I. Correction: Michelson (extrait PC 2026)

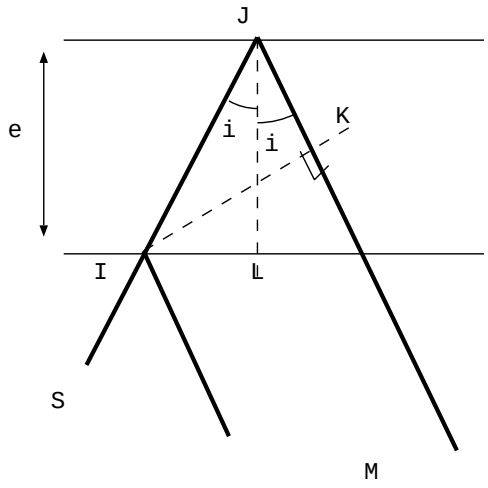
1. La différence de marche en M s'écrit $\delta(M) = (SI) + (IJ) + (JK) + (KM) - (SI) - (IM)$

par principe de retour inverse de la lumière, M joue le rôle de source et entre la source M et la surface d'onde IK, le chemin optique est constant donc $(KM) = (IM)$ d'où $\delta(M) = (SI) + (IJ) + (JK) - (SI) = IJ + JK$.

dans le triangle IJL: $\cos i = \dfrac{e}{IJ}$ et $IJ = \dfrac{e}{\cos i}$.

dans le triangle IJK: $\cos(2i) = \dfrac{JK}{IJ}$ donc $JK = IJ\cos(2i) = \dfrac{e\cos(2i)}{\cos i}$.

d'où $\delta(M) = \dfrac{e\cos(2i)}{\cos i} + \dfrac{e}{\cos i} = 2e\cos i$ car $\cos(2i) + 1 = 2\cos^2 i$.



2. La différence de marche, soit l'ordre d'interférences, dépend de l'angle i. Ainsi les points qui sont sur une même frange ont la même valeur de p soit la même valeur de i: on les appelle franges d'égale inclinaison.

3. Le contact optique correspond à $e = 0$ (lame d'air d'épaisseur nulle) on l'obtient en chariotant dans le sens où les anneaux s'engloutissent soit dans le sens où le rayon des anneaux augmentent, on voit de moins en moins d'anneaux à l'écran, ils sont de plus en plus gros.

4. Au contact optique, la différence de marche entre les chemins optiques des rayons réfléchis sur M_1 et M_2 est nulle soit $d + d_1 = d_2$.

5. On applique la relation de conjugaison de Descartes: $\dfrac{1}{\overline{OA'}} - \dfrac{1}{\overline{OA}} = \dfrac{1}{f'}$ avec ici A sur le miroir M_2 donc $\overline{OA} = -D$ et A' sur l'écran soit $\overline{OA'} = D'$. On a donc $\dfrac{1}{D'} - \dfrac{1}{-D} = \dfrac{1}{f'}$ et donc $\dfrac{1}{D'} = \dfrac{1}{f'} - \dfrac{1}{D} = \dfrac{D - f'}{Df'}$ ou encore $D' = \dfrac{Df'}{D - f'}$.

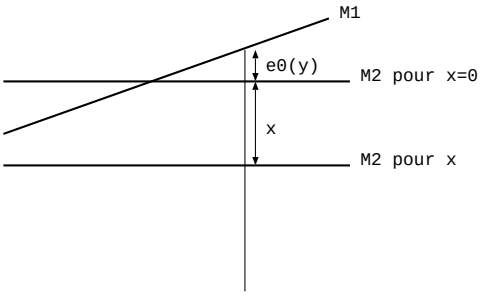
6. En coin d'air, les franges sont rectilignes, on les appelle franges d'égale épaisseur car elles sont équidistantes les unes des autres.

La différence de marche s'écrit $\delta = 2e_0(y) = 2\tan\alpha y \approx 2\alpha y$.

L'interfrange est la distance entre deux franges consécutives de même nature. Les franges brillantes sont repérées par un ordre d'interférences entier soit $p = \dfrac{2\alpha y_p}{\lambda}$ et $i = y_{p+1} - y_p = \dfrac{\lambda}{2\alpha}$.

