e3a-polytech MPI 2024 - correction

I / Généralités sur les oem dans le vide

1. Equations de Maxwell dans le vide sans charges ni courants :

$$\overrightarrow{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad div(\vec{E}) = 0 \qquad \overrightarrow{rot}(\vec{B}) = \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \qquad div(\vec{B}) = 0$$

---

2. D'une part, en utilisant les équations de Maxwell en rot :

$$\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot}(\vec{E})) = \overrightarrow{rot}(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}) = -\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

D'autre part, en exploitant l'identité vectorielle et $div(\vec{E}) = 0$:

$$\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot}(\vec{E})) = \overrightarrow{grad}(div(\vec{E}) - \vec{\Delta}(\vec{E}) = -\vec{\Delta}(\vec{E})$$

On en déduit l'équation de d'Alembert :

$$\vec{\Delta}(\vec{E}) = \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

Et on obtient :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}$$

---

3. Pour une onde plane et en notation complexe, $div(\vec{E}) = -j\vec{k}.\vec{E}$, et même chose pour $\vec{B}$, on déduit donc des équations de Maxwell en div que $\vec{k}.\vec{E} = 0$ et $\vec{k}.\vec{B} = 0$, c'est à dire que $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont orthogonaux à la direction ce propagation $\vec{k}$, donc transverses.

---

4. $\vec{E}(M,t) = E_0 cos(\omega t - kz)\vec{e_x}$

---

5. On injecte cette forme de solution dans l'équation de d'Alembert qui, comme $\vec{E}$ ne dépend que de z, devient $\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$, et on obtient :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$$

6. On utilise la relation $\vec{B} = \frac{\vec{k}\wedge\vec{E}}{\omega}$, valable pour une onde plane monochromatique en notation réelle, et compte-tenu du fait que $\vec{k} = k\vec{e_z}$; $\vec{e_z} \wedge \ \vec{e_x} = \vec{e_y}$ et $\frac{k}{\omega} = \frac{1}{c}$, on obtient :

$$\vec{B}(M,t) = \frac{E_0}{c} cos(\omega t - kz)\vec{e_y}$$

---

7. Par définition, $\vec{\Pi} = \frac{\vec{E}\wedge\vec{B}}{\mu_0}$ et on obtient, sachant que $\frac{1}{\mu_0 c} = \varepsilon_0 c$:

$$\vec{\Pi}(M,t) = \varepsilon_0 c E_0^2 cos^2(\omega t - kz)\vec{e_z}$$

---

8. Par définition, $w = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0}$, ce qui donne ici ($\frac{1}{\mu_0 c^2} = \varepsilon_0$) :

$$w(M,t) = \frac{\varepsilon_0 E_0^2 cos^2(\omega t - kz)}{2} + \frac{E_0^2 cos^2(\omega t - kz)}{2\mu_0 c^2} = \varepsilon_0 E_0^2 cos^2(\omega t - kz)$$

---

9. Etant donné que $\langle cos^2(\omega t - kz)\rangle_T = \frac{1}{2}$, on obtient :

$$\langle\vec{\Pi}\rangle_T = \frac{\varepsilon_0 c E_0^2}{2}\vec{e_z}$$

et

$$\langle w\rangle_T = \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{2}$$

ce qui vérifie bien la relation $\langle\vec{\Pi}\rangle_T = c\langle w\rangle_T\vec{e_z}$

II / Modèle de Bohr de l'atome d'hydrogène

10. La seule force subie par l'électron est la force de Coulomb $\vec{f}_{coul}$ qui est une force centrale, de centre O (position du proton). Le théorème du moment cinétique donne $\frac{d\vec{L_O}}{dt} = \overrightarrow{OM} \wedge \vec{f}_{coul} = \vec{0}$ car $\overrightarrow{OM}$ et $\vec{f}_{coul}$ sont colinéaires (M désigne la position de l'électron). Donc $\vec{L_O} = \overrightarrow{cste}$, ce qui indique, puisque par définition $\vec{L_O} = m_e\overrightarrow{OM} \wedge \vec{v}$, que M reste dans le plan orthogonal à $\vec{L_O}$ et qui contient O.

