Etude de la fluorescence d'une fibre en verre fluoré dopé Nd3+

A. Saïssy, Z.P. Cai, G. Maze

► To cite this version:

A. Saïssy, Z.P. Cai, G. Maze. Etude de la fluorescence d'une fibre en verre fluoré dopé Nd3+. Revue de Physique Appliquée, 1989, 24 (8), pp.821-826. 10.1051/rphysap:01989002408082100 . jpa-00246104

HAL Id: jpa-00246104

<https://hal.science/jpa-00246104>

Submitted on 1 Jan 1989

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
42.80M — 78.45

Etude de la fluorescence d'une fibre en verre fluoré dopé Nd^{3+}

A. Saïssy ⁽¹⁾, Z. P. Cai ⁽¹⁾ et G. Maze ⁽²⁾

⁽¹⁾ Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, UA 190, Université de Nice, Parc Valrose, 06034 Nice Cedex, France

⁽²⁾ Le Verre Fluoré S.A., Z.I. du Champ Martin, Vern-sur-Seiche, 35230 Saint Erblon, France

(Reçu le 3 janvier 1989, révisé le 26 avril 1989, accepté le 10 mai 1989)

Résumé. — Nous étudions le spectre, la durée de vie et le rendement de la fluorescence spontanée d'une fibre en verre fluoré dopé au néodyme. Une étude théorique de l'amplification optique et de la fluorescence spontanée dans une fibre multimode est développée de manière à relier la section efficace d'amplification stimulée, σ , aux données expérimentales. Nous suggérons d'utiliser ce résultat pour caractériser les fibres dopées aux terres rares. Pour une fibre en verre fluoré dopé au néodyme, nous obtenons $\sigma = 4,99 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ à la longueur d'onde $1,048 \mu\text{m}$ de la bande principale de fluorescence.

Abstract. — We study spectra, lifetime and efficiency of spontaneous fluorescence in neodymium doped fluorozirconate glass fiber. Optical amplification and spontaneous fluorescence in a multimode fiber are theoretically studied to connect the stimulated amplification cross section, σ , to experimental data. For a neodymium doped fluorozirconate glass fiber we obtain $\sigma = 4.99 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ at the wavelength $1.048 \mu\text{m}$ of the main fluorescence band.

1. Introduction.

L'étude des verres dopés au néodyme montre que les propriétés spectroscopiques de l'ion Nd^{3+} dépendent de la composition chimique du verre [1]. Ainsi pour les verres à base de silice il est possible de déplacer la bande de fluorescence principale de l'ion Nd^{3+} de $1,06 \mu\text{m}$ à $1,08 \mu\text{m}$ en modifiant la composition du verre [2]. La matrice vitreuse étant choisie, pour un domaine de puissances lumineuses donné il est intéressant d'optimiser le rendement de la fluorescence : l'emploi de fibres optiques dopées au néodyme peut constituer une solution. En effet, les fibres optiques permettent d'obtenir une interaction de la lumière avec la matière sur une distance supérieure à celles réalisables avec des échantillons massifs, sans effets parasites liés à la diffraction. Il est néanmoins nécessaire que les propriétés physico-chimiques du verre choisi soient compatibles avec la technologie des fibres optiques. C'est dans ce contexte que nous nous sommes intéressés aux fibres en verre fluoré dopé au néodyme. En effet la composition de ces verres comporte toujours un faible pourcentage de terres rares (La, Th, ...) [3] dont la nature affecte peu les conditions d'élaboration de ces verres ainsi que la fabrication de fibres

optiques. La puissance lumineuse nécessaire au pompage optique d'une fibre étant faible les problèmes thermiques seront moins cruciaux que sur des échantillons massifs. Par ailleurs les études sur échantillons massifs [3] ont montré que la section efficace d'amplification stimulée des verres fluorés dopés à Nd^{3+} est supérieure à celle des silicates, ce qui *a priori* devrait permettre de compenser les pertes optiques plus importantes du verre fluoré dans le domaine spectral intéressant les ions néodyme.

