu de réduction, la cathode . Une fois les bornes identifiées, le reste est naturel, (1) éjection d'oxygène, (2) éjection de dihydrogène, (3) et (4) arrivée d'eau. Les protons traversent de la membrane de gauche à droite.</p> <p>d) L'eau tritiée étant écrite <math>HTO</math> nous avons : <math>2 HTO_{(l)} = O_{2(g)} + 2 HT_{(g)}</math></p> <p>e) Les membranes utilisées permettent l'échange des protons, cette capacité est grandement réduite par toute impureté. La présence d'autres ions rendrait possible l'activation d'autres réactions d'électrolyse qui diminuerait le rendement faradique.</p>	
<p>A.2)</p>	<p>Enrichissement isotopique</p> <p>a) D'après l'énoncé l'eau non tritiée est réduite plus rapidement que l'eau tritiée, le processus de réduction étant plus efficace pour l'eau dépourvue d'isotope, l'appauvrissement en hydrogène de l'eau est plus rapide, ce processus permet d'augmenter la concentration de l'eau tritiée.</p> <p>b) Si on considère que l'eau non tritiée est le solvant et le l'eau tritiée un soluté, il n'y aura pas pour la première de courant limite de diffusion, tandis que la deuxième verra la vitesse de sa réaction contrôlée par ce phénomène. Le tritium étant plus lourd que l'hydrogène, il est probable que la mobilité du <math>HTO</math> soit inférieure à celle de <math>H_2O</math>. Enfin il est possible que les surtensions cathodiques pour <math>H</math> et <math>T</math> soient différentes.</p>	<p>Il faut répéter la comparaison des vitesses.</p> <p>Le « soigneusement » argumenté me parait faire défaut. Ce ne sont que des hypothèses faites pour concorder avec le constat de l'énoncé</p>
<p>A.3)</p>	<p>Optimisation des performances de l'électrolyseur</p> <p>a) On retrouve les deux courbes associées aux couples de l'eau. Le couple <math>H_+/H_2</math> est dit rapide, il n'y a donc pas de surtension cathodique, la surtension si elle existe sera donc anodique.</p> <p>Le placement des potentiels d'équilibre est délicat car nous ne savons rien des concentrations mises en jeu, on travaillera donc par défaut à <math>pH = 0</math>. La température étant de <math>80^\circ C</math>, le <math>1.23 V</math> usuel de l'oxygène et le <math>0.06 V/pH</math> de pente ne signifie rien. Il est donc difficile de se prononcer.</p> <p>La seule valeur relevable est le zéro de la courbe 6 soit <math>1.3 V</math> entre les deux vagues. L'énoncé exige ici une rigueur dont il est dépourvu</p>	

b) La figure 7 donne la tension en fonction du courant. La courbe est non-linéaire et ne peut donc être confondue avec un générateur de force contre-électromotrice de type Thevenin ou Norton.

