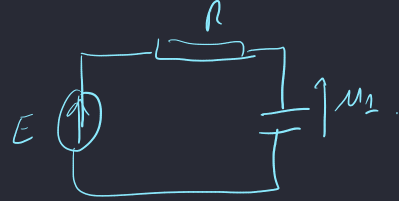
PC1 TSF

d'après la sélection française aux IPHO 2019

I 1 a Par continuité de la tension aux bornes des condensateurs, on a $U_1 = u_2 = 0$ donc $u_e = 0 < U_E$: l'éclateur est ouvert

I 1 b Le circuit est donc pour C_1 :



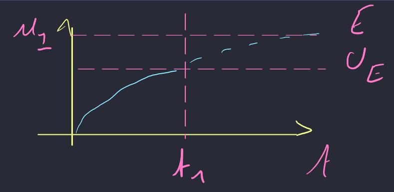
On a $u_1 + RC\dfrac{du_1}{dt} = E$. L'unique solution vérifiant $u_1(0^+) = 0$ est $\boxed{u = E\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)}$ avec $\tau = RC$

I 2 a Le condensateur reste sous une tension nulle et u_1 croît vers $u_1 = E$, donc $u_e = u_1 - u_2$ également. Une étincelle apparaît pour t_1 tq

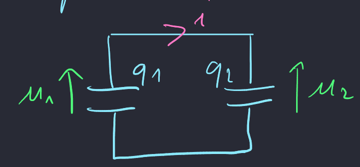
$$E\left(1 - e^{-\frac{t_1}{RC}}\right) = U_E \text{ soit } \boxed{t_1 = RC\ln\frac{E}{E-U_E}}$$

soit
$$\boxed{R = \frac{\overset{2{,}5\,ms}{t_1}}{\underset{1\,\mu F}{C}\ln\left(\frac{\overset{55}{E}}{\underset{5}{E-U_E}}\right)} = 1{,}0\ k\Omega}$$

I 2 b



II 3 a Pendant cette phase, on a, en supposant que tout se passe sur une durée $\ll$ RC_1, RC_2 et $\frac{1}{\sqrt{LC}}$



À $t = t_1^-$: $u_1 = U_E$ $\quad u_2 = 0$

$q_1 = CU_E$ $\quad q_2 = 0$

On a $i = \dfrac{dq_2}{dt} = -\dfrac{dq_1}{dt}$, soit $q_1 + q_2 = cste$

À $t = t_1^+$ $\quad q_1 + q_2 = CU_E$ et la loi des mailles donne $u_1 = u_2 = U_0 \Rightarrow C_1U_0 + C_2U_0 = C_1U_E$

soit $\boxed{U_0 = \dfrac{U_E}{1+\frac{C_2}{C_1}}}$

II 3 b Pour $C_2 \gg C_1$ on aura donc $q_1(t_1^+) = C_1U_0 \ll q_2(t_1^+) = C_2U_0$

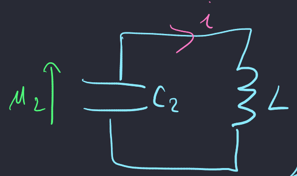
On a également $U_0 \approx \dfrac{C_1}{C_2}U_E \ll U_E \simeq E$. La charge de C_1 par E peut recommencer.

III 4a On a à $t'=0^+$ $U_1=U_2$ et plus de charges à faire circuler dans l'étincelle. Le plasma s'éteint et l'éclateur est de nouveau ouvert

III 4b Par continuité de la tension aux bornes de C_1, on a $\boxed{u_1(t'=0^+)=U_0 \ll E}$

III 4c De même $u_2(t'=0^+)=U_0$. La continuité du courant dans la bobine assure $i(t'=0^+)=0$

III 5 Pour C_2, le circuit est alors



$u_2 = L\frac{di}{dt}$ or $i=-C_2\frac{du_2}{dt}$

soit $\frac{d^2u_2}{dt^2}+\frac{u_2}{LC_2}=0$. L'unique solution vérifiant les conditions initiales est

$$\boxed{u_2 = U_0\cos(\omega_0 t) \quad \text{avec} \quad \omega_0=\frac{1}{\sqrt{LC_2}}}$$

La période est $\boxed{T_0=2\pi\sqrt{LC_2}}$

IV 6a et b

T_0 : durée d'1 pseudo-oscillation de u_2

t_1 : durée d'1 charge de C_1 de $U_0 \approx 0$ à U_E.

