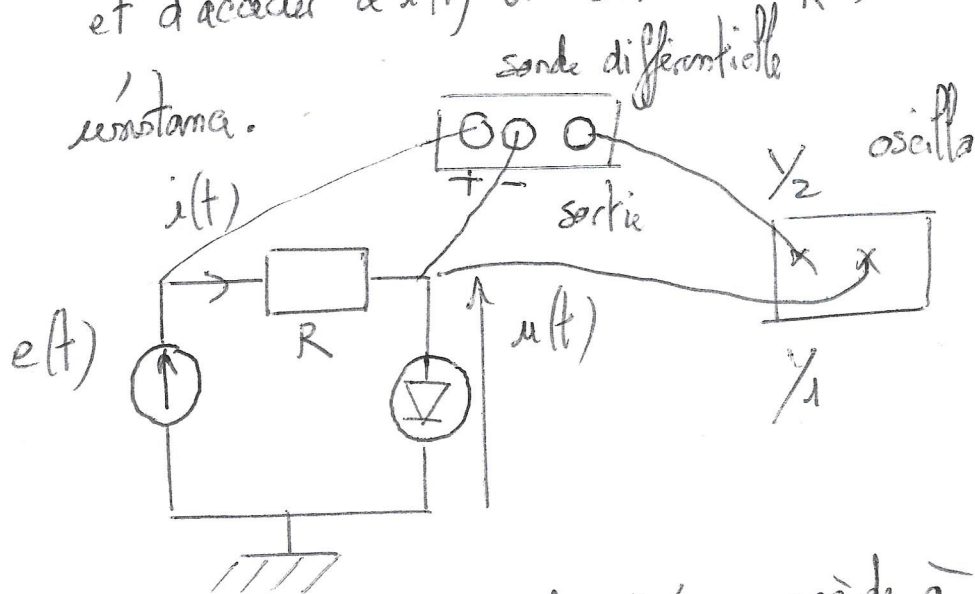


IIA. Caractéristique.

Q1. Un montage tel le suivant permet à l'aide d'une sonde différentielle de mesurer simultanément la tension $u(t)$ aux bornes de la photodiode et d'accéder à $i(t)$ via la tension $u_R(t) = Ri(t)$ aux bornes de la résistance.



En se plaçant en mode XY, on accède à Ri en fonction de u

Q2. D'après la notice de l'oscilloscope, la précision (DC gain accuracy) est de 3% sur la mesure de tension, d'au l'ordre de grandeur donné :

On a $i = \frac{u_R}{R}$, donc à la précision sur u_R s'ajoute celle de R (Du point de vue de l'incertitude-type, on a

$$\frac{u/i}{i} = \left[\left(\frac{u/u_R}{u_R} \right)^2 + \left(\frac{u/R}{R} \right)^2 \right]^{1/2} - \text{(Une précision sur } R \text{ de l'ordre de 5\% conduit alors à une précision sur } i \text{ de l'ordre de 6\%)}$$

Q3. D'un point de vue théorique, dans l'obscurité on a
 $i \rightarrow -I_0$ lorsque $u \rightarrow -\infty$.

En pratique, on constate (figure 3) que $i \approx -0,1 \text{ mA}$
 pour $u \leq -75 \text{ mV}$, d'où $\boxed{I_0 \approx -0,1 \text{ mA}}$

• Pour $u = u_0$, d'un point de vue théorique, on a
 $i(u_0) = I_0(\exp(1) - 1) \approx I_0/2,7 \approx 1,7 \times I_0$ d'après le tracé de
 la fonction exponentielle, d'où $i(u_0) \approx 1,7 \times I_0 \approx 0,17 \text{ mA}$
 La mesure est peu précise, on obtient $\boxed{U_0 \approx 25 \text{ mV}}$ par
 lecture graphique.

Si on suppose que les sources d'incertitudes sont liées uniquement
 à la précision des mesures, on a une incertitude-type

$$u(U_0) = \frac{\Delta(U_0)}{\sqrt{3}} \text{ - donc } \frac{u(U_0)}{U_0} \approx \frac{3}{100} \times 25 \times 10^{-3} \times 0,6 \approx 0,45 \text{ mV}$$

$$\text{D'où } \boxed{U_0 = (25,0 \pm 0,45) \text{ mV}}$$

(En l'absence de calculatrice, on peut se contenter d'un seul c.s.)

$$i(I_0) = \frac{\Delta(I_0)}{\sqrt{3}} \text{ donc } \frac{u(I_0)}{I_0} \approx \frac{6}{100} \times 10^{-5} \times 0,6 \approx 3,6 \times 10^{-7} \text{ A}$$

$$\text{D'où } \boxed{I_0 = 10,0 \pm 0,4 \mu\text{A}}$$

Rq Vu les faibles valeurs (I_0), il y a probablement d'autres sources
 d'incertitudes (Bruit...)

On a $k_B = \frac{eU_0}{T}$

AN $k_B = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \times 25 \cdot 10^{-3}}{(273+25)} \approx \frac{1,6 \times 25}{300} \cdot 10^{-22} = \frac{4}{3} \cdot 10^{-23} \approx 1,33 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$

L'incertitude-type sur la mesure de k_B est:

$$u(k_B) = \frac{e \times u(U_0)}{T}$$

AN $u(k_B) = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \times 0,45 \cdot 10^{-3}}{300} = 2,4 \cdot 10^{-25} \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$

D'où $k_{B \text{ exp}} = (1,33 \pm 0,02) \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$

La valeur tabulée (exacte) est $k_B = 1,380649 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$

Pour comparer avec la valeur tabulée, on peut estimer le Z-score

$$Z_{\text{score}} = \frac{k_{B \text{ tabulée}} - k_{B \text{ exp}}}{u(k_{B \text{ exp}})} = \frac{(1,38 - 1,33) \cdot 10^{-23}}{2,4 \cdot 10^{-25}} \approx 1.$$

→ La mesure est plutôt bonne.