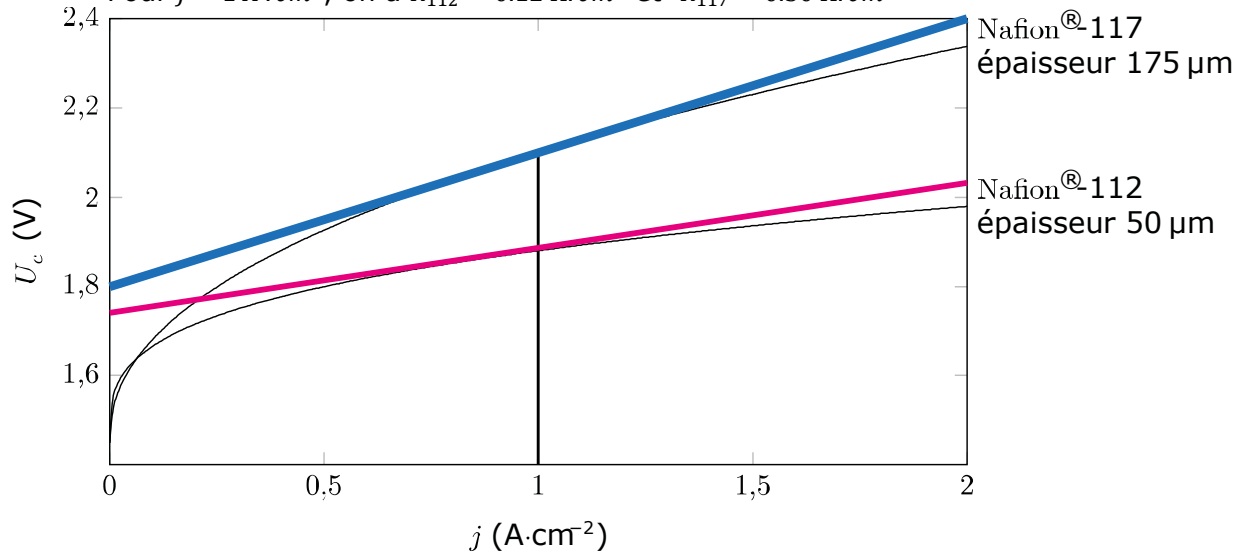
On peut toutefois aisément linéariser la courbe autour d'un point de fonctionnement et introduire la résistance équivalente du dispositif autour de ce point.

On cherche autour d'un point de fonctionnement une forme linéaire approchée du type :

$$U = U_0 + R (j - j_0)$$

R est alors la pente de la courbe de la figure 7

Pour  $j = 1 \text{ A} \cdot \text{cm}^2$ , on a  $R_{112} \approx 0.12 \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $R_{117} \approx 0.30 \Omega \cdot \text{cm}^2$



c) La résistance la plus faible sera préférable pour optimiser le rendement. La membrane étant moins épaisse, il est probable qu'elle soit plus fragile.

On évitera de remarquer que la résistance requise par l'énoncé n'en est pas une. L'unité de la grandeur est pourtant révélatrice.

remarque : les deux droites affines ont des origines proches. On pourrait presque se permettre une approximation linéaire commune

**B) Risques associés à la libération de  $RuO_4$**

B.1) Le caractère isolant interdit une solution métallique, la faible solubilité invalide l'hypothèse ionique, et la faible température de fusion assure peu de crédibilité à l'hypothèses covalente.  $RuO_4$  est donc un solide moléculaire.

Dans le cas de  $RuO_2$  la même analyse pourrait nous laisser supposer un solide métallique ou covalent, la première hypothèse étant la plus probable.

B.2) Analyse de la courbe  $\ln(K) = f\left(\frac{1}{T}\right)$  sous la forme  $y = \alpha x - b$  où  $\alpha = 14461 K$  et  $b = 3.6829$

La détermination de l'enthalpie de réaction s'effectue en utilisant la loi de Van't Hoff, soit :

$$\Delta_r H^0 = RT^2 \frac{d}{dT}(\ln K) = -R\alpha \approx -120.2 \text{ KJ}.mol^{-1}$$

La réaction est donc exothermique, résultat conforme aux attentes puisque  $K$  est ici une fonction décroissante de la température.

L'énergie d'activation fait référence à la loi d'Arrhénius qui permet de modéliser l'évolution du facteur  $k$  pondérant la loi de vitesse. On suppose implicitement son usage adapté pour la réaction considérée (il est faux dans le cas général, réactions enzymatiques etc...)