Rem L'allure des trains d'onde indique que la grandeur représentée est $i(t)$, avec, au début de chaque impulsion les CI $\begin{cases} i(t')=0 \\ \frac{di(t')}{dt}=\frac{u_2}{L}=\frac{U_0}{L} \end{cases}$

IV 7 Dans le circuit LC_2, à $t'=0^+$ $\begin{cases} \mathcal{E}_{élec}=\frac{1}{2}C_2U_0^2 \\ \mathcal{E}_{mag}=0 \end{cases}$

Au bout de t_1, $u_{C_2} \ll U_E$, $i \to 0$ donc $\begin{cases} \mathcal{E}_{élec}=0 \\ \mathcal{E}_{mag}=0 \end{cases}$

donc $\boxed{\Delta(\mathcal{E}_{tot}) = -\frac{1}{2}C_2U_0^2 = W_a}$

IV 8a Le circuit de C_2 devient

La loi des mailles donne, avec $Q=\frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C_2}}$, $\omega_0=\frac{1}{\sqrt{LC_2}}$

$$\boxed{\frac{d^2u_2}{dt^2}+\frac{\omega_0}{Q}\frac{du_2}{dt}+\omega_0^2u_2=0}$$

$\Delta = \frac{\omega_0^2}{Q^2} - 4\omega_0^2$. Pour $\Delta < 0$ on aura des solutions pseudopériodiques amorties, soit $\boxed{Q > \frac{1}{2} \text{ ie } r < 2\sqrt{\frac{L}{C_2}}}$

IV 8b On lit sur la courbe

$$\boxed{T_0 \approx \frac{t_1}{8} = 3{,}1.10^{-4}\,s}$$

IV 8c La solution est $u_C(t') = e^{-\frac{\omega_0 t'}{2Q}} U_m \cos(\omega t + \varphi)$ avec $\omega = \omega_0\sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}}$. L'amplitude des oscillations est $e^{-\frac{\omega_0 t'}{2Q}} U_m$ qui a décru de 80% pour

$$e^{-\frac{\omega_0 t'}{2Q}} = 0{,}2 \quad \text{ie} \quad \frac{t_1}{2} = -\frac{2Q}{\omega_0}\ln(0{,}2) = -\frac{T_0 Q}{\pi}\ln(0{,}2)$$

soit $Q = \frac{-\pi t_1}{2T_0 \ln(0{,}2)}$ $\boxed{\approx -4\pi/\ln(0{,}2) = 8{,}0}$ $\left(T_0 \approx \frac{t_1}{8}\right)$

IV 9a Le domaine audible est 20 Hz - 20 kHz. Avec $t_1 = 2{,}5$ ms, on a $\boxed{f_1 = \frac{1}{t_1} = 400\,Hz}$, qui appartient à ce domaine.

IV 9b L'énergie W_a est émise toutes les t_1, soit une puissance moyenne

$$P_a = \frac{W_a}{t_1} = \boxed{\frac{C_2 U_0^2}{2t_1} \underset{C_2 \gg C_1}{\approx} \frac{\overset{10^{-6}}{C_1^2}\,\overset{5.10^3}{U_E^2}}{2\underset{5.10^{-5}}{C_2}\,\underset{2{,}5.10^{-3}}{t_1}} = 100\,W}$$

IV 10a La fréquence d'émission est fixée par $f_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{LC_2}}$ on la règle en modifiant ces paramètres. Si on veut conserver la puissance, on changera seulement L.

