

I / Généralités sur les oem dans le vide

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

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

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

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

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

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

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, $\text{div}(\vec{E}) = -j\vec{k} \cdot \vec{E}$, et même chose pour \vec{B} , on déduit donc des équations de Maxwell en *div* que $\vec{k} \cdot \vec{E} = 0$ et $\vec{k} \cdot \vec{B} = 0$, c'est à dire que \vec{E} et \vec{B} sont orthogonaux à la direction de 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 $\frac{1}{\mu_0 c} = \varepsilon_0$:

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

- 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 $\frac{d\vec{L}_O}{dt} = \vec{OM} \wedge \vec{f}_{coul} = \vec{0}$ car \vec{OM} et \vec{f}_{coul} sont colinéaires (M désigne la position de l'électron). Donc $\vec{L}_O = \overrightarrow{cst\hat{e}}$, ce qui indique, puisque par définition $\vec{L}_O = m_e \vec{OM} \wedge \vec{v}$, 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 :
 $\vec{L}_O = m_e \vec{OM} \wedge \vec{v} = m_e (r\vec{e}_r) \wedge (\dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\theta}\vec{e}_\theta) = m_e r^2 \dot{\theta} \vec{e}_z$ 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 $\vec{L}_O = \overrightarrow{cst\hat{e}}$, 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 $\vec{f}_{coul} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^2} \vec{e}_r$. En projetant sur \vec{e}_r cela donne $R\dot{\theta}^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e R^2}$ et comme $\vec{v} = R\dot{\theta}\vec{e}_\theta$ finalement :

$$\vec{v} = \frac{e}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 m_e R}} \vec{e}_\theta$$

- 14.** $\vec{L}_O = m_e \vec{OM} \wedge \vec{v} = m_e (R\vec{e}_r) \wedge \left(\frac{e}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 m_e R}} \vec{e}_\theta\right) = \sqrt{\frac{m_e R e^2}{4\pi\epsilon_0}} \vec{e}_z$.
 D'où $L_O^2 = \frac{m_e R e^2}{4\pi\epsilon_0}$ et comme on postule que $L_O = n\hbar$, cela donne $n^2 \hbar^2 = \frac{m_e R e^2}{4\pi\epsilon_0}$, d'où $R = n^2 a_0$ avec :

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2}$$

L'application numérique donne $a_0 = 5,3 \cdot 10^{-11} m$

- 15.**

$$1eV = 1,6 \cdot 10^{-19} J$$

- 16.** L'énergie mécanique de l'électron s'écrit $e_m = e_c + e_p = \frac{1}{2}m_e v^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R}$
et $v = \frac{e}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 m_e R}}$ donc $\frac{1}{2}m_e v^2 = \frac{1}{2}m_e \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e R} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 R}$ et donc $e_m = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 R}$.
On remplace ensuite R par $n^2 a_0$ pour obtenir $e_m = -\frac{E_0}{n^2}$ avec :

$$E_0 = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2}$$

L'application numérique donne $E_0 = 2,2 \cdot 10^{-18} J = 13,6 eV$

- 17.** $E_\gamma = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$
A.N : $E_\gamma = 3,3 \cdot 10^{-19} J = 2,1 eV$
-

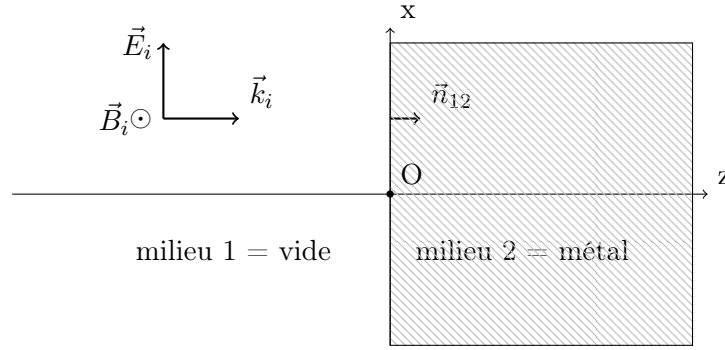
- 18.** L'énergie du photon est égale à la différences des énergies entre le niveau p et le niveau n , donc $E_{ph} = E_0 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2} \right)$ ce qui conduit, en reprenant $E_{ph} = \frac{hc}{\lambda}$ à :