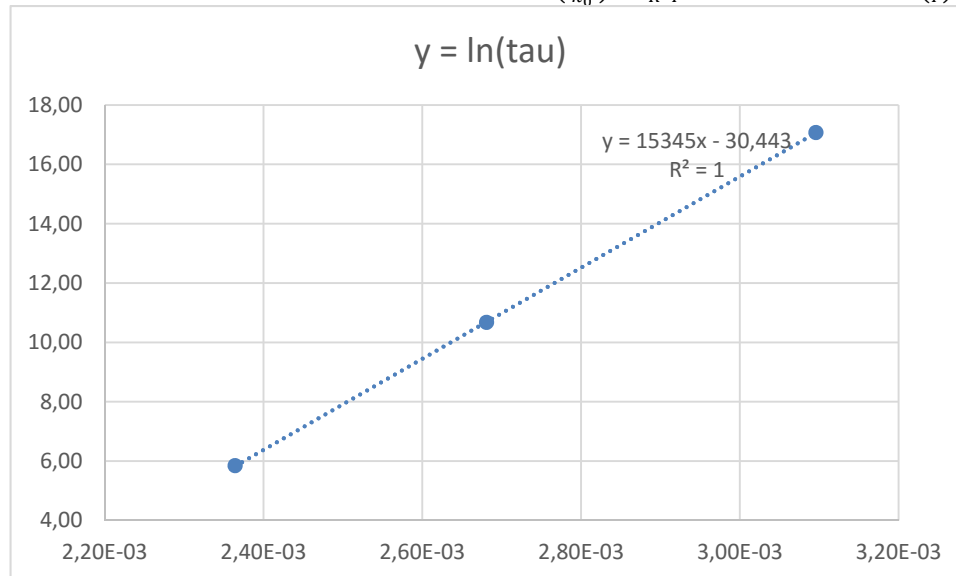
Pour une cinétique de premier ordre nous avons, en posant  $u = [RuO_4]$  :

$$\frac{du}{dt} = -k u \quad u = u_0 \exp(-kt)$$

Le temps de demi-réaction est défini comme le temps au bout duquel la moitié du réactif a été consommé.

Dans le cadre de ce modèle simpliste cela nous donne :  $\tau = \frac{\ln(2)}{k}$

On remplace en exploitant Arrhénius  $y = \ln(\tau) = \ln\left(\frac{\ln(2)}{k_0}\right) + \frac{E_a}{R} \frac{1}{T}$  et on trace  $y = f\left(\frac{1}{T}\right)$

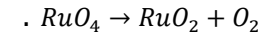


On obtient  $E_a = 127.6 \text{ kJ}.mol^{-1}$

$$\frac{d}{dT}(\ln K) = \frac{\Delta_r H^0}{RT^2}$$

$$k = k_0 \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right)$$

On considère dans cette phase la seule réaction :



C'est un peu « délicat » dans la mesure où nous avons écrit l'équilibre dans le processus précédent et qu'il serait donc plus juste d'écrire :

$$\frac{d}{dt}([RuO_4]) = -k [RuO_4] + k' [RuO_2][O_2]$$

Il y a des moyens d'estimer ces petites choses indépendamment mais c'est là un peu « brut » de décoffrage...

T (en K)	1/2 réaction (en heures)	y = ln(tau)	x = 1/T
323	7,22E+03	17,07	3,10E-03
373	1,20E+01	10,67	2,68E-03
423	9,60E-02	5,85	2,36E-03

B.3)	Si la température augmente la stabilité thermodynamique de $RuO_4$ augmente mais bien entendu la cinétique de réaction devient de plus en plus rapide (risque élevé d'explosion)	Ici le risque est le facteur cinétique.
------	--	---

