

**MECANISME DE TRANSFERT D'ENERGIE ET MESURE DES DUREES DE VIE
EXPERIMENTALES DES PRINCIPAUX NIVEAUX EMETTEURS DES IONS Er^{3+}
DANS DES CRISTAUX DE TYPE FLUORITE**

E. Boulma^{1,*}, C. Bensalem¹, M. Diaf¹, S Khiari¹, J. P. Jouart²

¹Département de Physique, Université Badji Mokhtar, BP12, 23000 Annaba, Algérie

²Laboratoire d'Energétique et d'Optique, UTAP, Université de Reims Champagne-Ardenne,
BP 1039, Reims Cedex 51 687, France

e-mail : bou_haine@yahoo.fr

RESUME

Nous nous intéressons, dans le présent travail, à déterminer les durées de vie des principaux niveaux émetteurs $^2\text{P}_{3/2}$, $^4\text{S}_{3/2}$, $^4\text{F}_{9/2}$ et $^4\text{I}_{13/2}$ des ions Er^{3+} dopant une matrice cristalline de KY_3F_{10} avec une concentration de 1% molaire. Les études que nous avons présentées ont été effectuées en utilisant une excitation monochromatique autour de 650 nm fournie par un laser à colorant. Les mécanismes d'excitation des émissions anti-Stokes observées sont essentiellement de deux types : Le premier fait intervenir une absorption à partir d'un niveau excité et le second est dû à un transfert d'énergie entre deux ions d'Erbium. Nous rapportons aussi les résultats d'une étude de la variation de l'intensité de la fluorescence en fonction de la puissance d'excitation.

SUMMARY

We are interested, in the present work, to determine the lifetimes of excited levels $^2\text{P}_{3/2}$, $^4\text{S}_{3/2}$, $^4\text{F}_{9/2}$ and $^4\text{I}_{13/2}$ of the Er^{3+} ions doped, with concentration of 1 % molar, in KY_3F_{10} crystals. This study is carried out by using a monochromatic excitation around 650 nm provided by a tunable dye laser. There are two types of the excitation mechanism of anti-Stokes: the first involves an absorption from an excited level and the second is due to energy transfer between

two ions of Erbium. We also report the results of a study of the variation of fluorescence intensity as a function of excitation power.

Mots clés : cristaux lasers ; spectroscopie ; KY_3F_{10} ; erbium

1. INTRODUCTION

La recherche dans le domaine des lasers à l'état solide, généralement dopés terre rare ou ions de transition, n'a cessé de se développer depuis la mise en évidence de l'effet laser en 1960. A partir des années 60, les études se sont orientées vers les processus d'excitation de la fluorescence anti-Stokes par transferts d'énergie [1]. De ce point de vue, le grand nombre de niveaux présents dans les ions de terres rares représente un avantage incomparable vis-à-vis d'autres ions comme ceux des éléments de transition. Jusqu'à présent, on a identifié trois mécanismes efficaces conduisant à la fluorescence anti-Stokes : l'absorption successive, le transfert d'énergie et l'avalanche de photons. Le composé KY_3F_{10} du système pseudo-binaire $KF-YF_3$ a fait l'objet de nombreuses études surtout dans les domaines spectroscopique et magnétique durant ces toutes dernières années [2-9]. Il présente un bon nombre d'avantages pour l'étude des processus optiques mis en jeu pour atteindre la gamme spectrale $1.5 - 3 \mu m$ très intéressante pour de nombreuses applications [10-13]. En effet, il est à fusion congruente à point de fusion pas très élevé donc relativement facile à synthétiser à l'état monocristallin. Il a une structure cristalline simple (cubique, de type fluorite) ayant un seul type de site pour l'ion dopant. Il a un domaine de transparence assez large ($0.2 - 8 \mu m$). De plus, il possède un champ cristallin assez fort conduisant à un éclatement élevé des niveaux d'énergie de la terre rare. Nous nous intéressons, dans ce présent travail, à l'étude dynamique de la fluorescence anti-Stokes des ions Er^{3+} insérés comme dopants dans un cristal de KY_3F_{10} en vue d'applications laser. Les ions Erbium sont connus pour leurs propriétés de luminescence car ils possèdent des spectres optiques très riches dans un long domaine électromagnétique. De plus, ils possèdent des niveaux d'énergie dits métastables (réservoir), car leur durée de vie de fluorescence est assez longue, ce qui facilite l'inversion de population. Cette propriété d'inversion de population est primordiale pour réaliser des effets lasers. Les études que nous présentons ont été effectuées températures de l'azote liquide, en utilisant une excitation monochromatique autour de 650 nm fournie par un laser à colorant.

2. TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Les monocristaux de KY_3F_{10} monodopés Er^{3+} ont été synthétisés par la technique de tirage Czochralski sous atmosphère d'argon hautement purifié en utilisant un creuset de carbone vitreux. Les composés de départ à base d'yttrium YF_3 et ErF_3 ont été purifiés par une réaction de fluoration telle que celle présentée par Gesland [14]. KY_3F_{10} est un cristal isotrope dont la structure est liée à celle de CaF_2 . Les ions de terres rares trivalents substitués aux ions de Y^{3+} dans un champ cristallin local de la symétrie C_{4v} [2]. Les monocristaux obtenus sont de bonne qualité optique ne diffusant presque pas la lumière d'un laser He-Ne. L'excitation sélective des ions d' Er^{3+} était réalisée grâce à un laser accordable à colorant (Spectra-Physics 375) pompé par un laser à argon ionisé contenue. Les nombres d'ondes d'excitation s'étendent de 15150 à 15800 cm^{-1} . Le faisceau d'excitation, avec une puissance variée des quelques mW à 250 mW, a été focalisé avec une lentille de 20 cm de focale sur l'échantillon non orienté placé sur le doigt froid d'un cryostat à azote liquide. Les raies d'émission ont été sélectionnées par un monochromateur Coderg T800 à trois réseaux puis détectée par un photomultiplicateur (EMI 9558QB) refroidi à l'eau. Le laser accordable nous a permis d'exciter sélectivement chaque transition. Un calibrage donnant le nombre d'onde de laser contre la position du micromètre réglant la rotation du filtre du Lyot a été au début employé pour placer le nombre d'onde de laser autour de la valeur désirée. Le nombre d'onde du laser alors a été finement ajusté sur la transition intéressante d'ESA/GSA en optimisant l'intensité de la raie d'émission anti-Stokes / Stokes la plus forte qui obtenu de ces ESA/GSA. Le nombre d'onde de laser a été alors mesuré avec une exactitude de $\pm 1 \text{ cm}^{-1}$. Un oscillographe (Tektronix TDS 210) a été employé pour enregistrer le déclin de différentes émissions et le faisceau d'excitation a été alimenté ou coupé par une cellule de Pockels. Toutes les mesures ont été effectuées à basse température (77K).

3. RESULTATS ET DISCUSSION

Les mécanismes d'excitation des émissions anti-Stokes observées sont essentiellement de deux types : Le premier fait intervenir une absorption à partir d'un niveau excité et l'autre est dû à un transfert d'énergie entre deux ions de terres rares

3.1 Mécanisme d'absorptions successives des ions Er^{3+}

Le niveau $^4F_{9/2}$ est peuplé après excitation non résonante à 15742 cm^{-1} (Fig.1). Après désexcitation de ce niveau, il y a peuplement du niveau infrarouge $^4I_{13/2}$. L'absorption d'un

deuxième photon à 15742 cm^{-1} permet d'exciter le niveau $^4F_{5/2}$ qui se désexcite pour peupler le niveau émetteur vert $^4S_{3/2}$. On peut alors obtenir une émission anti-Stokes verte à partir de ce niveau. L'émission bleue à partir du niveau $^2P_{3/2}$ pourrait avoir lieu suite à l'absorption d'un troisième photon à partir du niveau $^4S_{3/2}$.

Soient n_i et τ_i ($i=1, 2, 3, 4$) les densités de population et les durées de vie respectives des niveaux $^4I_{13/2}$, $^4F_{9/2}$, $^4S_{3/2}$ et $^2P_{3/2}$.

Le système d'équation différentielle régissant la variation de population de ces niveaux est le suivant :

$$\frac{dn_1}{dt} = -(A_2 + w_1)n_1 + e_1w_3n_3 + b_1w_4n_4 + A_1n_0 \quad (1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = A_1n_0 - w_2n_2 + b_3w_4n_4 \quad (2)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = -A_3n_3 + A_2n_1 - w_3n_3 + b_4w_4n_4 \quad (3)$$

$$\frac{dn_4}{dt} = A_3n_3 - w_4n_4 \quad (4)$$

où $A_1 = \frac{\sigma_1 p}{h\nu}$ représente la probabilités d'absorption par unité de temps dans l'état fondamental ; $A_2 = \frac{\sigma_2 p}{h\nu}$ et $A_3 = \frac{\sigma_3 p}{h\nu}$ sont les probabilités d'absorption dans l'état excité par unité de temps à partir des niveaux $^4I_{13/2}$ et $^4S_{3/2}$ respectivement ; w_i , b_i et e_i ($i=1, 2, 3, 4$) étant les probabilités de désexcitation intrinsèques des états excités et les rapports de branchement à partir du niveau $^2P_{3/2}$ et du niveau $^4S_{3/2}$ respectivement; σ_{11} , σ_{12} et σ_{13} sont les sections efficaces d'absorption à partir du niveau fondamental et des niveaux réservoir ($^4I_{13/2}$ et $^4S_{3/2}$); p le flux du faisceau qui traverse l'unité de surface pendant l'unité de temps et $h\nu$ l'énergie des photons absorbés.