Cet article comporte deux parties, dans la première nous étudions expérimentalement les caractéristiques de la fluorescence spontanée (spectre, rendement, durée de vie) de l'ion néodyme dans les fibres en verre fluoré. En effet une étude directe sur fibre est nécessaire pour tenir compte : de l'opération de fibrage qui peut altérer les propriétés du matériau de départ et du guidage de la lumière dans la fibre. Dans la deuxième partie nous développons un modèle théorique du gain optique et de la fluorescence spontanée dans une fibre optique multimode. Notre but est d'exprimer la relation liant ces deux grandeurs en fonctions des données spectroscopiques expérimentales. La relation liant les probabi-

lités d'absorption et d'émission dans les solides est bien connue [4, 5] et utilisée pour caractériser les matériaux pour lasers [1, 6]. Néanmoins dans le cas des fibres optiques il est intéressant de reprendre cette étude de manière à tenir compte de l'atténuation des ondes lumineuses lors de leur propagation suivant l'axe de la fibre. Par ailleurs dans une fibre multimode il est possible que les ondes excitatrice et émise se propagent suivant des modes différents. L'utilisation du formalisme de la matrice densité plutôt que celui des bilans de population permet de prendre en compte assez simplement l'atténuation des ondes et le profil radial des modes de la fibre. Gain optique et spectre de fluorescence spontanée s'expriment comme le produit de la section efficace d'amplification stimulée, caractéristique du matériau constituant la fibre, avec une grandeur reliée aux paramètres opto-géométriques de la fibre et à la puissance lumineuse excitatrice. A partir de mesures sur la fluorescence spontanée (spectre, durée de vie, ...) il est donc possible de calculer la section efficace d'amplification stimulée. Nous disposons ainsi d'une méthode de caractérisation permettant de sélectionner les fibres dopées aux terres rares les plus aptes à amplifier la lumière.

2. Etude expérimentale.

L'excitation optique de la fibre est réalisée avec un laser à argon réglé sur la radiation $5145 \text{ \AA}$, sa puissance maximale est de 800 mW . Le cœur et la gaine optique de la fibre sont en verre fluoré avec des diamètres respectifs de $200 \text{ }\mu\text{m}$ et $250 \text{ }\mu\text{m}$, l'enrobage est une résine u.v., la longueur de fibre utilisée est de 1 m . Le verre fluoré est un fluorozirconate dopé à 5% de néodyme.

L'injection de la lumière à une extrémité de la fibre est réalisée avec un objectif de microscope X20 ou une lentille de 20 mm de distance focale. La lumière de fluorescence issue de l'autre extrémité de la fibre est analysée avec un monochromateur à réseau (600 traits/mm) Jobin-Yvon à balayage en longueur d'onde. Le spectre est visualisé à l'aide d'une photodiode au silicium et d'un oscilloscope à mémoire. Le spectre de la lumière de fluorescence est reproduit sur la figure 1 sans correction de variation de sensibilité spectrale du photodétecteur. L'intensité de la lumière de fluorescence est maximale pour les longueurs d'onde $0,9 \text{ }\mu\text{m}$ et $1,04 \text{ }\mu\text{m}$, la figure 2 représente l'évolution de ces intensités maximales avec la puissance lumineuse excitatrice. On constate une évolution linéaire de ces intensités avec une pente plus faible pour la bande à $0,9 \text{ }\mu\text{m}$. Pour mesurer la durée de vie de la fluorescence nous modulons le faisceau excitateur avec un modulateur acousto-optique de manière à obtenir des impulsions lumineuses de durée $1,5 \text{ ms}$ avec un profil temporel rectangulaire. L'étude de la décroissance temporelle

Fig. 1. — Spectre de fluorescence d'une fibre en verre fluoré dopé à 5% de néodyme.

[Fluorescence spectra of 5% neodymium doped fluorozirconate fiber.]

Fig. 2. — Variations des maximums de fluorescence avec la puissance lumineuse excitatrice.

