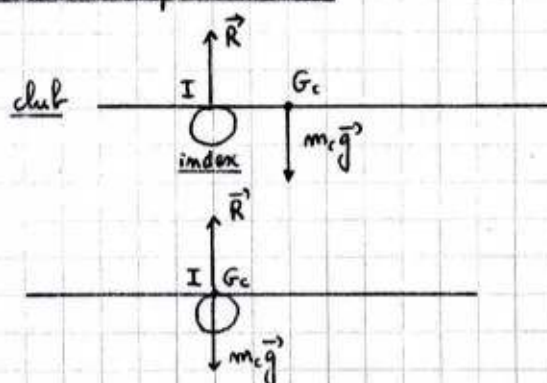


I - Le swing

I.A Caractéristiques du club

I.A.1



Le moment résultant en I des forces subies par le club n'est pas nul.
Il n'y a pas d'équilibre. Le club tourne.

Le moment résultant en I des forces subies par le club est nul.
Il y a équilibre. L'index se situe à l'endroit de G_c .
On peut en déduire h_c .

I.A.2a) Théorème scalaire du moment cinétique par rapport à A_3 , pour le club dans $R_{\text{galiléen}}$:

$$J_c \ddot{\varphi} = \mathcal{M}_{\text{ext} \rightarrow \text{club}}(A_3) = \mathcal{M}_{\text{poids}}(A_3) + \mathcal{M}_{\text{liaison pivot}}(A_3)$$

$$\mathcal{M}_{\text{poids}}(A_3) = (\vec{AG}_c \wedge m_c \vec{g}) \cdot \vec{v}_3 = \begin{vmatrix} h_c \cos \varphi & h_c \sin \varphi & 0 \\ 0 & 0 & mcg \end{vmatrix} = -mcg h_c \sin \varphi$$

$$\mathcal{M}_{\text{liaison pivot}}(A_3) = 0 \quad (\text{pas de frottement})$$

donc: $J_c \ddot{\varphi} + mcg h_c \sin \varphi = 0$

b) Pour les petites oscillations: $\ddot{\varphi} + \omega_0^2 \varphi = 0$ avec: $\omega_0^2 = \frac{mcg h_c}{J_c} = \frac{4\pi^2}{T_0^2}$

Donc: $J_c = \frac{mcg h_c T_0^2}{4\pi^2}$ A.N: $J_c = 0,34 \text{ kg.m}^2$

I.B Modèle du pendule double

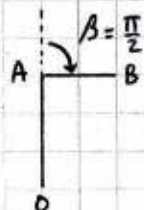
I.B.1



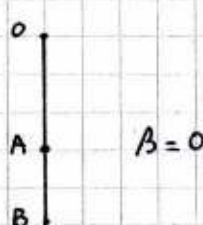
β est l'angle entre la direction des bras et le club.

I.B.2

$A \quad t=0$:



$A \quad t=\tau$:



I.C Expression des grandeurs cinétiques

I.C.1

$$x_{G_c} = L \cos \theta + h \cos \varphi \quad y_{G_c} = L \sin \theta + h \sin \varphi$$

On a: $\vec{p}_c = m_c \vec{v}_{G_c} = m_c [\dot{x}_{G_c} \vec{v}_x + \dot{y}_{G_c} \vec{v}_y]$

Donc : $\vec{p}_c = m_c [(-L_\beta \dot{\theta} \sin \theta - h_c \dot{\varphi} \sin \varphi) \vec{v}_x + (L_\beta \dot{\theta} \cos \theta + h_c \dot{\varphi} \cos \varphi) \vec{v}_y]$

I.C.2 Rotation de la tige OA autour de l'axe fixe Oz : $E_{cl} = \frac{1}{2} J_\beta \dot{\theta}^2$

Théorème de König pour le club : $E_{cc} = E_{cc}^* + \frac{1}{2} m_c \vec{v}_{G_c}^2$

