

## 3.7 - Les propriétés énergétiques du faisceau laser.

### 3.7 - 1 Description de l'énergie produite par un laser

#### 3.7.1.1 Les grandeurs énergétiques

Dans la définition des caractéristiques énergétiques d'un laser, il faut prendre en considération le mode de fonctionnement: continu ou impulsionnel. Pour les lasers continus, il suffit de donner le **flux énergétique** ou puissance maximale émise (W), ainsi que la plage de variation de cette puissance.

Pour un laser à impulsions, la puissance émise n'est pas une information suffisante. Il faut également préciser :

- l'énergie par impulsion (J) et la plage de variation,
- la puissance crête (W), obtenue comme le rapport entre l'énergie d'impulsion et la durée à mi-hauteur de l'impulsion,
- la puissance moyenne émise (W), obtenue en faisant le produit de l'énergie d'une impulsion par le nombre d'impulsions par seconde.

Afin de caractériser plus complètement une source de rayonnement on doit tenir compte de la distribution spatiale de l'énergie. Dans le cas d'un laser, la divergence du faisceau laser ainsi que son diamètre à la sortie sont très petits, comparés aux mêmes paramètres des autres sources de rayonnement. Si on prend en considération la puissance P émise, l'angle solide d'émission et la section du faisceau laser dans sa section minimale, on obtient la **luminance** [ $\text{W.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ ], définie comme la puissance émise par unité de surface de la source dans un cône d'angle unité. La luminance d'un faisceau laser de puissance P, de diamètre minimum  $D_0$  et de divergence  $\theta$  (en radian), peut être obtenue par la relation suivante :

$$(3.7.1) \quad L = \frac{16}{\pi^2} \frac{P}{(D_0 \cdot \theta)^2}.$$

En tenant compte du paramètre  $M^2$  défini précédemment, la relation suivante est obtenue pour la luminance :

$$(3.7.2) \quad L = \frac{P}{(\lambda M^2)^2}.$$

A puissance égale le faisceau gaussien a la plus grande luminance. Un laser à hélium-néon de 1 mW a une luminance de  $10^5 \text{ W.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$  alors que la luminance d'une lampe à vapeur de mercure à haute pression est de  $20 \text{ W.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$  et celle du soleil au zénith est de  $130 \text{ W.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ .

La taille du faisceau étant de faible dimension, on peut en pratique considérer la source laser, comme un point émettant dans un angle solide de petite dimension. La grandeur énergétique qui caractérise alors le faisceau est l'**intensité énergétique** [ $\text{W.sr}^{-1}$ ] définie comme le rapport

$$(3.7.3) \quad I_e = \frac{P}{\Omega}, \quad \Omega \text{ étant l'angle solide contenant le faisceau.}$$

Pour décrire la répartition du flux dans une section transverse du faisceau, il est possible de donner la valeur moyenne de la densité de flux, ou **irradiance** [ $\text{W.cm}^{-2}$ ] ; le terme intensité est aussi utilisé en pratique pour désigner cette grandeur. Une description plus complète de la répartition du flux consiste à donner la distribution d'irradiance à travers la section. On obtient alors le profil spatial du faisceau déjà décrit précédemment. Lorsqu'il s'agit de la puissance reçue par la surface d'une cible, le terme d'**éclairage énergétique** peut être utilisé.

En présence d'un faisceau impulsionnel, il peut être plus intéressant de donner la quantité d'énergie  $dE$  reçue par une unité de surface de la cible. La grandeur à utiliser alors est l'**exposition énergétique** [ $J.cm^{-2}$ ] (ou aussi en pratique, la '**fluence**', terme repris des publications en anglais).

### 3.7.1.2 La cohérence spatiale du rayonnement laser.

Le deuxième aspect de la cohérence, appelé cohérence spatiale, tient compte de la distribution de phase sur un front d'onde. On étudie la cohérence spatiale en superposant, sans différence de chemins optiques, deux parties d'une même surface d'onde. Le degré de cohérence spatiale est donné par la visibilité des franges d'interférence ainsi obtenues. Le coefficient de qualité  $M^2$  est une mesure de la cohérence spatiale du faisceau.