[Fluorescence intensity maximum *versus* pump power.]

de l'impulsion lumineuse correspondant à la lumière de fluorescence nous permet de mesurer la durée de vie. La figure 3 représente sur une échelle logarithmique le rapport $I_F(t)/I_F^{(M)}$ des intensités lumineuses correspondant à la fluorescence instantanée et à son maximum, nous obtenons une droite de pente négative $250 \text{ }\mu\text{s}$ pour la fibre en verre fluoré et $450 \text{ }\mu\text{s}$ pour une fibre en silice. Les mesures sur la fibre en silice confirment les résultats obtenus par ailleurs, nous effectuerons donc une étude comparative de ces deux types de fibres.

Fig. 3. — Décroissance temporelle de l'intensité de la fluorescence pour deux matrices vitreuses : silice SiO_2 et verre fluoré V.F.

[Fluorescence intensity time decay for silica and fluorozirconate glass fiber.]

3. Etude théorique et discussion.

Dans la matrice vitreuse constituant le cœur de la fibre différentes énergies d'excitation sont permises pour l'ion néodyme, néanmoins pour décrire les mécanismes d'absorption et d'émission relatifs à une bande de fluorescence il suffit de ne considérer que quatre niveaux d'énergie. L'excitation ayant lieu par transition du niveau fondamental au niveau supérieur alors que l'émission résulte d'une transition entre les deux niveaux intermédiaires. Lorsque la relaxation des ions excités du niveau inférieur de la transition de fluorescence au niveau fondamental est rapide nous pouvons considérer que ces deux niveaux sont confondus, ce qui réduit à trois le nombre de niveaux à prendre en compte. L'excitation et la désexcitation des niveaux d'énergie sont décrites par la matrice densité, ρ , dont l'équation d'évolution temporelle est

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho = [H, \rho] - \frac{i}{2} \hbar (\Gamma \rho + \rho \Gamma) + \Lambda$$

où $H = H_0 + V$ est l'hamiltonien du système en présence de la perturbation V . A l'approximation dipolaire électrique, pour un modèle à un seul électron d'impulsion $\mathbf{P}$ placé dans un potentiel vecteur $\mathbf{A}$ nous avons $V = -\frac{e}{m} \mathbf{A} \cdot \mathbf{P}$. L'opérateur Γ décrit la désexcitation des niveaux d'énergie, sa matrice représentative est diagonale, le terme Λ décrit phénoménologiquement l'excitation d'un niveau.

3.1 ETUDE DU POMPAGE OPTIQUE. — La dynamique du système des ions Nd^{3+} lors de leur excitation du niveau 1 au niveau 3 est régie par les équations

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho_{33} = V_{31} \rho_{13} - V_{13} \rho_{31} - i\hbar \gamma_{33} \rho_{33}$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho_{11} = -V_{31} \rho_{13} + V_{13} \rho_{31} - i\hbar \gamma_{11} \rho_{11}$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho_{13} = -\hbar(\omega_{31} + i\gamma_{31}) \rho_{13} + (\rho_{33} - \rho_{11}) V_{13}$$

$$\hbar\omega_{31} = E_3 - E_1.$$

La fibre utilisée est multimodale aussi le champ électrique associé à l'onde lumineuse excitatrice est développé sur la base des modes propres de la fibre. Pour une onde de pulsation ω_p se propageant dans la direction Oz .

$$\mathbf{E}^{(p)}(\mathbf{r}, t) = \sum_i E_{op}^{(i)}(\mathbf{r}) \cos(\omega_p t - \beta_p^{(i)} z) \hat{\mathbf{e}}^{(p)}$$