IV 10b On a $\boxed{L = \frac{\overset{3.10^{-4}}{T_0^2}}{4\pi^2 \underset{5.10^{-5}}{C_2}} = 4{,}5.10^{-5}\,H}$. De plus

$$Q = \frac{1}{r}\sqrt{\frac{L}{C_2}}$$

$$\boxed{r = \frac{1}{Q}\sqrt{\frac{L}{C_2}} = \frac{T_0}{2\pi \underset{8}{Q} C_2} = 1{,}2.10^{-1}\,\Omega}$$

IV 10c On a $P_a = r i^2$, avec $i = -C_2\frac{du_2}{dt}$ et $u_2 = e^{-\frac{\omega_0 t'}{2Q}} U_m \cos(\omega t + \varphi)$. Pour $Q = 8{,}0$, on a $\omega \simeq \omega_0$, $e^{-\frac{\omega_0 t'}{2Q}} \approx 1$ sur les premières oscillations. Les CI sont $u_2(t'=0) = 0$ et $i(t'=0) = 0$, soit $\boxed{U_2 \simeq U_0\cos(\omega_0 t)}$ donc $i_2 = C_2\omega_0 U_0 \sin(\omega_0 t)$ et $i_{2\,max} = C_2\omega_0 U_0$, d'où

$$\boxed{P_{a\,max} = r\, i_{2\,max}^2 = 160\,W} = \frac{T_0\, C_2^2 \omega_0^2 U_0^2}{2\pi Q C_2} = \frac{2\pi C_2 U_0^2}{Q T_0} \approx \boxed{\frac{|\ln(0{,}2)|\, U_E^2 C_1^2}{2t_1 C_2}}$$

PC2 Cavités résonnantes

d'après CAPES externe 2017

I 1 Pour une association parallèle

$$Z = \frac{1}{jC\omega + \frac{1}{jL\omega}} = \boxed{\frac{jL\omega}{1 - LC\omega^2}}$$

I 2 On en déduit :

$$\underline{I_1} = \frac{\underline{U}}{R} \longrightarrow \boxed{i_1 = \frac{U_m}{R}\cos(\omega t)}$$

$$\underline{I_2} = \frac{\underline{U}}{\underline{Z}} = \frac{\underline{U}\,(1 - LC\omega^2)}{jL\omega} \longrightarrow i_2 = \boxed{U_m \left|\frac{1}{L\omega} - C\omega\right| (-1)^{\beta} \sin(\omega t) \quad \text{avec } \beta = \mathrm{sgn}\left(\frac{1}{LC} - \omega^2\right)}$$

$$|\ | = \left|\frac{1}{L\omega} - C\omega\right|$$

$$\varphi = -\frac{\pi}{2}$$

I 3 On aura $i_2 = 0$ pour $\boxed{\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \equiv \omega_0}$

I 4a

Maintenant $\underline{Z}' = \frac{1}{jC\omega + \frac{1}{r + jL\omega}}$

$$\boxed{\underline{Z}' = \frac{r + jL\omega}{1 + rjC\omega - LC\omega^2}}$$

I 4b On en déduit

$$|Z'|^2 = r^2 \left|\frac{1 + j\frac{L\omega}{r}}{1 + rjC\omega - LC\omega^2}\right|^2 = \boxed{r^2\, \frac{1 + \frac{L^2\omega^2}{r^2}}{(1 - LC\omega^2)^2 + r^2C^2\omega^2}}$$

Avec

- $\frac{L^2\omega^2}{r^2} = \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \times \frac{L^2\omega_0^2}{r^2} = x^2 Q^2 \rightarrow Q = \frac{L\omega_0}{r} = \frac{1}{r}\sqrt{\frac{L}{C}}$
- $LC\omega^2 = \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)$
- $r^2C^2\omega^2 = \underbrace{r^2C^2\omega_0^2}_{= \frac{1}{Q^2}}\, x^2$

I 5 Ici, on a :

$$\underline{I_0} = \frac{U_m}{r + jL\omega}$$

On $|r + jL\omega| = \sqrt{r^2 + L^2\omega^2}$ et $\alpha = -\arg(r + jL\omega)$ (car $r > 0$) $= -\arctan\left(\frac{L\omega}{r}\right)$