Sur l'écran, on voit la même chose que sur le miroir M_2 mais $|\gamma|$ fois plus grand avec $|\gamma| = \dfrac{D'}{D}$ soit $i_e = |\gamma| i = \dfrac{D'\lambda}{2\alpha D}$.

7. La différence de marche pour x non nul est $\delta(x) = \delta_0 + 2x$.



8. La question demande d'établir la formule de Fresnel donc je suppose que l'on doit faire la démonstration suivante:

L'amplitude de l'onde au point M sur l'écran est la somme des amplitudes des deux ondes, celle réfléchie sur M_1 et celle réfléchie sur M_2 soit:

$a(M,t) = a_0\cos(\omega t) + a_0\cos(\omega t + \phi)$ où $\phi = \dfrac{2\pi\delta(x)}{\lambda}$ représente le déphasage de l'onde réfléchie sur M_1 par rapport à celle réfléchie sur M_2.

L'éclairement sur l'écran est proportionnelle à la moyenne du carré de l'amplitude soit $E = k < a(M,t)^2 >= ka_0^2(< \cos^2(\omega t) > + < \cos^2(\omega t + \phi) > +2 < \cos(\omega t)\cos(\omega t + \phi) >)$

avec $< \cos^2(\omega t) >=< \cos^2(\omega t + \phi) >= \dfrac{1}{2}$

avec $2\cos(\omega t)\cos(\omega t + \phi) = \cos(\omega t + \omega t + \phi) + \cos(\omega t - \omega t - \phi) = \cos(2\omega t + \phi) + \cos(\phi)$

Or $< \cos(2\omega t + \phi) >= 0$ et $< \cos(\phi) >= \cos(\phi)$ (la valeur moyenne d'une constante c'est elle même).

On a donc $E = ka_0^2(\dfrac{1}{2} + \dfrac{1}{2} + \cos(\phi)) = ka_0^2(1 + \cos(\phi))$.

L'éclairement maximal correspond à $\cos(\phi) = 1$ soit $E_{max} = 2ka_0^2$ donc $ka_0^2 = \dfrac{E_{max}}{2}$.

On a bien $E = \dfrac{E_{max}}{2}(1 + \cos(\dfrac{2\pi(\delta_0 + 2x)}{\lambda}) = \dfrac{E_{max}}{2}(1 + \cos(\dfrac{4\pi x}{\lambda} + \dfrac{2\pi\delta_0}{\lambda})$.

Par identification avec l'énoncé on a $\psi = \dfrac{2\pi\delta_0}{\lambda}$.

9. On calcule la sensibilité en faisant juste le calcul de la dérivée:

$|\dfrac{dE}{dx}| = |\dfrac{E_{max}}{2}\dfrac{-4\pi}{\lambda}\sin(\dfrac{4\pi x}{\lambda} + \dfrac{2\pi\delta_0}{\lambda})|$

On remplace x par 0 soit $S = \dfrac{2E_{max}\pi}{\lambda}|\sin(\psi)|$.

La sensibilité est maximale pour $\sin(\psi) = \pm 1$ soit pour $\psi = \frac{\pi}{2} + k\pi$: cela correspond à des franges brillantes ($\sin(\psi) = +1$) ou des franges sombres ($\sin(\psi) = -1$) pour $x = 0$.

10. Je choisis deux valeurs successives de ψ pour lesquelles la sensibilité est maximale par exemple $\psi = \pi/2$ et $\psi = 3\pi/2$.

Pour $\psi = \pi/2$, on a $\mathcal{E} = \dfrac{\mathcal{E}_{max}}{2}(1 + \cos(\dfrac{4\pi x}{\lambda} + \dfrac{\pi}{2})) = \dfrac{\mathcal{E}_{max}}{2}(1 - \sin(\dfrac{4\pi x}{\lambda})) \approx \dfrac{\mathcal{E}_{max}}{2}(1 - \dfrac{4\pi x}{\lambda})$ car $\dfrac{4\pi x}{\lambda} << 1$.

Pour $\psi = 3\pi/2$, on a $\mathcal{E} = \dfrac{\mathcal{E}_{max}}{2}(1 + \cos(\dfrac{4\pi x}{\lambda} + \dfrac{3\pi}{2})) = \dfrac{\mathcal{E}_{max}}{2}(1 + \cos(\dfrac{4\pi x}{\lambda} - \dfrac{\pi}{2})) = \dfrac{\mathcal{E}_{max}}{2}(1 + \sin(\dfrac{4\pi x}{\lambda})) \approx \dfrac{\mathcal{E}_{max}}{2}(1 + \dfrac{4\pi x}{\lambda})$ car $\dfrac{4\pi x}{\lambda} << 1$.

