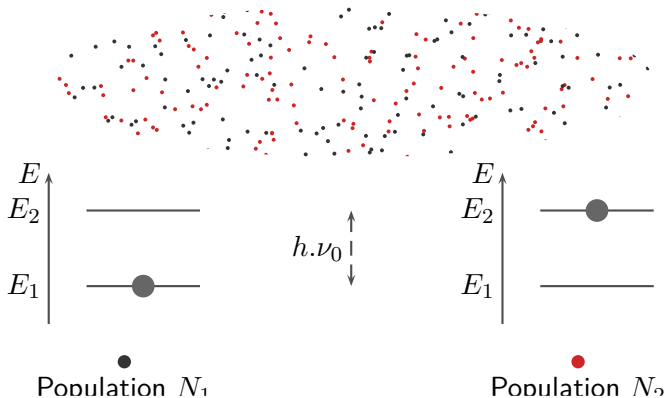


Introduction à la physique du laser

PC Lycée Dupuy de Lôme

- 1 Principe du LASER
- 2 Interaction photon-matière
 - Niveaux d'énergie des atomes
 - Faisceau lumineux
 - Passages entre deux niveaux d'énergie
 - Émission spontanée
 - Absorption
 - Émission stimulée
- 3 Pompage
 - Inversion de population
 - Pompage
- 4 L'oscillateur
 - En électronique
 - Oscillateur à pont de Wien
 - Système bouclé
 - Condition d'oscillation
 - Cavité optique
 - Principe
 - Conditions d'oscillation
 - Limitation des modes

source



Population

Nombre de particules par unité de volume d'un niveau d'énergie donné.

Relation d'Einstein



$$E_2 - E_1 = h \cdot \nu_0$$

Flux associé au faisceau laser

On note φ_p le flux surfacique de photons associés au faisceau laser

Densité volumique d'énergie

On admet que l'énergie se propage à la vitesse $v_e = c$ de la lumière dans le vide.

On note u_{em} la densité volumique d'énergie associée au faisceau laser

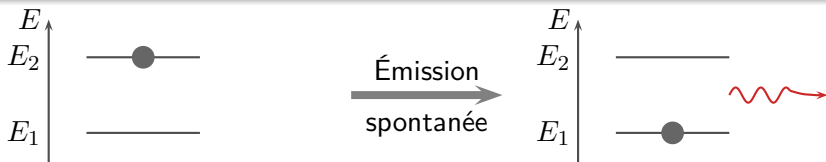
$$\Rightarrow u_{em} = \frac{\varphi_p \cdot h \cdot \nu}{c}$$

Émission spontanée

Un atome excité au niveau E_2 possède une durée de vie τ après laquelle il revient spontanément au niveau d'énergie E_1 en libérant un photon d'énergie $(E_2 - E_1)$



polarisation, direction et phase du photon sont aléatoires



Coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée

On définit le coefficient A_{21} tel que



$$dN_{2sp} = -A_{21} \cdot N_2 \cdot dt \quad A_{21} = \frac{1}{\tau} \quad \tau \equiv 1 \text{ ns}$$

Absorption

Un photon d'énergie $h\nu > (E_2 - E_1)$ associé à une onde lumineuse cède de l'énergie à un atome, passant du niveau E_1 au niveau d'énergie



Coefficient d'Einstein pour l'absorption

On définit le coefficient B_{12} tel que



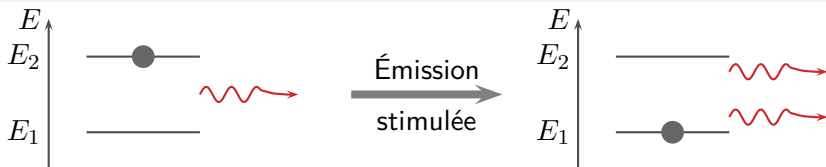
$$dN_{1ab} = -B_{12} \cdot \varphi_p \cdot N_1 \cdot dt$$

Émission stimulée

Un photon de fréquence ν_0 qui interagit avec un atome excité au niveau E_2 entraîne la désexcitation de l'atome au niveau E_1 avec émission d'un photon de caractéristiques équivalentes au photon incident