Soit

$$\boxed{I_0 = \frac{U_m}{\sqrt{r^2 + L^2\omega^2}} \cos\Big(\omega t \underbrace{- \arctan\frac{L\omega}{r}}_{<0}\Big)}$$

I 6a Pour $L\omega \gg r$, on a

$$\alpha \approx -\arctan(\infty) = -\frac{\pi}{2}$$

→ i est en quadrature retard par rapport à u

II 6b L'énergie électromagnétique est, pour $\omega=\omega_0$

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{élec} + \mathcal{E}_{mag} = \frac{1}{2} C u_c^2 + \frac{1}{2} L i_L^2$$

or $u_c = u = U_m \cos(\omega_0 t)$

$$i_L \approx \frac{U_m}{L\omega_0}\left(-\sin(\omega_0 t)\right) = -\sqrt{\frac{C}{L}}\sin(\omega_0 t)$$

soit
$$\boxed{\begin{aligned}\mathcal{E} &= \frac{1}{2} C U_m^2 \left(\cos^2\omega_0 t + \sin^2\omega_0 t\right) \\ &= \frac{C U_m^2}{2} = \frac{1}{2} L I_0^2 \text{ car } \frac{U_m}{I_0} = L\omega_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}\end{aligned}}$$

II 6c La puissance moyenne dissipée dans r est

$$P = \langle r\, i_L^2 \rangle \approx \frac{r U_m^2 C}{L}\left\langle \sin^2(\omega_0 t)\right\rangle = \frac{r U_m^2 C}{2L}$$

or $Q = \frac{L\omega_0}{r}$, soit $\frac{r}{L} = \frac{\omega_0}{Q}$:

$$\boxed{P = \frac{\omega_0 C U_m^2}{Q} = \frac{\omega_0 \mathcal{E}}{Q}}$$

II 6d On suppose que seul r varie avec k, donc ω_0 demeure et Q ↗ quand T ↘. On a donc

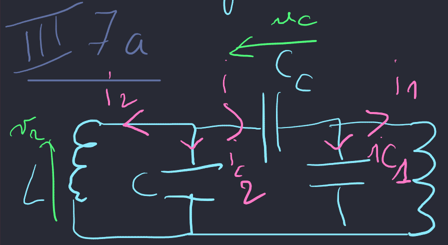
$$\frac{P_{ambiante}}{P_{4K}} = \frac{Q_{4K}}{Q_{ambiante}} = 3{,}3 \cdot 10^6$$. On perd

16 W → P_{4K}

→ $\boxed{P_{ambiante} = 48 \text{ MW}}$. Les pertes sont

énormes, l'utilisation de cavités supraconductrices, possibles à très basse température, permet de les diminuer grandement en augmentant Q.

III 7a



On a $u_C = v_2 - v_1$

↑ v_1

or $i = C_c \frac{du_c}{dt}$ $\quad i_{C1/2} = C\frac{dv_{1/2}}{dt}$

d'où
$$\boxed{i = C_c \frac{d(v_2 - v_1)}{dt}}$$

III 7b Par ailleurs : $i = i_{C1} + i_1$ ← loi des noeuds

$$= C\frac{dv_1}{dt} + i_1 \quad \text{et} \quad v_1 = L\frac{di_1}{dt}$$

soit $$\frac{di}{dt} = C\frac{d^2 v_1}{dt^2} + \frac{v_1}{L}$$

et donc : $C\dfrac{d^2v_1}{dt^2} + \dfrac{v_1}{L} = C_c\,\dfrac{d^2(v_2-v_1)}{dt^2}$.

Enfin $i = -i_{C_2} - i_2$ et donc :

$$C_c\,\frac{d^2(v_2-v_1)}{dt^2} = -\left(C\frac{d^2v_2}{dt^2} + \frac{v_2}{L}\right)$$

On en déduit

$$\boxed{\begin{aligned}(1+D)\frac{d^2v_1}{dt^2} + \frac{v_1}{LC} &= D\frac{d^2v_2}{dt^2}\\ (1+D)\frac{d^2v_2}{dt^2} + \frac{v_2}{\underbrace{LC}_{1/\omega_0^2}} &= D\frac{d^2v_1}{dt^2}\end{aligned}}$$