$\beta_p^{(i)}$ = constante de propagation du mode i , $\hat{\mathbf{e}}^{(p)}$ = polarisation de l'onde lumineuse. La section de la fibre étant relativement importante nous supposons que les intensités lumineuses mises en jeu sont faibles, dans ce cas le champ électrique $E_{op}^{(i)}$ associé au mode i a pour expression :

$$E_{op}^{(i)} = C_p^{(i)}(0) \sqrt{\frac{4\mu_0\omega_p}{\beta_p^{(i)}}} \frac{m_p^{(i)}}{\sqrt{\iint m_p^{(i)2} ds}} e^{-\frac{1}{2}\alpha_p^{(i)}z}$$

où dS = élément de surface du cœur de la fibre, $m_p^{(i)}$ est le profil transversal du mode i que nous supposons non perturbé par le pompage optique. La puissance lumineuse transportée par le mode i est $P^{(i)}(z) = C_p^{(i)2}(0) \exp - \alpha_p^{(i)}z$, α = coefficient d'absorption, $C_p^{(i)2}(0)$ = puissance dans le mode i en $z = 0$. La perturbation $V_{13}(\mathbf{r}, t)$ est telle que

$$V_{13}(\mathbf{r}, t) = -V_{31} = -j \frac{e\omega_{31}}{\omega_p} \sum_i E_{op}^{(i)} \times \sin(\omega_p t - \beta_p^{(i)} z) \hat{\mathbf{e}}^{(p)}.$$

Sachant que $\rho_{31} = \rho_{13}^*$, la résolution du système (1) dans l'hypothèse stationnaire pour ρ_{11} et ρ_{33} avec un champ faible nous donne

$$\bar{\rho}_{33} = \rho_{33}^{(0)} + \frac{4}{\gamma_{11} \gamma_{33}} \left(\frac{\omega_{31}}{\omega_p} \frac{\hat{\mathbf{e}}^{(p)} \cdot \mathbf{er}_{13}}{\hbar} \right)^2 \times \frac{\rho_{11}^{(0)} - \rho_{33}^{(0)}}{1 + \left(\frac{\omega_{31} - \omega_p}{\gamma_{31}} \right)^2} \sum_i I_p^{(i)}$$

$$\bar{\rho}_{33} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \rho_{33}(t) dt$$

$$I_p^{(i)} = \frac{1}{n_{eff}^{(i,p)}} \frac{m_p^{(i)2}}{\iint m_p^{(i)2} ds} P_p^{(i)}(0) \exp - \alpha_p^{(i)}z$$

$$\alpha_p^{(i)} = \frac{1}{n_{eff}^{(i,p)}} \frac{\omega_{31}}{\gamma_{31}} \frac{\mu_0 c (\hat{\mathbf{e}}^{(p)} \cdot \mathbf{er}_{13})^2}{\hbar} \frac{N(\rho_{11}^{(0)} - \rho_{33}^{(0)})}{1 + \left(\frac{\omega_{31} - \omega_p}{\gamma_{31}} \right)^2}$$

$\rho_{11}^{(0)}, \rho_{22}^{(0)}, \dots$ = valeurs de ρ_{ii} à l'équilibre thermique en l'absence de pompage optique. A partir du pompage optique du niveau 3 nous étudions l'émission lumineuse résultant de la transition du niveau 2 au niveau 1.

3.2 ETUDE DE L'ÉMISSION LUMINEUSE. — La dynamique de l'émission lumineuse est régie par les équations

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho_{22} = V_{21} \rho_{12} - V_{12} \rho_{21} - i\hbar \gamma_{22} \rho_{22} - i\hbar \gamma_{32} \rho_{33}$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho_{11} = -V_{21} \rho_{12} + V_{12} \rho_{21} - i\hbar \gamma_{11} \rho_{11} + i\hbar \gamma_{21} \rho_{22}$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho_{12} = -\hbar(\omega_{21} + i\gamma_{12}) \rho_{12} + (\rho_{22} - \rho_{11}) V_{12}.$$

Le champ électrique associé à l'onde lumineuse

émise de pulsation ω_s et piégée dans la fibre est développé sur la base des modes propres de la fibre

$$\mathbf{E}^{(s)}(\mathbf{r}, t) = \sum_i E_{os}^{(i)}(\mathbf{r}) \cos(\omega_s t - \beta_s^{(i)} z) \hat{\mathbf{e}}^{(s)}.$$

