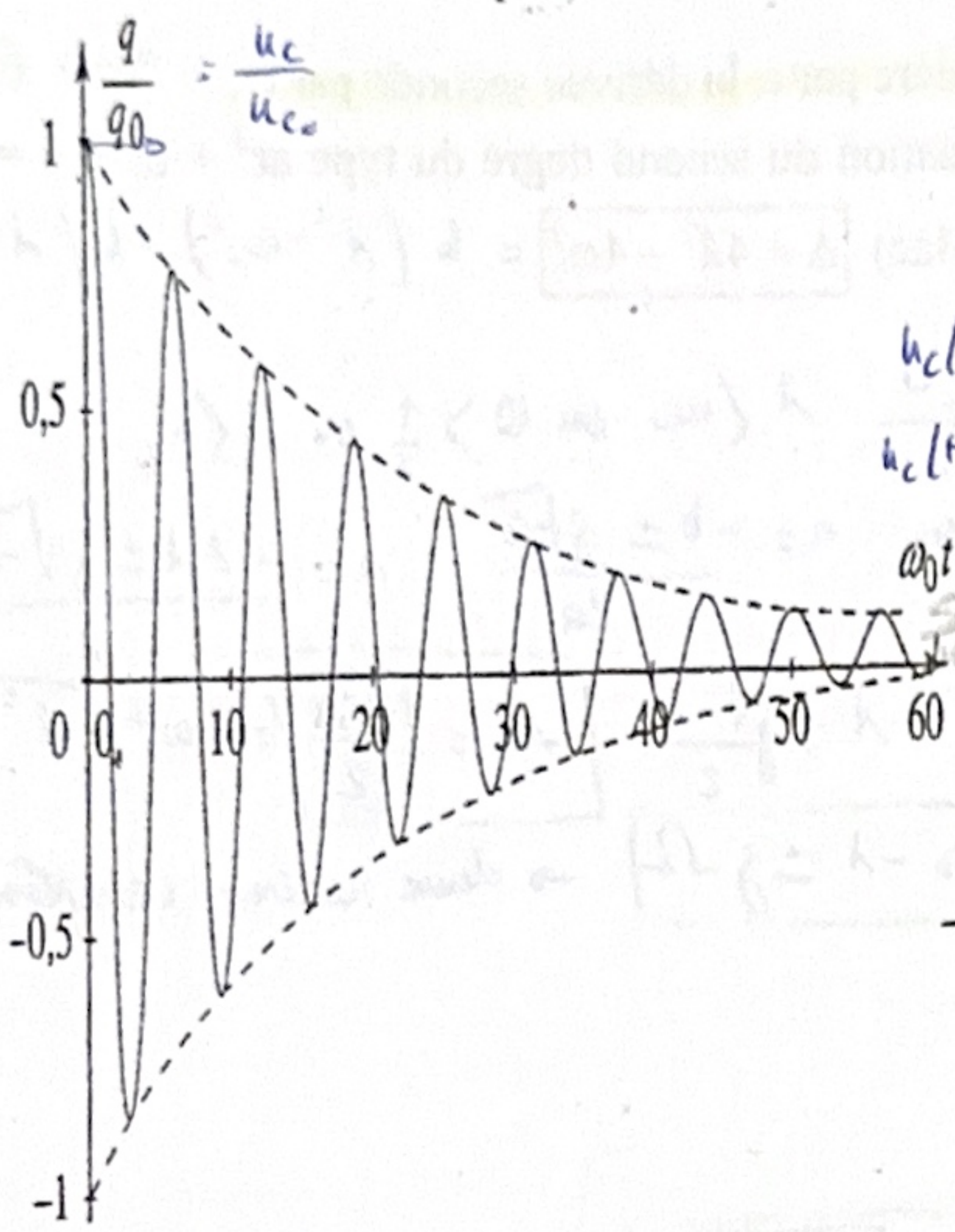
 m̃ C.I :

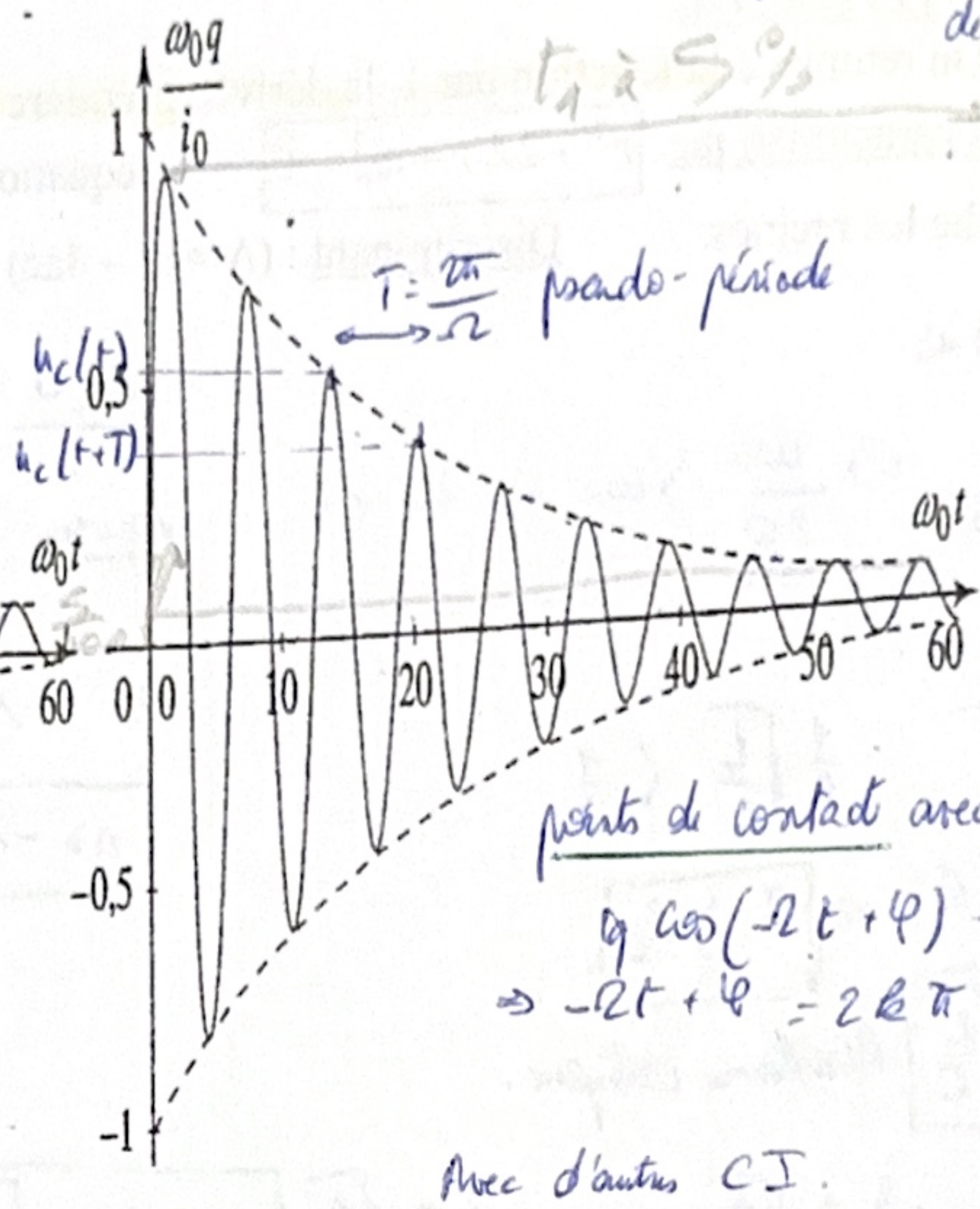
$u_c(0^+) = u_{c0}$
$i(0^+) = 0$
$\frac{du_c}{dt}(0^+) = 0$

On compte le nbre d'oscillations visibles, on obtient un ordre de grandeur du facteur de qualité

t_1 à 5 %



Doc. 18. *Régime pseudo-périodique.* $Q = 10$; $q(0) = q_0$ et $i(0) = 0$.



points de contact avec l'expo. positive.

$q \cos(\Omega t + \varphi) = 1$

$\Rightarrow \Omega t + \varphi = 2k\pi$

Avec d'autres C.I.

$\Rightarrow \boxed{u_c(0^+) = 0}$

Doc. 19. *Régime pseudo-périodique.* $Q = 10$; $q(0) = 0$ et $i(0) = i_0$.

$\Rightarrow \boxed{\frac{du_c}{dt}(0^+) = \frac{i_0}{C}}$ pente de la demi-tgt à l'origine.

Remarques: 1) La pseudo-période est plus grande que la période propre. $\Omega = \sqrt{\omega_0^2 - \lambda^2} < \omega_0$ donc $T > T_0$.

2) Cas $R = 0$: $\frac{d^2 u_c}{dt^2} + \frac{1}{LC} u_c = 0$

Oscillateur harmonique : $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ pulsation propre : $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$ période propre.

$u_c(t) = a \cos \omega_0 t + b \sin \omega_0 t$

Oscillations non-amorties, périodiques. ($\neq$ oscillateurs amortis en régime pseudo-périodique).

3) Décrement logarithmique δ (en TP) :

Les points de contact sont séparés de $T = \frac{2\pi}{\Omega}$

$\frac{u_c(t+T)}{u(t)} = \frac{A e^{-\lambda(t+T)}}{A e^{-\lambda t}}$

$\Rightarrow \frac{u_c(t+T)}{u_c(t)} = e^{-\lambda t}$

$\Rightarrow \ln\left(\frac{u_c(t+T)}{u_c(t)}\right) = -\lambda t$

$\Rightarrow \delta = \ln\left(\frac{u_c(t)}{u_c(t+T)}\right) = \lambda t$

4) Détermination des constantes :

$u_c(t) = e^{-\lambda t}(a \cos \Omega t + b \sin \Omega t)$

$u_c(0^+) = e^0 (a \cos 0 + b \sin 0) = \boxed{a = u_{c0}}$

$u_c(t) = f(t) \times g(t)$

où $f(t) = e^{-\lambda t}$
$g(t) = a \cos \Omega t + b \sin \Omega t$

$\frac{du_c}{dt} = [fg]' = f'g + fg'$

$f'(t) = -\lambda e^{-\lambda t}$

$g'(t) = -a\Omega \sin \Omega t + b\Omega \cos \Omega t$

$\frac{du_c}{dt} = -\lambda e^{-\lambda t}(a \cos \Omega t + b \sin \Omega t) + e^{-\lambda t}(-a\Omega \sin(\Omega t) + b\Omega \cos \Omega t)$

$\frac{du_c}{dt}(0^+) = -\lambda e^0 (a \cos 0 + b \sin 0) + e^0(-a\Omega \sin 0 + b\Omega \cos 0)$

$\boxed{\frac{du_c}{dt}(0^+) = b\Omega - \lambda a = 0}$

$\Rightarrow b = \frac{\lambda a}{\Omega} = \frac{\lambda u_{c0}}{\Omega}$

5) Temps de réponse à 5% pour le 1er ordre :

$u_C = u_{C_0} e^{-t/\tau}$ (cf SEL)

On veut t_1 tq $u_C(t_1) = \frac{5}{100} u_{C_0}$

$u_C(t_1) = u_{C_0} e^{-t_1/\tau} = \frac{5}{100} u_{C_0}$

$\Rightarrow -t_1/\tau = \ln\left(\frac{5}{100}\right)$

$\Rightarrow t_1 \simeq 3\tau$

Pour le second ordre l'enveloppe des oscillations est

en $A e^{-\lambda t} = A e^{-t/\tau}$ où $\tau = \frac{1}{\lambda}$

On atteint 5% de la valeur initiale pour l'enveloppe pour $t_1 \simeq 3\tau$

$\Rightarrow t_1 \simeq \frac{3}{\lambda}$ car $\tau = \frac{1}{\lambda}$ constante de temps.