Pour améliorer la précision, on peut

- utiliser la calculatrice (!)
- utiliser des multimètres (voltmètres) - Meilleure précision d'TP
- faire varier la température et tracer $U_0(T) = \int \left(\frac{1}{T} \right)$

Q4. D'après la loi de Planck - Einstein, l'énergie d'un photon est $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$

Le nombre de photons qui arrivent (par unité de temps) sur la surface S de la photodiode est $\frac{dN}{dt}$ avec

$$P = \frac{dN}{dt} \times \frac{hc}{\lambda} \quad \text{donc} \quad \boxed{\frac{dN}{dt} = \frac{P\lambda}{hc}}$$

$$\text{AN} \quad \frac{dN}{dt} = \frac{10^{-3} \times 0,33 \times 10^{-9}}{6,62 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8} \approx \frac{10^{-10}}{3 \times 10^{-26}} \approx 3 \times 10^{15} \text{ photons/s.}$$

Q5. La puissance reçue par la photodiode est $P = u \times i$

Le comportement est photogénérateur lorsque $P < 0$

D'après la figure 2, c'est le cas lorsque $\boxed{0 < u < u_{\text{max}} \approx 0,3 \text{ V}} \\ i < 0$

Une application possible = cellules photovoltaïques.

Q6. Lorsque $u \rightarrow -\infty$, $i(u) \approx -I_0 - I_p$

Pour $I_0 \ll I_p$, $i(u) \approx -I_p$

Si on suppose $I_p = kP$, on doit avoir $i(u)$ fonction linéaire de P (régression linéaire) ce qui semble bien être le cas.

Rq On peut aussi se placer à $u = 0 \text{ V}$.

En traçant (pour u suffisamment faible) $i = f(p)$
on obtient bien une droite de pente

$$\underline{k = 0,5 \text{ A/W} = 0,5 \text{ V}^{-1}}$$

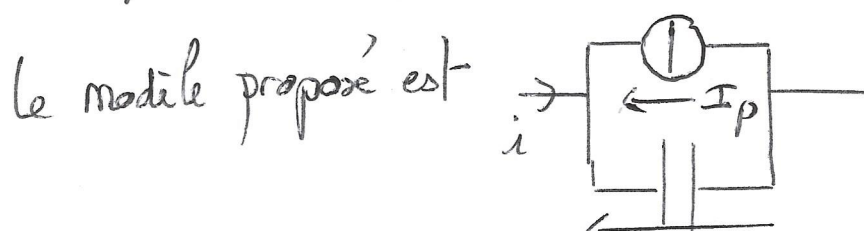
R₉ On peut dans Plidial la tracer et estimer l'incertitude sur k ce qui n'était visiblement pas attendu

Q7. La photodiode se comporte en photorécepteur lorsque

$$\underline{P_{\text{reçue}} = u \times i} \quad \text{O}$$

Lorsque $u < 0$, on constate que $i < 0$ et $i \approx -I_p$ (figure 2)
(lorsque $I_0 \ll I_p$, c'est à dire $kP \gg I_0$)

Numériquement, cela correspond à $P \gg 4 \cdot 10^{-5} \text{ mW}$.

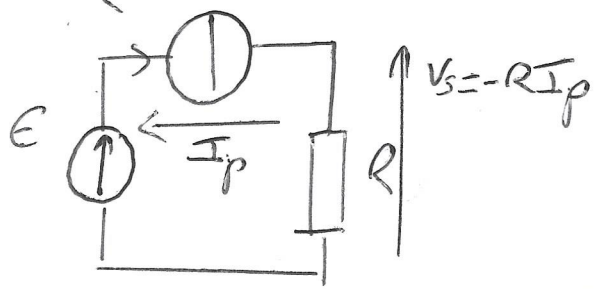


En régime stationnaire $C_d \frac{du}{dt} = 0$, donc $\underline{i = -I_p}$.

Le modèle proposé correspond bien au comportement de la diode en photorécepteur pour $u < 0$ (et $i < 0$)

Q8. D'après les questions précédentes, lorsque $u < 0$, on peut modéliser la diode dans le schéma selon :

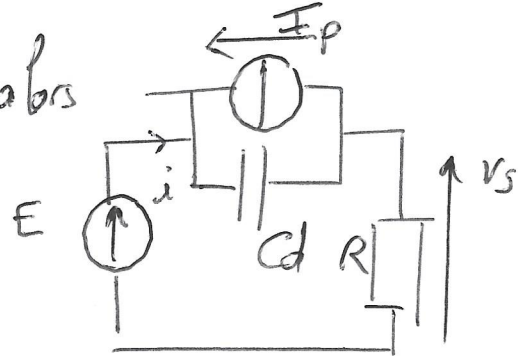
On a $v_s = -R I_p$
 $= -R k P$



Lorsque $u = E - v_s = E + R k P < 0$ soit $\boxed{E < -R k P}$

$\boxed{P_{\max} = \frac{-E}{R k}}$ AN $E = -R k P_{\max} = -0,5 \times 10^3 \times 30 \times 10^{-3} = -15V$

Q9. Le schéma électrique équivalent est alors



$$i = -I_p + C_d \frac{du}{dt} = \frac{v_s}{R}$$

$$u = E - v_s$$

D'autre $-I_p - C_d \frac{dv_s}{dt} = \frac{v_s}{R}$ donc $\boxed{\frac{dv_s}{dt} + \frac{v_s}{RC_d} = -\frac{k P(t)}{C_d}}$

$$Q10 \quad \frac{dv_s}{dt} + \frac{v_s}{RC_d} = -\frac{k P_0}{C_d} - \frac{k \Delta P \cos \omega t}{C_d}$$

La solution générale est $v_s(t) = A e^{-\frac{t}{RC_d}} + v_{s \text{ particulier}}(t)$

Pour $t \gg RC_d$, on a $v_s(t) = v_{s \text{ particulier}}(t) \equiv$ régime permanent établi

D'après le théorème de superposition,

$$v_{s \text{ particulier}} = -R k P_0 + A \cos(\omega t + \varphi)$$

Pour trouver A et φ on passe en notation complexe.