Avec des hypothèses identiques à celles adoptées pour le pompage optique établissons l'équation d'évolution de la puissance lumineuse moyenne $W_s^{(i)}$ transportée par le mode i

$$\frac{d}{dz} W_s^{(i)} = -\alpha_{ts}^{(i)} W_s^{(i)} + \alpha_s^{(i)} Q \sum_j I_{ij} e^{-\alpha_p^{(j)} z} W_s^{(j)}$$

où

$$\alpha_{ts}^{(i)} = \alpha_t^{(i)} + \alpha_s^{(i)}.$$

Le terme $\alpha_t^{(i)}$ rend compte de l'absorption de la matrice cristalline à la pulsation ω_s .

$$I_{ij} = \frac{1}{n_{\text{eff}}^{(j,p)}} \frac{\iint m_p^{(j)2} m_s^{(i)2} dS}{\iint m_p^{(j)2} dS \iint m_s^{(i)2} dS} P_{(0)}^{(j)}$$

$$\alpha_s^{(i)} = \frac{\mu_0 c (\hat{\mathbf{e}}^{(s)} \cdot \mathbf{er}_{12})^2 \omega_{21}}{n_{\text{eff}}^{(i,s)} \hbar \gamma_{21}} \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega_{21} - \omega_s}{\gamma_{21}} \right)^2} N \left\{ \rho_{11}^{(0)} - \rho_{22}^{(0)} + \frac{\gamma_{32}}{\gamma_{22}} \left(\frac{\rho_{21}}{\gamma_{11}} - 1 \right) \rho_{33}^{(0)} \right\}$$

$$Q = \frac{\mu_0 c (\hat{\mathbf{e}}^{(p)} \cdot \mathbf{er}_{13})^2 4 \omega_{31}^2}{(\hbar \omega_p)^2 \gamma_{33} \gamma_{31}} \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega_{31} - \omega_p}{\gamma_{31}} \right)^2} \frac{\frac{\gamma_{32}}{\gamma_{22}} \left(1 - \frac{\gamma_{21}}{\gamma_{11}} \right) (\rho_{11}^{(0)} - \rho_{33}^{(0)})}{\rho_{11}^{(0)} - \rho_{22}^{(0)} + \frac{\gamma_{32}}{\gamma_{22}} \left(\frac{\gamma_{21}}{\gamma_{11}} - 1 \right) \rho_{33}^{(0)}}$$

$n_{\text{eff}}^{(i)}$ = indice de réfraction effectif du mode i .

Le calcul de $W_s^{(i)}(z)$ est entrepris dans deux situations où les valeurs initiales de $W_s^{(i)}(0)$ sont distinctes.

3.2.1 Cas $W_s^{(i)}(0)$ différent de 0. — Dans ce cas la puissance moyenne transportée par le mode i est

$$W_s^{(i)}(L) = W_s^{(i)}(0) \exp(-\alpha_{ts}^{(i)} L + G_s^{(i)})$$

avec

$$G_s^{(i)} = \alpha_s^{(i)} Q \sum_j I_{ij} \frac{1 - e^{-\alpha_p^{(j)} L}}{\alpha_p^{(j)}}.$$

Le terme $G_s^{(i)}$ représente le gain optique induit par le pompage optique des ions néodyme, le gain total étant $-\alpha_{ts}^{(i)} L + G_s^{(i)}$. Une expression commode pour étudier le gain $G_s^{(i)}$ est de l'exprimer sous la forme

$$G_s^{(i)}(\omega_s) = \sigma^{(i)}(\omega_s) \Delta N_{\text{eff}}^{(i)} L$$

où $\sigma^{(i)}(\omega_s)$ est la section efficace d'amplification stimulée à la pulsation ω_s pour le mode i