### III Surveillance sismique d'un site nucléaire

A	<p>Différence de marche Les miroirs <math>M_1</math> et <math>M_2'</math> sont parallèles, le Michelson est donc utilisé en lame d'air. Il est éclairé par une onde plane arrivant sous incidence normale. La différence de marche des ondes obtenues par division d'amplitude vaut :</p> $\delta(t) = 2e \quad \text{où } e = d_0 + y(t)$ <p>soit : <math>\delta(t) = 2d_0 + 2y(t)</math></p>	On remarquera que dans cette position le fonds observé doit être uniforme. En pratique, il mettra en évidence les éventuels défauts des miroirs et les défauts de réglage de la séparatrice/compensatrice.
B	<p>Nous sommes en présence d'un interféromètre à deux ondes cohérentes, l'intensité sera donc de la forme <math>I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Phi</math> où <math>\Phi</math> est le déphasage existant entre les ondes. Les intensités des faisceaux sont identiques donc :</p> $I = 2I_0(1 + \cos \Phi) = \frac{I_{max}}{2} (1 + \cos \Phi)$ <p>avec <math>\Phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = \frac{4\pi d_0}{\lambda} + \frac{4\pi y}{\lambda}</math> On identifie <math>\Phi_0 = \frac{4\pi d_0}{\lambda}</math></p>	
C	<p>Vu les hypothèses implicites de l'énoncé, la démarche repose sur un développement linéaire de la fonction cosinus, effectuons une analyse de premier ordre, nous obtenons :</p> $\frac{2I}{I_{max}} = f(y) = 1 + \cos \Phi_0 \cos \frac{4\pi y}{\lambda} - \sin \Phi_0 \sin \frac{4\pi y}{\lambda}$ <p>soit au premier ordre : <math>f(y) \approx 1 + \cos \Phi_0 - \sin \Phi_0 \frac{4\pi y}{\lambda}</math> La mesure sera donc optimale pour <math> \sin \Phi_0  = 1</math> Soit pour <math>\frac{\pi}{2} \text{ modulo } \pi</math></p>	
D	<p>Choix du réglage Vu la figure obtenue, nous sommes malheureusement en contradiction avec l'hypothèse précédente. Ici les fluctuations de <math>\Phi</math> sont importantes et entraînent une variation sur plusieurs ordres, la condition <math>d_0</math> est dans ce cas de peu d'importance.</p>	$d_0 = \frac{\lambda}{8} \rightarrow \Phi_0 = \frac{\pi}{2}$
D.1	<p>Le miroir <math>M_1</math> rebrousse chemin aux points A et B. Le phénomène relevé entre ces points correspond donc à un parcours de <math>2Y_M</math>. Nous avons une variation d'ordre qui correspond à 8 (nombre de sommets). Nous vérifions <math>\Delta\delta = 8\lambda = 2(2Y_M) = 4Y_M</math></p>	
D.2	<p>Une demi-période correspond au temps écoulé entre A et B, soit <math>\frac{T}{2} = 100 \text{ ms}</math>, donc <math>f = 5 \text{ Hz}</math></p>	On évitera de confondre la période de $y(t)$ et l'absence de période du signal d'intensité en raison du caractère non linéaire de la relation $I/\Phi$
D.3	Réponse donnée en D.1	
D.4	même relation $Y_M = 2\lambda$	

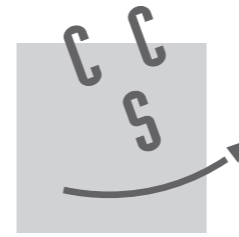


E	On reprend la démarche précédente	
E.1	Ici la figure présente un passage par 8 maximum et se termine sur un minimum, on parcourt donc entre les deux points une fluctuation d'ordre de $\Delta p = 8.5$ Soit $Y_M = 2.125 \lambda$	
E.2	On retrouve la fluctuation d'ordre précédent + un petit complément. Si on suppose que la hauteur vaut 0.75, cela correspond à un angle de $60^\circ$ entre A et le premier maximum. Le dépassement de B est du même type, on a donc un déphasage supplémentaire d'environ $120^\circ$ , soit de $\frac{\lambda}{3}$ Nous en déduisons $Y_M \approx 2.20 \lambda$	

*Fin*

Ne rien écrire

dans la partie barrée



CONCOURS CENTRALE•SUPÉLEC

NOM :

Prénom :

Épreuve de **Physique-chimie 2** Filière MP

Signature :

NUMÉRO DE PLACE

Empty box for the seat number.

Ne rien porter sur cette feuille avant d'avoir rempli complètement l'en-tête

Les températures sont exprimées en °C