On a $A \cos(\omega t + \varphi) = \text{Re}(\underline{A} e^{j\omega t})$

avec $\underline{A} \left(j\omega + \frac{1}{RCd} \right) = -\frac{k \Delta P}{Cd}$ d'où $\underline{A} = \frac{-k R \Delta P}{1 + j\omega R C d}$

d'où $\boxed{A = \frac{-k R \Delta P}{\sqrt{1 + (RCd\omega)^2}}}$ et $\boxed{\varphi = -\text{Arctan}(RCd\omega)}$

Lorsque $\omega \ll \frac{1}{RCd}$ (filtrage passe-bas) $\varphi \approx 0$ et $A \approx -k R \Delta P$

d'où $\underline{V_{s \text{ particulier}}} \approx -k R (P_0 + \Delta P \cos(\omega t)) = -k R P(t)$

AN $\omega \ll 10^9 \text{ rad.s}^{-1}$, ce qui laisse de la marge!

Q11. On a $V^+ = -R_i (= R I_p)$ Lorsque la diode se comporte en photorécepteur,

$$V^- = \frac{R_1}{R_1 + R_2} V_s$$

Si on suppose le fonctionnement de l'ALI linéaire,

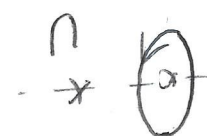
$V^- = V^+$ donne $V_s = \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) V^+ = \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) R I_p$

Montage amplificateur

II Moteur pas à pas

Q12. Tout plan contenant l'axe de la spire est plan d'antisymétrie de la distribution de courant, donc le champ magnétique en Π point de l'axe, et en O en particulier, appartient à cet axe, donc selon (Ox).

D'après la règle de la main droite (ou bonhomme d'Ampère ~), le champ en O est valon $+\vec{u}_x$. (On peut aussi assimiler la spire à un aimant) le champ étant orienté du pôle

Q13. Pour une spire seule,  le plan de la spire est plan de symétrie de la distribution de courant. En deux points Π et Π' de l'axe, symétriques par rapport à la spire, on a donc $\vec{B}(\Pi) = \vec{B}(\Pi')$

Pour les 2 spires situées en $x=d$ et $x=-d$, d'après le théorème de superposition, on a donc $\vec{B}_1 = 2 B_0 \vec{u}_x$

Q14. On considère le système {aimant} dans R_T galiléen.

On applique le théorème du moment cinétique par rapport à l'axe

(Oz):
$$\frac{dL_A}{dt} = \sum_i (\vec{r}_{i/O} \wedge \vec{F}_{i/O}) = (\vec{\Pi}_A \wedge \vec{B}_1) \cdot \vec{u}_z - \alpha \dot{\alpha}$$

Or $\vec{\Pi}_A \wedge \vec{B}_1 = -\Pi B_1 \sin \alpha \vec{u}_z$

$L_A = J\alpha$

D'aut $J\ddot{\theta} = -MB_0 \sin \theta - \alpha \dot{\theta}$

$$\ddot{\theta} = -\frac{2\pi B_0}{J} \sin \theta - \frac{\alpha}{J} \dot{\theta}$$

Q15. Les positions d'équilibre sont obtenues lorsque $\dot{\theta} = 0$ et $\ddot{\theta} = 0$

d'aut $\sin \theta_{eq} = 0$ donc $\boxed{\theta_{eq} = 0}$ ou $\boxed{\theta_{eq} = \pi}$

On peut étudier les petits mouvements autour de θ_{eq} en supposant $\theta(t) = \theta_{eq} + E(t)$ avec $|E(t)| \ll 1$ rad.

Pour $\theta_{eq} = 0$, on a $\ddot{E} + \frac{\alpha}{J} \dot{E} + \frac{2\pi B_0}{J} E = 0$ donc $E(t) \xrightarrow[t \rightarrow \infty]{} 0$
 $\rightarrow \underline{\theta_{eq} = 0 \text{ est stable.}}$ (On a $\vec{n}$ et $\vec{B}_0$ alignés et de même sens)

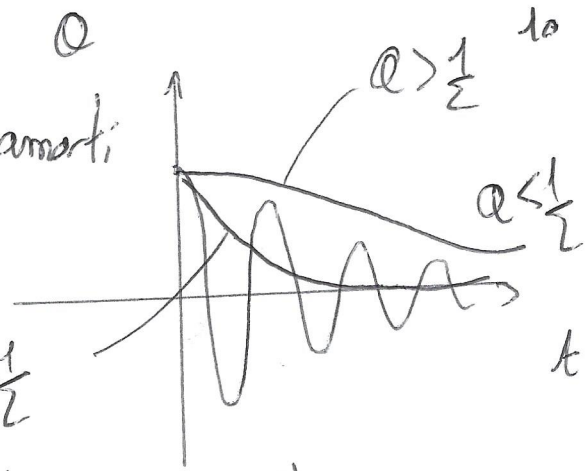
Pour $\theta_{eq} = \pi$, on a $\ddot{E} + \frac{\alpha}{J} \dot{E} - \frac{2\pi B_0}{J} E = 0$ donc $E(t) \xrightarrow[t \rightarrow \infty]{} \infty$
 (Les 3 coefficients de l'éq linéaire d'ordre 2 n'ont pas le même signe, donc une des solutions de l'équation caractéristique possède une partie réelle positive)