On a donc bien comme le demande l'énoncé

$\mathcal{E}_1 = \dfrac{\mathcal{E}_{max}}{2}(1 - \dfrac{4\pi x}{\lambda})$ et $\mathcal{E}_2 = \dfrac{\mathcal{E}_{max}}{2}(1 + \dfrac{4\pi x}{\lambda})$.

11. On remplace $\mathcal{E}_1$ et $\mathcal{E}_2$ par leurs expressions dans l'expression de U soit:

$U = K\dfrac{E_{max}\frac{4\pi x}{\lambda}}{E_{max}} = \dfrac{K4\pi x}{\lambda}$.

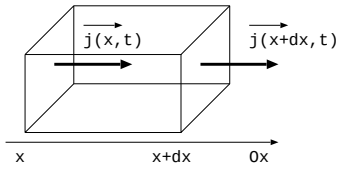
AN: $x = \dfrac{U\lambda}{4\pi K} = \dfrac{2.10^{-4}.6,33.10^{-7}}{4.3.10} = 10^{-12}$ m: c'est un appareil de très grande précision.

II. **Correction: dopage des semi-conducteurs (CCINP PSI 2026)**

1. La loi de Fick s'écrit $\overrightarrow{j} = -D\overrightarrow{grad n} = -D\frac{\partial n}{\partial x}\overrightarrow{e_x}$.

Unités: $[n] = particules.m^{-3}$, $[j] = particules.m^{-2}.s^{-1}$, $[D] = [\frac{j}{\frac{\partial n}{\partial x}}] = \frac{particules.m^{-2}.s^{-1}.m}{particules.m^{-3}} = m^2.s^{-1}$.

2. On considère le système élémentaire de section S compris entre x et $+dx$. Ce système a pour volume $d\tau = Sdx$.



Le nombre de particules présentes dans le système à l'instant t est: $dN(t) = n(x,t)Sdx$ et à l'instant $t+dt$: $dN(t+dt) = n(x,t+dt)Sdx$

Le nombre de particules qui entrent dans le système entre t et $t+dt$ est $\delta N_e = j(x,t)Sdt$.

Le nombre de particules qui sortent du système entre t et $t+dt$ est $\delta N_s = j(x+dx,t)Sdt$.

La conservation de la matière s'écrit $dN(t+dt) = dN(t) + \delta N_e - \delta N_c$.

On a donc $(n(x,t+dt) - n(x,t)Sdx = -(j(x+dx,t) - j(x,t))Sdt$ qui, en faisant des DL à l'ordre 1 en dx et dt donne: $\frac{\partial n}{\partial t}dtSdx = -\frac{\partial j}{\partial x}Sdtdx$ soit l'équation de conservation de la matière: $\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial x}$.

3. On utilise la loi de Fick pour remplacer j en fonction de n soit $\frac{\partial n}{\partial t} = D\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$: c'est l'équation de diffusion.

4. Par analyse dimensionnelle: $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n}{\tau_c}$ et $\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = \frac{n}{L_c^2}$.

On a donc $\frac{n}{\tau_c} = D\frac{n}{L_c^2}$ soit $L_c^2 = D\tau_c$.

On peut remarquer que cette équation n'est pas linéaire, ce qui explique que la diffusion est un phénomène très lent, en effet plus elle se produit et plus les inhomogénéités diminuent et plus le phénomène est lent.

5. A l'instant $t = 0$, les particules sont sur la surface S avec la densité surfacique σ, il y a donc $N = \sigma S$ particules.

A tout instant $t > 0$, les particules sont sur l'axe Ox avec la densité $n(x,t) = \frac{\alpha}{\sqrt{t}}e^{-x^2/4Dt}$. Le nombre de particules se déduit d'une intégrale: $N = \int_0^\infty n(x,t)Sdx = \frac{\alpha S}{\sqrt{t}}\int_0^\infty e^{-x^2/4Dt}dx$.