Les photons incident et émis sont indiscernables



Coefficient d'Einstein pour l'émission stimulée

On définit le coefficient B_{21} tel que



$$dN_{2st} = -B_{21} \cdot \varphi_p \cdot N_2 \cdot dt$$

$$B_{21} = B_{12}$$

Condition d'amplification

Afin que le milieu soit amplificateur, en l'absence de pertes, il est nécessaire que



$$N_2 > N_1$$

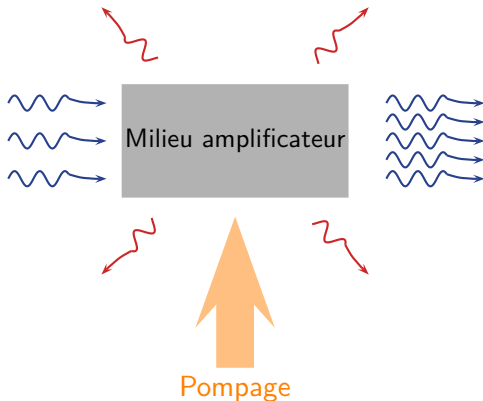
Population à l'équilibre thermique

Les populations sont alors liées par le facteur de Boltzmann :

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{k_b \cdot T}}$$

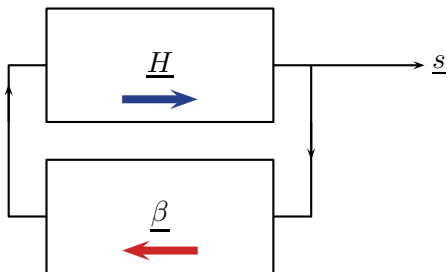
Inversion de population

L'amplification de l'intensité du faisceau lumineux nécessite une inversion de population par rapport à l'état d'équilibre thermique du matériau.



Pompage

Le pompage consiste à rendre le milieu actif par inversion de population grâce à une source d'énergie extérieure (électrique, optique)...



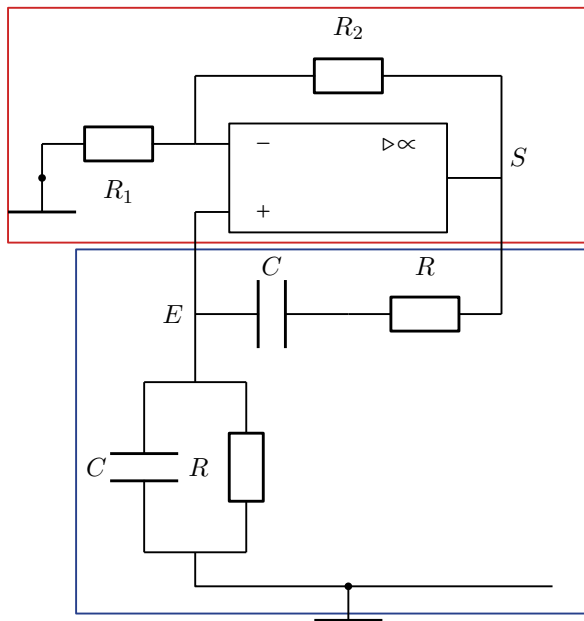
Oscillateur

Un oscillateur est un système donnant naissance à un signal en sortie sans signal appliqué en entrée. Il est constitué

- D'une chaîne directe d'amplification \underline{H}
- D'une chaîne de retour constitué d'un filtre sélectif $\underline{\beta}$



Condition d'oscillation: $\underline{H} \cdot \underline{\beta} = 1$

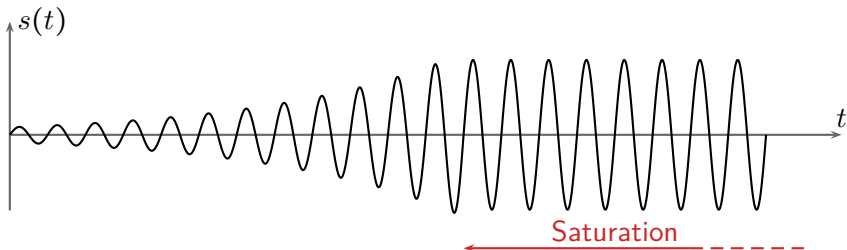


$$\underline{H} = 1 + \frac{R_2}{R_1}$$

$$\underline{T} = \frac{1/3}{1 + j \cdot \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right)}$$

$$\underline{H} \cdot \underline{\beta} = 1 \rightarrow \begin{cases} f = f_0 \\ 1 + \frac{R_2}{R_1} = 3 \end{cases}$$

$R_2 > 2.R_1$:



