

① Rayonnement de l'acier chauffé et température de couleur

1.

$$\text{On a : } \frac{dL_0}{d\lambda} = 2\pi hc^2 \left[-\frac{5}{\lambda^6} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} + \frac{1}{\lambda^5} \frac{(-1)}{(e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1)^2} e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} \left(-\frac{hc}{\lambda^2 k_B T} \right) \right]$$

$$= 2\pi hc^2 \frac{1}{\lambda^6 (e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1)} \left[-5 + \frac{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}}}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \frac{hc}{\lambda k_B T} \right]$$

$$\frac{dL_0}{d\lambda} = 0 \Rightarrow \frac{hc}{\lambda k_B T} e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} = 5 (e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1)$$

$$\text{On pose : } x = \frac{hc}{\lambda k_B T} \Rightarrow x e^x = 5(e^x - 1)$$

$$\Rightarrow \frac{x}{5} = 1 - e^{-x}$$

$$\Rightarrow e^{-x} = 1 - \frac{x}{5}$$

$$\Rightarrow x = 5 \Rightarrow \frac{hc}{\lambda k_B T} \approx 5 \Rightarrow \lambda T = \frac{hc}{5k_B}$$

$$\text{A.N. : } \lambda_m \cdot T = 2,89 \cdot 10^{-3} \text{ K}\cdot\text{m}$$

2.

$$\text{On a : } P_{\text{ray}} = \int_0^{+\infty} L^0(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{+\infty} \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1}$$

$$= \int_0^{+\infty} 2\pi hc^2 \left(\frac{k_B T x}{hc} \right)^5 \left(-\frac{hc dx}{k_B T x^2} \right) \frac{1}{e^x - 1}$$

$$= \frac{2\pi h^4 c^2 T^5}{h^3 c^2} \int_0^{+\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}$$

$$\text{On pose : } x = \frac{hc}{\lambda k_B T} \Rightarrow \lambda = \frac{hc}{k_B T x}$$

$$\Rightarrow d\lambda = -\frac{hc}{k_B T x^2} dx$$

$$\text{Donc : } P_{\text{ray}} = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15 h^3 c^2} T^5$$

3. A 1000 K : $\lambda_m \approx 3 \mu\text{m}$

98% de la puissance émise est comprise dans l'intervalle : $[\frac{\lambda_{\text{max}}}{2}, 8\lambda_{\text{max}}] = [1,5 \mu\text{m}, 24 \mu\text{m}]$

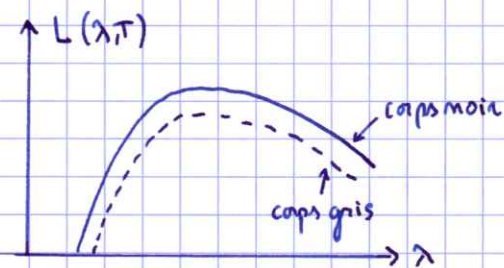
Sur les 2%, on peut penser qu'il y a 1% en dessous de $1,5 \mu\text{m}$.

Le visible étant entre $0,4 \mu\text{m}$ et $0,8 \mu\text{m}$, on peut estimer à 0,5% la puissance émise dans le visible.

Sur la figure 2, pour 1000 K, le maximum d'émission a bien lieu vers $\lambda_m \approx 3 \mu\text{m}$. Et seule une faible portion de la courbe intercepte le domaine visible.

4. La courbe à 1000 K intercepte le domaine visible surtout dans le rouge et le jaune d'où la couleur jaune orangée observée.