$\rightarrow \underline{\theta_{eq} = \pi \text{ est instable.}}$

Q16. D'après Q15, pour des petits mouvements autour de $\theta_{eq} = 0$,

on a $\boxed{\ddot{\theta} + \frac{\alpha}{J} \dot{\theta} + \frac{2\pi B_0}{J} \theta = 0}$ $\omega_0 = \left(\frac{2\pi B_0}{J}\right)^{1/2}$ et $\frac{\omega_0}{Q} = \frac{\alpha}{J}$
 donc $Q = \frac{1}{\alpha} (2\pi B_0 J)^{1/2}$

Q17. $Q > \frac{1}{2}$ régime pseudo périodique amorti
 $Q = \frac{1}{2}$ régime critique
 $Q < \frac{1}{2}$ régime aperiodique



Le retour le plus rapide à $Q=0$ correspond au régime critique,

avec $Q = \frac{1}{2}$ donc $Q(t) = (A + Bt)e^{-\omega_0 t}$

CI $Q(0) = Q_0 = A$

d'au $Q(t) = Q_0(1 + \omega_0 t)e^{-\omega_0 t}$

$$\frac{dQ}{dt}(0) = 0 = B - \omega_0 A \rightarrow B = Q_0 \times \omega_0$$

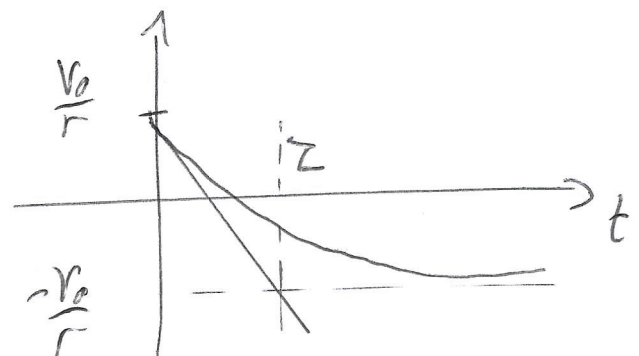
Q18. $t > 0$, on a $\boxed{L \frac{dI}{dt} + rI = -V_0}$

d'au $I = Ae^{-t/\tau} - \frac{V_0}{r}$

Il y a continuité du courant (inductance) donc $I(t=0^+) = I(t=0^-)$
 A $t=0^-$, le régime permanent est opposé établi, donc $I(t=0^-) = +\frac{V_0}{r}$

D'au $A - \frac{V_0}{r} = \frac{V_0}{r} \rightarrow A = \frac{2V_0}{r}$

$$\boxed{I(t) = \frac{V_0}{r} \left[2e^{-t/\tau} - 1 \right]}$$



$\frac{dI}{dt}(t=0) = -\frac{2V_0}{r\tau}$ d'au τ graphiquement

Q19. D'après Q14, l'armant est soumis au moment de la force de Laplace d'expression $\vec{\Gamma} = \vec{M}_1 / (B_1 \vec{u}_2 + B_2 \vec{u}_3)$

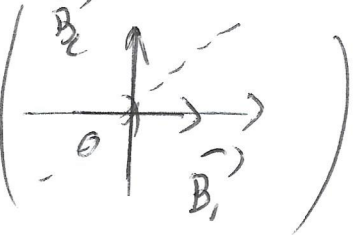
avec $B_1 = \frac{\mu R^2}{(a^2 + R^2)^{3/2}} I_1$ et $B_2 = \frac{\mu R^2}{(a^2 + R^2)^{3/2}} I_2$

D'où $\vec{\Gamma} = \frac{\mu \mu_0 R^2}{(a^2 + R^2)^{3/2}} (-I_1 \sin \theta + I_2 \cos \theta) \vec{u}_3$

Lorsque $U_1 = U_2 = +V_0$, $I_1 = I_2 = \frac{V_0}{r}$ en régime permanent

Donc $\tan \theta'_{eq} = 1$ $\theta'_{eq} = 45^\circ$ ou $\theta'_{eq} = 225^\circ (-135^\circ)$

La position d'équilibre stable correspond d'après Q15 à $\vec{\Gamma}$ et $\vec{B}_1 + \vec{B}_2$ alignés et de même sens, donc ici $\theta'_{eq} = +45^\circ$



Q20. En régime permanent, on a cette fois ci

$I_2 = \frac{+V_0}{r}$ et $I_1 = -\frac{V_0}{r}$ donc $\tan \theta'_{eq} = -1$

D'après ce qui précède, l'équilibre (stable) est obtenu pour $\theta'_{eq} = 135^\circ$

Q21.

	U_1	U_2	θ'_{eq}
1	$+V_0$	$+V_0$	45°
2	$-V_0$	$+V_0$	135°
3	$-V_0$	$-V_0$	225°
	$+V_0$	$-V_0$	315°
4	$+V_0$	$+V_0$	$405^\circ = 45^\circ$

On suppose θ'_{eq} stable.

Il y a 4 pas par tour

Le facteur limitant est la vitesse de rotation du moteur, les courants ne basculent pas instantanément de $\frac{+V_0}{r}$ à $-\frac{V_0}{r}$. Durée τ due à l'inductance L .

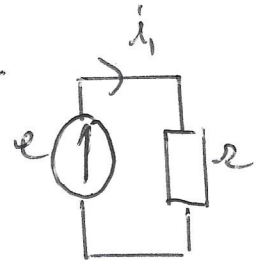
Q22. On les utilise pour du positionnement précis :

- Impression et scanner
- Motorisation autofocus appareil photo.

