A l'allumage du laser, en régime transitoire, se produit des cascades d'émissions stimulées (1 photon → 2 photons) et ce gain permet d'augmenter l'intensité du faisceau lumineux. Mais ce faisant, le niveau 2 se dépeuple, et le gain devient moins important.
Cette non linéarité empêche l'intensité de devenir arbitrairement grande. En régime stationnaire, elle se stabilise à une valeur telle que :

gain d'énergie (sous forme de photons) dans la cavité	=	perte d'énergie par l'émission du faisceau laser

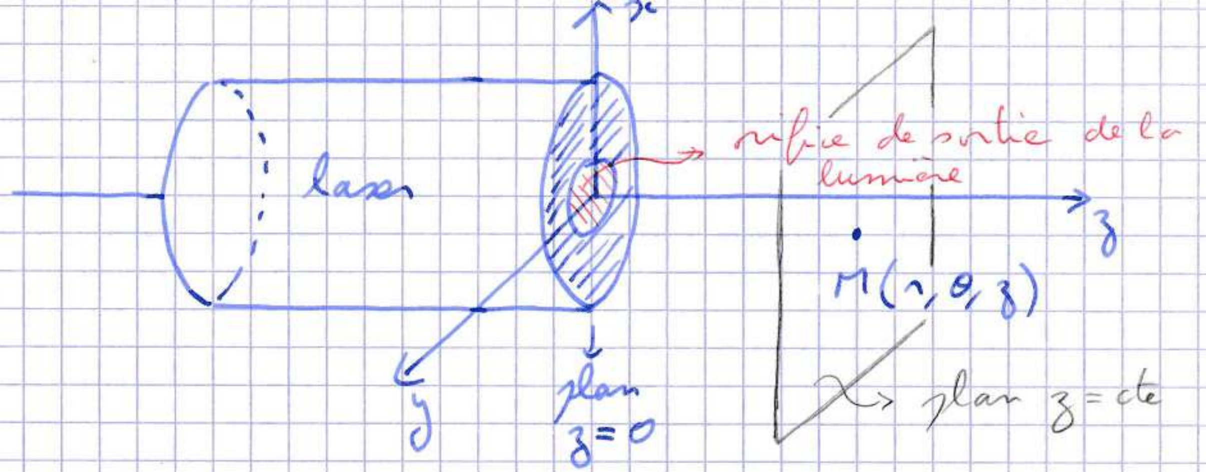
III/ Propriétés optiques d'un faisceau laser

doc. 5

1) Géométrie du faisceau

ⓐ Expression et analyse de l'intensité $I(r, z)$

On cherche à exprimer l'intensité du faisceau lumineux en sortie d'un laser. Pour cela on se place en coordonnées cylindriques :



Un raisonnement (hors programme) montre que cette intensité s'écrit :

Expression

fourni

$$I(r, z) = I_0(z) \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{w(z)^2}\right)$$

avec :

$$I_0(z) = I_0 \cdot \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$$

$$z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda}$$

caractéristiques d'un laser donné

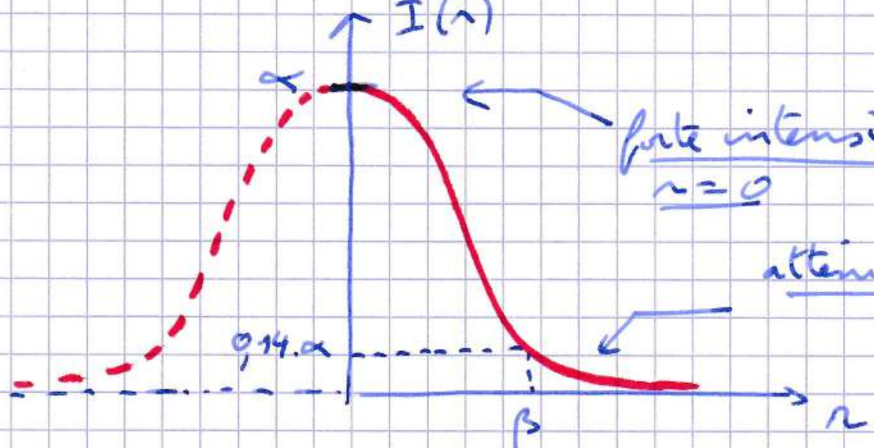
où λ est la longueur d'onde du laser (m) ;
w_0 le "waist" (ou rayon minimal, en m) ;
z_R la longueur de Rayleigh ; et I_0 une intensité de référence ($W \cdot m^{-2}$)