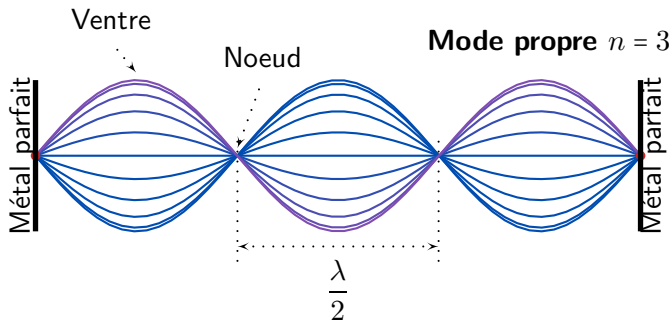
Phénomène non linéaire

La stabilisation de l'amplitude des oscillations est due à des phénomènes non linéaires

- Le gain en puissance sera proportionnel à la longueur parcourue dans le milieu amplificateur
- On souhaite limiter la taille de ce milieu

Principe de cavité

On va chercher à faire passer plusieurs fois le faisceau au travers du même milieu amplificateur afin de limiter la taille du dispositif et limiter dans l'espace le dispositif de pompage.



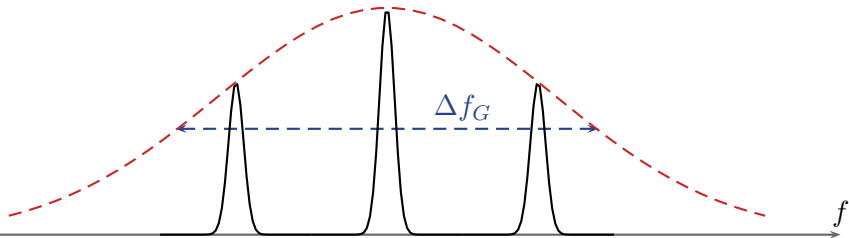
Modes de la cavité

Toute onde de longueur d'onde λ pourra exister dans la cavité optique si

✍ λ correspond à un mode propre $\lambda_p = \frac{2.L}{p}$



Le gain pour cette longueur d'onde compense les pertes



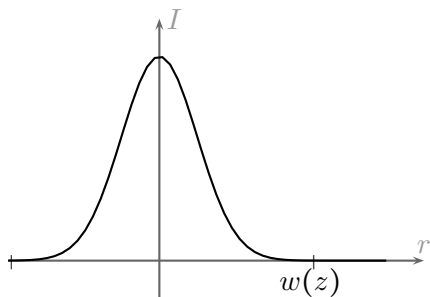
Limitation des modes

Le nombre de modes constituant le faisceau laser dépendra de la bande passante de la courbe de gain Δf_G

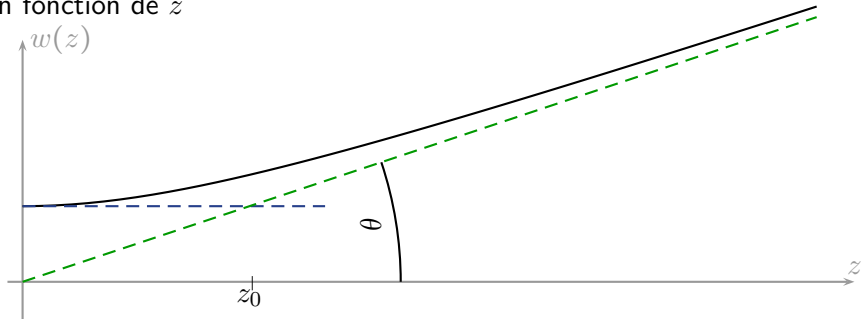
L'étude théorique de la propagation donne l'intensité lumineuse en $M(r, \theta, z)$ de l'onde

$$I(M) = I_0 \cdot \frac{w_0^2}{w^2(z)} \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^2}{w^2(z)}} \quad \text{avec :} \quad w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}} \quad \text{et} \quad z_0 = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda}$$

On fixe z et on observe l'évolution de l'intensité avec r . Représenter l'allure de $I(r)$



On observe l'évolution du bord du faisceau en fonction de z , donc de $w(z)$ en fonction de z