Q23. D'après la loi de Faraday, la fém induite est

$$e = -\frac{d\phi}{dt} = +\phi_0 \sin\theta \dot{\theta}$$

On néglige l'auto-inductance, donc le schéma électrique est



D'où $i_1 = \frac{e}{r} = \frac{\phi_0 \dot{\theta} \sin\theta}{r}$

Q24. D'après Q13, avec $d \gg R$, $\vec{B}_1 \approx \frac{\mu_0 i_1 R^2}{d^3} \vec{u}_x$

Donc $\vec{B}_1 \approx \frac{\mu_0 \phi_0 R^2}{r d^3} \dot{\theta} \sin\theta \vec{u}_x$

Le moment des forces de Laplace exercées sur l'aimant est donc

$$\vec{\Gamma}_1 = \vec{\Gamma} \wedge \vec{B}_1 = \frac{\mu_0 \pi \phi_0 R^2 \dot{\theta} \sin\theta}{r d^3} (-\sin\theta) \vec{u}_y$$

donc $\vec{\Gamma}_1 = -\frac{\mu_0 \pi \phi_0 R^2 \dot{\theta} \sin^2\theta}{r d^3} \vec{u}_y$

Q25. De même que Q23, $\phi_2 = \phi_0 \sin\theta$ donc $e_2 = -\phi_0 \dot{\theta} \cos\theta$.

$i_2 = -\frac{\phi_0 \dot{\theta} \cos\theta}{r}$, $\vec{B}_2 = \frac{\mu_0 i_2 R^3}{d^3} \vec{u}_y = -\frac{\mu_0 \phi_0 R^2 \dot{\theta} \cos\theta}{d^3} \vec{u}_y$

D'autre $\vec{\Gamma}_2 = \vec{\Gamma}_1 \vec{B}_2 = -\frac{\mu_0 \pi \phi_0 R^2 \dot{\alpha} \omega^2}{rd^3} \vec{u}_z$

$\vec{\Gamma} = \vec{\Gamma}_1 + \vec{\Gamma}_2 = -\frac{\mu_0 \pi \phi_0 R^2 \dot{\alpha}}{rd^3} \vec{u}_z$ = couple de faitement proportionnel à $\dot{\alpha}$

On retrouve la loi de Lenz.

Il suffit dans le modèle des Q14 à 17 de remplacer α par $\alpha + \frac{\mu_0 \pi \phi_0 R^2}{rd^3}$

Q27. Il faut que le temps caractéristique de déplacement de la photodiode soit grand devant son temps de réponse pour supposer que la puissance lumineuse correspond au régime de réponse permanent de la photodiode (cf Q10)

Compte tenu de la figure observée, l'interfrange est de l'ordre de $\lambda \approx 1 \text{ mm}$.
Donc le temps de déplacement entre un maxima et un minima consécutifs est de l'ordre de $\tau_d = \frac{\lambda}{v}$ -

Il faut $\tau_d \gg \tau_r \approx 10^{-9} \text{ s}$ d'après Q10

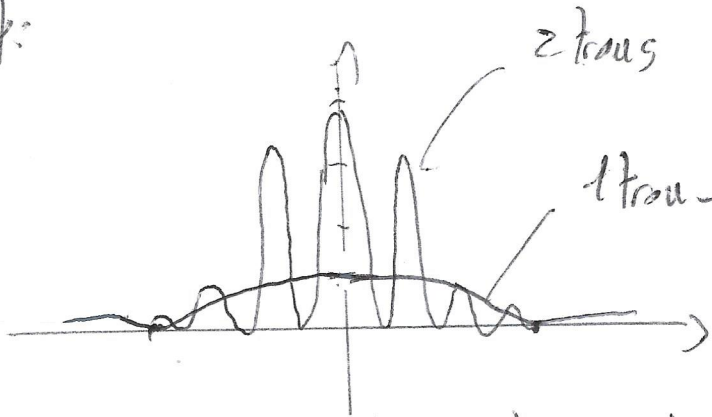
Donc $v \ll \frac{\lambda}{\tau_r}$ AN $v \ll 10^6 \text{ m.s}^{-1}$ - On est tranquille!

On aurait pu utiliser un capteur CCD qui a l'avantage (à priori - si la résolution est suffisante) d'enregistrer d'un coup la figure.

Q28 On observe des franges d'interférences modulées par la figure de diffraction par un trou.

Dans le cas d'un trou seul, on a $I = I_0(\eta)$
(Donc une intensité maximale 4 fois plus faible que celle observée)

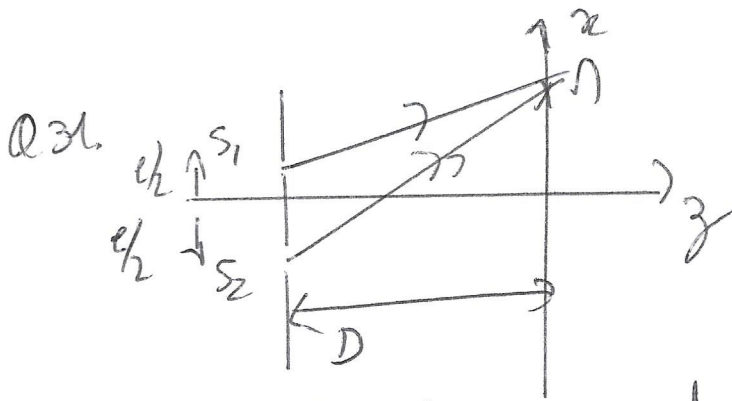
L'enregistrement comparé en présence d'un trou ou de deux trous est le suivant:



Q29 Lorsque un seul trou est présent, on observe des anneaux successivement sombres et brillants entourant une tache centrale lumineuse (disque).

Q30 La formule $\frac{k^2 \lambda a}{D^2}$ n'est pas homogène donc à exclure.