### 3.7 - 2 - Puissance optimale en sortie d'un laser à cavité en anneau et à onde unidirectionnelle.

Avant de regarder les propriétés du faisceau dans les détails, il convient de déterminer les conditions qui permettent d'obtenir un faisceau, et en particulier d'optimiser son rendement énergétique en

- choisissant le bon matériau pour la longueur d'onde souhaitée,
- minimisant les pertes internes de la cavité,
- choisissant le 'bon' coefficient de couplage de l'énergie vers l'extérieur.

Considérons un laser constitué d'une cavité en anneau à 4 miroirs, d'un milieu amplificateur de longueur  $l_g$ , de coefficient de gain de petit signal  $\gamma_0$ , d'intensité de saturation  $I_{sat}$ .

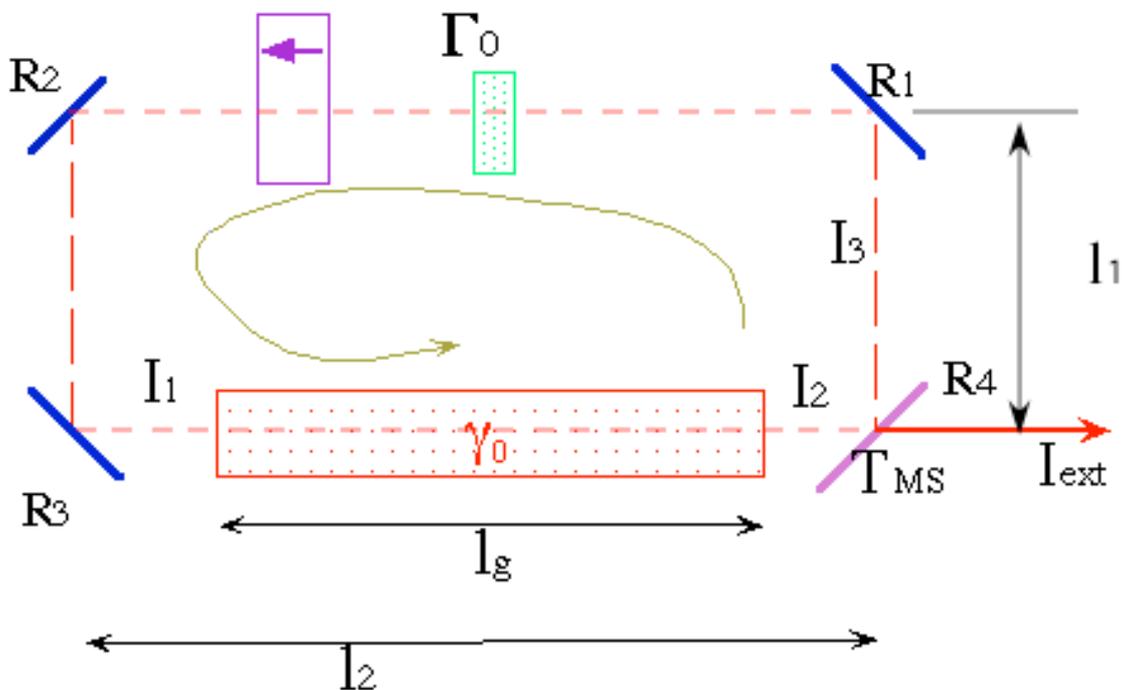


Fig. 3.7-1 : Cavité en anneau. Longueur de la cavité :  $2(l_1 + l_2)$

On suppose connus les paramètres suivants :

- les pertes externes de la cavité (coefficient de transmission des miroirs : R1, R2, R3 et R4; soit  $TMS = 1 - R4$  le coefficient de transmission du miroir de sortie);
- les pertes linéaires internes de la cavité (coefficient  $\Gamma_0$ ).

D'autre part, on suppose vérifiées les hypothèses suivantes :

- la transition est à élargissement homogène,
- l'oscillation se produit au voisinage du centre de la transition,
- un dispositif interne à la cavité limite la propagation à une seule direction.

Questions : Quelle est l'intensité  $I_{\text{ext}}$  du faisceau sortant de ce laser ?

Quel est le coefficient optimum  $T_{\text{MS.opti}}$  de transmission du miroir de sortie ?