Or $2\lambda = \frac{\omega_0}{Q} \Rightarrow \lambda = \frac{\omega_0}{2Q}$

$\Rightarrow \frac{1}{\lambda} = \frac{2Q}{\omega_0} \Rightarrow t_1 \simeq 3 \times \frac{2Q}{\omega_0}$

$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} \Rightarrow t_1 \simeq \frac{6 Q T_0}{2\pi}$

Or $2\pi \simeq 6 \Rightarrow \boxed{t_1 \simeq Q T_0}$ à 5%

Pour un régime pseudo périodique peu amorti ; $T \simeq T_0 \Rightarrow \boxed{t_1 \simeq Q T}$

On compte 10 oscillations $\Rightarrow Q$ de l'ordre de 10 à 5%

(Voir doc 18 haut).

6) Intensité :

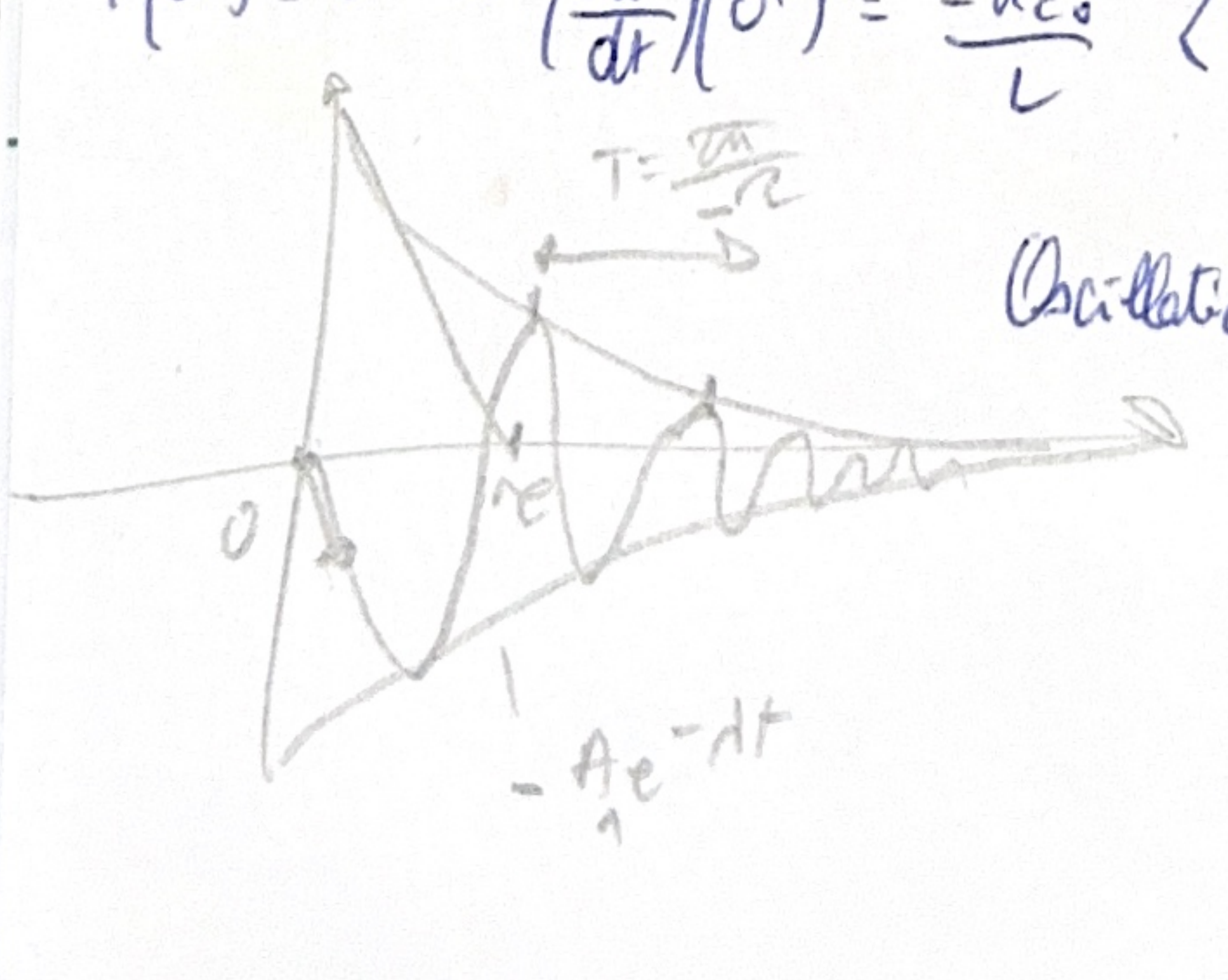
m équa. diff que u_C : $\boxed{\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{R}{L}\frac{di}{dt} + \frac{1}{LC} i = 0}$

Une résolution avec m formes canoniques

$i(t) = e^{-\lambda t}(a_1 \cos \Omega t + b \sin \Omega t)$

$i(t) = A_1 e^{-\lambda t} \cos(\Omega t + \varphi_1)$

$i(0^+) = 0$ et $\left(\frac{di}{dt}\right)(0^+) = \frac{-u_{C_0}}{L} < 0$

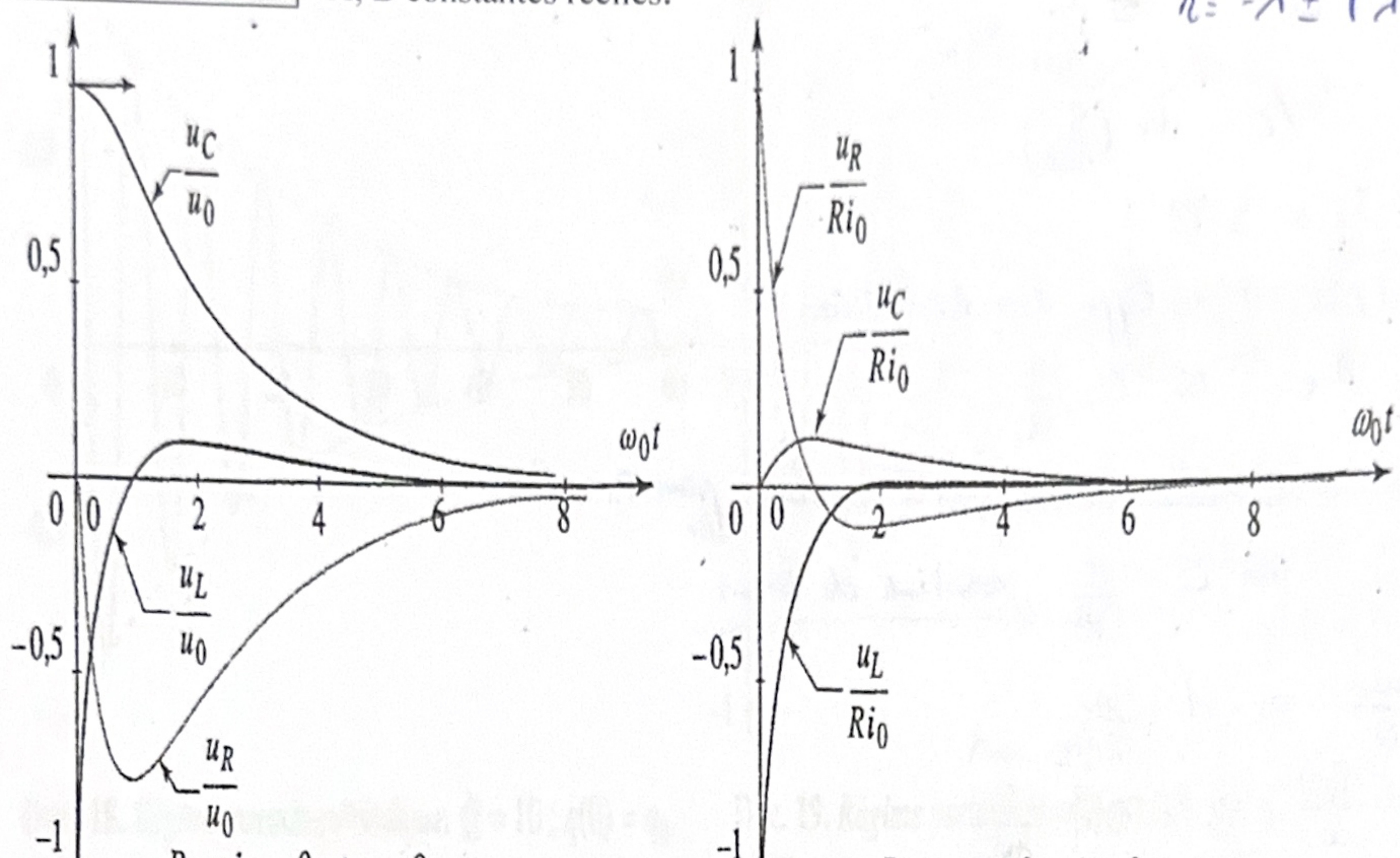


Oscillations amorties.

b) $\Delta > 0$ Régime apériodique 2 solutions réelles r_1 et r_2 $\boxed{\lambda > \omega_0}$ ou $\boxed{Q < \frac{1}{2}}$ ou $\boxed{R > R_C}$

$\boxed{u_C(t) = Ae^{r_1 t} + Be^{r_2 t}}$ A, B constantes réelles.