On sait que le rayon de la tache centrale est d'autant plus grand que a est petit: la bonne formule est donc $R = \frac{k \lambda a D}{2a}$



Par définition, la différence de marche en M entre les 2 ondes issues de S_2 et S_1 est: $\delta = S_2M - S_1M$ (On a pris $m_{\text{au}} = 1$)

Donc
$$\delta = \left[D^2 + \left(x + \frac{e}{2} \right)^2 \right]^{1/2} - \left[D^2 + \left(x - \frac{e}{2} \right)^2 \right]^{1/2}$$

Q32. On peut faire un DL pour $D \gg x$ et e en $\frac{x+e/2}{D}$ et $\frac{x-e/2}{D}$

$$\delta = D \left[1 + \frac{\left(x + \frac{e}{2} \right)^2}{D^2} \right]^{1/2} - D \left[1 + \frac{\left(x - \frac{e}{2} \right)^2}{D^2} \right]^{1/2}$$

D'au
$$\approx D \left[\left(1 + \frac{1}{2} \frac{\left(x + \frac{e}{2} \right)^2}{D^2} \right) - \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\left(x - \frac{e}{2} \right)^2}{D^2} \right) \right]$$

$$\boxed{\delta = \frac{ex}{D}}$$

Q33. D'après la formule de Fresnel, on a $I(M) = I_0(n) \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi ex}{\lambda D} \right) \right)$

- L'interfrange est $i = \frac{\lambda_0 D}{e}$

- le rayon de la tache centrale est $R = 12 \frac{\lambda_0 D}{2e}$ d'après Q30.

Sur la courbe, on détermine $R \approx 10 \text{ mm}$

$$\text{D'aut } \underline{a} = \frac{1,2 \lambda_0 D}{2R} = \frac{1,2 \times 633 \times 10^{-9} \times 2}{2 \times 10^{-3}} \approx \underline{7 \times 10^{-5} \text{ m.}}$$

De même on détermine $g \times i \approx 20 \text{ mm}$

$$\text{D'aut } \underline{e} = \frac{\lambda_0 D}{i} = \frac{633 \times 10^{-9} \times 2 \times 9}{2 \times 10^{-3}} \approx \underline{6 \times 10^{-4} \text{ m}}$$

Q34. L'image et l'objet sont réels, donc la lentille utilisée doit être convergente, ce qui exclut $f' < 0$

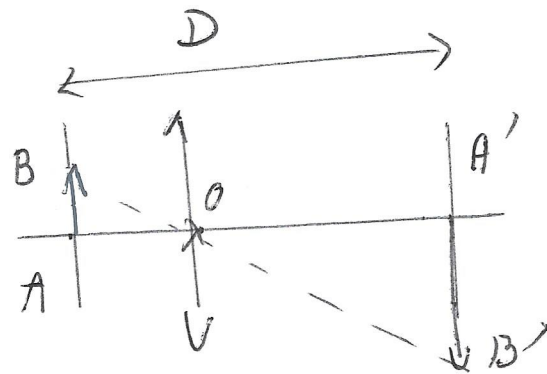
La distance minimale objet réel/image réelle est $D = 4f'$
donc il faut $f' \leq \frac{D}{4} = 50 \text{ cm}$, ce qui exclut $f' = 60 \text{ cm}$.

On cherche f' tq $|\delta|$ minimal à D fixée

$$\text{avec } \frac{1}{\overline{OA}} - \frac{1}{\overline{OA}'} = \frac{1}{f'}$$

$$\delta = \frac{\overline{OA}'}{\overline{OA}}$$

$$\text{et } \overline{AO} + \overline{OA}' = D \quad (1) \quad \text{d'aut } \begin{cases} \overline{OA} = f' \left(\frac{1}{\delta} - 1 \right) \\ \overline{OA}' = f' (1 - \delta) \end{cases}$$



$$\text{puis } D = -f' \left(\frac{1}{\delta} - 1 \right) + f' (1 - \delta) \rightarrow \delta^2 + \delta \left(\frac{D}{f'} - 2 \right) + 1 = 0$$

D'aut (pour $D = \left(\frac{D}{f'} - 2 \right)^2 - 4 \geq 0$, c'est à dire $D \geq 4f'$) on a

$$\delta = \frac{-\left(\frac{D}{f'} - 2 \right) \pm \sqrt{\left(\frac{D}{f'} - 2 \right)^2 - 4}}{2} \quad (*)$$

$\delta < 0$ comme attendu -

$$|\delta| \text{ Pas pour } \delta = \frac{-\left(\frac{D}{f'} - 2\right) - \left(\left(\frac{D}{f'} - 2\right)^2 - 4\right)^{1/2}}{2}$$

et $|\delta|$ Pas pour f' minimale!

↳ On choisit f' minimale avec la contrainte (à vérifier)

$$|OA| \geq 5 \text{ cm.}$$

Rq. Sinon il faudrait prendre l'autre solution pour l'équation (*)

AN. $f' = 10 \text{ cm}$

$$\delta = \frac{-(20-2) - \left((20-2)^2 - 4\right)^{1/2}}{2}$$

$$= \frac{-18 - \sqrt{320}}{2} = \frac{-18 - 8\sqrt{5}}{2} \approx -18.$$

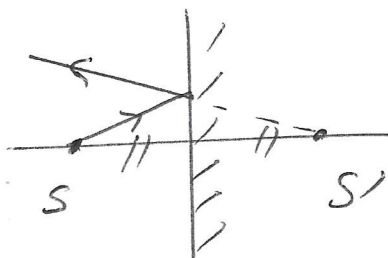
Validation $\overline{OA} = 10 \times \left(\frac{-1}{18} - 1\right) \approx -9 \text{ cm.}$ On a bien $|OA| \geq 5 \text{ cm.}$

AN. $e' = |\delta|e = 18 \times 0,6 = 10,8 \text{ mm}$

L'ordre de grandeur est cohérent (vu la précision des applications
normées "à la main")

Q 35. Un miroir plan étant rigoureusement stigmatique, on peut construire l'image d'un rayon quelconque issu d'une source ponctuelle S en utilisant l'image S' de S par le miroir

Par exemple:



$S \xrightarrow{\Pi} S'$ avec S' symétrique de S par le miroir M .