---

11. En coordonnées polaires, $\vec{v} = \dot{r}\vec{e_r} + r\dot{\theta}\vec{e_\theta}$ donc le moment cinétique est :
$\vec{L_O} = m_e\overrightarrow{OM} \wedge \vec{v} = m_e(r\vec{e_r}) \wedge (\dot{r}\vec{e_r} + r\dot{\theta}\vec{e_\theta}) = m_e r^2\dot{\theta}\vec{e_z}$ donc en posant $\vec{L_O} = L_z\vec{e_z}$:

$$L_z = m_e r^2 \dot{\theta}$$

---

12. On peut reprendre $\vec{L_O} = m_e r^2\dot{\theta}\vec{e_z}$ ce qui indique, puisque $\vec{L_O} = \overrightarrow{cste}$, que $r^2\dot{\theta} = cste$. Ainsi, comme $r = cste$ (parce que le mouvement est circulaire), alors $\dot{\theta} = cste$, donc le mouvement est uniforme.

---

13. On applique la deuxième loi de Newton à l'électron : $m_e\vec{a} = \vec{f}_{coul}$ avec $\vec{a} = -R\dot{\theta}^2\vec{e_r}$ (mouvement circulaire uniforme) et $\vec{f}_{coul} = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 R^2}\vec{e}_r$. En projetant sur $\vec{e_r}$ cela donne $R\dot{\theta}^2 = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e R^2}$ et comme $\vec{v} = R\dot{\theta}\vec{e_\theta}$ finalement :

$$\vec{v} = \frac{e}{\sqrt{4\pi\varepsilon_0 m_e R}}\vec{e_\theta}$$

---

14. $\vec{L_O} = m_e\overrightarrow{OM} \wedge \vec{v} = m_e(R\vec{e_r}) \wedge (\frac{e}{\sqrt{4\pi\varepsilon_0 m_e R}}\vec{e_\theta}) = \sqrt{\frac{m_e R e^2}{4\pi\varepsilon_0}}\vec{e_z}$.
D'où $L_O^2 = \frac{m_e R e^2}{4\pi\varepsilon_0}$ et comme on postule que $L_O = n\hbar$, cela donne $n^2\hbar^2 = \frac{m_e R e^2}{4\pi\varepsilon_0}$, d'où $R = n^2 a_0$ avec :

$$a_0 = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{m_e e^2}$$

L'application numérique donne $a_0 = 5,3.10^{-11}m$

15.

$$1eV = 1,6.10^{-19}J$$

16. L'énergie mécanique de l'électron s'écrit $e_m = e_c + e_p = \frac{1}{2}m_e v^2 - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 R}$ et $v = \frac{e}{\sqrt{4\pi\varepsilon_0 m_e R}}$ donc $\frac{1}{2}m_e v^2 = \frac{1}{2}m_e \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e R} = \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 R}$ et donc $em = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 R}$.
On remplace ensuite R par $n^2 a_0$ pour obtenir $em = -\frac{E_0}{n^2}$ avec :

$$E_0 = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2}$$

L'application numérique donne $E_0 = 2,2.10^{-18} J = 13,6 eV$

---

17. $E_\gamma = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$
A.N : $E_\gamma = 3,3.10^{-19} J = 2,1 eV$

---

18. L'énergie du photon est égale à la différences des énergies entre le niveau p et le niveau n, donc $E_{ph} = E_0 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2}\right)$ ce qui conduit, en reprenant $E_{ph} = \frac{hc}{\lambda}$ à :

$$\lambda = \frac{hc}{E_0} \frac{1}{\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2}\right)}$$

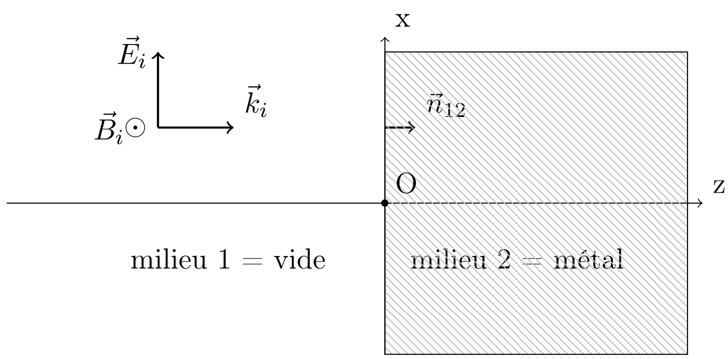
---

19. Les transitions qui correspondent à une absorbtion dans le visible sont $2 \to 3$, $2 \to 4$, $2 \to 5$ et $2 \to 6$. Les longueurs d'onde associées sont respectivement $653 nm$, $484 nm$, $432 nm$ et $408 nm$.