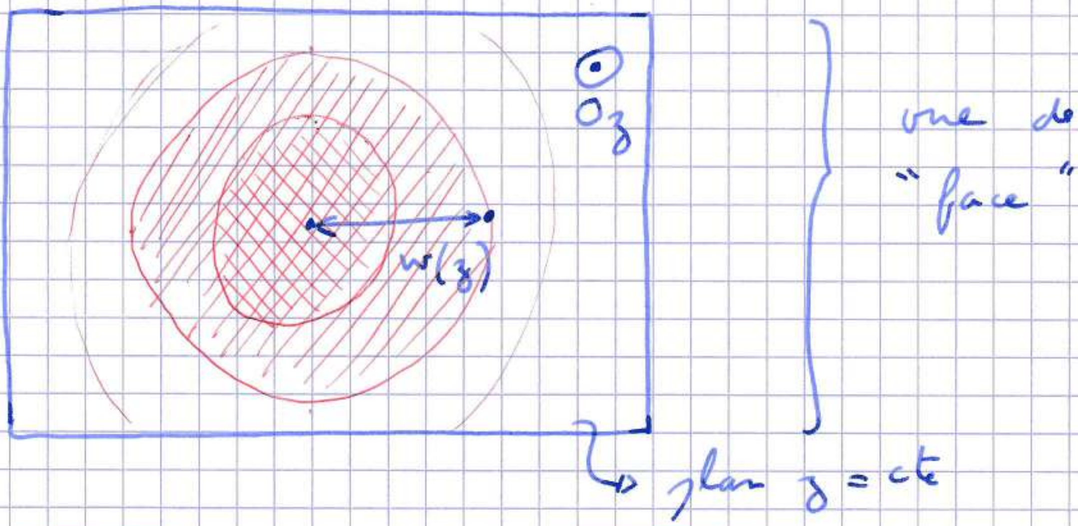
Analyse

① I ne dépend pas de θ, ce qui est cohérent, car le dispositif est invariant par toute rotation d'axe (Oz).

② Dans un plan $z = cte$, le profil d'intensité est $I(r) = \alpha . \exp\left(-\frac{2r^2}{\beta^2}\right)$ où α et β sont des ctes.

$$\begin{cases} \alpha = I_0(z) \\ \beta = w(z) \end{cases}$$





Cond° : le faisceau laser a un profil d'intensité de type $\boxed{\text{gaussien}}$. La grandeur $w(z)$ représente en ODG la demi-largeur du faisceau à l'abscisse z ; w_0 représente la demi-largeur minimale (le "waist"), en $z = 0$.

③ Comment varie cette (demi-) largeur quand $z \nearrow$?

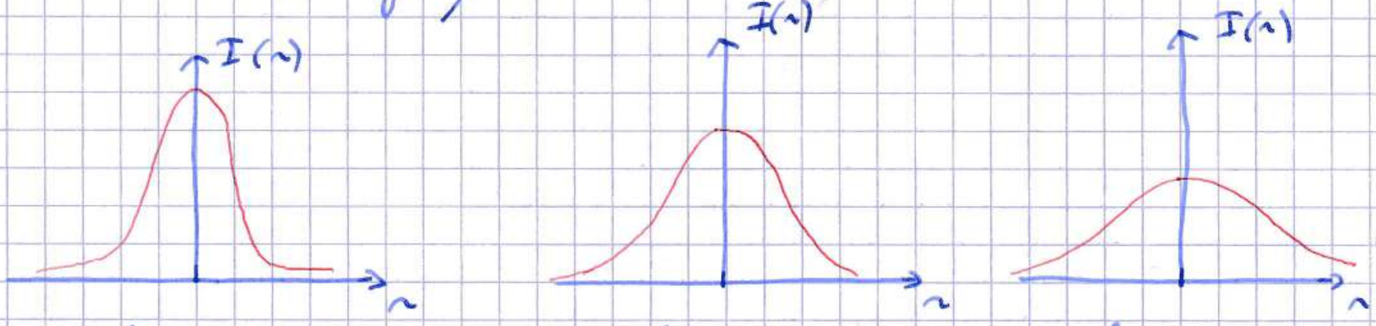
$z \to w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$ est une fonction croissante, donc $w(z) \nearrow$ qd $z \nearrow$.

Et comment varie le facteur d'amplitude qd $z \nearrow$?

$z \to I_0(z) = I_0 \cdot \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2$ est une fct décroissante,

donc $I_0(z) \searrow$ qd $z \nearrow$.

D'où les graphes :



plan $z = z_1$ plan $z = z_2$ $(z_2 > z_1)$ plan $z = z_3$ $(z_3 > z_2)$

Conclu : le faisceau laser a tendance à s'élargir quand $z \nearrow$, et son intensité sur l'axe ($r = 0$) diminue (conservation de l'énergie !)

2) Le modèle cône-cylindre

Etudions plus en détail la demi-largeur $w(z)$, dans 2 cas limites (rappel : $w(z) = w_0\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$) :

* si $z \ll z_R$, $w(z) \simeq w_0 = cte$

* si $z \gg z_R$, $w(z) \simeq w_0 \cdot \frac{z}{z_R}$

D'où le graphe :