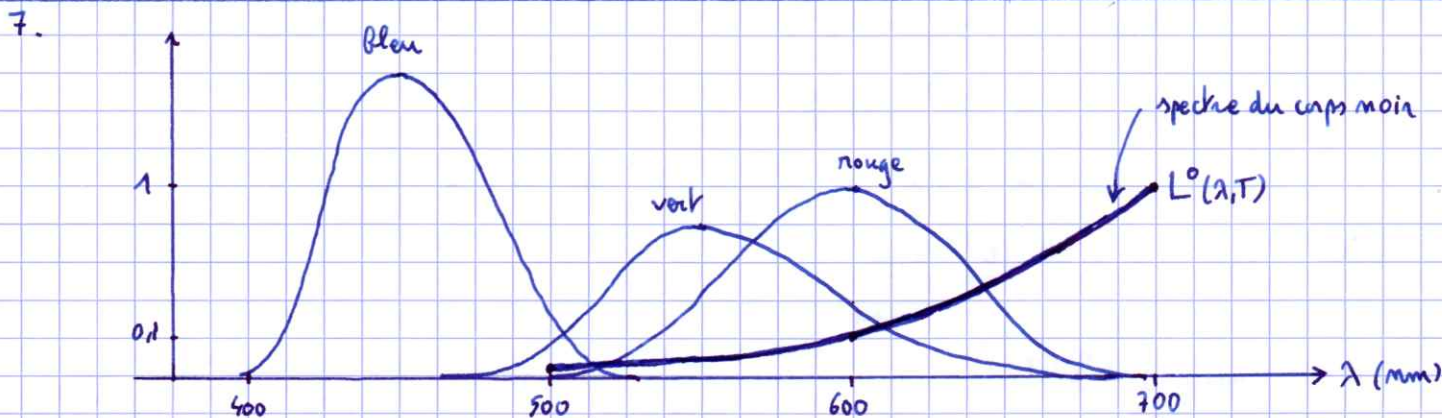
5. $L(\lambda, T) = \varepsilon L^0(\lambda, T) \Rightarrow \begin{cases} \lambda_m \text{ inchangée (loi de Wien)} \\ P_{\text{ray}} = \varepsilon P_{\text{ray corps noir}} \text{ (loi de Stefan)} \end{cases}$



6. On a: $\lambda'_{max} = \frac{hc}{k_B T (a - bT)}$ A.N: $\lambda'_{max} = 3,4 \mu m$ au lieu de $3 \mu m$

Puisque la température intervient dans l'émissivité, la loi de Stefan sera modifiée.

$\lambda'_{max} > \lambda_{max} \Rightarrow$ spectre décalé vers la droite
 \Rightarrow plus de rouge et moins de jaune
 \Rightarrow le métal est plus rouge-orangé que jaune-orangé.



D'après la figure 2 :

on lit pour le spectre à 1000K

- $\lambda = 500 \text{ mm} \rightarrow L^{\circ} \approx 0,01 \text{ s.i}$
- $\lambda = 600 \text{ mm} \rightarrow L^{\circ} \approx 0,1 \text{ s.i}$
- $\lambda = 700 \text{ mm} \rightarrow L^{\circ} \approx 1 \text{ s.i}$

spectre moyennement intense et sensibilité de l'œil importante pour le rouge et moyenne pour le vert

La température de couleur est vers 600 mm soit de l'orange

spectre peu intense et sensibilité de l'œil faible \rightarrow couleur absente

spectre intense mais sensibilité de l'œil faible \rightarrow couleur absente

② Problème électromagnétique8. Loi d'Ohm locale : $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ σ : conductivité électrique en $\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ 9. Invariance par toute translation selon Ox et $Oy \Rightarrow$ les champs ne dépendent que de z • $\text{div } \vec{B} = 0 \Rightarrow \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \Rightarrow B_z = \text{cte}$ Or $B_z(z=0, t) = 0$ car $\vec{B}(z=0, t)$ est selon Ox Donc: $B_z(z, t) = 0$ • Pour respecter la condition aux limites en $z=0$, on va supposer: $\vec{B}(z, t) = B_x(z, t) \vec{u}_x$ • La relation $\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{J}$ implique alors: $\vec{J}(z, t) = J_y(z, t) \vec{u}_y$ idem pour \vec{E}