A l'intérieur de la cavité, l'intensité subit les transformations suivantes :

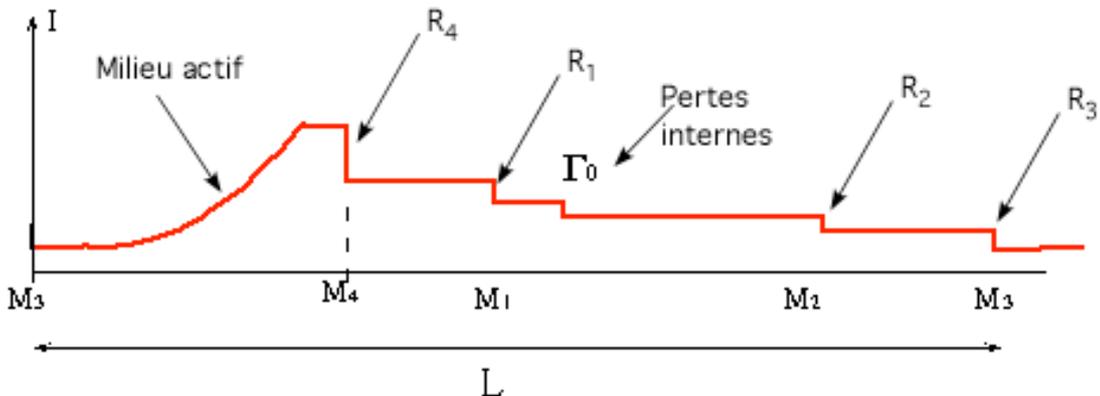
$I_1$  [ A l'entrée de l'amplificateur ] -->  $I_2$  [ après amplification ] -->  $I_{\text{ext}}$  et  $I_3$  [ après atténuation sur le miroir de sortie ] -->  $I_1$  [ après atténuation par pertes internes et autres miroirs ] .

A l'équilibre :

$$(3.7.4) \quad I_3 = R_4 I_2 ,$$

$$(3.7.5) \quad I_1 = R_1 R_2 R_3 \Gamma_0 I_3 ,$$

$$(3.7.6) \quad I_{\text{ext}} = T_4 I_2 = (1 - R_4) I_2 .$$



**Fig. 3.7-2 : Evolution de l'intensité dans la cavité en anneau**

En présence d'un pompage intense l'intensité de l'onde dans la cavité croît progressivement jusqu'à une intensité proche de la saturation jusqu'à ce que le gain du milieu actif soit suffisant pour compenser les pertes internes et externes de la cavité. L'augmentation de l'intensité dans le milieu actif est décrite par l'équation (voir ch. 6) :

$$(3.7.7) \quad \ln \left( \frac{I_2}{I_1} \right) + \frac{g(\nu)}{I_{\text{sat}}} (I_2 - I_1) = \gamma_0(\nu) l_g$$

Nous pouvons prendre  $g(\nu) = 1$ , ce qui équivaut à ne considérer que les composantes spectrales au voisinage du centre de la transition.

En recombinaison des relations (1), (2) et (4), on obtient :

$$(3.7.8) \quad \frac{I_2}{I_{\text{sat}}} = \frac{\gamma_0 l_g - \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2 R_3 R_4 \Gamma_0} \right)}{1 - R_1 R_2 R_3 R_4 \Gamma_0}$$

Introduisons le coefficient de pertes internes totales ramenées à l'unité de longueur de matériau actif :

$$(3.7.9) \quad \alpha_{piT} = \frac{1}{l_g} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2 R_3 R_4 \Gamma_0} \right)$$

L'intensité en sortie de milieu actif s'exprime alors par la relation :

$$(3.7.10) \quad I_2 = \frac{(\gamma_0 - \alpha_{piT}) l_g}{1 - \exp(-\alpha_{piT} l_g)} I_{sat}$$

L'intensité à l'extérieur de la cavité est donc obtenue par la relation :

$$(3.7.11) \quad I_{ext} = (1 - R_4) I_2 = (1 - R_4) \frac{(\gamma_0 - \alpha_{piT}) l_g}{1 - \exp(-\alpha_{piT} l_g)} I_{sat}$$

Quel est le coefficient de couplage optimal vers l'extérieur ?

Soit le coefficient de transmission du miroir de sortie :  $T_{MS} = 1 - R_4$  .

Considérons les deux cas suivants :

1er cas : Faibles pertes et cavité de grand coefficient de qualité Q.