$r = -\lambda \pm \sqrt{\lambda^2 - \omega_0^2}$



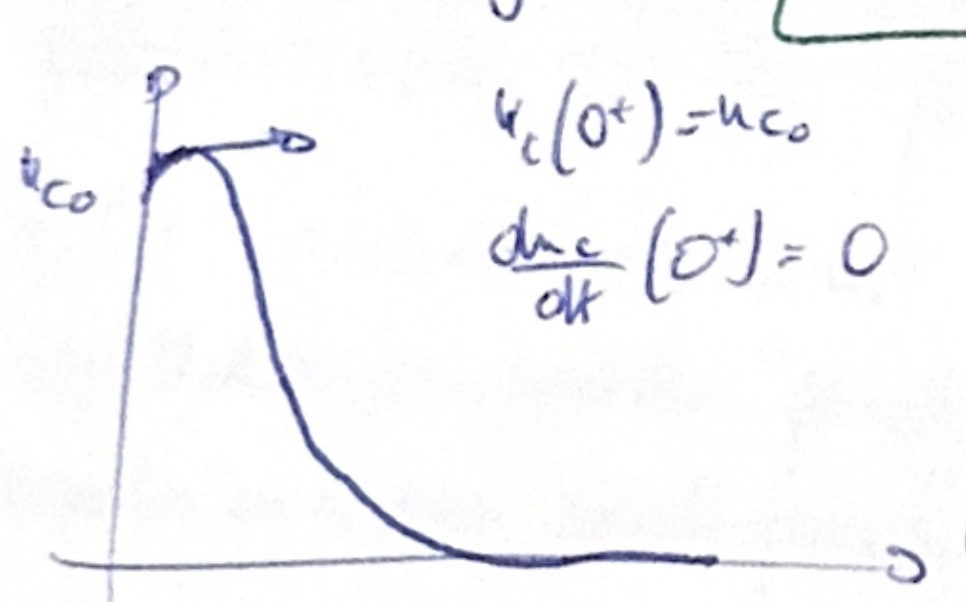
Pour $i_0 = 0$ et $u_0 \neq 0$. *Pour $u_0 = 0$ et $i_0 \neq 0$.*

Doc. 15. d.d.p. *aux bornes des trois dipôles : régimes apériodiques $Q = 0{,}4$.*

$\Delta > 0$, $r = -\lambda \pm \sqrt{\lambda^2 - \omega_0^2}$ $r_1 = -\lambda - \sqrt{\lambda^2 - \omega_0^2}$

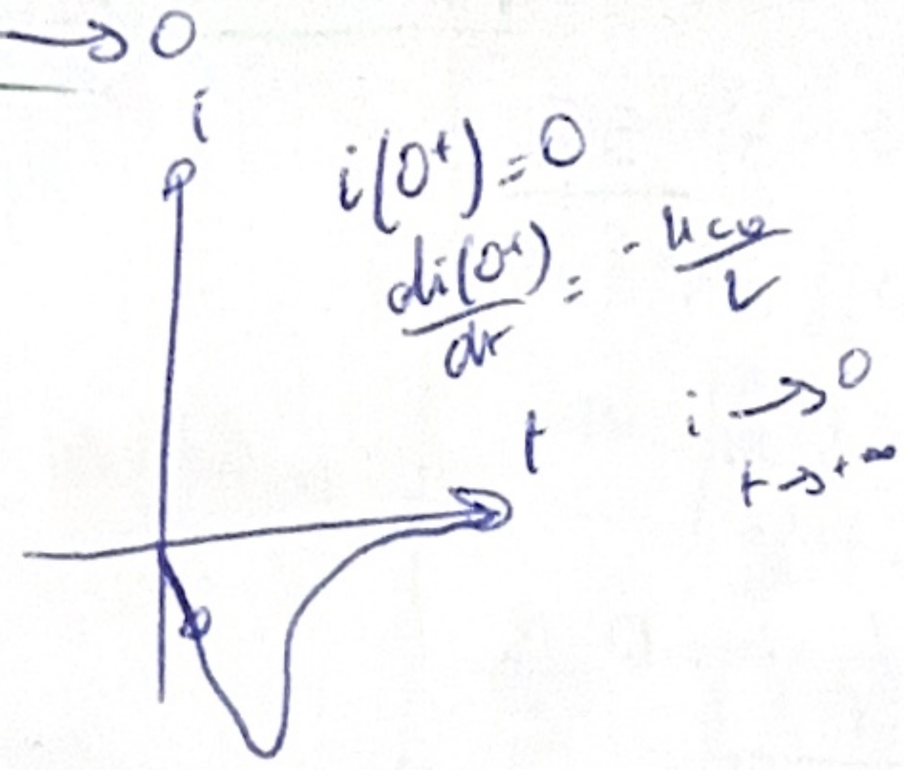
$r_2 = -\lambda + \sqrt{\lambda^2 - \omega_0^2}$

r_1, r_2 sont négatives, à t_∞, $u_c \to 0$



$u_c(0^+) = u_{c0}$

$\frac{du_c}{dt}(0^+) = 0$



$i(0^+) = 0$

$\frac{di(0^+)}{dt} = -\frac{u_{c0}}{L}$

$i \to 0$ ($t \to +\infty$)

Rq : Déterminer les constantes :

$u_c(t) = Ae^{r_1 t} + Be^{r_2 t}$

$\frac{du_c}{dt}(t) = r_1 A e^{r_1 t} + r_2 B e^{r_2 t}$

$u_c(0^+) = A + B = u_{c0}$

$\Rightarrow \boxed{A = u_{c0} - B}$ ①

$\frac{du_c}{dt}(0^+) = A r_1 + B r_2 = 0$

$\Rightarrow (u_{c0} - B) r_1 + B r_2 = 0$

$\Rightarrow u_{c0} r_1 + B(r_2 - r_1) = 0$

$B = \frac{u_{c0} r_1}{r_1 - r_2}$

$A = u_{c0} - \frac{u_{c0} r_1}{r_1 - r_2}$

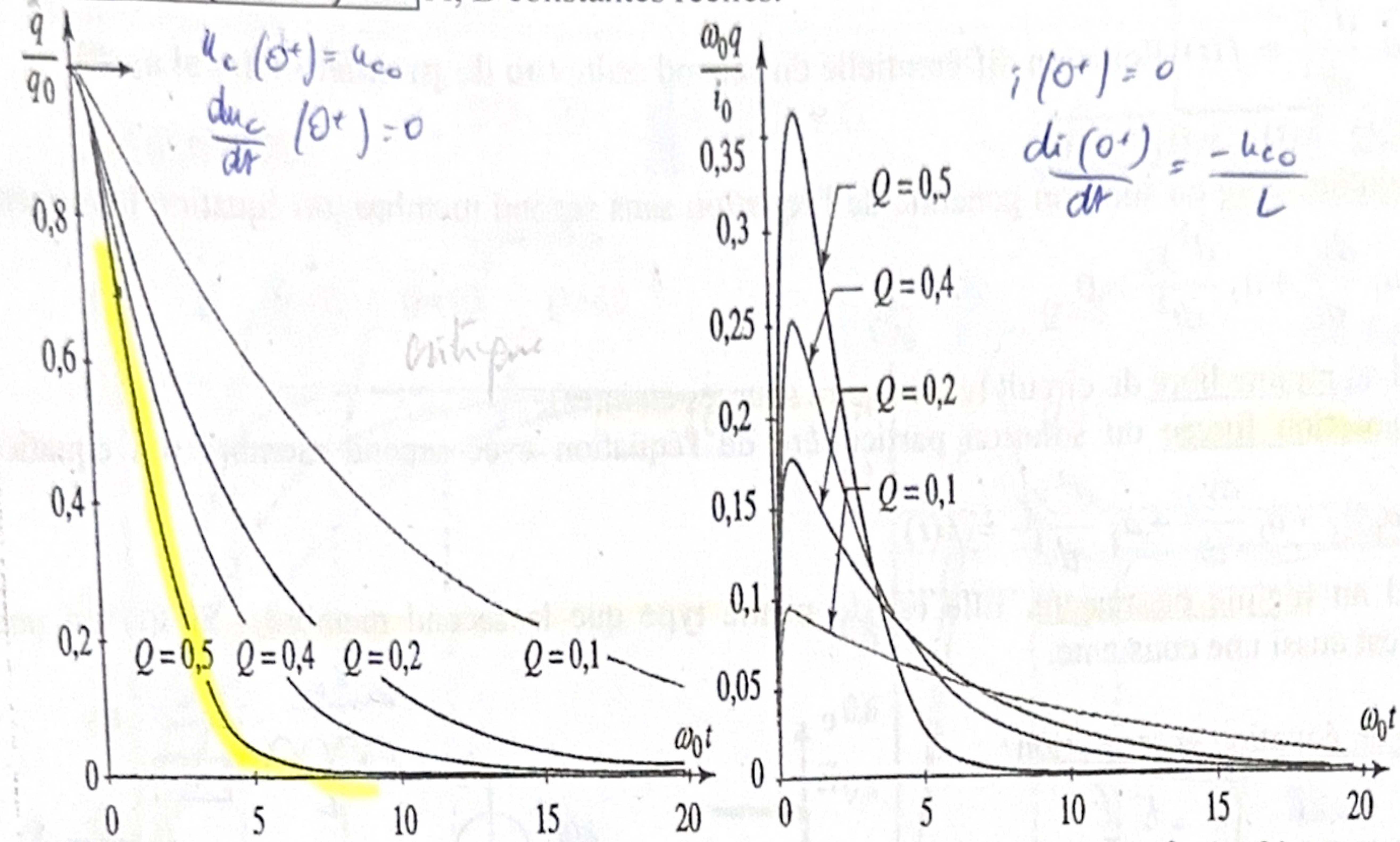
$= \frac{u_{c0}(r_1 - r_2) - u_{c0} r_1}{r_1 - r_2}$