Dans l'étude des déclins, le faisceau d'excitation étant brusquement coupé, à l'instant initial, les termes contenant les probabilités d'absorption A_1 , A_2 et A_3 s'annulent dans les équations précédents.

$$\frac{dn_1}{dt} = -w_1 n_1 + e_1 w_3 n_3 + b_1 w_4 n_4 \quad (5)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = -w_2 n_2 + b_3 w_4 n_4 \quad (6)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = -w_3 n_3 + b_4 w_4 n_4 \quad (7)$$

$$\frac{dn_4}{dt} = -w_4 n_4 \quad (8)$$

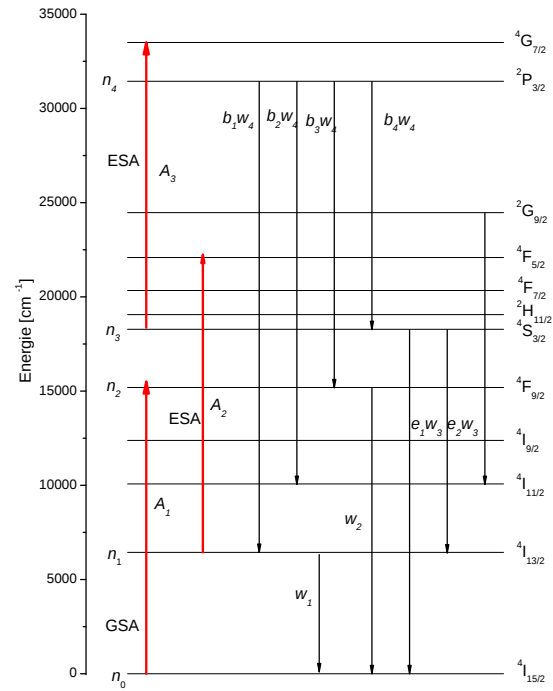


Fig.1. processus d'absorptions successives

Au vu du nombre de transitions émanant de $^2P_{3/2}$ et $^4S_{3/2}$ on peut considérer que b_1 , b_3 , b_4 , $e_1 \ll 1$. Les équations de population s'écrivent alors :

$$\frac{dn_1}{dt} = -w_1 n_1 ; \quad \frac{dn_2}{dt} = -w_2 n_2 ; \quad \frac{dn_3}{dt} = -w_3 n_3 ; \quad \frac{dn_4}{dt} = -w_4 n_4 \quad \text{dont les solutions}$$

sont exponentielles

3.2 Mécanisme de transfert d'énergie

Le mécanisme a lieu lorsqu'on excite le niveau $^4F_{9/2}$ avec une raie résonante (Fig.2). Une désexcitation de ce niveau permet de peupler les niveaux $^4I_{11/2}$ et $^4I_{13/2}$. La probabilité de trouver au même instant deux ions Er^{3+} voisins excités est donc plus grande que dans le cas du mécanisme d'absorptions successives. La présence de deux ions Er^{3+} voisins excités sur le niveau $^4I_{11/2}$ donne lieu, par transfert d'énergie entre eux, au peuplement du niveau $^4F_{7/2}$ qui après relaxation peuple le niveau $^4S_{3/2}$. Les émissions du niveau $^2P_{3/2}$ interviennent après absorption d'un deuxième photon d'excitation à partir de $^4S_{3/2}$.

Soient n_i et σ_i ($i=1, 2, 3$) les densités de population et les durées de vie respectives des niveaux $^4I_{11/2}$, $^4S_{3/2}$ et $^2P_{3/2}$. Le système d'équations différentielles régissant la variation de population de ces niveaux est le suivant :

$$\frac{dn_1}{dt} = A_1 n_0 - w_1 n_1 - 2cn_1^2 + b_1 w_3 n_3 \quad (9)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = cn_1^2 - w_2 n_2 - A_2 n_2 + b_2 w_3 n_3 \quad (10)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = A_2 n_2 - w_3 n_3 \quad (11)$$

avec $A_1 = \frac{\sigma_1 p}{h\nu}$, $A_2 = \frac{\sigma_2 p}{h\nu}$ les probabilités d'absorption dans l'état fondamental $^4I_{15/2}$ et dans l'état excité $^4S_{3/2}$ par unité de temps, c le coefficient de transfert d'énergie ; w_1 , w_2 et w_3 les probabilités de désexcitation intrinsèques des états excités ; σ_1 et σ_2 les sections efficaces d'absorption ; p le flux du faisceau et $h\nu$ l'énergie du photon absorbé .