Compte tenu des ces conditions, on peut écrire :

$$1 - \exp(-\alpha_{piT} l_g) \approx \alpha_{piT} l_g .$$

L'intensité extraite de la cavité devient :

$$(3.7.12) \quad I_{ext} = T_{MS} \left[ \frac{\gamma_0 l_g}{\alpha_{piT} l_g} - 1 \right] I_{sat} .$$

Le coefficient de perte peut être décomposé en deux termes : un terme (coefficient  $\Gamma_{iT}$ ) exprimant la somme des pertes internes totales à l'intérieur de la cavité et le coefficient  $T_{MS}$  ( les 'pertes utiles' correspondant à la puissance extraite par le miroir de sortie

Les pertes sont données par l'expression suivante :

$$(3.7.13) \quad \alpha_{piT} l_g = \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2 R_3 R_4 \Gamma_0} \right) = \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2 R_3 \Gamma_0} \right) + \ln \left( \frac{1}{1 - T_{MS}} \right)$$

En décomposant le 2ème terme de l'expression ci-dessus en série de Taylor limitée (justifiée par l'hypothèse énoncée au début d'une cavité à grand coefficient Q , c'est-à-dire dont les miroirs ont un faible coefficient de transmission), le coefficient de pertes est égal à

$$\Gamma_T = \Gamma_{iT} + T_{MS} .$$

Utilisons le terme  $G_0$  tel que

$$G_0 = \gamma_0 l_g$$

pour décrire le gain total de petit signal du milieu actif. Nous pouvons alors écrire l'intensité externe sous la forme :

$$(3.7.14) \quad I_{ext} = T_{MS} \left[ \frac{G_0}{\Gamma_{iT} + T_{MS}} - 1 \right] I_{sat}.$$

Il devient maintenant possible de trouver une valeur optimale pour  $T_{MS}$  en dérivant l'expression ci-dessus par rapport à  $T_{MS}$  et en cherchant la valeur de  $T_{MS}$  qui annule la dérivée. Le calcul donne l'expression suivante pour la valeur optimale du coefficient de transmission du miroir de sortie :

$$(3.7.15) \quad T_{MS,opti} = -\Gamma_{iT} + \sqrt{G_0 \Gamma_{iT}}$$

Cette expression de  $T_{MS,opti}$  peut être utilisée pour évaluer la puissance maximale qui peut être extraite de la cavité :

$$(3.7.16) \quad I_{ext,max} \approx \left[ \sqrt{G_0} - \sqrt{\Gamma_{iT}} \right]^2 I_{sat}.$$

En introduisant l'hypothèse supplémentaire que les pertes sont négligeables par rapport au gain ( $\Gamma_{iT} \ll G_0$ ), on obtient une expression approximative mais simple pour l'intensité extraite :

$$(3.7.17) \quad I_{ext} \approx G_0 I_{sat}.$$

#### 2ème cas : Grand gain et pertes importantes.

La décomposition en série de Taylor du paragraphe précédent n'est plus possible et l'approximation suivante s'applique :

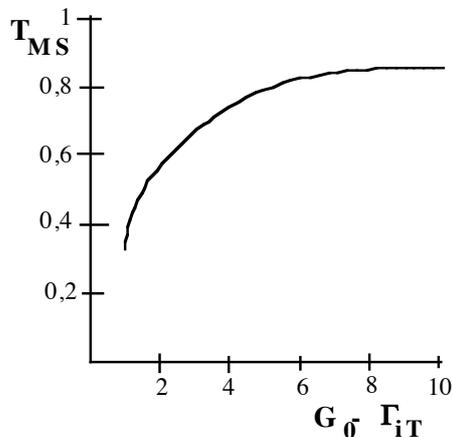
$$1 - \exp(-\alpha_p i T l_g) \approx 1.$$

L'intensité externe est maintenant donnée par l'expression :

$$(3.7.18) \quad I_{ext} \approx T_{MS} \left[ G_0 - \Gamma_{iT} - \ln \left( \frac{1}{1 - T_{MS}} \right) \right] I_{sat}.$$

Comme précédemment, nous devons dériver cette expression pour trouver la valeur optimale pour  $T_{MS}$ . Le calcul mène à l'équation transcendente suivante :

$$(3.7.19) \quad \frac{T_{MS}}{1 - T_{MS}} + \ln \left( \frac{1}{1 - T_{MS}} \right) + \Gamma_{iT} - G_0 = 0$$