II 8a En RSE à ω, on a $\dfrac{d^2V_1}{dt^2} = -\omega^2\,\underline{V_{1m}}\,e^{j\omega t}$

soit

$$-\omega^2(1+D)\underline{V_{1m}} + \omega_0^2\underline{V_{1m}} = -D\omega^2\underline{V_{2m}}$$

$$\begin{cases}(1-x^2(1+D))\underline{V_{1m}} + Dx^2\underline{V_{2m}} = 0 & (A)\\ Dx^2\underline{V_{1m}} + (1-x^2(1+D))\underline{V_{2m}} = 0 & (B)\end{cases}$$

On a alors $\dfrac{\underline{V_{1m}}}{\underline{V_{2m}}} \overset{(A)}{=} \dfrac{-Dx^2}{1-x^2(1+D)} \overset{(B)}{=} \dfrac{1-x^2(1+D)}{-Dx^2}$

soit $\boxed{(1-x^2(1+D))^2 = D^2x^4}$

Rem. On aurait pu établir ce résultat en écrivant que le déterminant de la matrice

$$\begin{pmatrix}1-x^2(1+D) & Dx^2\\ Dx^2 & 1-x^2(1+D)\end{pmatrix}$$

doit être nul.

II 8b On résout $(1-x^2(1+D))^2 = D^2x^4$

soit $Dx^2 = 1-x^2(1+D)$ (1)

ou $Dx^2 = x^2(1+D)-1$ (2)

Cas (1) $Dx^2 = 1-x^2-Dx^2$: $x^2 = \dfrac{1}{1+2D}$

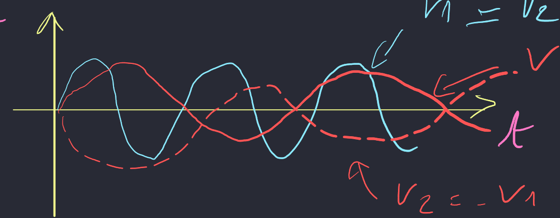
$\boxed{x_1 = \dfrac{1}{\sqrt{1+2D}}}$ car $x>0$

Cas (2) $x^2 = 1$ $\boxed{x_2 = 1}$

Ensuite $\dfrac{\underline{V_{2m}}}{\underline{V_{1m}}} = \dfrac{x^2(1+D)-1}{Dx^2} = \begin{cases}1 & \text{cas (2)}\\ \dfrac{\frac{1+D}{1+2D}-1}{\frac{D}{1+2D}} = -1 & (1)\end{cases}$

La phase est nulle pour le cas (2), égale à π pour le cas (1)

On a $\omega_2 > \omega_1$



II 8c On a $v_L = L\frac{di_1}{dt}$ avec $v_1 = V_{1m}\cos(\omega t)$

En RSE $jL\omega I_m = V_{1m}$ → $\boxed{i_1 = \frac{U_m}{L\omega}\sin(\omega t)}$

Cas 2 $\boxed{i_2 = i_1}$ Cas 1 $\boxed{i_2 = -i_1}$

II 9 On n'est plus, comme au II 6 b, nécessairement à $\omega = \omega_0$

Cas 2 On a bien ici $\omega = \omega_0$, on retrouve

$$\boxed{\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \frac{1}{2} C V_{1m}^2}$$

cavité 1 — 2

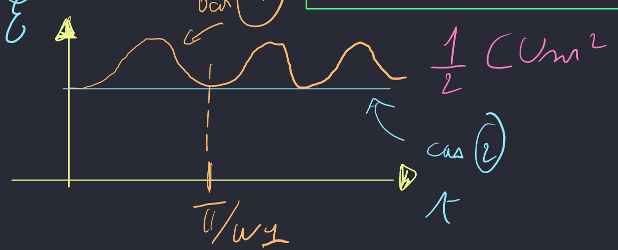
Cas 1 Ici, en revanche, $\omega_1 = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+2D}}$

On a toujours $\mathcal{E}_{élec} = \frac{1}{2} C U_m^2 \cos^2(\omega t)$, mais désormais $\mathcal{E}_{mag} = \frac{1}{2} L i^2 = \frac{1}{2} \frac{U_m^2}{L\omega^2}\sin^2(\omega t)$.