---

20. Il faut que suite à l'apport d'énergie l'électron soit dans un état de diffusion, ce qui au minimum signifie $em = 0$. Donc l'énergie d'ionisation est égale à E_0.

III / Pression de radiation



21. Le champ réfléchi a la même forme que le champ incident et se propage vers les z décroissants, donc $\vec{E}_r = E'_0 cos(\omega t + kz)\vec{e_x}$.

On détermine E'_0 en utilisant la condition de passage $\vec{n}_{12} \wedge (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = \vec{0}$ qui donne ici $\vec{E}_2(z=0) = \vec{E}_1(z=0)$, avec $\vec{E}_1(z=0) = \vec{E}_i(z=0) + \vec{E}_r(z=0) = (E_0 + E'_0)cos(\omega t)\vec{e_x}$ et $\vec{E}_2 = \vec{0}$ (champ nul dans le conducteur parfait) ce qui donne $E'_0 = -E_0$ (l'égalité précédente doit être vérifiée $\forall t$), et donc :

$$\vec{E}_r = -E_0 cos(\omega t + kz)\vec{e_x}$$

---

22. $\vec{k_r} = -k\vec{e_z}$ et $\vec{B}_r = \frac{\vec{k_r} \wedge \vec{E_r}}{\omega} = (-k\vec{e_z}) \wedge (-E_0 cos(\omega t + kz)\vec{e_x})$, donc :

$$\vec{B}_r = \frac{E_0}{c} cos(\omega t + kz)\vec{e_y}$$

---

23. Le champ magnétique total dans le vide est $\vec{B}_1 = \vec{B}_i + \vec{B}_r = \frac{E_0}{c}\left(cos(\omega t - kz) + cos(\omega t + kz)\right)\vec{e_y}$ ce qui donne en $z = 0^-$:

$$\vec{B}_1(z=0^-) = \frac{2E_0}{c} cos(\omega t)\vec{e_y}$$

On utilise ensuite la relation de passage $\vec{n}_{12} \wedge (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = \mu_0 \vec{j_s}$ avec ici $\vec{n}_{12} = \vec{e_z}$ et $\vec{B}_2 = \vec{0}$:

$$\vec{j_s} = -\frac{1}{\mu_0}\vec{e_z} \wedge \vec{B}_1(z=0^-) = \frac{2E_0}{\mu_0 c} cos(\omega t)\vec{e_x}$$

---

24. La force de Laplace par unite de surface s'écrit $\vec{f_s} = \vec{j_s} \wedge \vec{B}$ ce qui donne ici, avec $\vec{B}(z=0) = \frac{1}{2}\left(\vec{B}(z=0^-) + \vec{B}(z=0^+)\right) = \frac{E_0}{c} cos(\omega t)\vec{e_y}$:

$\vec{f_s} = \left(\frac{2E_0}{\mu_0 c} cos(\omega t)\vec{e_x}\right) \wedge \left(\frac{E_0}{c} cos(\omega t)\vec{e_y}\right) = 2\varepsilon_0 E_0^2 cos^2(\omega t)\vec{e_z}$. Comme cette force surfacique est uniforme dans le plan (Oxy), il suffit de la multiplier par S :

$$\vec{f} = 2\varepsilon_0 E_0^2 cos^2(\omega t) S\vec{e_z}$$

---

25. Comme $\langle cos^2(\omega t - kz)\rangle_T = \frac{1}{2}$, $\langle\vec{f}\rangle_T = \varepsilon_0 E_0^2 S\vec{e_z}$. Et on pose $\langle\vec{f}\rangle_T = pS\vec{e_z}$ où p est la pression de radiation, donc finalement :

$$p = \varepsilon_0 E_0^2$$

---

26. On a vu à la question 8. que $I = \langle\Pi\rangle_T = \frac{\varepsilon_0 c E_0^2}{2}$, donc $p = \frac{2\langle\Pi\rangle_T}{c}$.
A.N : Pour $I = 1kW.m^{-2}$, $p = 6,7.10^{-6}Pa$ et pour $I = 1GW.m^{-2}$, $p = 6,7Pa$.