$\boxed{A = \frac{-u_{c0} r_2}{r_1 - r_2}}$

Vérifier autre polycope

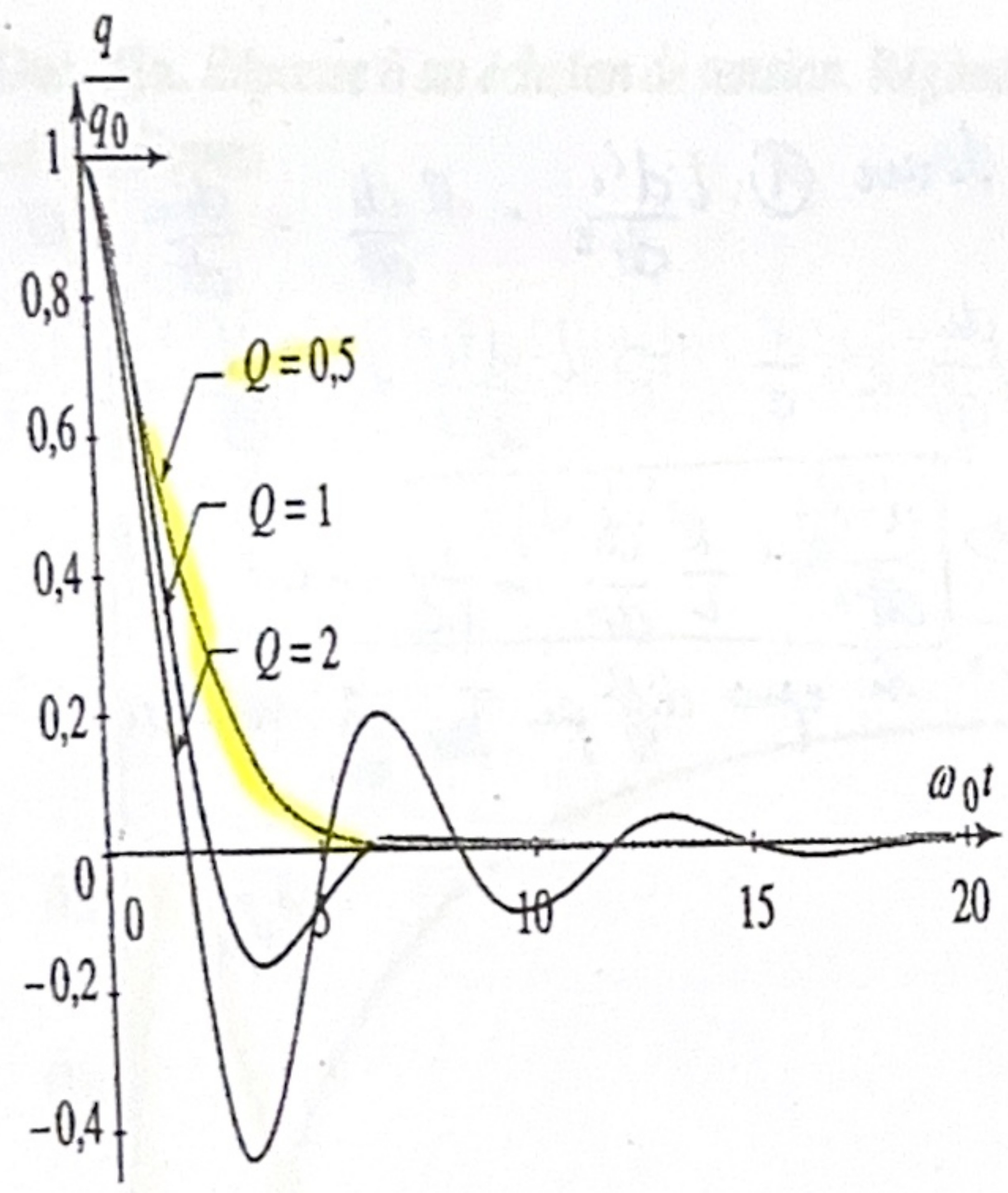
c) $\Delta = 0$: Régime critique   1 solution double réelle $r_0 = -\lambda$ $\boxed{Q = \frac{1}{2}}$ ou $\boxed{\lambda = \omega_0}$ ou $\boxed{R = R_C}$

$\boxed{u_C(t) = (At + B)e^{-\lambda t}}$ A, B constantes réelles.

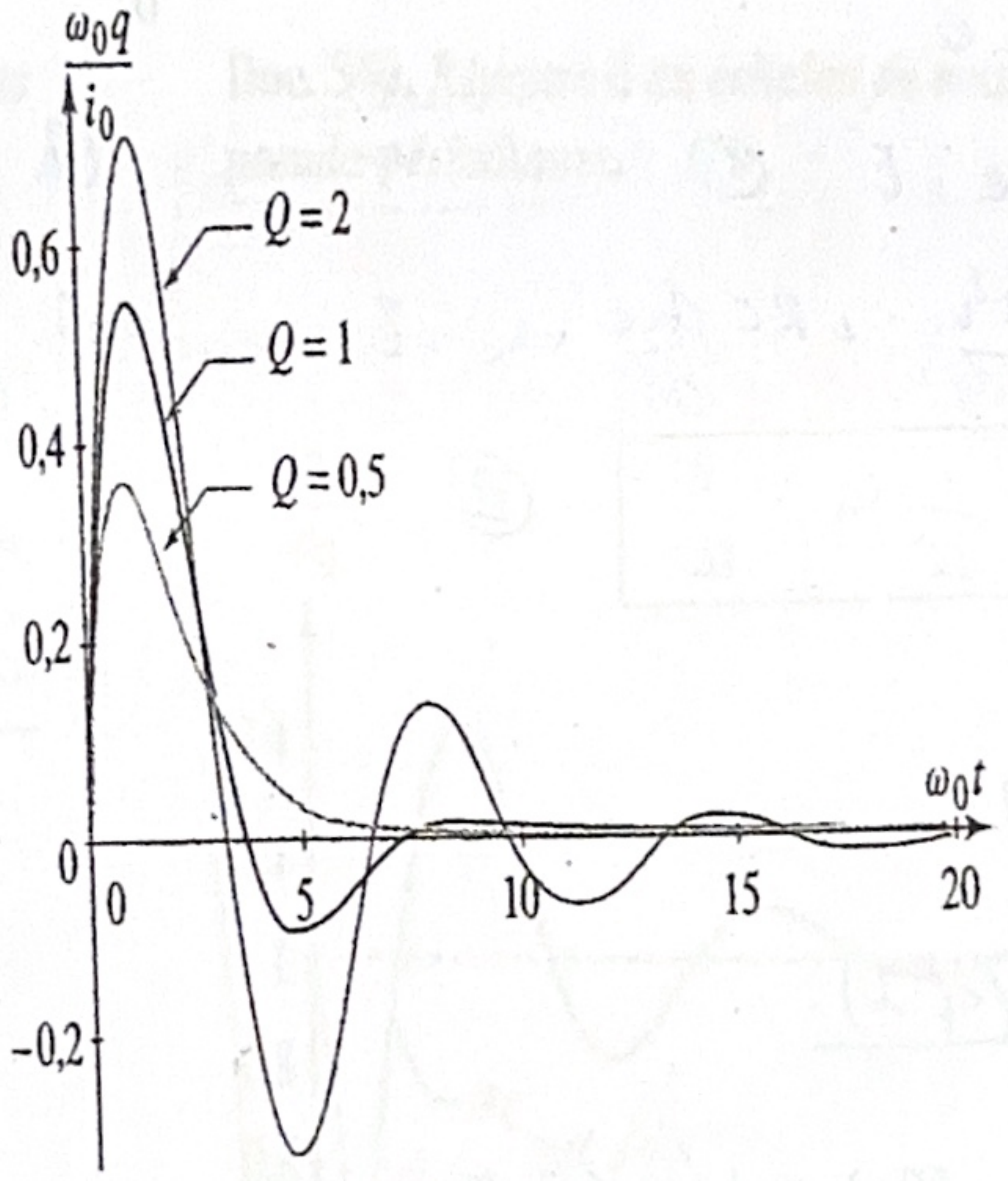


m̂ C.I   Conditions initiales ($q_0 \neq 0$, $i_0 = 0$).   Conditions initiales ($q_0 = 0$, $i_0 \neq 0$).   CI ≠

Doc. 14. *Régimes apériodique ($Q < 0{,}5$) et critique ($Q = 0{,}5$).*



Doc. 20. *Régimes pseudo-périodique et critique. Condensateur initialement chargé $i(0) = 0$.*



Doc. 21. *Régimes pseudo-périodique et critique. Intensité initiale i_0 dans le circuit.*

II Réponse à un échelon de tension

1.) Les équations différentielles

Généralisation : Commande f(t) Réponse y(t)

$\boxed{a_0 y + a_1 \frac{dy}{dt} + a_2 \frac{d^2 y}{dt^2} = f(t)}$ Equation différentielle du second ordre **(ou du premier ordre si a_2=0)**

Solution complète : $\boxed{y(t) = y_\ell(t) + y_f(t)}$

- $y_\ell(t)$ est la solution libre ou solution générale de l'équation sans second membre (ou équation homogène)

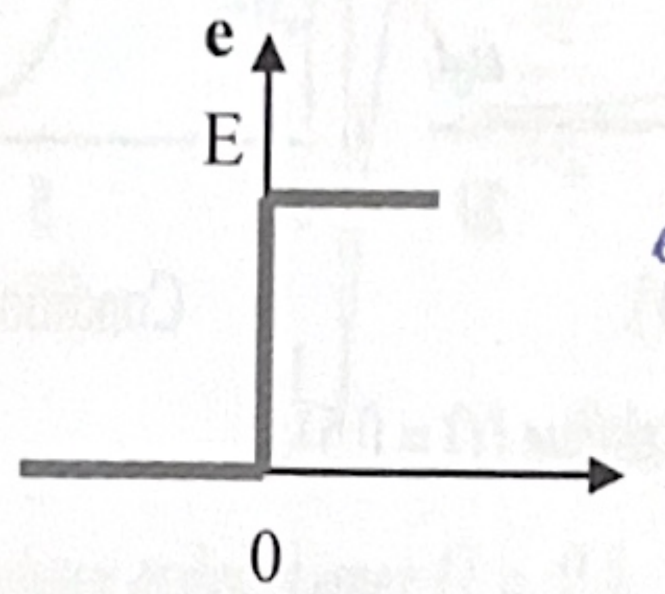
$$a_0 y_\lambda + a_1 \frac{dy_\lambda}{dt} + a_2 \frac{d^2 y_\lambda}{dt^2} = 0$$

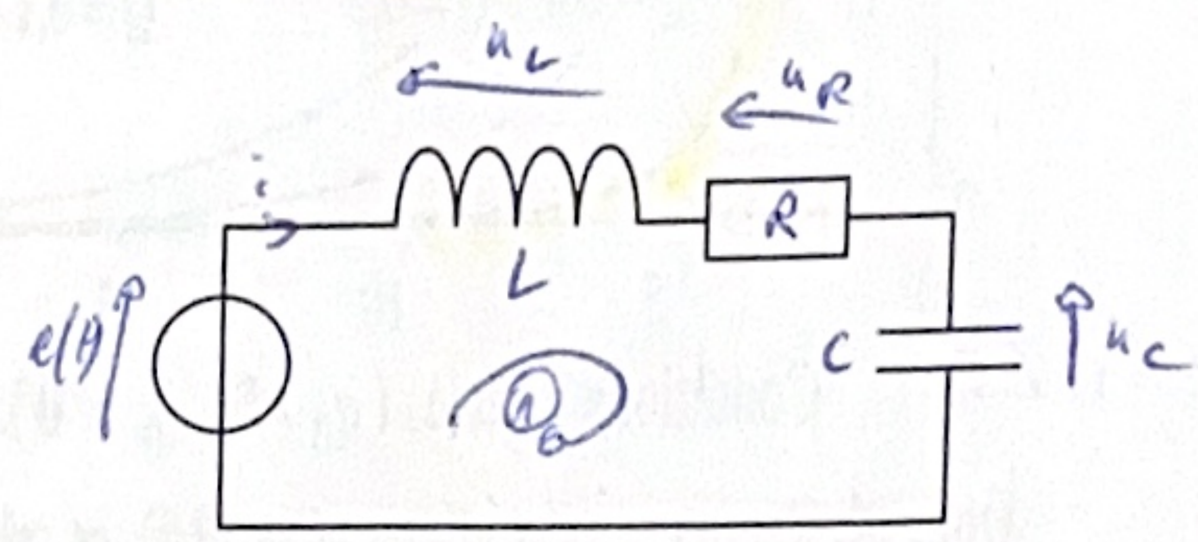
Elle correspond au régime libre du circuit (c'est-à-dire sources éteintes).