On veut utiliser le résultat $\int_0^\infty e^{-u^2}du = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$. On pose donc $u^2 = \frac{x^2}{4Dt}$ soit $u = \frac{x}{2\sqrt{Dt}}$ et donc $du = \frac{dx}{2\sqrt{Dt}}$.

On remplace dans l'expression de N: $N = \frac{\alpha S}{\sqrt{t}}\int_0^\infty e^{-u^2}du2\sqrt{Dt} = 2\alpha S\sqrt{D}\int_0^\infty e^{-u^2}du = 2\alpha S\sqrt{D}\frac{\sqrt{\pi}}{2} = \sqrt{\pi D}S$.

La conservation du phosphore s'écrit donc $N = \sigma S = \alpha\sqrt{\pi D}S$ soit $\alpha = \frac{\sigma}{\sqrt{\pi D}}$.

6. On résout $n(p,t) = \frac{n(0,t)}{e}$ soit $\frac{\alpha}{\sqrt{t}}e^{-p^2/4Dt} = \frac{\alpha}{\sqrt{t}e}$ qui donne $e^{-p^2/4Dt} = \frac{1}{e} = e^{-1}$ soit $p^2 = 4Dt$ ou encore $p = 2\sqrt{Dt}$.

Ce résultat est cohérent avec la relation $L_c = \sqrt{D\tau_c}$.

7. D'après la loi de Fick, la diffusion se fait des fortes vers les faibles concentrations. Le phosphore au début se trouve en $x = 0$ et diffuse vers $x > 0$ jusqu'à ce que la densité d'atomes de phosphore soit uniforme: $\overrightarrow{j}$ selon $+\overrightarrow{e_x}$. Au cours du temps, la densité $n(x = 0,t)$ diminue et la densité $n(\infty,t)$ augmente.

Les courbes a, b, c correspondent respectivement aux temps $t = 5\ h$, $t = 2\ h$ et $t = 1\ h$.

8. On utilise la profondeur de diffusion p définie par $n(p,t) = \frac{n(0,t)}{e} = 99,3\ atomes.\mu m^{-3}$.

Sur la courbe c, l'ordonnée $n(p,t) = \frac{n(0,t)}{e} = 99,3\ atomes.\mu m^{-3}$ correspond à l'abscisse $x = p = 5,3\mu m$.

On déduit D de la relation $p = 2\sqrt{Dt}$ soit $D = \frac{p^2}{4t} = \frac{(5,3.10^{-6})^2}{4.3600} = 1,95.10^{-15}\ m^2.s^{-1}$ qui correspond bien à la valeur numérique d'un coefficient de diffusion dans un solide.

III. **Correction: évaporation d'une goutte d'eau (d'après centrale PC 2026)**

1. La loi de Fick s'écrit $\overrightarrow{j_D} = -D\overrightarrow{grad}n^* = -D\frac{\partial n^*}{\partial r}\overrightarrow{e_r}$

où n^* s'exprime en $particules.m^{-3}$

où D s'exprime en $m^2.s^{-1}$

où $\overrightarrow{j_D}$ s'exprime en $particules.m^{-2}.s^{-1}$

Cette loi signifie que les particules diffusent des fortes vers les faibles densités de particules.

2. On applique la loi des GP pour les molécules d'eau vapeur $PV = nRT$ où n est le nombre de moles. On a la relation $n^* = \frac{N}{V} = \frac{n\mathcal{N}_a}{V}$ d'où $P = \frac{n^*RT}{\mathcal{N}_a}$.

Les conditions aux limites sont pour:

- $r = r_g$ où la pression est égale à la pression de vapeur saturante car l'eau liquide est à l'équilibre avec sa vapeur soit $P_{sat} = \frac{n^*(r_g)RT}{\mathcal{N}_a}$.

- lion de la goutte d'eau soit pour $r \to \infty$, la pression de la vapeur d'eau est P_∞ soit $P_\infty = \frac{n^*(\infty)RT}{\mathcal{N}_a}$.

3. Le flux sortant s'écrit $\phi(r) = \iint \overrightarrow{j_D}.dS\overrightarrow{u}$ où $\overrightarrow{u} = +\overrightarrow{e_r}$ est le vecteur unitaire perpendiculaire à la surface de la sphère en tout point et dirigé vers l'extérieur pour calculer le flux sortant.