$\Delta N_{\text{eff}}^{(i)}$ = inversion de population effective pour le mode i

L = longueur du milieu

Ces grandeurs ont pour expression

$$\sigma_{(\omega_s)}^{(i)} = \frac{\mu_0 c (\hat{\mathbf{e}}^{(s)} \cdot \mathbf{er}_{12})^2 \omega_{21}}{n_{\text{eff}}^{(i,s)} \hbar} \frac{1}{\gamma_{21} \left[1 + \left(\frac{\omega_{21} - \omega_s}{\gamma_{21}} \right)^2 \right]}$$

$$\Delta N_{\text{eff}}^{(i)} = \frac{\mu_0 c 4 \omega_{31}^2 \gamma_{32} \left(1 - \frac{\gamma_{21}}{\gamma_{11}} \right) (\rho_{11}^{(0)} - \rho_{33}^{(0)}) N}{\gamma_{33} \gamma_{31} \gamma_{22} (\hbar \omega_p)^2 \left[1 + \left(\frac{\omega_{31} - \omega_p}{\gamma_{31}} \right)^2 \right]} \times$$

$$\times (\hat{\mathbf{e}}^{(p)} \cdot \mathbf{er}_{13})^2 \sum_j I_{ij} \frac{1 - e^{-\alpha_p^{(j)} L}}{\alpha_p^{(j)} L}.$$

La valeur maximale du gain optique $G_s^{(i)}(\omega_s)$ est obtenue pour $\omega_s = \omega_{21}$

$$G_{s\text{MAX}}^{(i)} = \sigma^{(i)}(\omega_{21}) \Delta N_{\text{eff}}^{(i)} L.$$

Pour une inversion de population donnée et une longueur L la valeur maximale du gain dépend de $\sigma^{(i)}(\omega_{21})$ qui est une caractéristique du matériau utilisé.

3.2.2 Cas $W_s^{(i)}(0)$ nul. — Cette situation correspond au cas où aucune onde $E^{(s)}(r, t)$ n'est injectée dans la fibre, c'est la fluorescence spontanée qui est amplifiée par l'onde $E^{(p)}(r, t)$. L'équation d'évolution de la fluorescence est

$$\frac{dW_s^{(i)}}{dz} = -\alpha_{\text{ts}}^{(i)} W_s^{(i)} + \alpha_s^{(i)} Q \sum_j I_{ij} e^{-\alpha_p^{(j)} z} q(\omega_s)$$

$q(\omega_s)$ est la puissance lumineuse moyenne correspondant à l'émission d'un photon d'énergie $\hbar\omega_s$ par mode longitudinal et transverse de la fibre, c'est une constante indépendante de z [7-9]. L'expression de $W_s^{(i)}(L)$ est

$$W_s^{(i)}(L) =$$

$$= \alpha_s^{(i)} Q \sum_j I_{ij} e^{-\alpha_{\text{ts}}^{(i)} L} \frac{1 - e^{-(\alpha_{\text{ts}}^{(i)} - \alpha_p^{(j)}) L}}{\alpha_p^{(j)} - \alpha_{\text{ts}}^{(i)}} q(\omega_s)$$

comme $\alpha_{\text{ts}}^{(i)} < \alpha_p^{(i)}$ nous pouvons écrire

$$W_s^{(i)}(L) = e^{-\alpha_{\text{ts}}^{(i)} L} F^{(i)}(\omega_s) \Delta N_{\text{eff}}^{(i)} L$$

où

$$F^{(i)}(\omega_s) = \frac{\mu_0 c (\hat{\mathbf{e}}^{(s)} \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{r}_{12}})^2 \omega_{21}}{n_{\text{eff}}^{(i,s)} \hbar} \frac{q(\omega_s)}{\gamma_{21} \left(1 + \left(\frac{\omega_{21} - \omega_s}{\gamma_{21}} \right)^2 \right)}.$$

Le spectre de fluorescence spontanée est décrit par la courbe $F^{(i)}(\omega_s)$. A partir d'un spectre correspondant au mode i nous définissons une largeur effective par la relation

$$\Delta\omega_{\text{eff}}^{(i)} = \int \frac{W_s^{(i)}}{W_{s\text{MAX}}^{(i)}} d\omega_s = \int \frac{F^{(i)}(\omega_s)}{F_{\text{MAX}}^{(i)}} d\omega_s.$$