Soit : $E_{cc} = \frac{1}{2} J'_c \dot{\varphi}^2 + \frac{1}{2} m_c [(-L_\beta \dot{\theta} \sin \theta - h_c \dot{\varphi} \sin \varphi)^2 + (L_\beta \dot{\theta} \cos \theta + h_c \dot{\varphi} \cos \varphi)^2]$
 $= \frac{1}{2} (J_c - m_c h_c^2) \dot{\varphi}^2 + \frac{1}{2} m_c [L_\beta^2 \dot{\theta}^2 + h_c^2 \dot{\varphi}^2 + 2 \dot{\theta} \dot{\varphi} L_\beta h_c (\sin \theta \sin \varphi + \cos \theta \cos \varphi)]$
 $= \cos(\varphi - \theta) = \cos \beta$

donc : $E_{cc} = \frac{1}{2} J_c \dot{\varphi}^2 + \frac{1}{2} m_c L_\beta^2 \dot{\theta}^2 + m_c \dot{\theta} \dot{\varphi} L_\beta h_c \cos \beta$

puis : $E_c = \frac{1}{2} J_c \dot{\varphi}^2 + \frac{1}{2} (J_\beta + m_c L_\beta^2) \dot{\theta}^2 + m_c L_\beta h_c \dot{\theta} \dot{\varphi} \cos \beta$

donc : $C = J_\beta + m_c L_\beta^2$; $D = J_c$; $E = m_c L_\beta h_c$

I.C.3 Pour calculer $\sigma(Oz)$ il faut additionner le moment cinétique scalaire $\sigma_\beta(Oz) = J_\beta \dot{\theta}$ de la tige OA avec le moment cinétique scalaire $\sigma_c(Oz)$ du club, que l'on calcule avec l'autre théorème de König : $\sigma_c(Oz) = J'_c \dot{\varphi} + (\vec{OG_c} \wedge m_c \vec{v}_{G_c}) \cdot \vec{v}_z$

I.D Application : dynamique du swing

I.D.1 . $\vec{z} \otimes \downarrow \oplus$ Les bras doivent tourner dans le sens < 0 , donc : $\Gamma_\beta < 0$

. TSMC / Oz pour le système {bras+club} : $\frac{d\sigma(Oz)}{dt} = \Gamma_\beta$

donc : $C \ddot{\theta} + D \ddot{\varphi} + E(\ddot{\theta} + \ddot{\varphi}) \cos \beta - E(\dot{\theta} + \dot{\varphi}) \dot{\beta} \sin \beta = \Gamma_\beta$

I.D.2 a) Théorème de la résultante cinétique au club : $\frac{d\vec{p}_c}{dt} = \vec{F}_{\beta \rightarrow c}$

Donc : $F_x = \frac{d}{dt} (\vec{p}_c \cdot \vec{v}_x) \quad F_y = \frac{d}{dt} (\vec{p}_c \cdot \vec{v}_y)$

b) Théorème scalaire du moment cinétique par rapport à $G_c z$ dans le référentiel barycentrique R_c^* du club (où le club est en rotation autour de l'axe fixe $G_c z$) :

$$J'_c \ddot{\varphi} = \Gamma_c + (\vec{G_c A} \wedge \vec{F}_{\beta \rightarrow c}) \cdot \vec{v}_z = \Gamma_c + \begin{vmatrix} -h_c \cos \varphi \\ -h_c \sin \varphi \\ 0 \end{vmatrix} \wedge \begin{vmatrix} F_x \\ F_y \\ 0 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{vmatrix}$$

$$= \Gamma_c - h_c \cos \varphi F_y + h_c \sin \varphi F_x$$

donc : $\Gamma_c = J'_c \ddot{\varphi} + h_c \cos \varphi F_y - h_c \sin \varphi F_x$

I.D.3. a) β constant $\Rightarrow \dot{\beta} = 0 \Rightarrow \dot{\varphi} = \dot{\theta}$

On a : $\beta(0) = \frac{\pi}{2}$ donc $\cos \beta(0) = 0$. L'équation du I.D.1 devient : $(C+D) \ddot{\theta} = \Gamma_\beta$

On en déduit: $\dot{\theta} = \frac{\Gamma_E}{C+D} t$ ($\dot{\theta} = 0$ à $t=0$)

puis: $\theta = \frac{1}{2} \frac{\Gamma_E}{C+D} t^2 + \pi$

b) $\Gamma_C = 0 \Rightarrow \frac{E\Gamma_E^2}{(C+D)^2} t^2 = -\frac{D\Gamma_E}{C+D} \Rightarrow \frac{E\Gamma_E}{C+D} t^2 = -D \Rightarrow t_0 = \sqrt{-\frac{D(C+D)}{E\Gamma_E}}$