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

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

- 20.** Il faut que suite à l'apport d'énergie l'électron soit dans un état de diffusion, ce qui au minimum signifie $e_m = 0$. 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 $\vec{B}_1 = \vec{B}_i + \vec{B}_r = \frac{E_0}{c} (\cos(\omega t - kz) + \cos(\omega t + kz)) \vec{e}_y$ 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 $\vec{B}(z=0) = \frac{1}{2} (\vec{B}(z=0^-) + \vec{B}(z=0^+)) = \frac{E_0}{c} \cos(\omega t) \vec{e}_y$:

$\vec{f}_s = \left(\frac{2E_0}{\mu_0 c} \cos(\omega t) \vec{e}_x \right) \wedge \left(\frac{E_0}{c} \cos(\omega t) \vec{e}_y \right) = 2\varepsilon_0 E_0^2 \cos^2(\omega t) \vec{e}_z$. 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 $\langle \vec{f} \rangle_T = p S \vec{e}_z$ 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 $c dt$ (puisque les photons se déplacent à la vitesse c). Leur nombre est donc $dN = S c dt n^*$ 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 $IS = \frac{dN}{dt} E_\gamma = S c n^* E_\gamma$, d'où :

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

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 :

$$\Delta \vec{p}_{1\text{photon}} = \vec{p}_r - \vec{p}_i = -2 \frac{E_\gamma}{c} \vec{e}_z$$

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

$$\Delta\vec{p}_{dt} = -2\frac{E_\gamma}{c}\vec{e}_z S c dt n^* = -2\frac{I}{c} S dt \vec{e}_z$$

- 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 :

$$\vec{f}_{\text{paroi}\rightarrow\text{photons}} = \frac{\Delta\vec{p}_{dt}}{dt} = -2\frac{I}{c} S \vec{e}_z$$

Ensuite, $\vec{f}_{\text{photons}\rightarrow\text{paroi}} = -\vec{f}_{\text{paroi}\rightarrow\text{photons}}$ et $\vec{f}_{\text{photons}\rightarrow\text{paroi}} = p S \vec{e}_z$ 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 :

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

- 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 :

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} \text{ donne } j\omega m_e \vec{v} = -e\vec{E} \text{ donc } j\omega m_e V \exp(j(\omega t + \phi_v)) \vec{e}_x = -eE_0 \exp(j\omega t) \vec{e}_x$$

On en déduit $m_e \omega V = eE_0$ et $\frac{\pi}{2} + \phi_v = \pi$, ce qui donne :

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

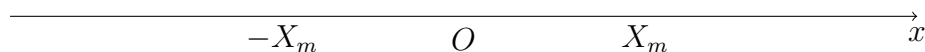
- 35.** $\vec{v} = \frac{d\vec{x}}{dt}$ donc, en notation complexe, $V \exp(j(\omega t + \phi_v)) \vec{e}_x = j\omega X_m \exp(j(\omega t + \phi_x)) \vec{e}_x$ et donc $V = X_m \omega$ et $\phi_v = \phi_x + \frac{\pi}{2}$. On en déduit, en réutilisant les résultats précédents, que :

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

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, $\overrightarrow{\text{grad}}(E_m^2)$ est donc aussi vers les x positifs.
 $\overrightarrow{\text{grad}}(E_m^2) = \frac{\partial(E_m^2)}{\partial x} \vec{e}_x = 2\alpha(E_0 + \alpha x) \vec{e}_x \simeq 2\alpha E_0 \vec{e}_x$

- 37.**
- $$\begin{array}{cccc} \vec{E}(x = -X_m) & \vec{f}(x = -X_m) & \vec{f}(x = X_m) & \vec{E}(x = X_m) \\ \longleftarrow \quad \longrightarrow & & \longleftarrow \quad \longrightarrow & \end{array}$$



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 $\overrightarrow{\text{grad}}(E^2)$.

- 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 $\overrightarrow{\text{grad}}(E_m^2)$.