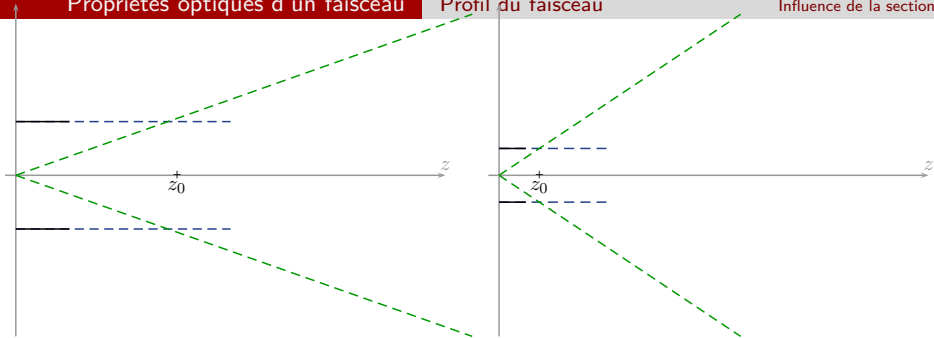


$$z \ll z_0 : w(z) \equiv C^{te}$$

$$z \gg z_0 : w(z) \equiv \frac{z}{z_0}$$

Longueur de Rayleigh

On appelle longueur de Rayleigh L_R la distance à partir de la cote $z = 0$ où la forme de l'enveloppe du faisceau bascule du modèle cylindrique au modèle conique.

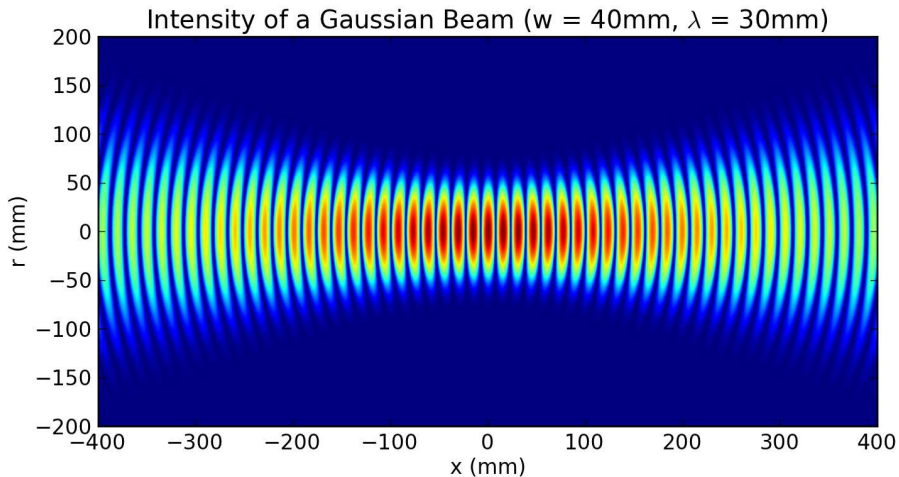


Ouverture du faisceau

Au delà de la longueur de Rayleigh, la demi-ouverture du faisceau de rayon a a pour expression :

$$\theta \equiv \frac{\lambda}{\pi \cdot a}$$

Tout se passe comme si le faisceau était diffracté par son propre bord.



- En exploitant le principe de retour inverse de la lumière, représenter l'allure du faisceau ci-dessous.

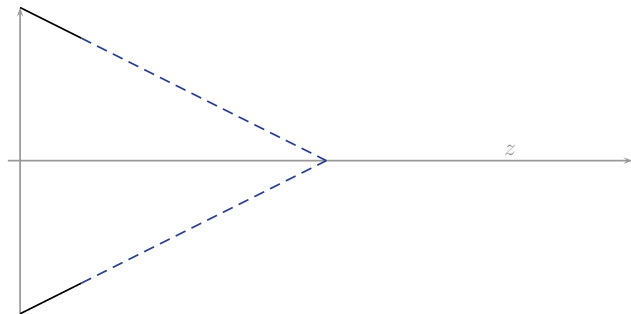


Waist

Un faisceau convergent aura un rayon minimum, nommé *waist*. L'intensité au niveau du waist sera maximum.

$$\mathcal{A} \quad R_{waist} \equiv \frac{\lambda}{\pi \cdot \tan \theta}$$

- En exploitant le principe de retour inverse de la lumière, représenter l'allure du faisceau ci-dessous.