On a donc $\phi(r) = \iint j_D(r,t)\overrightarrow{e_r}dS\overrightarrow{e_r} = \iint j_D(r,t)dS = j_D(r,t)\iint dS = j_D(r,t)4\pi r^2 = -D\frac{dn}{dr}4\pi r^2$ en utilisant la loi de Fick (on a pu sortir $j_D(r,t)$ de l'intégrale car sur la sphère de rayon r cette grandeur est constante).

4. On considère le système élémentaire compris entre les sphères de rayons r et $r + dr$ dans l'air humide (soit $r > r_g$, on se place en dehors de la goutte).

En régime stationnaire, le nombre de particules d'eau vapeur qui entrent dans le système (elles entrent dans le système en traversant la sphère de rayon r) est égal au nombre de particules d'eau vapeur qui en sortent (elles sortent du système en traversant la sphère de rayon $r + dr$) soit: $\phi(r)dt = \phi(r + dr)dt$ soit $\phi(r) = \phi$ ne dépend pas de r.

Ainsi $\phi = -4\pi Dr^2\frac{dn^*}{dr}$ est une constante.

On sépare les variables et on intègre entre $r = r_g$ et $r \to \infty$ soit: $\int_{n^*(r_g)}^{n^*(\infty)} dn^* = \frac{\phi}{4\pi D}\int_{r_g}^{\infty}\frac{-dr}{r^2}$ qui donne $n^*(\infty) - n^*(r_g) = \frac{\phi}{4\pi D}[\frac{1}{r}]_{r_g}^{\infty} = \frac{-\phi}{4\pi Dr_g}$.

On en déduit l'expression de ϕ: $\phi = 4\pi Dr_g(n^*(r_g) - n^*(\infty))$. On remplace ensuite n^* en fonction de la pression.

Le flux de molécules d'eau vapeur dans l'air est donc $\phi = \frac{4\pi Dr_gN_a}{RT}(P_{sat} - P_\infty)$.

5. La masse d'eau perdue par la goutte entre t et $t+dt$ est égale au nombre de molécules d'eau qui traversent la surface de la goutte entre t et $t + dt$, soit ϕdt ce nombre, multipliée par la masse d'une goutte d'eau soit $\frac{M_{eau}}{\mathcal{N}_a}$.

On a donc $\delta m_g = \phi dt\frac{M_{eau}}{\mathcal{N}_a} = \frac{4\pi Dr_gM_{eau}}{RT}(P_{sat}-P_\infty)dt = \frac{4\pi Dr_gM_{eau}P_{sat}}{RT}(1-\frac{P_\infty}{P_{sat}})dt = \frac{4\pi Dr_gM_{eau}P_{sat}}{RT}(1-\mathcal{R}_H)dt$.

6. La masse de la goutte à l'instant t est $m(t) = \mu_{eau}\frac{4\pi r_g(t)^3}{3}$.

La masse de la goutte à l'instant $t + dt$ est $m(t + dt) = \mu_{eau}\frac{4\pi r_g(t + dt)^3}{3}$.

7. Le bilan de masse de la goutte entre les instants t et $t + dt$ s'écrit $m(t + dt) = m(t) - \delta m_g$

soit $\mu_{eau}\frac{4\pi}{3}(r_g(t + dt)^3 - r_g(t)^3) = -\frac{4\pi Dr_gM_{eau}P_{sat}}{RT}(1 - \mathcal{R}_H)dt$

avec $r_g(t + dt)^3 - r_g(t)^3 = \frac{dr_g^3}{dt}dt = 3r_g^2\frac{dr_g}{dt}dt$

D'où l'équation demandée $\mu_{eau} 4\pi r_g^2 \frac{dr_g}{dt} = -\frac{4\pi D r_g M_{eau} P_{sat}}{RT}(1-\mathcal{R}_H)$ ou encore $r_g \frac{dr_g}{dt} = -\frac{D M_{eau} P_{sat}}{\mu_{eau} RT}(1-\mathcal{R}_H)$.

8. On intègre entre $t=0$ et t: $\int_{r_0}^{r_g} r_g dr_g = -\frac{D M_{eau} P_{sat}}{\mu_{eau} RT}(1-R_H)\int_0^t dt$ soit $r_g(t)^2 - r_0^2 = -\frac{2 D M_{eau} P_{sat}}{\mu_{eau} RT}(1-R_H)t$.