Dans le cas de l'interféromètre de Michelson, pour des rayons incidents sur M_2 , on a donc S_2 qui est l'image successive de S par la séparatrice et par le miroir M_2 .

$$S \xrightarrow{\text{séparatrice}} S_p \xrightarrow{\Pi_2} S_2$$

On a donc $S_p O = SO = d$ et $S_2 O_2 = O_2 S_p = d + d_2$ (voir figure B)

d'où $\overline{S_2 E} = S_2 O_2 + O_2 S_p + d_e - d = \underline{d + 2d_2 + d_e}$

AN $\underline{S_2 E} = 5 + 90 + 105 = 200 \text{ cm} = 200 \text{ m}$

Q 36. Voir figure C le rayon réfléchi par Π_2 est issu de S_2 .

Celui réfléchi par la séparatrice est issu de S_p , d'où la construction.

Q 37. On a $S \xrightarrow{\Pi_1} S_1$ puis $S_1 \xrightarrow{\text{séparatrice}} S'_1$, avec $\underline{S'_1 S_2 = 2e}$.

d'où la construction

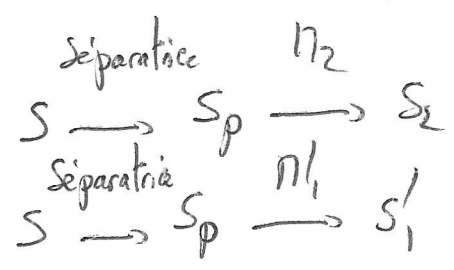
Pour la construction, il est équivalent de raisonner en considérant $S \xrightarrow{\text{séparatrice}} S_p$ puis $S_p \xrightarrow{\Pi'_1} S'_1$, où Π'_1 est le symétrique du miroir Π_1 par la séparatrice.

Rq. Les chemins optiques parcourus par les rayons lumineux (par exemple celui réfléchi par Π_1) issus de S , sont les mêmes que des rayons lumineux fictifs issus de S' et S_2 d'après les constructions précédentes.

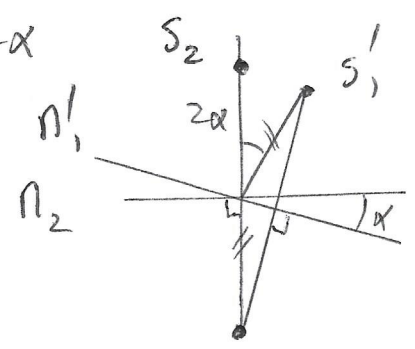
Q38. D'après les questions précédentes, on peut utiliser le schéma simplifié en raisonnant avec le miroir Π_1 symétrique de Π_2 par rapport à la séparatrice.

En un point M de l'écran peuvent interférer deux rayons issus de S réfléchis par Π_2 ou Π_1

Ces rayons sont issus de S_2 et S' , avec



S' se déduit de S_2 par rotation d'angle 2α et d'axe l'arête commune des 2 miroirs Π_1 et Π_2 (voir schéma ci-contre)



L'angle α étant petit, $(S_2 S')$ est pratiquement parallèle à l'écran.
On se retrouve donc avec une configuration similaire à celle des trous d'Young.

La différence par rapport aux trous d'Young est que les ondes issues de S_2 et S'_1 sont générées par réflexion et non par diffraction: on s'affranchit donc de la diffraction.

Sur l'écran, on observe donc des franges brillantes et sombres rectilignes et équidistantes uniquement, avec un interfacement $i = \frac{\lambda D}{e}$ et $e = S_2 S'_1$.

Q33. On souhaite que $S_2 S'_1 = e$ avec $e = 90 \text{ mm}$

Or $S_2 S'_1 = 2\alpha \times OS_2 = 2\alpha (d + d_2)$

D'où $\boxed{\alpha = \frac{e}{2(d + d_2)}}$

AN $\alpha = 90 \cdot 10^{-3} \text{ rad.}$

Ce dispositif permet de faire varier "simplement" la distance entre les 2 sources S_2 et S'_1 , et ce de façon continue en faisant varier l'angle α .