Puis: $\theta(t_0) = \frac{1}{2} \frac{\Gamma_E}{C+D} \left(-\frac{D(C+D)}{E\Gamma_E} \right) + \pi \Rightarrow \theta(t_0) = \pi - \frac{D}{E}$ A.N: $\theta(t_0) = 1,1 \text{ rad} = 63^\circ$

I-D.4 a) De $t=0$ à $t=t_0$, le travail des forces intérieures est nul car le système {bras+club} est un solide indéformable.
De $t=t_0$ à $t=\tau$, le travail des forces intérieures est nul car la liaison en A est parfaite.

b) $W = \int_0^\tau \vec{J}_E \cdot d\vec{t} = \int_0^\tau \Gamma_E \cdot \dot{\theta} dt = \int_0^\tau \Gamma_E \cdot d\theta = \Gamma_E (\theta(\tau) - \theta(0))$

donc: $W = -\pi \Gamma_E$

c) Théorème de l'énergie cinétique au système {bras+club} entre 0 et τ :

$\Delta E_c = W_{ext} + W_{int} \Rightarrow E_c(\tau) - E_c(0) = -\pi \Gamma_E$ car $W_{int} = 0$

A $t=0$: $E_c(0) = 0$ A $t=\tau$: $E_c(\tau) \approx \frac{1}{2} D \dot{\varphi}^2(\tau)$ en ne gardant que le terme prépondérant dans l'expression du I.C-2

d'où: $\frac{1}{2} J_c \dot{\varphi}^2(\tau) = -\pi \Gamma_E \Rightarrow \dot{\varphi}(\tau) = -\sqrt{-\frac{2\pi\Gamma_E}{J_c}}$ (choix du signe - car φ décroît au cours du temps)

d) $\vec{OB}' = (L_E \cos\theta + L_C \cos\varphi) \vec{v}_x + (L_E \sin\theta + L_C \sin\varphi) \vec{v}_y$

$\Rightarrow \vec{v}_B = (-L_E \dot{\theta} \sin\theta - L_C \dot{\varphi} \sin\varphi) \vec{v}_x + (L_E \dot{\theta} \cos\theta + L_C \dot{\varphi} \cos\varphi) \vec{v}_y$

A $t=\tau$: θ et φ sont nuls et $|\dot{\theta}| \ll |\dot{\varphi}|$ donc il reste: $\vec{v}_B \approx L_C \dot{\varphi}(\tau) \vec{v}_y$

Soit: $\vec{v}_B(\tau) = -L_C \sqrt{-\frac{2\pi\Gamma_E}{J_c}} \vec{v}_y$

A.N: $\|\vec{v}_B(\tau)\| = 47 \text{ m.s}^{-1} = 170 \text{ km.h}^{-1}$. Cette valeur semble plausible.

II. Le vol de la balle

II.A Écoulement stationnaire : $\vec{v}$ ne dépend pas de t
 Invariance par translation selon Oz : $\vec{v}$ ne dépend pas de z
 $\Rightarrow \vec{v}$ dépend de r et θ

II.B Quand $r \rightarrow +\infty$: $\vec{v}(M) = \vec{v}_0$

Quand $r = R$: $\vec{v}(M)$ doit être tangent à la surface du cylindre $\Rightarrow v_n(R, \theta) = 0$

II.C Écoulement irrotationnel : $\text{rot } \vec{v} = \vec{0}' \Rightarrow \vec{v} = \text{grad } \varphi$

II.D $v_n = \frac{\partial \varphi}{\partial n} \Rightarrow v_n = \left(-v_0 + \frac{p}{2\pi R^2}\right) \cos \theta$ $v_\theta = \frac{1}{R} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \Rightarrow v_\theta = \left(-v_0 + \frac{p}{2\pi R^2}\right) \sin \theta + \frac{R\Omega}{R}$

II.E Quand $r \rightarrow +\infty$: $\vec{v}(M) = -v_0 \cos \theta \vec{u}_n + v_0 \sin \theta \vec{u}_\theta = -v_0 (\cos \theta \vec{u}_n - \sin \theta \vec{u}_\theta) = \vec{v}_x$

On a bien : $\vec{v}(M) = -v_0 \vec{u}_x$. La condition est vérifiée

Quand $r = R$: $v_n(R, \theta) = 0 \Rightarrow -v_0 + \frac{p}{2\pi R^2} = 0 \Rightarrow p = 2\pi R^2 v_0$