---

27. Prenons une surface S plane (par exemple un disque) et orthogonale au déplacement des photons. Les photons qui vont traverser S entre les instants t et $t + dt$ sont, à l'instant t, dans le cylindre de surface de base S et de hauteur cdt (puisque les photons se déplacent à la vitesse c). Leur nombre est donc $dN = Scdtn^*$ où n^* est la densité de photons.
La puissance P qui traverse S peut s'écrire d'une part $P = IS$ et d'autre part $P = \frac{dN}{dt}E_\gamma$ ($\frac{dN}{dt}$ représente le nombre de photons qui traversent S par seconde) et donc $IS = \frac{dN}{dt}E_\gamma = Scn^*E_\gamma$, d'où :

$$n^* = \frac{I}{cE_\gamma} = 10^{19}m^{-3}$$

---

28. Relations de Planck-Einstein : $E_\gamma = \hbar\omega = \frac{hc}{\lambda}$ et $\vec{p_\gamma} = \hbar\vec{k} = \frac{h}{\lambda}\vec{e_z}$. Donc :

$$\vec{p_\gamma} = \frac{E_\gamma}{c}\vec{e_z}$$

---

29. L'hypothèse de rebond élastique se traduit par une même énergie après et avant le rebond. Donc $\vec{p_i} = \frac{E_\gamma}{c}\vec{e_z}$ et $\vec{p_r} = -\frac{E_\gamma}{c}\vec{e_z}$; donc pour un photon :

$$\Delta\vec{p}_{1photon} = \vec{p_r} - \vec{p_i} = -2\frac{E_\gamma}{c}\vec{e_z}$$

30. Il suffit de multiplier le $\Delta\vec{p}_{1photon}$ pour un photon obtenu précédemment par le nombre de photons incidents pendant dt, qui est égal à $dN = Scdtn^*$ (question 27) donc :

$$\Delta\vec{p}_{dt} = -2\frac{E_\gamma}{c}\vec{e_z}Scdtn^* = -2\frac{I}{c}Sdt\vec{e_z}$$

- -

31. On peut calculer la force exercée par la paroi sur l'ensemble des photons qui rebondissent pendant dt via la seconde loi de Newton :

$$\vec{f}_{paroi\to photons} = \frac{\Delta\vec{p}_{dt}}{dt} = -2\frac{I}{c}S\vec{e_z}$$

Ensuite, $\vec{f}_{photons\to paroi} = -\vec{f}_{paroi\to photons}$ et $\vec{f}_{photons\to paroi} = pS\vec{e_z}$ donc $p = 2\frac{I}{c}$ et comme $I = \frac{\varepsilon_0 c E_0^2}{2}$ on retrouve bien

$$p = \varepsilon_0 E_0^2$$

IV / Force pondéromotrice

32. Il y a égalité entre le poids et la force de Lorentz électrique si $eE_0 = m_e g$, et on prend arbitrairement une valeur limite à $\frac{1}{100}$ (donc en dessous de cette valeur limite le poids est au moins 100 fois plus faible que la force électrique) ce qui donne :

$$E_{lim} = \frac{100 m_e g}{e} \simeq 5.10^{-9} V.m^{-1}$$

---

33. $\vec{f} = -e\vec{E} = -eE_0 cos(\omega t)\vec{e_x}$ donc $\langle \vec{f} \rangle_T = -eE_0 \langle cos(\omega t) \rangle_T \vec{e_x} = \vec{0}$.

---

34. Deuxième loi de Newton pour un électron soumis à la seule force électrique, en notation complexe :
$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E}$ donne $j\omega m_e \vec{v} = -e\vec{E}$ donc $j\omega m_e V\, exp(j(\omega t + \phi_v))\vec{e_x} = -eE_0\, exp(j\omega t)\vec{e_x}$
On en déduit $m_e \omega V = eE_0$ et $\frac{\pi}{2} + \phi_v = \pi$, ce qui donne :

$$V = \frac{eE_0}{m_e \omega} \qquad \text{et} \qquad \phi_v = \frac{\pi}{2}$$

---

35. $\vec{v} = \frac{d\vec{x}}{dt}$ donc, en notation complexe, $V\, exp(j(\omega t + \phi_v))\vec{e_x} = j\omega X_m\, exp(j(\omega t + \phi_x))\vec{e_x}$ et donc $V = X_m \omega$ et $\phi_v = \phi_x + \frac{\pi}{2}$. On en déduit, en réutilisant les résultats précédents, que :

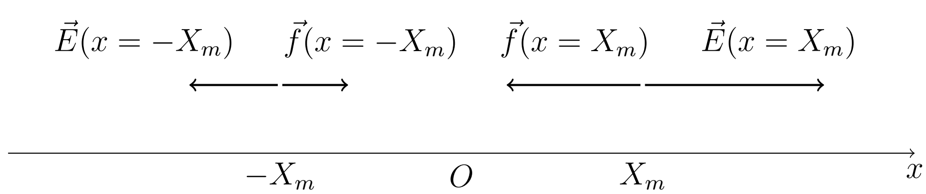
$$X_m = \frac{eE_0}{m\omega^2} \qquad \text{et} \qquad \phi_x = 0$$

On voit ainsi que la position est en phase avec le champ électrique.