- $y_f(t)$ est la solution forcée ou solution particulière de l'équation avec second membre (ou équation complète) $a_0 y_f + a_1 \frac{dy_f}{dt} + a_2 \frac{d^2 y_f}{dt^2} = f(t)$

Elle correspond au régime permanent. Elle est du même type que le second membre : Si f(t) est une constante, $y_f(t)$ est aussi une constante.

2.) Mise en équation et résolution





Pour t > 0 equ. de maille. $\boxed{e = E}$

equa. diff sur u_c et sur i

$e - L\frac{di}{dt} - Ri - u_c = 0$

$\Rightarrow L\frac{di}{dt} + Ri + u_c = e = E$ (1)

Or $i = C\frac{du_c}{dt} \Rightarrow LC\frac{d^2u_c}{dt^2} + RC\frac{du_c}{dt} + u_c = E$

$\Rightarrow \boxed{\frac{d^2u_c}{dt^2} + \frac{R}{L}\frac{du_c}{dt} + \frac{1}{LC}u_c = \frac{E}{LC}}$ (2)

On dérive (1) : $L\frac{d^2i}{dt^2} + R\frac{di}{dt} + \frac{du_c}{dt} = 0$

Or $\frac{du_c}{dt} = \frac{i}{C} \Rightarrow L\frac{d^2i}{dt^2} + R\frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = 0$

$\Rightarrow \boxed{\frac{d^2i}{dt^2} + \frac{R}{L}\frac{di}{dt} + \frac{i}{LC} = 0}$ (3)

m̂ equa diff pour I, m̂ solutions.

$\boxed{u_c = u_{c\ell} + u_{cf}}$

u_{cf} : cte $\Rightarrow \boxed{u_{cf} = E}$

i et u sont continues (cf I) :

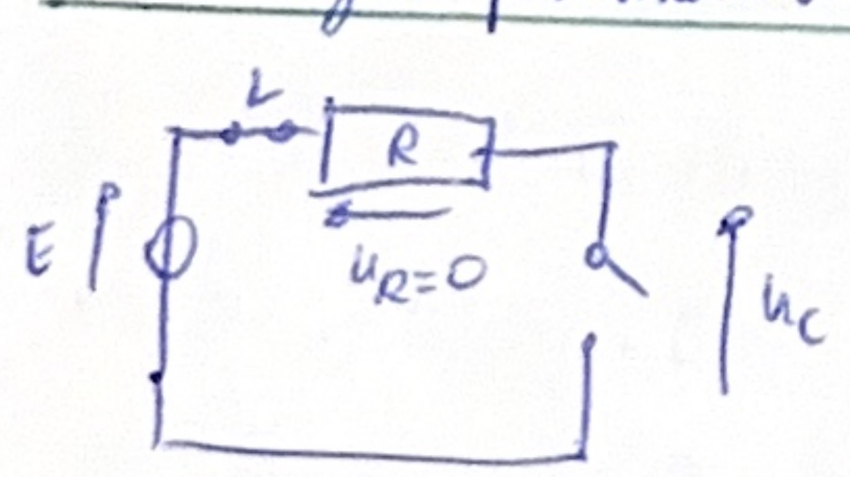
$u_c(0^+) = 0$

$i(0^+) = 0 \Rightarrow \frac{du_c}{dt}(0^+) = \frac{i(0^+)}{C} = 0$

(1) $L\frac{di}{dt}(0^+) + Ri(0^+) + u_c(0^+) = E$

$\Rightarrow \boxed{\frac{di}{dt}(0^+) = \frac{E}{L}}$

À t_∞ : Régime permanent continu

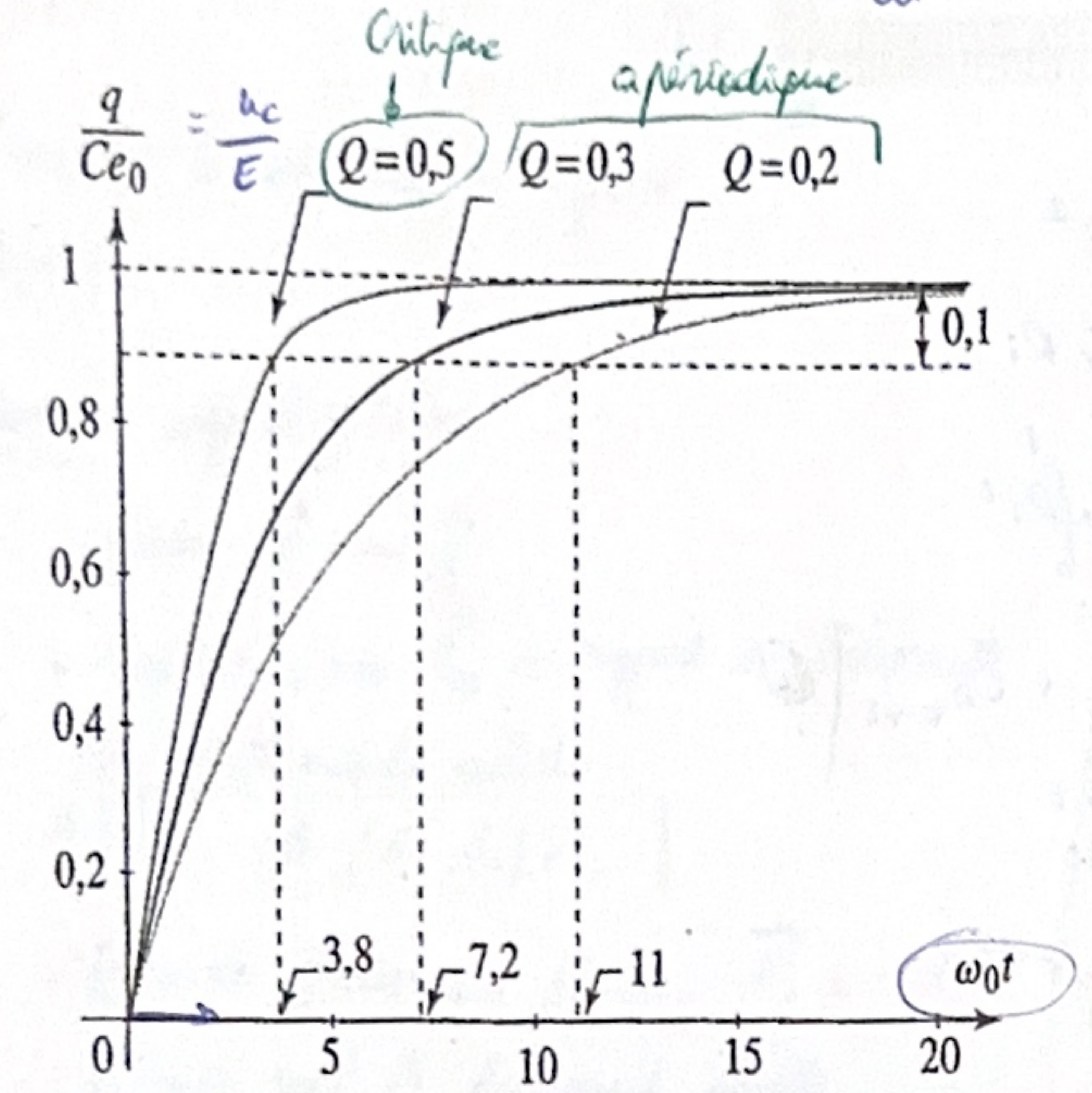


$i(t_\infty) = 0$ et $u_c(t_\infty) = E$ (equ de maille)

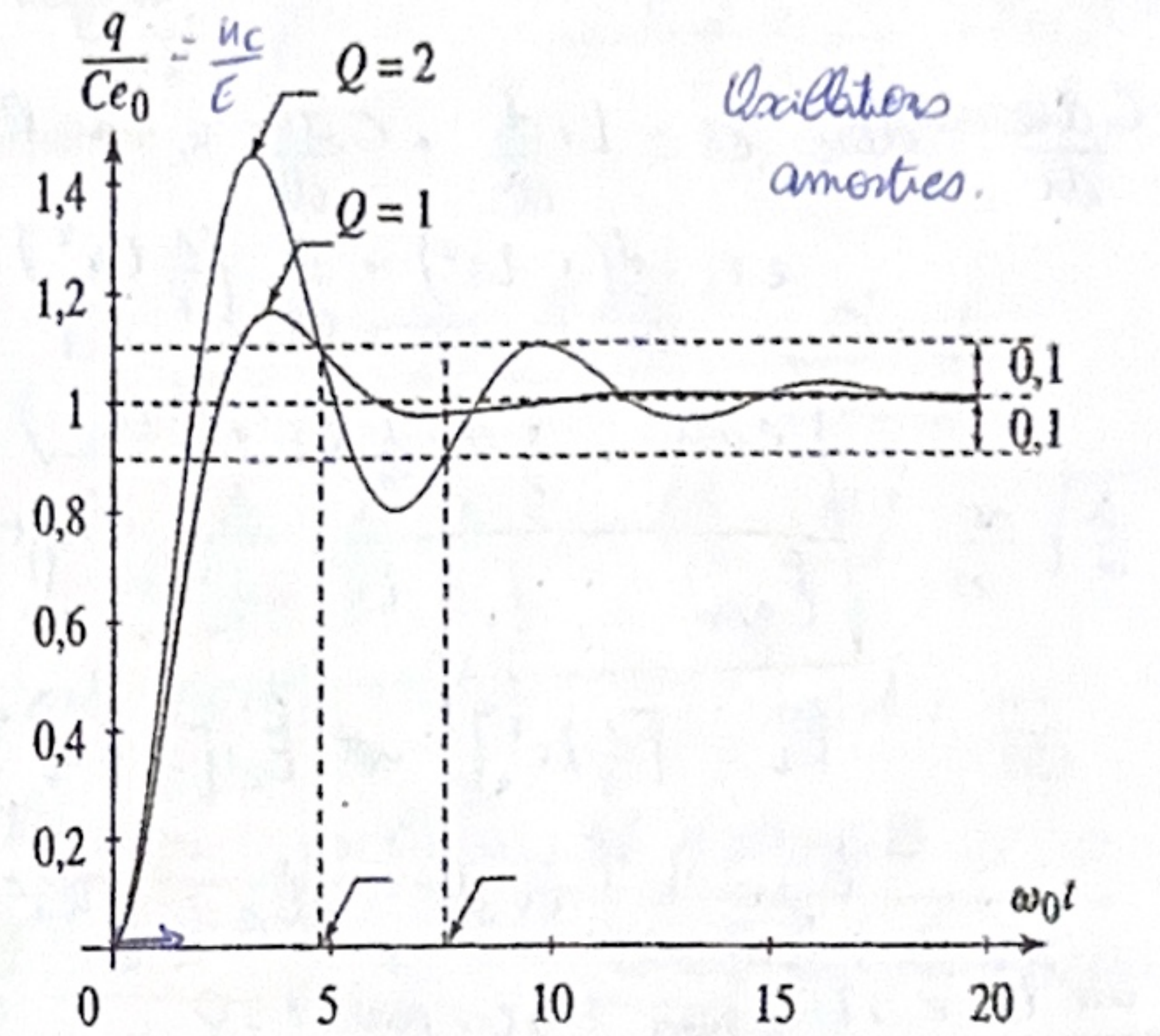
$\Delta < 0 \quad u_C(t) = \exp(-\lambda t)\cdot[A\cos(\Omega t) + B\sin(\Omega t)] + E = K\exp(-\lambda t)\cos(\Omega t + \varphi) + E$
$\Delta > 0 \quad u_C(t) = Ae^{r_1 t} + Be^{r_2 t} + E$
$\Delta = 0 \quad u_C(t) = (At + B)e^{-\lambda t} + E$