10.
$$\begin{aligned} \text{rot}(\text{rot } \vec{B}) &= \text{grad}(\text{div } \vec{B}) - \Delta \vec{B} = -\Delta \vec{B}' \\ \text{rot}(\text{rot } \vec{B}) &= \text{rot}(\mu_0 \mu_r \vec{J}) = \mu_0 \mu_r \sigma \text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \mu_r \sigma \frac{\partial \vec{B}'}{\partial t} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \text{rot}(\text{rot } \vec{B}) &= \text{grad}(\text{div } \vec{B}) - \Delta \vec{B} = -\Delta \vec{B}' \\ \text{rot}(\text{rot } \vec{B}) &= \text{rot}(\mu_0 \mu_r \vec{J}) = \mu_0 \mu_r \sigma \text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \mu_r \sigma \frac{\partial \vec{B}'}{\partial t} \end{aligned}} \right\} \Delta \vec{B}' = \mu_0 \mu_r \sigma \frac{\partial \vec{B}'}{\partial t}$$

Puisque $\vec{B}(z, t) = B_x(z) e^{-j\omega t} \vec{u}_x$ l'équation précédente devient:

$$\frac{d^2 B_x(z)}{dz^2} e^{-j\omega t} \vec{u}_x = \mu_0 \mu_r \sigma (-j\omega) B_x(z) e^{-j\omega t} \vec{u}_x$$

Soit:
$$\frac{d^2 B_x(z)}{dz^2} + j\omega \mu_0 \mu_r \sigma B_x(z) = 0$$

11. Equation caractéristique: $n^2 = -j\omega \mu_0 \mu_r \sigma = e^{-j\frac{\pi}{2}} \omega \mu_0 \mu_r \sigma$

d'où: $n = \pm e^{-j\frac{\pi}{4}} \sqrt{\omega \mu_0 \mu_r \sigma} = \pm \frac{1-j}{\sqrt{2}} \sqrt{\omega \mu_0 \mu_r \sigma}$ (n en m^{-1})

On pose: $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \mu_r \sigma}}$ épaisseur de peau. Donc: $n = \pm \frac{1-j}{\delta}$

Solution: $B_x(z) = A e^{\frac{1-j}{\delta} z} + B e^{-\frac{1-j}{\delta} z}$

Conditions aux limites: • $B_x(z)$ fini pour $z \rightarrow +\infty \Rightarrow A = 0$

• $B_x(0) = B_s \Rightarrow B = B_s$

Donc: $B_x(z) = B_s e^{-\frac{1-j}{\delta} z}$

Puis: $\vec{B}(z, t) = B_s e^{-\frac{1-j}{\delta} z} e^{-j\omega t} \vec{u}_x = B_s e^{-\frac{z}{\delta}} e^{j(\frac{z}{\delta} - \omega t)} \vec{u}_x$

Soit en notation réelle: $\vec{B}(z, t) = B_s e^{-z/\delta} \cos(\frac{z}{\delta} - \omega t) \vec{u}_x$

12. $|B(z)| = B_s e^{-z/\delta}$

Plus la fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$ est grande, plus δ est faiblePlus μ_r est grande, plus δ est faible

Le champ magnétique pénètre alors peu dans le métal et les courants sont localisés en surface



$$13. \quad \text{rot } \vec{B}' = \mu_0 \mu_r \vec{J}' \Rightarrow \frac{\partial B_x}{\partial z} = \mu_0 \mu_r J_y(z, t)$$

$$\Rightarrow E_y(z, t) = \frac{J_y(z, t)}{\sigma} = \frac{1}{\mu_0 \mu_r \sigma} \frac{\partial B_x}{\partial z}$$

$$= \frac{1}{\mu_0 \mu_r \sigma} \left(-\frac{1-j}{\delta} \right) B_s e^{-\frac{1-j}{\delta} z} e^{-j\omega t}$$

$$\vec{E}' \wedge \vec{B}'^* = \begin{vmatrix} 0 & B_x^* \\ E_y & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} = -E_y B_x^* = \frac{(1-j) B_s^2}{\mu_0 \mu_r \sigma \delta} e^{-\frac{2z}{\delta}}$$

$$\text{D'où: } P_J = \frac{1}{2\mu_0 \mu_r} \cdot \frac{2 B_s^2}{\mu_0 \mu_r \sigma \delta} e^{-\frac{2z}{\delta}} \Rightarrow P_J = P_0 e^{-\frac{2z}{\delta}} \quad \text{avec: } P_0 = \frac{B_s^2}{(\mu_0 \mu_r)^2 \sigma \delta}$$