On a donc $r_g(t) = \sqrt{r_{g0}^2 - \frac{2 D M_{eau} P_{sat}}{\mu_{eau} RT}(1-R_H)t}$.

La bulle s'est évaporée à l'instant t_0 tel que $r_g(t_0) = 0$ soit $r_{g0}^2 = \frac{2 D M_{eau} P_{sat}}{\mu_{eau} RT}(1-R_H)t_0$ et $t_0 = \frac{\mu_{eau} RT r_{g0}^2}{2 D M_{eau} P_{sat}(1-\mathcal{R}_H)}$.

9. AN: pour $\mathcal{R}_H = 0$: $t_0 = \frac{\mu_{eau} RT r_{g0}^2}{2 D M_{eau} P_{sat}} = \frac{10^3.8,31.293.(10^{-3})^2}{2.2,4.10^{-5}.18.10^{-3}.2,3.10^3} = 1,22.10^3\ s \approx 20\ min.$

Le temps de diffusion τ_{diff} se déduit de D par $D = \frac{L^2}{\tau_{diff}}$ soit $\tau_{diff} = \frac{L^2}{D} = \frac{(10^{-2})^2}{2,4.10^{-5}} \approx 4\ s$.

L'hypothèse de l'approximation des régimes quasi-stationnaires est valable si la source du phénomène diffusif évolue de façon beaucoup plus lente que la durée d'établissement d'un régime stationnaire de la grandeur qui diffuse.

Il faut donc comparer le temps d'évolution de la goutte d'eau (la goutte étant la source du phénomène diffusif) et le temps que met l'eau à diffuser dans l'air.

On a bien $\tau_{diff} << t_0$ donc l'hypothèse est vérifiée.

IV. **Correction: réfrigérateur à compresseur CCINP TSI 2024**

1. Le fluide prend du transfert thermique à la source froide donc $Q_f > 0$ (le fluide le reçoit) et il en donne à la source chaude donc $Q_c < 0$. Pour faire cela le fluide reçoit du travail du compresseur soit $W > 0$.

2. La source froide est l'intérieur du réfrigérateur (les aliments qu'il faut refroidir ou maintenir à basse température) et la source chaude est l'air extérieur.

3. Dans le condenseur, le fluide se transforme de vapeur à liquide, il libère donc du transfert thermique vers le milieu extérieur. Sachant que le transfert thermique est dirigé des fortes vers les faibles températures, on en déduit que la température du fluide doit être plus élevée que la température de l'air (source chaude).

4. Dans le condenseur (étape 2-3) on lit $P_c = 10\ bar$. Dans l'évaporateur (étape 4-1) on lit $P_e = 0,85\ bar$.

Le titre massique en vapeur dans l'état 4 se déduit des courbes isotitres: on lit $x_v \approx 0,36$ ou du théorème des moments: $x_v = \dfrac{M_lM}{M_lM_v} = \dfrac{h_4 - h_l}{h_v - h_l}$ où $h_l = 162\ kJ.kg^{-1}$ est l'enthalpie du liquide saturant sur la courbe d'ébullition à la pression $P_e = 0,85\ bar$, $h_v = 380\ kJ.kg^{-1}$ est l'enthalpie de la vapeur saturante sur la courbe de rosée à la pression $P_e = 0,85\ bar$ et $h_4 = 241\ kJ.kg^{-1}$ soit $x_v = \frac{241-162}{380-162} = 0,36$. Les deux résultats sont cohérents.

En sortie du compresseur $T_2 = 60^0C$.

5. Le premier principe industriel s'écrit $h_s - h_e + \dfrac{c_s^2 - c_e^2}{2} + g(z_s - z_e) = w_u + q$ où h est l'enthalpie massique, c la vitesse du fluide, z son ordonnée sur un axe vertical ascendant, w_u le travail utile mis en jeu par les pièces mobiles (piston ou hélice) et q le transfert thermique massique. Les indices e et s désignent respectivement l'entrée et la sortie de la machine.