3.) Les résultats

$u_C(0^+) = 0 \quad \frac{du_C}{dt}(0^+) = 0 \quad u_C \xrightarrow[t\to+\infty]{} E$



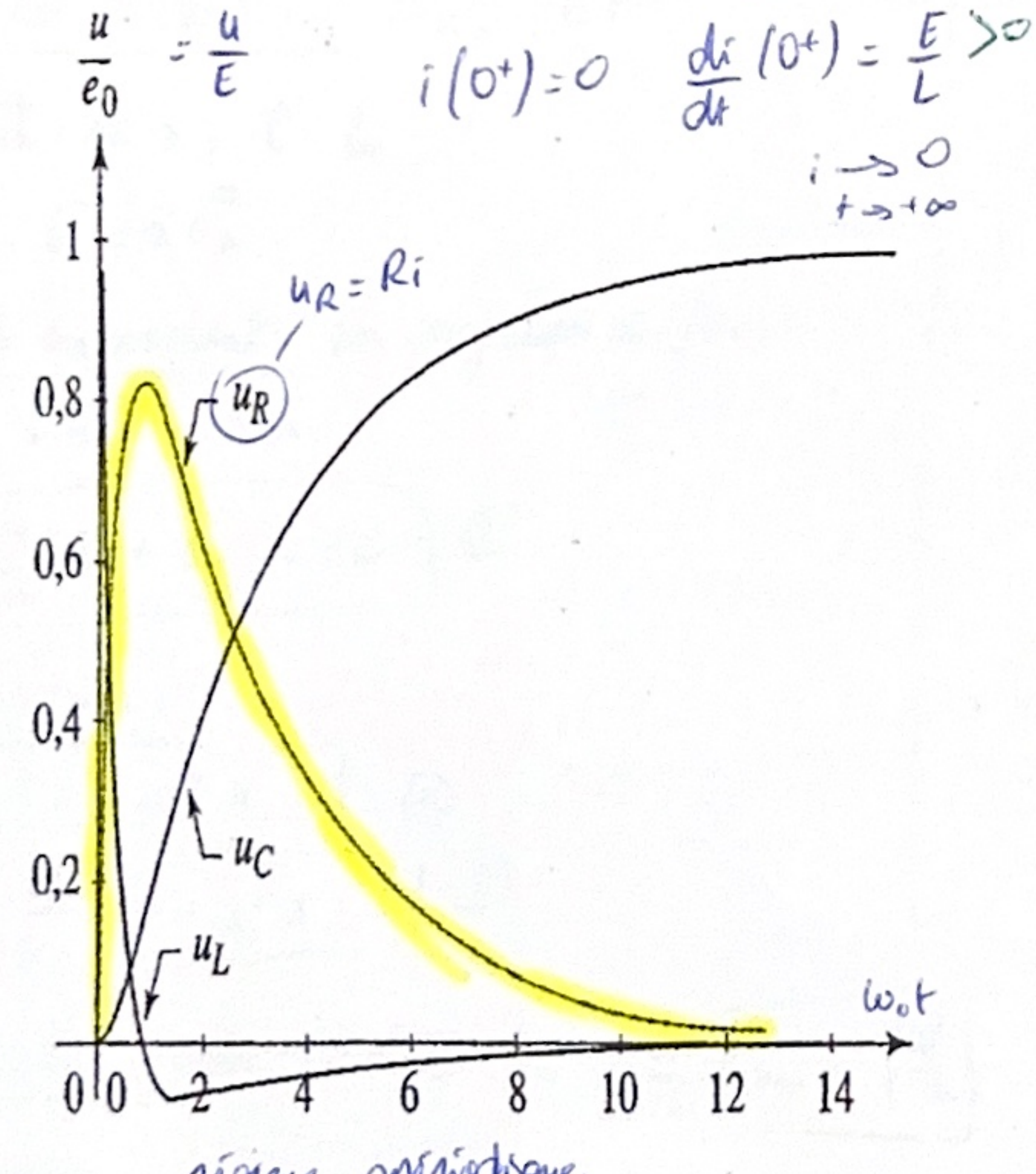
Doc. 35a. *Réponse à un échelon de tension. Régimes apériodiques.*



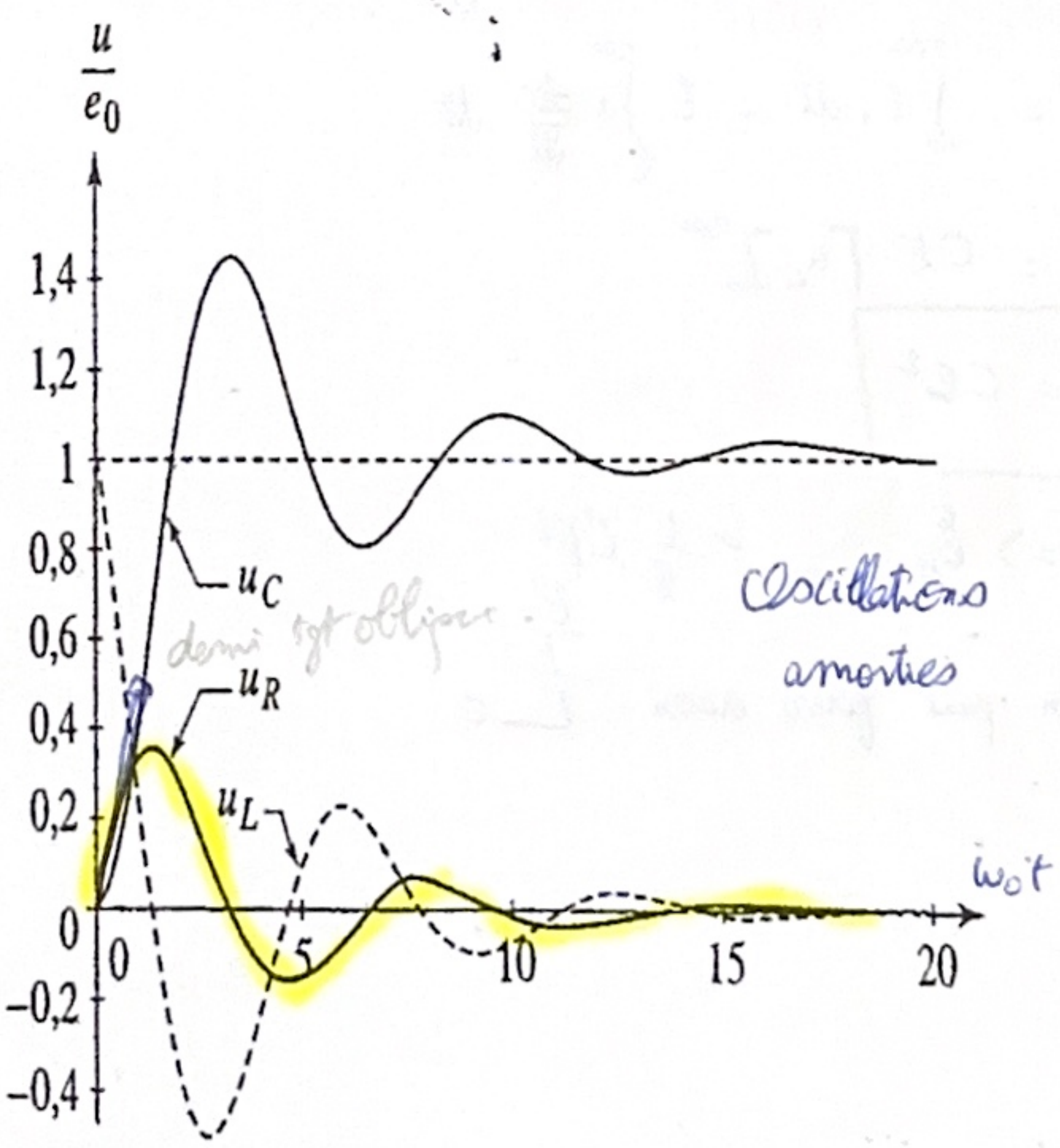
Doc. 36a. *Réponse à un échelon de tension. Régimes pseudo-périodiques.*

demi tgt à l'origine

$i(0^+) = 0 \quad \frac{di}{dt}(0^+) = \frac{E}{L} > 0 \quad i \xrightarrow[t\to+\infty]{} 0$



Doc. 35c. *Réponse à un échelon de tension. $Q = 0{,}3$.*



Doc. 36c. *Réponse à un échelon de tension. $Q = 2$.*

4.) Bilan énergétique

① $\boxed{L\frac{di}{dt} + Ri + u_C = e(t)}$

$\times i$: $ei = Li\frac{di}{dt} + u_C i + Ri^2$

$P_{\text{géné fourni}} = P_L + P_C + P_R$

(en CVG) (reçues en CVR)

Or $i = C\frac{du_C}{dt}$ donc $ei = Li\frac{di}{dt} + C\frac{du_C}{dt}u_C + Ri^2$

$ei = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}Li^2\right) + \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}Cu_C^2\right) + Ri^2$

$\int_0^t ei\,dt = \int_0^t d\left(\frac{1}{2}Li^2 + \frac{1}{2}Cu_C^2\right) + \int_0^t Ri^2$

$\boxed{\mathcal{E}_{\text{géné}} = \left[\frac{1}{2}Li^2 + \frac{1}{2}Cu_C^2\right]_0^t + \mathcal{E}_{R\,0\to t}}$ ④

$\mathcal{E}_L = \left[\frac{1}{2}Li^2\right]_0^t$ et $\mathcal{E}_C = \left[\frac{1}{2}Cu_C^2\right]_0^t$

$\mathcal{E}_{\text{géné}\,0\to t} = \int_0^t ei\,dt \quad \mathcal{E}_R = \int_0^t Ri^2\,dt$

Dans le cas où $e = E$ pour $t > 0$ pour $t = 0$

à $t = +\infty$

$\mathcal{E}_{L\,0\to+\infty} = \frac{1}{2}L\left[i^2(+\infty) - i^2(0^+)\right] = 0$

$\mathcal{E}_{C\,0\to+\infty} = \frac{1}{2}C\left[u_C^2(+\infty) - u_C^2(0)\right] = \frac{1}{2}CE^2$

$\mathcal{E}_{0\to+\infty} = \int_0^{+\infty} Ei\,dt = E\int_0^{+\infty} C\frac{du_C}{dt}\,dt$

$= CE\left[u_C\right]_0^{+\infty}$

$\boxed{\mathcal{E}_{\text{géné}\,0\to+\infty} = CE^2}$

④ $\Rightarrow \mathcal{E}_{R\,0\to+\infty} = \frac{1}{2}CE^2$.