II.F Écoulement parfait, stationnaire, irrotationnel, incompressible
 $\Rightarrow$ Théorème de Bernoulli sous la forme : $P + \frac{1}{2} \rho \vec{v}^2 = K$ (vraie constante)

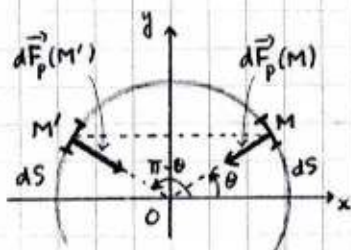
Donc : $P(R, \theta) + \frac{1}{2} \rho \vec{v}^2(R, \theta) = P_0 + \frac{1}{2} \rho v_0^2$ entre la surface du cylindre et l'infini

$$P(R, \theta) = P_0 + \frac{1}{2} \rho v_0^2 - \frac{1}{2} \rho \left[\left(v_0 + \frac{p}{2\pi R^2}\right) \sin \theta + R\Omega \right]^2$$

$$= P_0 + \frac{1}{2} \rho v_0^2 - \frac{1}{2} \rho [2v_0 \sin \theta + R\Omega]^2$$

donc : $P(R, \theta) = P_0 + \frac{1}{2} \rho v_0^2 - \frac{1}{2} \rho R^2 \Omega^2 - 2\rho v_0^2 \sin^2 \theta - 2\rho v_0 R\Omega \sin \theta$

II.G



Soient $M(R, \theta)$ et $M'(R, \pi - \theta)$ deux points symétriques par rapport à l'axe Oy

$$\sin(\pi - \theta) = \sin \theta \Rightarrow P(M) = P(M')$$

Les forces de pressions $d\vec{F}_p(M)$ et $d\vec{F}_p(M')$ sont symétriques par rapport à l'axe Oy : leur somme est parallèle à Oy

$\Rightarrow \vec{F}_p = \iint_{\text{surface}} d\vec{F}_p(M)$ n'a pas de composante selon Ox

II.H $F_{py} = \iint_{\text{surface}} d\vec{F}_p(M) \cdot \vec{u}_y' = \iint_{\text{surface}} -P(R, \theta) dS \vec{u}_n \cdot \vec{u}_y'$ avec $dS = R d\theta dz$
 $\vec{u}_n \cdot \vec{u}_y' = \sin \theta$

$$= - \iint_{\text{surface}} R \left[P_0 + \frac{1}{2} \rho v_0^2 - \frac{1}{2} \rho R^2 \Omega^2 - 2\rho v_0^2 \sin^2 \theta - 2\rho v_0 R\Omega \sin \theta \right] d\theta dz \sin \theta$$

$$= -R h \left[\underbrace{\left(P_0 + \frac{1}{2} \rho v_0^2 - \frac{1}{2} \rho R^2 \Omega^2\right)}_{=0} \int_0^{2\pi} \sin \theta d\theta - 2\rho v_0^2 \underbrace{\int_0^{2\pi} \sin^3 \theta d\theta}_{=0} - 2\rho v_0 R\Omega \underbrace{\int_0^{2\pi} \sin^2 \theta d\theta}_{=\pi} \right]$$

donc: $F_{py} = 2\pi R^2 h v_0 \Omega \rho \Rightarrow \boxed{\vec{F}_p = 2\pi R^2 h \rho v_0 \Omega \vec{u}_y}$

On a: $\vec{v}_0 \wedge \vec{\Omega} = -v_0 \vec{u}_x \wedge \Omega \vec{u}_z = v_0 \Omega \vec{u}_y$

donc: $\vec{F}_p = 2\pi R^2 h \rho \vec{v}_0 \wedge \vec{\Omega}$ et on en déduit: $\boxed{\alpha = 2\pi R^2 h \rho}$

II.I.1 $\Omega > 0$: $\vec{F}_p$ est selon $+\vec{u}_y$, donc $\vec{F}_p$ va s'opposer au poids et la balle va aller plus loin.
 $\Omega < 0$: $\vec{F}_p$ est selon $-\vec{u}_y$, donc $\vec{F}_p$ s'ajoute au poids et la balle va aller moins loin.

II.I.2 $\|\vec{F}_p\| = 0,4 \text{ N}$

Le poids de la balle est $M_b g = 0,45 \text{ N}$. La force de Magnus peut donc presque compenser le poids.