La puissance $q(\omega_s)$ est proportionnelle à $\hbar\omega_s$, elle vérifie la relation $q(\omega_s) = \frac{\omega_s}{\omega_{21}} q(\omega_{21})$. Il en résulte l'expression suivante de $\sigma^{(i)}(\omega_{21})$

$$\sigma^{(i)}(\omega_{21}) = \frac{\mu_0 c}{n_{\text{eff}}^{(i,s)} \hbar} \frac{\pi \omega_{21} (\hat{\mathbf{e}}^{(s)} \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{r}_{12}})^2}{\Delta\omega_{\text{eff}}^{(i)}}.$$

Moment dipolaire et durée de vie sont liés par la relation [10]

$$(\hat{\mathbf{e}}^{(s)} \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{r}_{12}})^2 = \frac{\hbar c^3 \epsilon_0}{2 n_s \omega_s^3 \tau_{21}}.$$

La section efficace d'amplification stimulée à la pulsation ω_{21} sera

$$\sigma_{(\omega_{21})}^{(i)} = \frac{\lambda_s^4}{8 \pi c \Delta\lambda_{\text{eff}}^{(i)} n_s^2} \frac{\beta(\omega_{21})}{\tau_M}$$

où $\beta(\omega_{21})$ est le rapport de branchement correspondant à la transition considérée et τ_M est la durée de vie mesurée. La fonction $F^{(i)}(\omega_s)$ dépend de l'indice de mode i par l'intermédiaire de l'indice effectif $n_{\text{eff}}^{(i,s)}$ qui est voisin de n_s . Nous pouvons donc considérer que $\sigma^{(i)}(\omega_{21})$ dépend peu de i et calculer $\Delta\lambda_{\text{eff}}$ à partir de la courbe de fluorescence totale de la fibre. De cette manière $\sigma(\omega_{21})$ constitue une grandeur caractéristique du matériau constituant la fibre, sa mesure est possible à partir du spectre et de la durée de vie de la fluorescence.

Nous obtenons ainsi une expression de $\sigma(\omega_{21})$ analogue à celle obtenue à l'aide de la théorie de Judd-Ofelt utilisée pour les cristaux et les verres dopés :

$$\sigma = \frac{\lambda^4}{8 \pi c n^2 \Delta\lambda_{\text{eff}}} A(J, J') \quad J \equiv \text{niveau Stark}$$

avec

$$A(J, J') = \frac{64 \pi^4 \nu^3}{3 \hbar c^3 (2J+1)} \frac{n(n^2+2)^2}{9} e^2 S(J, J')$$

$$S(J, J') = \sum_{t=2,4,6} \Omega_t |\langle 4 f^{(n)}, J | U^{(t)} | 4 f^{(n)}, J' \rangle|$$

pour une transition dipolaire électrique

$U^{(t)}$ = éléments de matrice des opérateurs tensoriels

$$A(J, J') = \frac{\beta(\omega_{21})}{\tau_M}.$$

Cette analogie est rendue possible par l'écriture du gain optique $G_s^{(i)}(\omega_s)$ où l'existence de modes de propagation différents pour l'excitation et la fluorescence est prise en compte par l'introduction d'une inversion de population effective $\Delta N_{\text{eff}}^{(i)}$.

3.2.3 Relation avec l'étude expérimentale. — Pour la bande principale de fluorescence à 1,048 μm les paramètres nous permettant de calculer σ sont : $\Delta\lambda_{\text{eff}} = 278 \times 10^{-8} \text{ cm}$, $\tau_M = 0,25 \times 10^{-3} \text{ s}$, $n_s = 1,518$, $\lambda = 1,048 \times 10^{-4} \text{ cm}$ et $\beta = 0,5$. Nous obtenons $\sigma_M^{(V,F)} = 4,99 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ alors que pour la silice $\sigma = 2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$. Le verre fluoré constitue un matériau susceptible de donner un gain optique supérieur à celui de la silice à condition de pouvoir réaliser des inversions de population comparables sur une même longueur. La possibilité de réaliser des fibres monomodes est un bon atout pour remplir cette condition. Par ailleurs l'étude expérimentale