Avec $\omega^2 = \frac{\omega_0^2}{1+2D}$ $\mathcal{E}_{mag} = \frac{CU_m^2}{2}(1+2D)\sin^2\omega t$

soit $\mathcal{E}_{mag} + \mathcal{E}_{élec} = \boxed{\frac{1}{2} C U_m^2 (1+2D\sin^2\omega_1 t)}$

II 10



Dans le cas 2 il n'y a jamais aucune énergie dans C_c car $v_1 = v_2$ donc $u_c = 0$ $\forall t$

Dans le cas 1 au contraire $v_1 = -v_2$ donc $u_c = -2v_1$, et une fraction de l'énergie des cellules LC est périodiquement stockée dans C_c

Récupération d'or métallique

d'après CCINP PC 2021

I1a Pour $q=0$, on a :

$$2AuCl_4^- + 3HCOOH \rightarrow 2Au + 3CO_2(g) + 8Cl^-$$

$$v = -\frac{1}{2}\frac{d[AuCl_4^-]}{dt} = k[AuCl_4^-]^p$$

$$\int_{C_0}^{[AuCl_4^-]} -\frac{d[AuCl_4^-]}{[AuCl_4^-]^p} = \int_0^t 2k\,dt$$

Cas $p=1$

$$\boxed{\ln\frac{C_0}{[AuCl_4^-]} = 2kt}$$

Cas $p \neq 1$ $\quad \frac{1}{p-1}\left(\frac{1}{[AuCl_4^-]^{p-1}} - \frac{1}{C_0^{p-1}}\right) = 2kt$

$$\boxed{[AuCl_4^-] = \frac{C_0}{\left(1 + 2(p-1)C_0^{p-1}kt\right)^{\frac{1}{p-1}}}}$$

valable pour $p>1$ et $0<p<1$

I1b $[AuCl_4^-] = \frac{C_0}{2}$ pour $t = t_{1/2}$.

Cas $p=1$

$$\boxed{t_{1/2} = \frac{\ln(2)}{2k}}$$

Cas $p=\frac{1}{2}$

$$\boxed{t_{1/2} = \frac{\sqrt{C_0}}{k}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right) = \frac{\sqrt{2}-1}{k}\sqrt{\frac{C_0}{2}}}$$

I2a

	$2AuCl_4^-$	+ $3HCOOH$	$\rightarrow 2Au_{(s)}$	+ $3CO_2(g)$	+ $8Cl^-$
EI	C_0	C_0'			
	$C_0 - 2x_v$	$C_0' - 3x_v$	$2x_v$	$3x_v$	$8x_v$
EF	0	$C_0' - \frac{3C_0}{2}$	C_0	$\frac{3C_0}{2}$	$4C_0$

SPDG $C_0' > C_0$

Rem : la notation en concentration pour Au, solide est maladroite mais ne pose pas de problème ici

D'après la loi de Beer Lambert :

$$\boxed{A_0 = \ell\,(C_0\varepsilon + C_0'\varepsilon')} \qquad \boxed{A_\infty = \ell\left(C_0' - \frac{3C_0}{2}\right)\varepsilon'}$$

I2b A est une fonction affine de x_v, qui vaut A_0 pour $x_v = 0$ et A_∞ pour $x_v = x_{vmax} = \frac{C_0}{2}$

soit

$$\boxed{A = A_0 + \frac{2(A_\infty - A_0)x_v}{C_0}}$$

On en déduit $\frac{dA}{dt} = \frac{2}{c_0}(A_\infty - A_0)\frac{dx_v}{dt}$.