II.I.3 Si $\vec{\Omega}$ n'est pas tout à fait porté par $\vec{u}_z$, la force $\vec{F}_p$ ne sera plus parallèle à Oy mais aura aussi une composante selon $\vec{u}_z$. Il y aura une déviatio latérale de la trajectoire de la balle.

II.I.4 Il faut prendre en compte la viscosité de l'air. La balle va être freinée.

III. Etude des vibrations de la tête de club

III.A.1 Contact optique: égalité des longueurs des deux voies de l'interférométrie
 $\Rightarrow$ l'image de S par la séparatrice se superpose avec M.

III.A.2 La photodiode reçoit deux ondes cohérentes provenant des deux voies de l'interférométrie

$\vec{E}_1 = E_0 e^{i(\omega t - \varphi_1)}$ et $\vec{E}_2 = E_0 e^{i(\omega t - \varphi_2)}$ $\Rightarrow$ champ total: $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$

L'intensité est alors: $I = K \vec{E} \cdot \vec{E}^* = 2KE_0^2 (1 + \cos(\varphi_2 - \varphi_1))$

Le déphasage entre les deux ondes est: $\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \delta$ avec: $\delta = 2d$

En posant $I_0 = 2KE_0^2$, on a: $\boxed{I = I_0 (1 + \cos(\frac{4\pi d}{\lambda}))}$

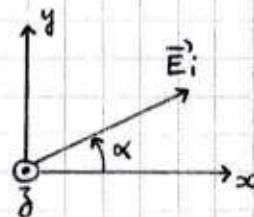
III.A.3 Le cos est une fonction paire, donc le signe de φ ne joue aucun rôle.
 On ne peut pas accéder au sens de déplacement.

III.B.1 Les deux composantes de $\vec{E}_i$ sont en phase $\Rightarrow$ polarisation rectiligne

III.B.2 OPPM $\Rightarrow$ relation de structure $\vec{B}_i = \frac{\vec{v}_i \wedge \vec{E}_i}{c}$

$$= \frac{1}{c} \begin{vmatrix} 0 & E_{ix} \\ 0 & E_{iy} \\ 1 & 0 \end{vmatrix}$$

donc: $\boxed{\vec{B}_i = \frac{E_0}{c} [-\sin \alpha \vec{u}_x + \cos \alpha \vec{u}_y] \cos(\omega t - k z)}$



$$\vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$$

Le flux de $\vec{\Pi}$ à travers une surface représente la puissance électromagnétique à travers cette surface.

Ici: $\vec{\Pi}_i = \frac{\vec{E}_i \wedge \vec{B}_i}{\mu_0} = -\frac{E_0^2}{\mu_0 c} \cos^2(\omega t - kz) \vec{u}_z \Rightarrow \langle \vec{\Pi}_i \rangle = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} \vec{u}_z$ en moyenne

Puis: $P_i = \iint_{\text{section}} \langle \vec{\Pi}_i \rangle \cdot d\vec{S} = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} \cdot S$ soit: $P_i = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_0^2 S$

III.C.1 On retrouve la loi de Malus

Pour le faisceau sonde, on a: $\vec{E}_{\text{sonde}} = E_0 \cos \alpha \cos(\omega t - kz) \vec{u}_x$

$$\vec{B}_{\text{sonde}} = \frac{E_0}{c} \cos \alpha \cos(\omega t - kz) \vec{u}_y$$

$$\vec{\Pi}_{\text{sonde}} = \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \cos^2 \alpha \cos^2(\omega t - kz) \vec{u}_z$$

donc $P_{\text{sonde}} = \iint_{\text{section}} \langle \vec{\Pi}_{\text{sonde}} \rangle \cdot d\vec{S} = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} \cos^2 \alpha \cdot S = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_0^2 \cos^2 \alpha$

on a bien: $P_{\text{sonde}} = P_i \cos^2 \alpha$

III.C.2 Le CSP1 n'absorbe pas d'énergie, donc: $P_i = P_{\text{sonde}} + P_{\text{ref}} \Rightarrow P_{\text{ref}} = P_i \sin^2 \alpha$

III.D.1 $E_{iy'} = E_0 \cos(\omega t - kz') \sin \beta$

III.D.2 Axe lent = Oy' $\Rightarrow$ c'est la composante $E_{iy'}$ qui est "retardée" de $\frac{\pi}{2}$ par rapport à $E_{ix'}$