14. Comme à la question 10, on a toujours $\Delta \vec{B}' = \mu_0 \mu_r \sigma \frac{\partial \vec{B}'}{\partial t}$

Il n'y a plus que l'invariance par translation selon Ox : $\vec{B}' = B_x(y, z, t) \vec{u}_x$

Pour une variation en $e^{-j\omega t}$, on a finalement: $\frac{\partial^2 B_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} + j\omega \mu_0 \mu_r \sigma B_x = 0$

15. En négligeant la dépendance en y : $\frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} + j\omega \mu_0 \mu_r \sigma B_x = 0$

Même solution qu'à la question 11: $B_x = A e^{\frac{1-j}{\delta} z} + B e^{-\frac{1-j}{\delta} z}$

Conditions aux limites: $B_x\left(\frac{h}{2}\right) = A e^{\frac{1-j}{\delta} \frac{h}{2}} + B e^{-\frac{1-j}{\delta} \frac{h}{2}} = B_s$

$B_x\left(-\frac{h}{2}\right) = A e^{-\frac{1-j}{\delta} \frac{h}{2}} + B e^{\frac{1-j}{\delta} \frac{h}{2}} = B_s$

On en déduit: $A = B = \frac{B_s}{e^{(1-j)\xi} + e^{-(1-j)\xi}}$ en posant: $\xi = \frac{h}{2\delta}$

Finalement: $\vec{B}' = \frac{B_s}{e^{(1-j)\xi} + e^{-(1-j)\xi}} \left(e^{\frac{1-j}{\delta} z} + e^{-\frac{1-j}{\delta} z} \right) e^{-j\omega t} \vec{u}_x$

16. D'après la question 13:

$$J_y(z, t) = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \frac{\partial B_x}{\partial z}$$

Soit:

$$\vec{J}' = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \frac{B_s (1-j)}{e^{(1-j)\xi} + e^{-(1-j)\xi}} \left(e^{\frac{1-j}{\delta} z} - e^{-\frac{1-j}{\delta} z} \right) e^{-j\omega t} \vec{u}_y$$

17. La puissance volumique dissipée par effet Joule est: $p_v = \frac{\vec{J}'^2}{\sigma}$

Sa moyenne temporelle est: $\langle p_v \rangle = \frac{\langle \vec{J}'^2 \rangle}{\sigma} = \frac{1}{2\sigma} \vec{J}' \cdot \vec{J}'^*$

$$\vec{J}' \cdot \vec{J}'^* = \frac{1}{(\mu_0 \mu_r)^2} \cdot \frac{2 B_s^2}{\delta^2} \frac{e^{\frac{1-j}{\delta} z} - e^{-\frac{1-j}{\delta} z}}{e^{(1-j)\xi} + e^{-(1-j)\xi}} \cdot \frac{e^{\frac{1+j}{\delta} z} - e^{-\frac{1+j}{\delta} z}}{e^{(1+j)\xi} + e^{-(1+j)\xi}}$$

$$= \frac{2 B_s^2}{(\mu_0 \mu_r)^2 \delta^2} \frac{e^{\frac{2z}{\delta}} + e^{-\frac{2z}{\delta}} - e^{\frac{2jz}{\delta}} - e^{-\frac{2jz}{\delta}}}{e^{2\xi} + e^{-2\xi} + e^{2j\xi} + e^{-2j\xi}}$$

$$\text{donc: } \langle p_v \rangle = \frac{B_s^2}{\delta(\rho_0 \mu_n)^2 \delta^2} \frac{\text{ch}\left(\frac{2z}{\delta}\right) - \cos\left(\frac{2z}{\delta}\right)}{\text{ch}(2\xi) + \cos(2\xi)}$$