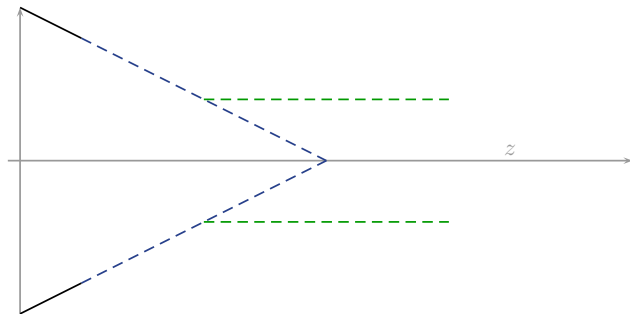


Waist

Un faisceau convergent aura un rayon minimum, nommé *waist*. L'intensité au niveau du waist sera maximum.

$$\mathcal{A} \quad R_{waist} \equiv \frac{\lambda}{\pi \cdot \tan \theta}$$

- En exploitant le principe de retour inverse de la lumière, représenter l'allure du faisceau ci-dessous.

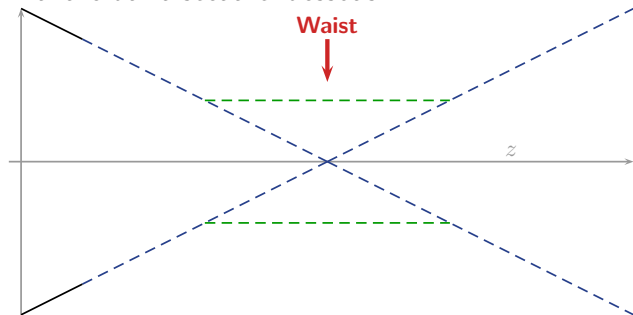


Waist

Un faisceau convergent aura un rayon minimum, nommé *waist*. L'intensité au niveau du waist sera maximum.

$$\mathcal{R} \quad R_{waist} \equiv \frac{\lambda}{\pi \cdot \tan \theta}$$

- En exploitant le principe de retour inverse de la lumière, représenter l'allure du faisceau ci-dessous.



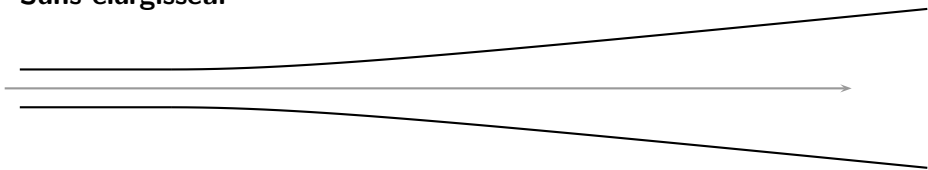
Waist

Un faisceau convergent aura un rayon minimum, nommé *waist*. L'intensité au niveau du waist sera maximum.

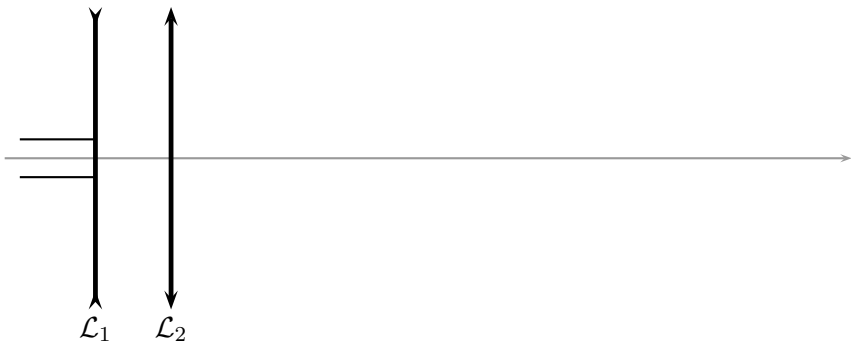
$$\mathcal{A} \quad R_{waist} \equiv \frac{\lambda}{\pi \cdot \tan \theta}$$