III.D.3 En sortie de la lame $\frac{\lambda}{4}$: $\vec{E}_s = E_0 \cos(\omega t - kz') \cos \beta \vec{u}_x + E_0 \cos(\omega t - kz' - \frac{\pi}{2}) \sin \beta \vec{u}_y$

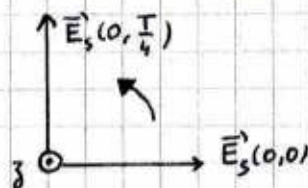
donc: $\vec{E}_s = E_0 \cos \beta \cos(\omega t - kz') \vec{u}_x + E_0 \sin \beta \sin(\omega t - kz') \vec{u}_y$

Pour β quelconque, c'est une polarisation elliptique (ellipse centrée sur les axes Ox' et Oy')

III.D.4 Si $\beta = 45^\circ$, les deux composantes ont la même amplitude $\frac{E_0}{\sqrt{2}}$. La polarisation est circulaire.

On a: $\vec{E}_s(0,0) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \vec{u}_x$

$$\vec{E}_s(0, \frac{T}{4}) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \vec{u}_y$$



La polarisation est circulaire gauche.

III.E Le champ électrique de l'onde réfléchie s'écrit a priori:

$$\vec{E}_s' = E_{r0x'} \cos(\omega t + kz' - \phi_x) \vec{u}_x + E_{r0y'} \cos(\omega t + kz' - \phi_y) \vec{u}_y$$

La continuité de la composante tangentielle du champ électrique, à la surface du métal parfait (dans lequel le champ électrique est nul) donne:

$$\vec{E}_s(0,t) + \vec{E}_s'(0,t) = \vec{0} \quad \forall t$$

selon Osc' : $\frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos \omega t + E_{r0x'} \cos(\omega t - \phi_x) = 0$

selon Oy' : $\frac{E_0}{\sqrt{2}} \sin \omega t + E_{0y'} \cos(\omega t - \varphi_y) = 0$

Pour que ce soit vrai à tout instant t , il faut que: $E_{0x'} = \frac{E_0}{\sqrt{2}}$ et $\varphi_x = \pi [2\pi]$

$E_{0y'} = \frac{E_0}{\sqrt{2}}$ et $\varphi_y = -\frac{\pi}{2} [2\pi]$

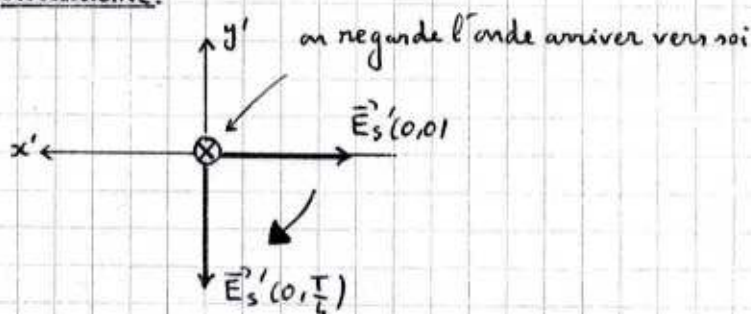
donc: $\vec{E}_s' = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + kz' - \pi) \vec{u}_x + \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + kz' + \frac{\pi}{2}) \vec{u}_y$
 $= -\frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + kz') \vec{u}_x - \frac{E_0}{\sqrt{2}} \sin(\omega t + kz') \vec{u}_y$

On retrouve une polarisation circulaire.

$\vec{E}_s'(0,0) = -\frac{E_0}{\sqrt{2}} \vec{u}_x$

$\vec{E}_s'(0, \frac{T}{4}) = -\frac{E_0}{\sqrt{2}} \vec{u}_y$

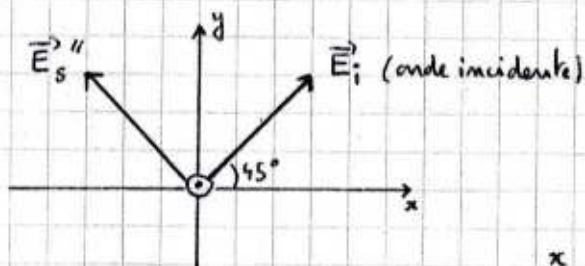
La polarisation est circulaire droite



III - F En sortie de la lame $\frac{\lambda}{4}$: $\vec{E}_s'' = -\frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + kz') \vec{u}_x - \frac{E_0}{\sqrt{2}} \sin(\omega t + kz' - \frac{\pi}{2}) \vec{u}_y$
 $= -\frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + kz') \vec{u}_x + \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + kz') \vec{u}_y$

Les deux composantes de $\vec{E}_s''$ sont en opposition de phase: polarisation rectiligne.