Or $v = \frac{dx_v}{dt} = k[AuCl_4^-]^p = k(c_0 - 2x_v)^p$

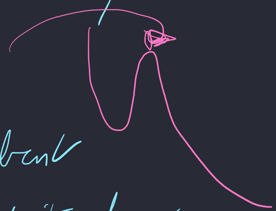
et $c_0 - 2x_v = c_0 \frac{A - A_\infty}{A_0 - A_\infty}$, soit

$$\frac{dA}{dt} = 2k(A_\infty - A_0)\, c_0^{p-1}\left(\frac{A - A_\infty}{A_0 - A_\infty}\right)^p$$

$$\boxed{= -2k\left(\frac{c_0}{A_0 - A_\infty}\right)^{p-1}(A - A_\infty)^p}$$

On suppose $A_\infty < A_0$, tous les termes sont donc positifs et $\frac{dA}{dt} < 0$

II 3a Les auteurs ont certainement choisi de travailler à $\lambda \simeq 300\,nm$ pour se placer au maximum local de la courbe



II 3b Seuls les réactifs absorbent significativement, l'absorbance doit donc diminuer au cours de la réaction. Donc :

(a) correspond à $t = 0$ min

(b) " à $t = 100$ min

II 4a On mesure les pentes

Série A pente de $\simeq 1$ Série C pente de $\simeq -4{,}4.10^3\,K$

Série B pente de $\simeq 2$

II 4b Dans les séries B et C, HCOOH est en grand excès, on est dans les conditions de dégénérescence d'ordre et $v = k[AuCl_4^-]^p \underbrace{[HCOOH]^q}_{\simeq cste = c_0'} = k_{obs}[AuCl_4^-]^p$

avec $\boxed{k_{obs} = k c_0'^q}$

II 5a Dans la série A on a $v_0 = k c_0^p c_0'^q$ et sur les différents points c_0 varie et $c_0' = cste$, on a donc

$$\ln c_0 = \underbrace{\frac{1}{p}}_{pente}\ln v_0 - \underbrace{\frac{1}{p}\ln(k c_0'^q)}_{ordonnée\ à\ l'origine}$$

on a donc $\boxed{p = 1}$

II 5b Dans la série B on a $k_{obs} = k c_0'^q$, soit

$$\ln c_0' = \underbrace{\frac{1}{q}}_{pente}\ln(k_{obs}) - \underbrace{\frac{1}{q}\ln k}_{ordonnée\ à\ l'origine}$$

soit $\frac{1}{q} = 2 \rightarrow \boxed{q = 0{,}5}$

II 5C La loi d'Arrhénius donne

$$\frac{d\ln k}{dT} = \frac{E_a}{RT^2}$$. La pente de la courbe C est

donc $\frac{E_a}{R} = 4{,}4 \cdot 10^{-3}\,K$ $\boxed{E_a = 36\ kJ.mol^{-1}}$

II 6 En conditions stœchiométriques, on a à

$\frac{c_0}{2} = \frac{c'_0}{3}$ et, à chaque instant, $[HCOOH] = \frac{3}{2}[AuCl_4^-]$,

donc $v = -\frac{1}{2}\frac{d[AuCl_4^-]}{dt} = k[AuCl_4^-]^p\left(\frac{3}{2}[AuCl_4^-]\right)^q$

$= k\left(\frac{3}{2}\right)^{0,5}[AuCl_4^-]^{1,5}$

avec $p = 1$
$q = 0{,}5$

Rem Les valeurs de la courbe pour la série B ne correspondent pas à celles du tableau ! Néanmoins la droite d'ajustement est la bonne (vérifié sur l'article original). Modification étrange de la part du ou de la rédacteur.trice du sujet.

On a $k_{obs} = k\,c_0'^{\,0,5}$. L'extrapolation de la courbe donne $k_{obs} = 2{,}0 \cdot 10^{-1}\,s^{-1}$ pour $c'_0 = \frac{3}{2}c_0 = 1{,}5 \cdot 10^{-4}\ mol.L^{-1}$

soit $\boxed{k = 17\,(L/mol)^{0,5}.s^{-1}}$

L'expression du I 1a donne alors (cas $p = \frac{3}{2}$)

$$\boxed{t_{1/2} = \frac{(2/3)^{0,5}\,(\sqrt{2}-1)}{\underset{17}{k}\ \underset{10^{-4}}{c_0^{1/2}}} = 2{,}0\ s}$$