**Fig. 3.7-3 : Couplage extérieur optimal pour un laser dont le matériau actif présente un grand gain et la cavité des pertes importantes (transmission importante du miroir de sortie) (d'après ["Laser electronics"; J. T. VERDEYEN, Prentice Hall, Inc, N. J., USA (1981); 2nd ed. , 1989].**

Le cas que nous venons de traiter peut s'appliquer au laser à semi-conducteur ou au laser à CO<sub>2</sub>. Dans le cas du semi-conducteur, la cavité est souvent constituée par les faces polies du matériau actif, sur lesquelles on a appliqué un revêtement anti-réfléchissant; les semi-conducteurs ont un effet un indice élevé et il faut même diminuer la réflectivité naturelle de l'interface solide-air pour arriver à la transmission optimale !!

Dans le cas du laser à CO<sub>2</sub>, les grandes puissances sont obtenues avec un miroir de sortie dont le coefficient de transmission est proche de 50 %.

### 3.7 - 3 - Puissance optimale en sortie d'un laser à cavité linéaire.

La cavité linéaire constituée de deux miroirs est plus fréquente que la cavité en anneau traitée ci-dessus mais la présence de deux ondes se propageant dans des directions opposées rend le traitement un peu plus compliqué.

Considérons un milieu actif de longueur  $l_g$  caractérisé par un coefficient de petit signal  $\gamma_0$  et une intensité de saturation  $I_{sat}$ , placé entre deux miroirs M1 et M2. A l'équilibre, le champ à l'intérieur de la cavité est le résultat de la superposition d'une onde se propageant vers le miroir de sortie et d'une onde se propageant dans l'autre sens. En supposant que la transition considérée est élargie de façon homogène, on peut considérer que l'oscillation a lieu sur un seul mode de la cavité situé près du centre de la ligne.

Soit  $I^+$  l'intensité de l'onde entrant dans le milieu actif, vers le miroir de sortie. A l'intérieur du milieu actif, l'intensité de l'onde se propageant vers la droite (sens positif = vers le miroir de sortie) varie suivant :

$$(3.7.20) \quad \frac{dI^+}{dz} = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{I^+ + I^-}{I_{sat}}} I^+ = - \frac{dI^-}{dz}$$

On a introduit dans l'équation  $I^+ + I^-$  et non pas  $I^+$  uniquement pour tenir compte du fait que les deux ondes  $I^+$  et  $I^-$  participent à la saturation du gain. Une équation identique peut être écrite pour l'intensité de l'onde se propageant dans le sens des  $z$  négatifs. La résolution du système de deux équations ainsi obtenues, délicate dans le cas général, est simplifiée si on suppose que la cavité présente de faibles pertes de telle sorte que les intensités des deux ondes se propageant dans la cavité varient peu d'un miroir à l'autre. Pour simplifier davantage, on ramène les pertes localisées à des pertes distribuées, ce qui permet d'écrire :

$$(3.7.21) \quad \frac{dI^+}{dz} = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{I^+ + I^-}{I_{sat}}} I^+ - (\alpha_{int} + \alpha_{ext}) I^+ = 0.$$

$\alpha_{int}$  est le coefficient de pertes internes ramené à la longueur unité de matériau actif;  $\alpha_{ext}$  est le coefficient représentant le couplage vers l'extérieur. Une cavité à pertes faibles signifie que  $I^+$  est peu différent de  $I^-$ . Soit  $I_0 = \frac{I^+ + I^-}{2}$ , l'intensité de l'onde en oscillation dans la cavité. En tenant compte du résultat précédent (équ. 18) il est alors possible d'écrire :

$$(3.7.22) \quad I_{ext} \approx T_{MS} \left[ \frac{G_0}{\Gamma_{IT} + T_{MS}} - 1 \right] \frac{I_{sat}}{2}$$

$G_0 (= \gamma_0 2l_g)$  est le coefficient de gain sur un aller-retour dans la cavité ;  $\Gamma_{IT}$  est le coefficient de pertes totales internes.

La relation (3.7.19) montre qu'il existe une valeur optimale pour le coefficient de transmission du miroir de sortie (résultat similaire à celui obtenu pour la cavité en anneau, relation 3.7.12).