nous a montré une croissance linéaire de l'intensité de la fluorescence avec l'intensité excitatrice, cette croissance est plus faible à $0,93 \mu\text{m}$ qu'à $1,08 \mu\text{m}$. Le modèle que nous avons développé prévoit bien une croissance linéaire avec la puissance excitatrice $P_p(0)$ si $\gamma_{21} \ll \gamma_{11}$, l'expérience confirme cette relation nous avons donc bien $G_s^{(i)}$ positif. Par ailleurs les pertes optiques à $0,93 \mu\text{m}$ sont plus grandes qu'à $1,08 \mu\text{m}$, 400 et 150 dB/km respectivement, comme W_s est proportionnel à $\exp - \alpha^{(s)} L$ la croissance de W_s avec $P_p(0)$ est plus faible à $0,93 \mu\text{m}$ conformément à l'expérience.

Sur des échantillons massifs Lucas *et coll.* [3] ont obtenu une valeur de σ de l'ordre de $3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ inférieure à celle mentionnée ci-dessus. Ces deux valeurs de σ correspondent à des durées de vie τ_M de la fluorescence différentes. En effet τ_M décroît avec la concentration en ions Nd^{3+} , conformément à l'étude réalisée par ces auteurs $\tau_M \sim 270 \mu\text{s}$ pour un dopage à 5 % Nd^{3+} alors que $\tau_M \sim 400 \mu\text{s}$ pour 2 % Nd^{3+} . L'utilisation de ces deux valeurs de τ_M nous permet de vérifier que les deux valeurs de σ sont compatibles. Les valeurs de $\Delta\lambda_{\text{eff}}$ ne diffèrent que de 1 nm, le matériau consti-

tuant le cœur de la fibre n'est donc pas altéré par l'opération de fibrage.

Conclusion.

Nous avons analysé les mécanismes physiques à l'origine de l'amplification optique et de la fluorescence spontanée dans une fibre optique multimode dopée au néodyme. Il résulte de cette analyse qu'il est possible à partir de mesures de fluorescence spontanée de calculer une section efficace d'amplification stimulée, σ , caractérisant l'aptitude du matériau à amplifier la lumière. Ce résultat est appliqué au cas d'une fibre en verre fluoré dopé au néodyme, à partir du spectre et de la durée de vie de la fluorescence nous obtenons $\sigma = 4,99 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, ce qui est 2,5 fois supérieur au cas de la silice.

Nous disposons ainsi d'une méthode de caractérisation des fibres dopées aux terres rares permettant d'accéder assez simplement à leur section efficace d'amplification stimulée. L'utilisation de cette méthode en liaison avec les procédés de dopage des fibres devrait conduire à des résultats intéressants ainsi que pour le choix des fibres destinées à la réalisation de laser à fibre.

References

- [1] JACOBS R. R., WEBER M. J., *I.E.E.E. J. Quant. Elect.* **QE 12** (1976) 102.
- [2] SAÏSSY A., CAI Z. P., OSTROWSKY D., *Ann. Télécommun.* **44** (1989) 167-172.
- [3] LUCAS J., CHANTHANASINH M., POULAIN Ma., POULAIN Mi., *J. Non-Cryst. Solids* **27** (1978) 273-283.
- [4] FOWLER W. B., DEXTER D. L., *Phys. Rev.* **128** (1962) 2154-2165.
- [5] JUDD B. R., *Phys. Rev.* **127** (1962) 750-761.
- [6] KRUPKE W. F., *I.E.E.E. J. Quant. Elect.* **QE-10** (1974) 450-457.
- [7] SMITH R. G., *Appl. Opt.* **11** (1972) 2489.
- [8] AUYEUNG J., YARIV A., *I.E.E.E. J. Quant. Elect.* **QE 14** (1978) 347.
- [9] DIGONNET M., *J. Lightwave Technol.* **LT 4** (1986) 1631.
- [10] MARCUSE D., *Principles of Quantum Electronics* (Academic Press) (1980) p. 185.