---

36. Le champ électrique est en $V.m^{-1}$ donc α est en $V.m^{-2}$. L'amplitude de $\vec{E}$ augmente en allant vers les x positifs, $\overrightarrow{grad}(E_m^2)$ est donc aussi vers les x positifs.
$\overrightarrow{grad}(E_m^2) = \frac{\partial(E_m^2)}{\partial x}\vec{e_x} = 2\alpha(E_0 + \alpha x)\vec{e_x} \simeq 2\alpha E_0 \vec{e_x}$

37.



La résultante des deux forces $\vec{f}(x = X_m)$ et $\vec{f}(x = -X_m)$, et donc la force pondéromotrice, est dirigée selon $-\vec{e_x}$, c'est à dire en sens inverse de $\overrightarrow{grad}(E^2)$.

38. $\vec{f} = -e\vec{E}$ avec $\vec{E} = E_m cos(\omega t)\vec{e_x}$, $E_m = E_0 + \alpha x$ et $x = X_m cos(\omega t)$.
Donc $\vec{f} = -e(E_0 + \alpha x)cos(\omega t)\vec{e_x}$ avec $x = X_m cos(\omega t)$, et donc :

$$\vec{f} = -e(E_0 + \alpha X_m cos(\omega t))cos(\omega t)\vec{e_x}$$

Comme $\langle cos(\omega t)\rangle_T = 0$ et $\langle cos^2(\omega t)\rangle_T = \frac{1}{2}$, alors $\langle \vec{f}\rangle_T = -\frac{e\alpha X_m}{2}\vec{e_x}$ et donc, puisque $X_m = \frac{eE_0}{m\omega^2}$, finalement :

$$\langle \vec{f}\rangle_T = -\frac{e^2\alpha E_0}{2m\omega^2}\vec{e_x}$$

Comme prévu, cette force est bien en sens inverse de $\overrightarrow{grad}(E_m^2)$.

---

39. L'expression $\vec{f_p} = -\frac{q^2}{4m\omega^2}\overrightarrow{grad}(E^2)$, compte-tenu du fait que avec le modèle adopté $\overrightarrow{grad}(E^2) =\simeq 2\alpha E_0\vec{e_x}$ (et que $q = -e$) permet bien de retrouver
$\langle \vec{f}\rangle_T = \vec{f_p} = -\frac{e^2\alpha E_0}{2m\omega^2}\vec{e_x}$

---

40. Les $2GeV$ correspondent à l'énergie cinétique de l'électron. Si f_p reste constante sur les $d = 2cm$ de trajet, alors son travail vaut $W_p = f_p d$ et, partant d'une vitesse nulle, $ec = W_p$. Donc $f_p = \frac{ec}{d}$.
A.N : $f_p = 1,6.10^{-8}N$

---

41. La densité de puissance du laser est $\langle \Pi\rangle_T = \frac{P}{s} = 1,3.10^{23}W.m^{-2}$.
Comme $\langle \Pi\rangle_T = \frac{\varepsilon_0 c E_0^2}{2}$, on en déduit $E_0 = \sqrt{\frac{2\langle \Pi\rangle_T}{\varepsilon_0 c}} = 9,8.10^{12}V/m$.
La longueur d'onde est de $\lambda = 632nm$ donc $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} = 3.10^{15}s^{-1}$.
Puis l'expression de la force pondéromotrice $f_p = \frac{e^2\alpha E_0}{2m\omega^2}$ donne $\alpha = \frac{2m\omega^2 f_p}{e^2 E_0}$
A.N : $\alpha = 1,02.10^{18}V.m^{-2}$

Chimie / Synthèse du trioxyde de soufre

42. Équation de réaction : $\underline{2\,SO_{2(g)} + O_{2(g)} = 2\,SO_{3(g)}}$

---

43. Le plus souvent, NO(O)=-II. La somme des NO de chaque molécule étant égale à sa charge (0), on en déduit NO(S)=+IV dans SO_2, et NO(S)=+VI dans SO_3.

Le NO de l'élément soufre étant plus grand dans SO_3 que dans SO_2, **le dioxyde de soufre est oxydé**.