Objectif : limiter la divergence du faisceau

Sans élargisseur

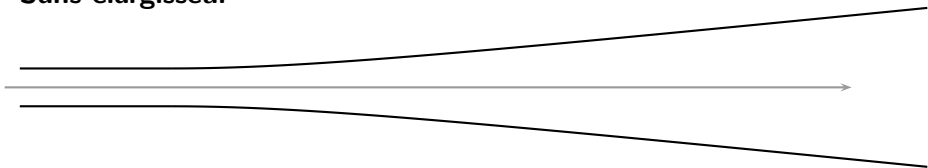


Avec élargisseur

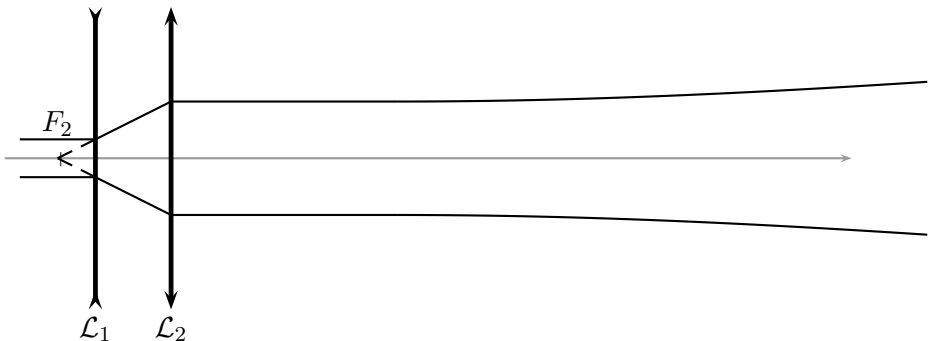


Objectif : limiter la divergence du faisceau

Sans élargisseur

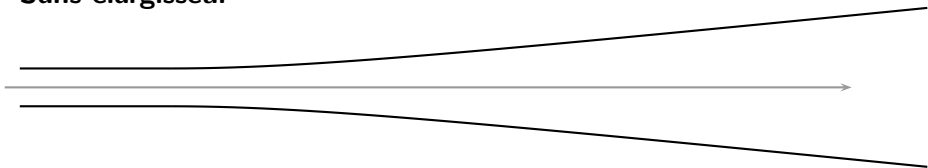


Avec élargisseur

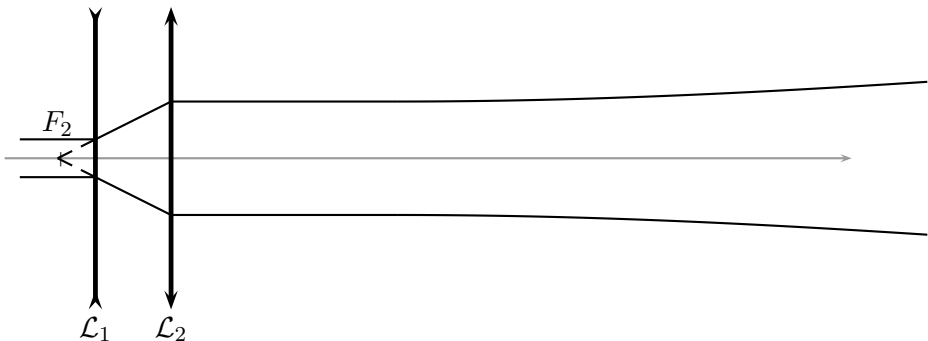


Objectif : limiter la divergence du faisceau

Sans élargisseur

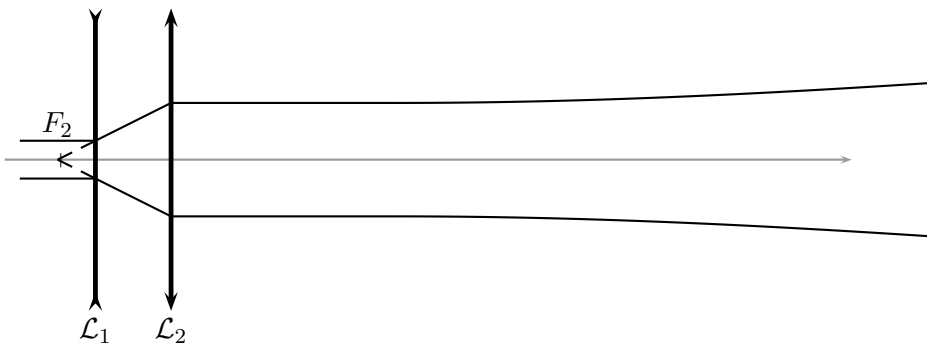


Avec élargisseur



Objectif : limiter la divergence du faisceau

Avec élargisseur



Réduction de l'ouverture d'un faisceau

L'élargisseur de faisceau, constitué d'un système afocal, permet

- D'augmenter la longueur de Rayleigh
- De diminuer l'angle d'ouverture du faisceau