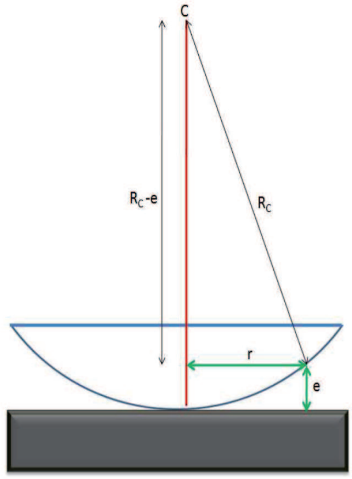
1 Mesure du rayon de courbure d'une lentille (d'après CCP-MP-2013)



II.1.a. $R_C^2=(R_C-e)^2+r^2 \Rightarrow e^2-2R_Ce+r^2=0$. D'où : $\underline{e=R_C-\sqrt{R_C^2-r^2}}$

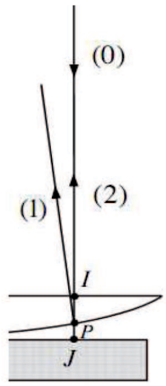
II.1.b . Pour $R_C \gg r$, $e=R_C\left(1-\sqrt{1-r^2/R_C^2}\right)\simeq\dfrac{r^2}{2R_C}$. $\alpha=\dfrac{1}{2}$.

II.1.c. Pour $R_C \gg r$, les rayons (1) et (2) sont quasi-parallèles. Ainsi :

$$\Delta L=L_2-L_1\simeq 2e=\frac{r^2}{R_C}.$$

II.1.d. On a $\underline{A}_2(P)=\underline{A}_0(P)\underline{r}_{v/a}$ et $\underline{A}_1(P)=\underline{A}_0(P)\underline{t}^2\underline{r}_{a/v}e^{-j2\pi\Delta L/\lambda_0}$.

Les réflexions étant de natures différentes, les coefficients de réflexion correspondants sont alors de signes opposés ($\underline{r}_{v/a}\times\underline{r}_{a/v}<0$). Ainsi : $\dfrac{\underline{A}_1(P)}{\underline{A}_2(P)}=\underline{t}^2\left|\dfrac{\underline{r}_{a/v}}{\underline{r}_{v/a}}\right|e^{-j\pi}\times e^{-j2\pi\Delta L/\lambda_0}$.



Soit : $\Delta\Phi=\dfrac{2\pi\Delta L}{\lambda_0}+\pi=\dfrac{2\pi r^2}{\lambda_0 R_C}+\pi$.

en effet, la réflexion en J se fait sur un miroir (déphasage de π) alors que la réflexion en P se fait sur un milieu moins réfringent (pas de déphasage de π)

II.1.e. A une constante multiplicative près,

$I = \underline{A}(P)\times\underline{A}^*(P) = \left(\underline{A}_1(P)+\underline{A}_2(P)\right)\times\left(\underline{A}_1^*(P)+\underline{A}_2^*(P)\right) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\Delta\Phi$. Avec : $I_1 = I_2 = I_0/2$.

Soit : $I = I_0\left[1+\cos\left(\Delta\Phi\right)\right] = I_0\left[1-\cos\left(\dfrac{2\pi r^2}{\lambda_0 R_C}\right)\right]$. On a utilisé ici le fait que les deux sources étaient ponctuelles, monochromatiques, mutuellement cohérentes, de même intensité, et en opposition de phase

$I = cste \Rightarrow r = cst$: les franges sont donc des anneaux centrés sur l'axe (OS_L).

II.1.f . Les minimas d'intensité, ou franges sombres, correspondent à $I = 0 \Rightarrow \dfrac{r_{Sm}^2}{\lambda_0 R_C} = m$ entier ($m \in \mathbb{N}^*$). Soit :

$r_{Sm} = \sqrt{\lambda_0 R_C}\sqrt{m}$. Varie en $\sqrt{m}$ moins vite m que : les anneaux se resserrent en s'éloignant du centre.

II.2. a. $S_L \xleftrightarrow{L_P} O_E \Rightarrow \dfrac{1}{\overline{O_P O_E}} - \dfrac{1}{\overline{O_P S_L}} = \dfrac{1}{f_{pi}}$. Soit : $\overline{O_P O_E} = \dfrac{f_{pi}\times\overline{O_P S_L}}{\left(f_{pi}+\overline{O_P S_L}\right)}$. AN : $\overline{O_P O_E} = \dfrac{-15\times 10}{(10-15)} = 30cm$.

II.2.b. $G_{tp} = \dfrac{\overline{O_P O_E}}{\overline{O_P S_L}}$; AN : $G_{tp} = -2$.

II.2.c . $R_C = \dfrac{r_{Sm}^2}{\lambda_0 m} = \dfrac{R_{Sm}^2}{G_{tp}^2\lambda_0 m}$; AN : $R_C = \dfrac{r_{S5}^2}{5\times 4\times\lambda_0} \simeq 2\text{m}$. On mesure sur la figure pour le rayon du 5ème anneau : r_5=4.5 mm environ.

II.3. L'intensité résultante de la superposition des deux ondes incohérentes est : $I = I_1 + I_2$.

$$I = I_0\left[1+\cos\left(\Delta\Phi_1\right)\right] + I_0\left[1+\cos\left(\Delta\Phi_2\right)\right] = I_0\left[2-\cos\left(\frac{2\pi r^2}{\lambda_1 R_C}\right)-\cos\left(\frac{2\pi r^2}{\lambda_2 R_C}\right)\right].$$

Soit : $$I(r) = 2I_0\left[1-\cos\left(\frac{2\pi r^2\left(\lambda_2-\lambda_1\right)}{\lambda_2\lambda_1 R_C}\right)\cos\left(\frac{2\pi r^2\left(\lambda_2+\lambda_1\right)}{\lambda_2\lambda_1 R_C}\right)\right] = 2I_0\left[1+\gamma(r)\cos\left(2\pi p(r)\right)\right].$$

$$\gamma(r) = \cos\left(\frac{\pi r^2\left(\lambda_2-\lambda_1\right)}{\lambda_2\lambda_1 R_C}\right) = \text{ et } p(r) = \frac{r^2\left(\lambda_2+\lambda_1\right)}{2\lambda_2\lambda_1 R_C}+\frac{1}{2} = \frac{r^2}{\lambda_{moy}R_C}+\frac{1}{2}.$$