On a alors: $P_J = \iiint_{(V)} \langle p_v \rangle dx dy dz$ on prend une longueur unité selon O_z

$$= \int_0^d dx \int_0^d dy \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \langle p_v \rangle dz$$

$$P_J = d \cdot \frac{B_s^2}{\delta(\rho_0 \mu_n)^2 \delta^2} \frac{1}{\text{ch}(2\xi) + \cos(2\xi)} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \left(\text{ch}\left(\frac{2z}{\delta}\right) - \cos\left(\frac{2z}{\delta}\right) \right) dz$$

$$= \frac{\delta}{2} \left[\text{sh}\left(\frac{2z}{\delta}\right) \right]_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} - \frac{2}{\delta} \left[\sin\left(\frac{2z}{\delta}\right) \right]_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}}$$

$$= \frac{\delta}{2} \cdot \left(2 \text{sh}\left(\frac{h}{\delta}\right) - 2 \sin\left(\frac{h}{\delta}\right) \right)$$

Donc:
$$P_J = d \cdot \frac{B_s^2}{\underbrace{\delta(\rho_0 \mu_n)^2 \delta}_{P_0}} \frac{\text{sh}(2\xi) - \sin(2\xi)}{\text{ch}(2\xi) + \cos(2\xi)}$$
 (erreur d'un facteur 2 dans l'énoncé)

18. La puissance est maximale pour $\xi \approx 3 \Rightarrow \frac{h}{2\delta} = 3 \Rightarrow \delta = \frac{h}{6}$

$$\Rightarrow \frac{2}{\rho_0 \mu_n \delta \omega} = \frac{h^2}{36} \Rightarrow \frac{1}{\rho_0 \mu_n \delta \pi f} = \frac{h^2}{36}$$

donc: $f = \frac{36}{\rho_0 \mu_n \delta \pi h^2}$ A.N: $f = 9100 \text{ Hz}$ C'est réaliste.

③ Etude du problème thermique

19. Premier principe de la thermodynamique entre t et $t+dt$ pour un volume de section S compris entre z et $z+dz$:

$$dU = \delta Q_{\text{«entrant»}} + \delta Q_{\text{«créés»}} \quad (\delta W = 0 \text{ car solide})$$

On a: $dU = \rho S dz \cdot c_p dT = \rho S dz c_p \frac{\partial T}{\partial t}(z,t) dt$

$$\delta Q_{\text{«entrant»}} = \delta Q_{\text{«entrant» en } z} + \delta Q_{\text{«entrant» en } z+dz}$$

$$= (j_Q(z,t) \cdot S - j_Q(z+dz,t) S) dt$$

$$= - \frac{\partial j_Q}{\partial z} \cdot S dz dt$$

$$\text{or: } j_Q(z,t) = -k \frac{\partial T}{\partial z}(z,t) \quad (\text{Loi de Fourier})$$

$$= k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}(z,t) S dz dt$$

$$\delta Q_{\text{«créés»}} = P_J(z) \cdot dt \cdot S dz \quad (P_J(z) \text{ en } \text{W}\cdot\text{m}^{-3})$$

Donc: $\rho S dz c_p \frac{\partial T}{\partial t}(z,t) dt = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}(z,t) S dz dt + P_J(z) dt S dz$

Finalement: $\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t}(z,t) - k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}(z,t) = P_J(z)$

20. Si la source inductive est fortement confinée près de la surface, on peut considérer que la puissance de chauffe n'est plus répartie en volume mais est appliquée en $z=0$.

Pour avoir P_s on intègre $P_T(z)$ sur tout le matériau:
$$P_s = \int_0^{+\infty} P_T(z) dz$$

$$= \int_0^{+\infty} P_0 e^{-\frac{2z}{\delta}} dz$$

$$= \frac{\delta}{2} P_0 \left[-e^{-\frac{2z}{\delta}} \right]_0^{+\infty}$$

Donc:
$$P_s = \frac{\delta P_0}{2}$$
 (la formule de l'énoncé est fautive et inhomogène)

$$\text{W.m}^{-2} \uparrow$$

21. On a: $\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial \hat{T}}{\partial t}$ et $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial z^2}$ donc:
$$\rho c_p \frac{\partial \hat{T}}{\partial t}(z,t) = k \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial z^2}(z,t)$$

Condition initiale: à $t=0$, le matériau est à température ambiante $T(z,0) = T_0$
 $\Rightarrow \hat{T}(z,t=0) = 0$