44.

Quantités de matière (mol)	$2\,SO_2$ +	O_2 =	$2\,SO_3$	$n_{\text{tot,gaz}}$
État initial ($\xi = 0$)	$2n_0$	n_0	0	$3n_0$
État intermédiaire (ξ)	$2(n_0 - \xi)$	$n_0 - \xi$	2ξ	$3n_0 - \xi$

D'après l'énoncé,

$$Q = \frac{{n_{SO_3}}^2\, n_{\text{tot}}}{{n_{SO_2}}^2\, n_{O_2}}$$

On injecte l'expression des n_i en fonction de n_0 et ξ :

$$Q = \frac{(\xi/n_0)^2(3 - \xi/n_0)}{(1 - \xi/n_0)^3}$$

---

45. À l'équilibre,

$$K^\circ(T_0) = Q = \frac{(\xi_{\text{eq}}/n_0)^2(3 - \xi_{\text{eq}}/n_0)}{(1 - \xi_{\text{eq}}/n_0)^3} = 1{,}7 \cdot 10^3$$

puis

$$x_{SO_2} = \frac{2(n_0 - \xi_{\text{eq}})}{3n_0 - \xi_{\text{eq}}} = 9{,}5\,\% \qquad x_{O_2} = \frac{n_0 - \xi_{\text{eq}}}{3n_0 - \xi_{\text{eq}}} = 4{,}8\,\%$$

$$x_{SO_3} = \frac{2\xi_{\text{eq}}}{3n_0 - \xi_{\text{eq}}} = 85{,}7\,\%$$

---

46. Puisque $Q(\xi_{\text{eq}}) = K^\circ$, $\underline{f(\xi_{\text{eq}}) = 0}$.

On a $f(0) = -K^\circ$ et $\lim_{\xi \to 1} f(\xi) = +\infty$. Par définition de Q, on devine que la fonction $f(\xi)$ est strictement croissante sur l'intervalle $[0, 1]$:

Méthode dichotomique : on part d'un intervalle $[a_0, b_0]$, $[0, 1]$ dans notre cas, dans lequel se trouve la solution de l'équation $f(\xi) = 0$. On calcule l'image de la fonction au milieu de cet intervalle, $f((a_0 + b_0)/2)$.

— Si $f((a_0 + b_0)/2) > 0$, on poursuit la recherche dans l'intervalle $[a_0, (a_0 + b_0)/2]$.

— Sinon, on poursuit la recherche dans l'intervalle $[(a_0 + b_0)/2, b_0]$.

Dans les deux cas, l'intervalle de recherche a été réduit de moitié. On poursuit la recherche jusqu'à atteindre la précision souhaitée.

---

47. On utilise le résultat de la question **44**, avec $n_0 = 1$ mol :

Ligne 8 : `return (ksi**2)*(3-ksi)/((1-ksi)**3)`

---

48. On traduit l'algorithme décrit à la question **46** :

Ligne 11 : `gauche = 0`

Ligne 12 : `droite = 1`

Ligne 19 : `droite = ksi`

Ligne 21 : `gauche = ksi`

Ligne 22 : `ksi = (droite+gauche)/2`

---

49. Ligne 31 : `list_ksi.append(avancement_eq(T))`

50.
— On calcule $\underline{K^\circ(600\text{ K}) = 2,6 \cdot 10^7 \gg 10^4}$: la réaction peut être supposée totale, d'où $\underline{\xi_{eq} \approx 1\text{ mol}}$.
— On calcule $\underline{K^\circ(1\,500\text{ K}) = 1,2 \cdot 10^{-3} \ll 1}$: la réaction ne se fait presque pas, d'où $\underline{\xi_{eq} \approx 0\text{ mol}}$.

Ces deux limites sont en accord avec la figure.

---

51. Pour favoriser la synthèse, on cherche à augmenter la valeur de ξ_{eq} : il faut donc **diminuer la température**, d'après la figure 3.

---

52. On inverse la relation $K^\circ(T)$:

$$\ln K^\circ(T_0) = \frac{198 \cdot 10^3}{8,31 T_0} - \frac{188}{8,31}$$

$$T_0 = \frac{198 \cdot 10^3}{8,31 \ln K^\circ(T_0) + 188} = 793\text{ K}$$

La figure montre que $\xi_{eq} = 0,9$ mol pour $T_0 \approx 800$ K : les valeurs sont effectivement cohérentes entre elles.