- 39.** L'expression $\vec{f}_p = -\frac{q^2}{4m\omega^2} \overrightarrow{\text{grad}}(E^2)$, compte-tenu du fait que avec le modèle adopté $\overrightarrow{\text{grad}}(E^2) \simeq 2\alpha E_0 \vec{e}_x$ (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 $d = 2\text{cm}$ 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 : $f_p = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{N}$

- 41.** La densité de puissance du laser est $\langle \Pi \rangle_T = \frac{P}{s} = 1,3 \cdot 10^{23} \text{W} \cdot \text{m}^{-2}$.
Comme $\langle \Pi \rangle_T = \frac{\varepsilon_0 c E_0^2}{2}$, on en déduit $E_0 = \sqrt{\frac{2\langle \Pi \rangle_T}{\varepsilon_0 c}} = 9,8 \cdot 10^{12} \text{V/m}$.
La longueur d'onde est de $\lambda = 632 \text{nm}$ donc $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} = 3 \cdot 10^{15} \text{s}^{-1}$.
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 : $\alpha = 1,02 \cdot 10^{18} \text{V} \cdot \text{m}^{-2}$

Chimie / Etude cinétique et thermodynamique d'une réaction d'isomérisation

42. Loi de vitesse pour une cinétique d'ordre 1 : $v_1 = k_1[I_a] = k_1(a - x)$

43. Loi de vitesse pour une cinétique d'ordre 1 : $v_2 = k_2[I_b]x$

44. Les deux processus, direct et inverse, contribuent à la variation de $[I_a]$:

— si il n'y avait que le processus direct, on aurait $\frac{d[I_a]_1}{dt} = -v_1$

— si il n'y avait que le processus inverse, on aurait $\frac{d[I_a]_2}{dt} = v_2$

On en déduit $-\frac{d[I_a]}{dt} = -\frac{d[I_a]_1}{dt} - \frac{d[I_a]_2}{dt} = v_1 - v_2$, et donc

$$\frac{dx}{dt} + (k_1 + k_2)x = k_1a$$

45. En injectant la forme de solution proposée dans l'équation que l'on vient d'établir, on trouve :

$$x_\infty = \frac{k_1a}{k_1 + k_2}$$

46. — Spectrophotomètre.

— On mesure l'absorbance d'un échantillon en faisant varier la longueur d'onde et on repère ainsi λ_{max} , pour laquelle l'absorbance est maximale. On effectue ensuite toutes les mesures à λ_{max} .

— On effectue une première mesure d'absorbance avec la cuve et le solvant sans l'espèce absorbante, de manière à pouvoir ensuite la soustraire aux absorbances mesurées.

47. La ligne 42 du script indique que $g(A, A_0, A_\infty) = \ln\left(1 - \frac{A-A_0}{A_\infty-A_0}\right)$.

48. Pour chacune des 4 valeurs mesurées que l'on trouve dans le tableau, on effectue $N = 1000$ tirages de nombres aléatoires entre $-\frac{u}{\sqrt{(3)}}$ et $\frac{u}{\sqrt{(3)}}$ (où u est l'incertitude type figurant dans le tableau) que l'on ajoute à la valeur mesurée. Cela permet de simuler un échantillon statistique de 1000 mesures, comme si on avait pu répéter 1000 fois l'expérience. On détermine ensuite par une régression linéaire les coefficients a et b recherchés pour chacun des 1000 tirages, puis on calcule la moyenne et l'écart type de ces 1000 valeurs de a et b .

49. On trouve $\alpha = -0,256\text{min}^{-1}$ donc $k_1 + k_2 = 0,256\text{min}^{-1}$. Le modèle linéaire est validé dans la mesure où la valeur retenue pour b est inférieure à son incertitude, on peut donc interpréter b comme étant nul.

50. Les espèces I_a et I_b sont en solution, donc $K^\circ = \frac{[I_b]_{eq}}{[I_a]_{eq}}$.

51. $K^\circ = \exp\left(\frac{-\Delta_r G^\circ}{RT}\right) = 3,5$

52. On a vu question 44 que $\frac{d[I_a]}{dt} = v_2 - v_1$ et l'équilibre est caractérisé par $\frac{d[I_a]}{dt} = 0$, donc $v_2 = v_1$, et donc $k_1[I_a]_{eq} = k_2[I_b]_{eq}$, on en déduit ainsi :

$$K^\circ = \frac{k_1}{k_2}$$

En combinant avec le résultat de la questions 49, on trouve :

$$k_1 = 0.199\text{min}^{-1} \quad \text{et} \quad k_2 = 0,0569\text{min}^{-1}$$