Conditions aux limites: • en $z = +\infty$, le matériau est à température ambiante car la chaleur n'a pas atteint cette zone: $T(z=+\infty, t) = T_0$
 $\Rightarrow \lim_{z \rightarrow +\infty} \hat{T}(z,t) = 0$
 • en surface $z=0$: $j_q(0,t) = P_s \Rightarrow -k \frac{\partial \hat{T}}{\partial z}(0,t) = P_s$

22. On a: $\frac{\partial \hat{T}}{\partial t}(z,t) \rightarrow \Delta \hat{T}(z,s) - \hat{T}(z,t=0) = \Delta \hat{T}(z,s)$

$$\frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial z^2}(z,t) \rightarrow \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial z^2}(z,s)$$

La transformée de Laplace de l'équation de la question 21 est:
$$\rho c_p s \hat{T}(z,s) = k \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial z^2}(z,s)$$

$$\frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial z^2}(z,s) = \frac{\rho c_p s}{k} \hat{T}(z,s)$$
 de solution:
$$\hat{T}(z,s) = A e^{-\sqrt{\frac{\rho c_p s}{k}} z} + B e^{\sqrt{\frac{\rho c_p s}{k}} z}$$

Conditions aux limites:

- $\lim_{z \rightarrow +\infty} \hat{T}(z,t) = 0 \Rightarrow \lim_{z \rightarrow +\infty} \hat{T}(z,s) = 0 \Rightarrow B = 0$
- $k \frac{\partial \hat{T}}{\partial z}(z=0,t) = -P_s \Rightarrow k \frac{\partial \hat{T}}{\partial z}(z=0,s) = -\frac{P_s}{s}$ (transfo de Laplace d'une constante)

$$\Rightarrow -k A \sqrt{\frac{\rho c_p s}{k}} = -\frac{P_s}{s}$$

$$\Rightarrow A = \frac{P_s}{\sqrt{\rho c_p k}} \frac{1}{s^{3/2}}$$

donc:
$$\hat{T}(z,s) = \frac{P_s}{\sqrt{\rho c_p k}} \frac{1}{s^{3/2}} e^{-\sqrt{\frac{\rho c_p s}{k}} z}$$

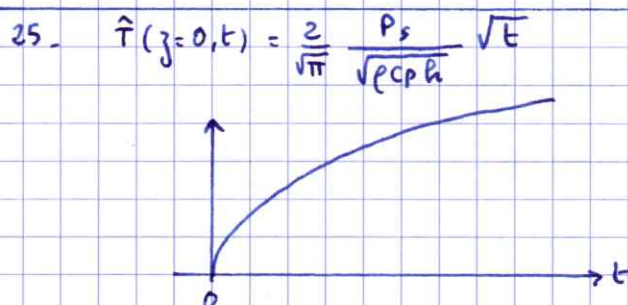
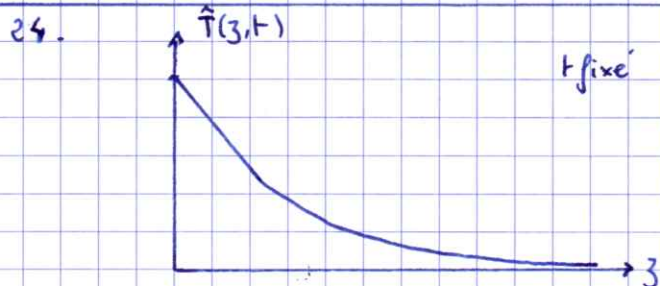
23. Lorsque $z \rightarrow 0$:
$$\hat{T}(z,s) = \frac{P_s}{\sqrt{\rho c_p k}} \frac{1}{s^{3/2}} (1 - \sqrt{\frac{\rho c_p s}{k}} z)$$

$$= \frac{P_s}{\sqrt{\rho c_p k}} \frac{1}{s^{3/2}} - \frac{P_s}{k} \frac{z}{s}$$

On applique la transformation de Laplace inverse :

$$\hat{T}(z, t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{P_s}{\sqrt{\rho c p h}} \sqrt{t} - \frac{P_s}{h} z$$

Loi affine en z pour z proche de 0



- Dépendance en \sqrt{t}
- $\hat{T}(z=0, t) \rightarrow +\infty$ quand $t \rightarrow +\infty$ donc on peut atteindre la température de fusion de l'acier.