En résumé:

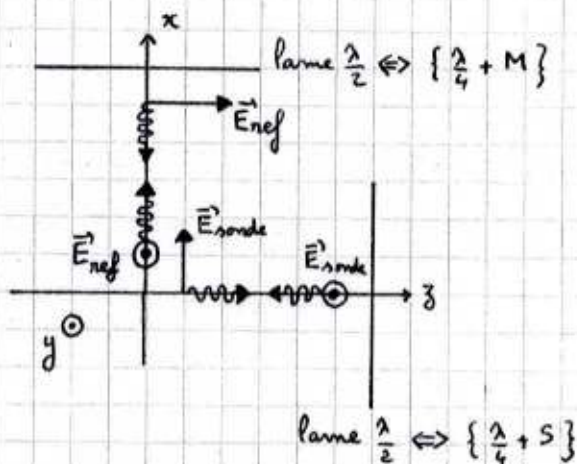


Il y a une symétrie par rapport aux lignes neutres: l'ensemble $\{\frac{\lambda}{4} + \text{miroir}\}$ est équivalent à une lame $\frac{\lambda}{2}$.

III - G On est ramené au schéma suivant:

Après réflexion et retraversée de la lame $\frac{\lambda}{4}$:

- $\vec{E}_{\text{sonde}}$ est polarisé rectilignement selon $\vec{u}_y$
- $\vec{E}_{\text{réf}}$ est polarisé rectilignement selon $\vec{u}_x$



III - H On a deux ondes polarisées rectilignement à 45° des lignes neutres d'une lame $\frac{\lambda}{4} \Rightarrow$ à la sortie de la lame $\frac{\lambda}{4}$, les deux faisceaux sont polarisés circulairement

III - I On a: $\vec{E}_{\text{total}} = \vec{E}_{\text{ref}} + \vec{E}_{\text{sonde}}$

$$\vec{E}'_{\text{total}} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} (\sin(\omega t + kx) - \sin(\omega t + kx - \varphi)) \vec{u}_y + \frac{E_0}{\sqrt{2}} (\cos(\omega t + kx) + \cos(\omega t + kx - \varphi)) \vec{u}_z$$

$$= \sqrt{2} E_0 \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) \cos\left(\omega t + kx - \frac{\varphi}{2}\right) \vec{u}_y + \sqrt{2} E_0 \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) \cos\left(\omega t + kx - \frac{\varphi}{2}\right) \vec{u}_z$$

$\vec{E}'_{\text{total}}$ a deux composantes en phase $\Rightarrow$ polarisation rectiligne

L'angle entre l'axe Oz et $\vec{E}'_{\text{total}}$ est : $\boxed{\frac{\varphi}{2}}$

- III. J Le faisceau transmis vers la photodiode 1 est polarisé selon $\vec{u}_z$ et possède une amplitude $\sqrt{2} E_0 \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)$
 Le faisceau réfléchi vers la photodiode 2 est polarisé selon $\vec{u}_y$ et possède une amplitude $\sqrt{2} E_0 \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)$

On aura donc comme au III. C : $P_1 = P_{\text{totale}} \cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)$ $P_2 = P_{\text{totale}} \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)$

$$= P_{\text{totale}} \frac{1 + \cos \varphi}{2} \quad = P_{\text{totale}} \frac{1 - \cos \varphi}{2}$$

d'où : $\boxed{U_1 = U_0 (1 + \cos \varphi) \quad U_2 = U_0 (1 - \cos \varphi)}$

- III. K.1 Les vibrations de la tête peuvent se propager dans le club et être ressenties par le golfeur. Cela peut provoquer des tendinites.

- III. K.2 noeud : point de vibration nulle
ventre : point de vibration maximale

Si le point d'impact est proche d'un noeud, les vibrations seront faibles. Mais si le point d'impact est proche d'un ventre, les vibrations seront plus importantes. L'intensité des vibrations renseigne donc le golfeur sur la qualité de la frappe.

- III. K.3 Son produit par le mouvement du club dans l'air ?