6. Le fluide est en contact avec la source chaude au cours de la transformation 2-3 soit en appliquant le premier principe industriel on a $h_3 - h_2 = w_{u23} + q_{23} = q_{23} = q_c$ car il n'y a pas de pièce mobile dans un échangeur thermique soit $q_c = q_{23} = h_3 - h_2 = 240 - 440 = -200\ kJ.kg^{-1} < 0$: le fluide cède du transfert thermique à la source chaude.

Le fluide est en contact avec la source froide au cours de la transformation 4-1 soit en appliquant le premier principe industriel on a $h_1 - h_4 = w_{u41} + q_{41} = q_{41} = q_f$ car il n'y a pas de pièce mobile dans un échangeur thermique soit $q_f = q_{41} = h_1 - h_4 = 390 - 240 = 150\ kJ.kg^{-1} > 0$: le fluide reçoit du transfert thermique de la source froide.

Le fluide échange du travail utile uniquement dans le compresseur soit $w_u = w_{u12}$. D'après le principe industriel on a $h_2 - h_1 = w_{u12} + q_{12} = w_u$ car le compresseur est adiabatique soit $w_u = 440 - 390 = 50\ kJ.kg^{-1} > 0$: travail reçu par le fluide.

7. L'efficacité est le rapport de l'énergie produite sur l'énergie coûteuse soit $e = \dfrac{q_f}{w_u} = \dfrac{150}{50} = 3,0$.

8. Premier principe appliqué au fluide sur un cycle: $\Delta U = 0 = W + Q_c + Q_f$.

Second principe appliqué au fluide sur un cycle: $\Delta S = 0 = S_c + \dfrac{Q_c}{T_c} + \dfrac{Q_f}{T_f}$ avec $S_c = 0$ car le cycle est réversible qui donne $\dfrac{Q_c}{T_c} = -\dfrac{Q_f}{T_f}$ soit $\dfrac{Q_c}{Q_f} = -\dfrac{T_c}{T_f}$

L'efficacité s'écrit $e_c = \dfrac{Q_f}{W} = \dfrac{Q_f}{-Q_c - Q_f} = \dfrac{-1}{1 + \frac{Q_c}{Q_f}} = \dfrac{-1}{1 - \frac{T_c}{T_f}} = \dfrac{T_c}{T_c - T_f}$.

9. AN (mettre les températures en Kelvin!!): $e_c = \dfrac{296}{20} \approx 15$. L'efficacité réelle est bien plus faible que l'efficacité de Carnot car dans le cycle réel il y a des irréversibilités liées notamment aux transferts thermiques qui se font des fortes vers les faibles températures. On peut aussi citer la détente de Joule Thomson qui se fait par diffusion de particules des fortes vers les faibles pressions.

10. Le givre est la transformation vapeur-solide, elle se nomme condensation (l'inverse de la sublimation).

11. Pour un cycle réel le second principe appliqué au fluide s'écrit $\Delta S = 0 = S_c + \dfrac{Q_c}{T_c} + \dfrac{Q_f}{T_f}$ soit en divisant par Q_f et en multipliant par T_c on a $\dfrac{S_cT_c}{Q_f} + \dfrac{Q_c}{Q_f} + \dfrac{T_c}{T_f} = 0$ soit $\dfrac{S_cT_c}{Q_f} + \dfrac{Q_c}{Q_f} = -\dfrac{T_c}{T_f} - \dfrac{S_cT_c}{Q_f} = -\dfrac{T_c}{T_f}(1 + \dfrac{S_cT_f}{Q_f})$.

En identifiant avec l'énoncé on a $\alpha = 1 + \dfrac{S_cT_f}{Q_f}$.

12. On a $e = \dfrac{Q_f}{W}$ soit $W = \dfrac{Q_f}{e}$.

En absence de givre, on produit l'énergie Q_f en consommant $W = \dfrac{Q_f}{e}$.

En présence de givre, on produit l'énergie Q_f en consommant $W_2 = \dfrac{Q_f}{e_2}$.

La surconsommation en présence de givre est $W_2 - W = \dfrac{Q_f}{e_2} - \dfrac{Q_f}{e}$.

On calcule cette surconsommation en pourcentage en faisant calculant la surconsommation relative soit $\dfrac{W_2 - W}{W} = \dfrac{\frac{Q_f}{e_2} - \frac{Q_f}{e}}{\frac{Q_f}{e}} = \dfrac{e}{e_2} - 1 = 1$ soit 100 % de surconsommation.