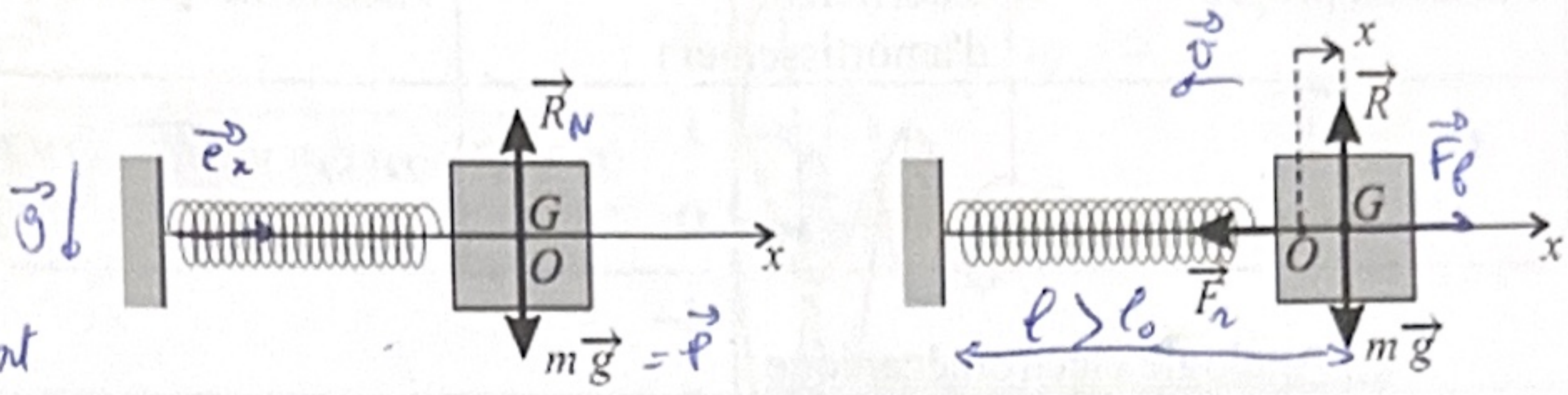
Rq : On peut faire aussi $\sum_0^E$

III Oscillateur amorti avec frottement visqueux

1.) Mise en équation

https://phyanim.sciences.univ-nantes.fr/Meca/Oscillateurs/oscillateur_horizontal.php

Système : { petit cube de masse m }, de centre d'inertie G, assimilé à 1 point matériel $M(m)$.



équilibre mouvement

Référentiel terrestre supposé galiléen

Soumis à :
- poids : $\vec{P} = m\vec{g}$
- réaction d'axe $\vec{R_N}$ ⊥ support en l'absence de frottements solides.
- $\boxed{\vec{F_r} = -k(\ell - \ell_0)\vec{e_x}}$
- force de frottement fluide : $\vec{F_f} = -\alpha \vec{v}$

$\alpha > 0$ coef de frottement fluide.

Position d'équilibre $\Sigma \vec{F} = \vec{0}$

proj sur (Ox) : $-k(\ell_{eq} - \ell_0) = 0$

$\Rightarrow \ell_{eq} = \ell_0$

- Deuxième loi de Newton : $m\vec{a_n} = \Sigma \vec{F}$

$\vec{OM} = x\vec{e_x}$ où $x = \ell - \ell_0$

$v = \dot{x}\vec{e_x}$ $\vec{a} = \ddot{x}\vec{e_x}$

Equation de mouvement : En projection sur (Ox) :

$m\ddot{x} = -kx - \alpha\dot{x}$

$\Rightarrow \boxed{\ddot{x} + \frac{\alpha}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = 0}$ ①

formes canoniques :

$\boxed{\ddot{x} + 2\lambda\dot{x} + \omega_0^2 x = 0}$ ⓐ

ou $\boxed{\ddot{x} + \frac{\omega_0}{Q}\dot{x} + \omega_0^2 x = 0}$ ⓑ

Par identification : entre ① et ⓐ $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$ $\boxed{\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}}$

pulsation propre : en rad. s^{-1}

$2\lambda = \frac{\alpha}{m} \Rightarrow \boxed{\lambda = \frac{\alpha}{2m}}$ coef. d'amortissement (en s^{-1})

entre ① et ⓑ $\frac{\omega_0}{Q} = \frac{\alpha}{m}$ $\Rightarrow Q = \frac{m\omega_0}{\alpha}$

facteur de qualité ss dimm.

$Q = \frac{m\,\omega_0}{\alpha} \times \frac{\omega_0}{\omega_0} = \frac{m\omega_0^2}{\alpha\omega_0} = \frac{\cancel{m}}{\alpha\omega_0}\frac{k}{\cancel{m}}$

$\boxed{Q = \frac{k}{\alpha\,\omega_0}}$ et $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ $\boxed{Q} = \frac{m}{\alpha}\sqrt{\frac{k}{m}} = \boxed{\frac{\sqrt{mk}}{\alpha}}$

entre ⓐ et ⓑ : $2\lambda = \frac{\omega_0}{Q} \Rightarrow \lambda = \frac{\omega_0}{2Q}$

Remarque : en l'absence de frottements $\alpha = 0$

① $\Rightarrow \ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0$ Oscillateur harmonique.

$\boxed{\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0}$ où $\boxed{\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}}$

$x(t) = a\cos(\omega_0 t) + b\sin(\omega_0 t)$

$$\frac{d^2x}{dt^2}+\frac{\alpha}{m}\frac{dx}{dt}+\frac{k}{m}x=0$$ Formes canoniques : $$\frac{d^2x}{dt^2}+2\lambda\frac{dx}{dt}+\omega_0^2x=0$$ ou $$\frac{d^2x}{dt^2}+\frac{\omega_0}{Q}\frac{dx}{dt}+\omega_0^2x=0$$

Pulsation propre	Coefficient d'amortissement	Facteur de qualité
$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$	$\lambda = \frac{\alpha}{2m}$	$Q = \frac{\sqrt{km}}{\alpha} = \frac{m\omega_0}{\alpha} = \frac{k}{\alpha m}$

2.) Analogie électromécanique

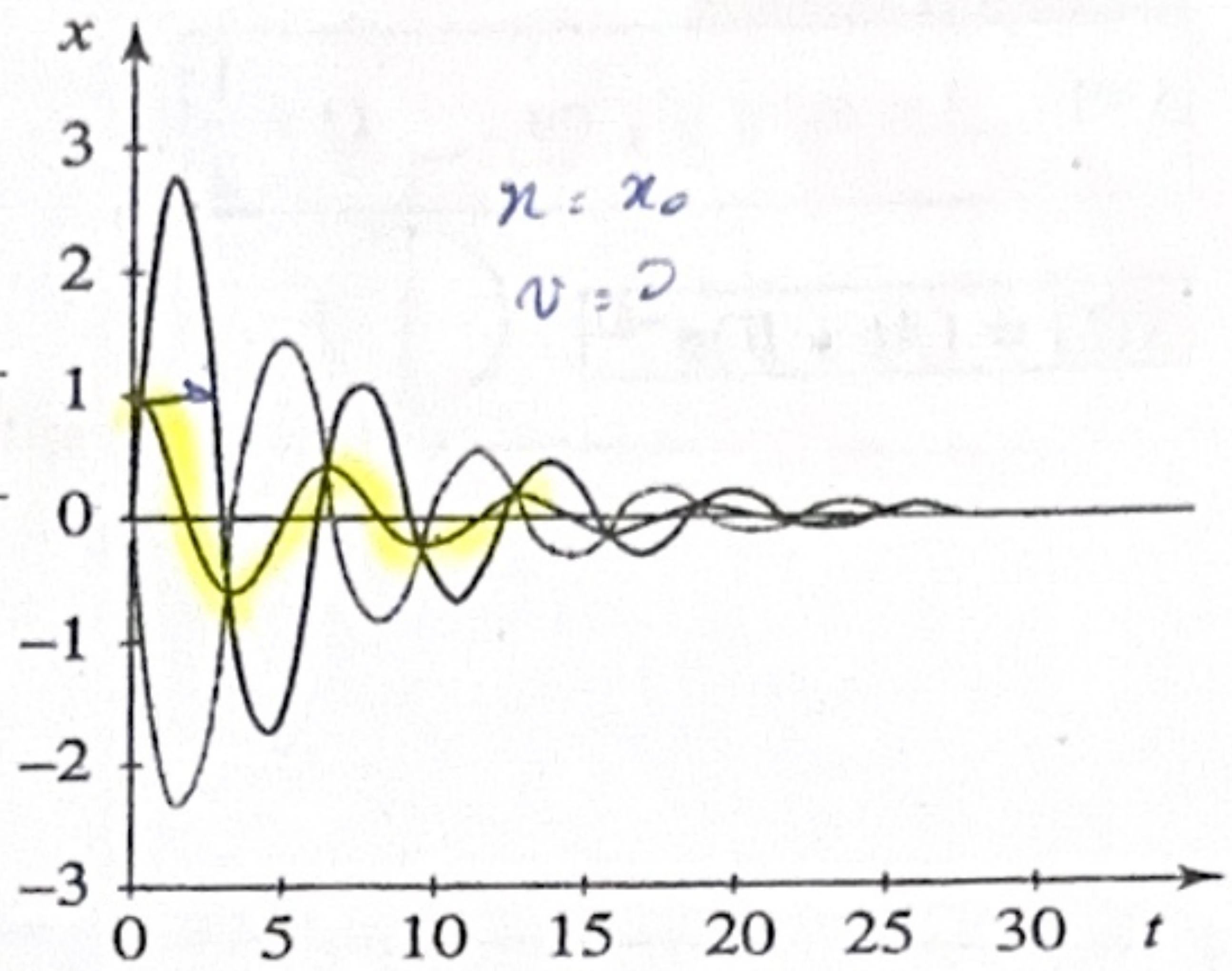
Mécanique	Electricité
Equation différentielle : $\ddot{x} + \frac{\alpha}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = 0$	$\ddot{q} + \frac{R}{L}\dot{q} + \frac{1}{LC}q = 0$
ⓐ $\ddot{x} + 2\lambda\dot{x} + \omega_0^2 x = 0$ ou	ⓑ $\ddot{x} + \frac{\omega_0}{Q}\dot{x} + \omega_0^2 x = 0$
Pulsation propre : $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$	$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$
Facteur de qualité $Q = \frac{m\omega_0}{\alpha}$	$Q = \frac{L\omega_0}{R}$
Elongation : $x = l - l_0$	charge : $q = Cu_C$
Vitesse : $v = \dot{x}$	intensité $i = \frac{dq}{dt}$
Masse : m	inductance L
Coefficient de frottement fluide : α	résistance R
Raideur du ressort : k	inverse de la capacité : $\frac{1}{C}$
Energie mécanique : $E_m = E_C + E_P$ $\boxed{E_m = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}kx^2}$ (+ cte)	$\mathcal{E} = \mathcal{E}_L + \mathcal{E}_C$ $= \frac{1}{2}Li^2 + \frac{1}{2}Cu_C^2$ $u_C = \frac{q}{C} \Rightarrow \boxed{\mathcal{E} = \frac{1}{2}Li^2 + \frac{1}{2}\frac{q^2}{C}}$

3.) Solutions

a) Régime pseudo-périodique

$$\boxed{\Delta<0 \qquad \lambda<\omega_0 \qquad \text{ou} \qquad Q>\frac{1}{2}}$$

$$\boxed{x(t)=\exp(-\lambda t)\cdot\left[A\cos(\Omega t)+B\sin(\Omega t)\right]=K\exp(-\lambda t)\cos(\Omega t+\varphi)}$$



Doc. 12. *Oscillateur harmonique amorti par frottement fluide : régime pseudo-périodique* $\left(Q>\frac{1}{2}\right)$.