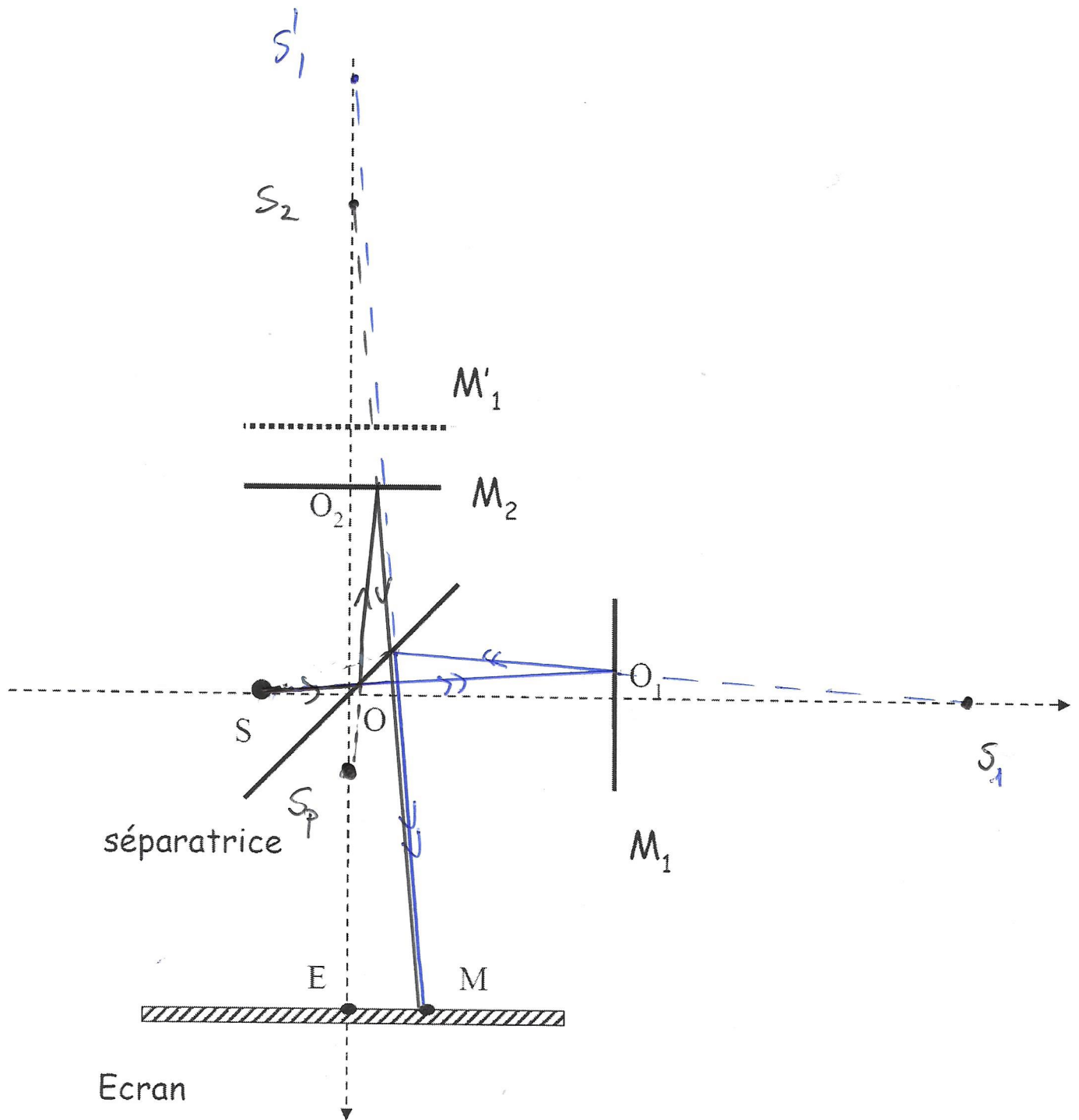


Figure B : interféromètre de Michelson avec miroirs perpendiculaires

Q39-Q40

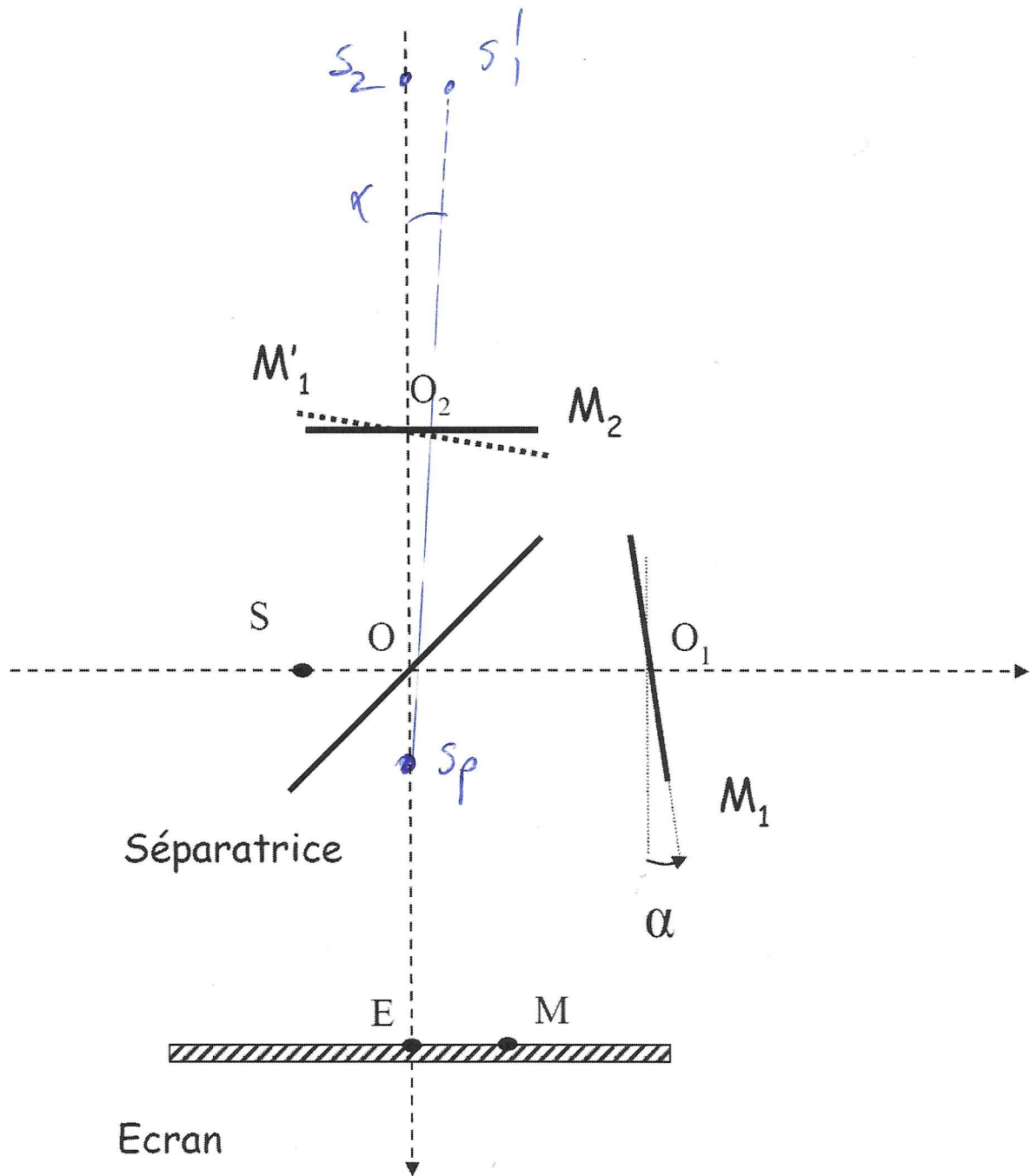


Figure C : interféromètre Michelson avec miroirs non perpendiculaires