26. Par rapport à la question 22, on a toujours : $\hat{T}(z, s) = A e^{-\sqrt{\frac{\rho c p s}{h}} z}$

Une condition aux limites change :

$$\begin{aligned} h \frac{\partial \hat{T}}{\partial z}(z=0, t) &= -P_s + h \hat{T}(0, t) \Rightarrow h \frac{\partial \hat{T}}{\partial z}(z=0, s) = -\frac{P_s}{s} + h \hat{T}(0, s) \\ &\Rightarrow -h A \sqrt{\frac{\rho c p s}{h}} = -\frac{P_s}{s} + h A \\ &\Rightarrow A = \frac{P_s/s}{h + \sqrt{\rho c p h s}} \end{aligned}$$

Donc :
$$\hat{T}(z, s) = \frac{P_s/s}{h + \sqrt{\rho c p h s}} e^{-\sqrt{\frac{\rho c p s}{h}} z}$$

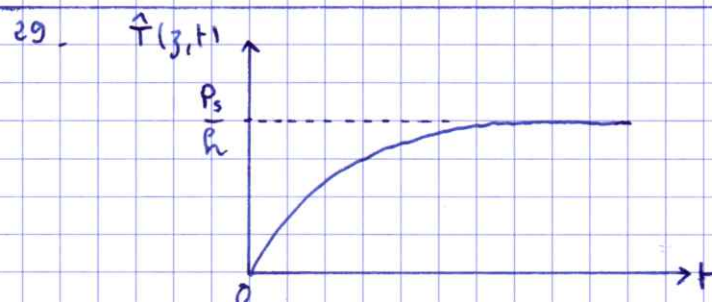
27.

$$s \hat{T}(z, s) = \frac{P_s}{h + \sqrt{\rho c p h s}} e^{-\sqrt{\frac{\rho c p s}{h}} z} \Rightarrow \lim_{s \rightarrow 0} (s \hat{T}(z, s)) = \frac{P_s}{h}$$

donc :
$$\hat{T}(z, t \rightarrow +\infty) = \frac{P_s}{h}$$

28. D'après la solution obtenue Q26 : $\lim_{s \rightarrow +\infty} \hat{T}(z, s) = 0$

Donc : $\hat{T}(z, t \rightarrow 0) = 0$ ce qui est conforme à la condition initiale de la question 21



On atteint la fusion si : $\frac{P_s}{h} > T_{\text{fusion}} - T_0$

30. Terme convectif : $h(T(z,t) - T_0) = 100 \text{ Wm}^{-2}$ pour $T = 20^\circ\text{C}$ et $T_0 = 10^\circ\text{C}$
 $= 1,2 \cdot 10^4 \text{ Wm}^{-2}$ pour $T = 1200^\circ\text{C}$ et $T_0 = 10^\circ\text{C}$

Terme radiatif : $\varepsilon \sigma_0 T^4 = 420 \text{ Wm}^{-2}$ pour $T = 293 \text{ K}$
 $= 2,7 \cdot 10^5 \text{ Wm}^{-2}$ pour $T = 1473 \text{ K}$

A haute température, on peut mégliger la convection devant le rayonnement.

31. Vers 1500°C le rayonnement l'emporte. C'est pour cela que le forgeron observe la couleur du métal.
 Le rayonnement constitue une perte d'énergie pour le métal. Il faut donc augmenter la puissance de chauffe.

32. L'épaisseur de peau δ varie en $\frac{1}{\sqrt{\mu_n}}$

- $T \ll T_c$: μ_n grand $\Rightarrow \delta$ petit \Rightarrow courant et chauffage localisé en surface
- $T \gg T_c$: μ_n petit $\Rightarrow \delta$ grand \Rightarrow courant et chauffage en volume
- $T \approx T_c$: cas critique séparant les deux cas limites