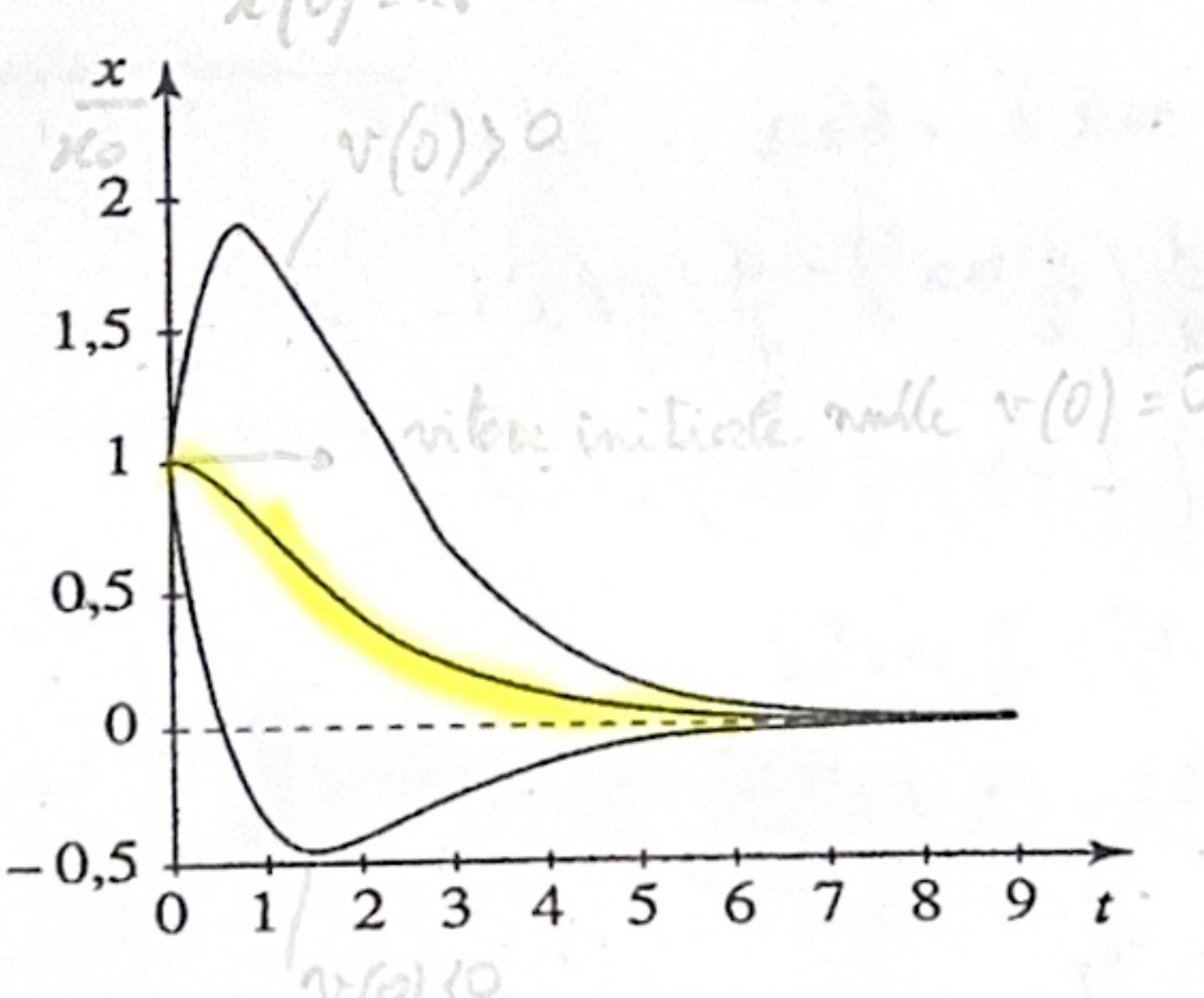
Le mobile est lâché en $x = x_0$ avec une vitesse v_0 positive, nulle ou négative pour les trois cas apparaissant sur la figure.

b) Régime apériodique

$$\boxed{\Delta>0 \qquad \lambda>\omega_0 \qquad \text{ou} \qquad Q<\frac{1}{2}}$$

$$\boxed{x(t)=Ae^{r_1t}+Be^{r_2t}}$$

$r_1 < 0 \quad r_2 < 0$

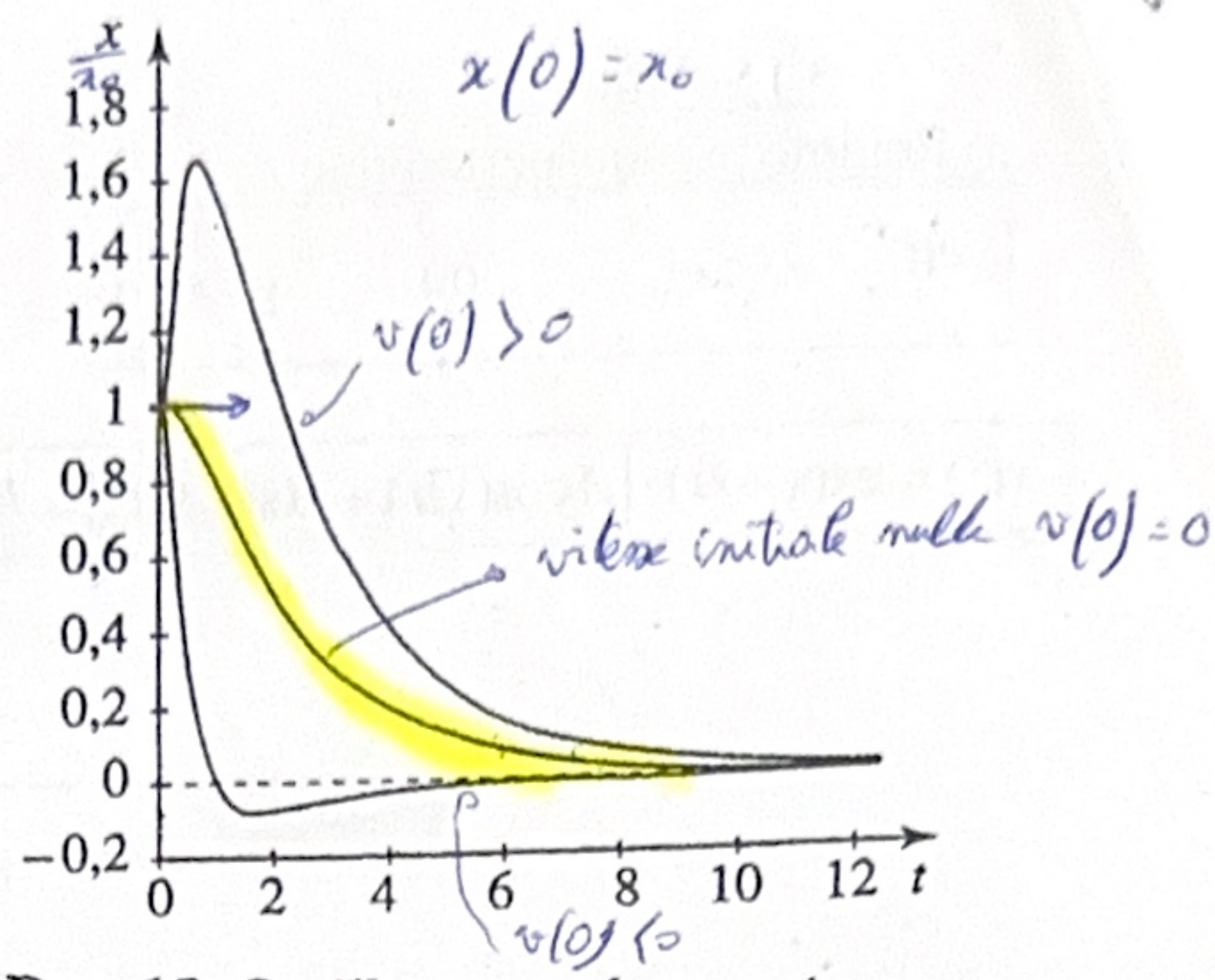


Doc. 17. *Oscillateur harmonique amorti par frottement fluide : régime apériodique* $\left(Q<\frac{1}{2}\right)$ *suivant les conditions initiales, l'élongation passe par un extremum ou tend uniformément vers zéro.*

c) Régime critique

$\boxed{\Delta=0 \quad \lambda = \omega_0 \quad \text{ou} \quad Q = \frac{1}{2}}$

$\boxed{x(t) = (At + B)e^{-\lambda t}}$



Doc. 15. *Oscillateur harmonique amorti par frottement fluide : régime critique* $\left(Q = \frac{1}{2}\right)$*. Les conditions initiales sont les mêmes que celles du mouvement pseudo-périodique* (doc. 12)*. Dans tous les cas, le retour à l'équilibre s'effectue plus rapidement.*

4.) Bilan énergétique

Deuxième loi de Newton ou LFD projetée sur (Ox) p.11 :

$m\ddot{x} = -\alpha\dot{x} - kx$

$\Rightarrow m\ddot{x} + kx = -\alpha\dot{x}$

$(\times\dot{x}) \Rightarrow m\dot{x}\ddot{x} + k\dot{x}x = -\alpha\dot{x}^2$

$\Rightarrow \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}m\dot{x}^2\right) + \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}kx^2\right) = -\alpha\dot{x}^2$

$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}kx^2\right) = -\alpha v^2$

Cf SE3 : $E_c = \frac{1}{2}mv^2$

$E_{pe} = \frac{1}{2}kx^2$

$E_m = E_c + E_p$

$E_m = E_c + E_{pe} + d$

$\boxed{\frac{dE_m}{dt} = -\alpha v^2 < 0}$

E_m décroit au cours du temps $(\alpha > 0)$

La perte d'E_m est dissipé sous forme de chaleur (frottements).