En considérant que $2cn_1^2$ est négligeable devant le terme $w_1 n_1$ dans la relation (9) et $b_1, b_2 \ll 1$, on obtient :

$$\frac{dn_1}{dt} = A_1 n_0 - w_1 n_1 \quad (12)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = cn_1^2 - w_2 n_2 - A_2 n_2 \quad (13)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = A_2 n_2 - w_3 n_3 \quad (14)$$

Dans l'étude des déclins, le faisceau d'excitation étant brusquement coupé, à l'instant initial, les termes contenant les probabilités d'absorption A_1 et A_2 s'annulent dans les équations.

$$\frac{dn_1}{dt} = -w_1 n_1 \quad (15)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = cn_1^2 - w_2 n_2 \quad (16)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = -w_3 n_3 \quad (17)$$

L'équation (15) devient $\frac{dn_1}{n_1} = -w_1 dt$, dont La solution est : $n_1(t) = n_1(0)e^{-w_1 t}$ (18)

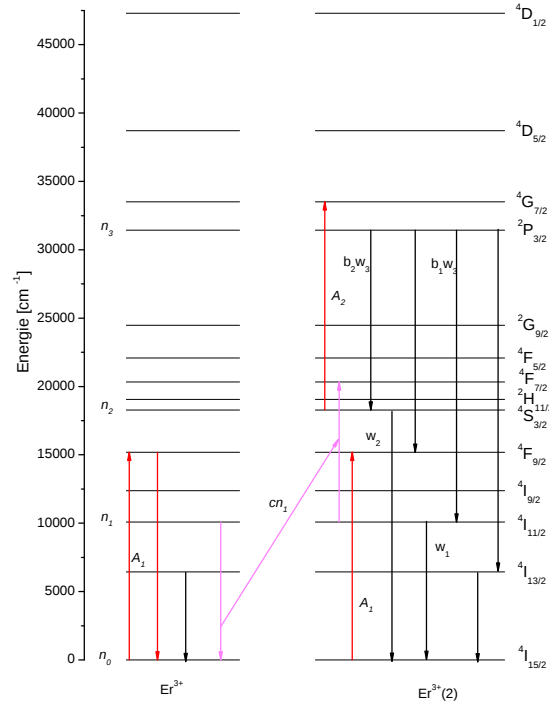


Fig. 2. processus de transfert d'énergie

La population du niveau $4I_{11/2}$ est donc exponentielle à une constante de temps égale à la durée de vie intrinsèque de $4I_{11/2}$

L'équation (16) devient $\frac{dn_2}{dt} = cn_1^2 - w_2 n_2$

$$\frac{dn_2}{dt} + w_2 n_2 = cn_1^2 = cn_1^2(0)e^{-2w_1 t}$$

dont la solution particulière est : $n_2(t) = ke^{-2w_1 t}$

$$\frac{dn_2}{dt} = -2kw_1 e^{-2w_1 t}$$

$$-2kw_1 + kw_2 = cn_1^2(0)$$

Le coefficient k est alors donné par la relation : $k = \frac{cn_1^2(0)}{w_2 - 2w_1}$

$$\text{donc } n_2(t) = \frac{cn_1^2(0)}{w_2 - 2w_1} e^{-2w_1 t}$$

La solution générale de l'équation (16) est : $n_2(t) = k' e^{-w_2 t} + \frac{cn_1^2(0)}{w_2 - 2w_1} e^{-2w_1 t}$

$$n_2(0) = k' + \frac{cn_1^2(0)}{w_2 - 2w_1} \Rightarrow k' = n_2(0) - \frac{cn_1^2(0)}{w_2 - 2w_1}$$

$$n_2(t) = \left(n_2(0) - \frac{cn_1^2(0)}{w_2 - 2w_1} \right) e^{-w_2 t} + \frac{cn_1^2(0)}{w_2 - 2w_1} e^{-2w_1 t} \quad (19)$$

La population du niveau $^4S_{3/2}$ est donc la somme de deux exponentielles l'une a une constante de temps égale à la durée de vie intrinsèque de $^4S_{3/2}$, l'autre a une constante de temps égale à la moitié de la durée de vie de $^4I_{11/2}$.

L'équation (17) devient : $\frac{dn_3}{n_3} = -w_3 dt$

La solution est donc : $n_3(t) = n_3(0) e^{-w_3 t} \quad (20)$

La population du niveau $^2P_{3/2}$ est donc exponentielle a une constante de temps égale à la durée de vie intrinsèque de $^2P_{3/2}$

3.3 Etude du déclin de la fluorescence

L'étude des déclins des fluorescences stokes et anti-Stokes est un moyen général d'identifier les différents sites [15,16]. D'après les formes de la courbe de déclin qu'on observe, on peut envisager le mode de peuplement du niveau étudié et probablement les processus impliqués. On peut, sans doute, obtenir le temps de déclin des différents niveaux en modélisant les courbes de déclin de la fluorescence, mais généralement,

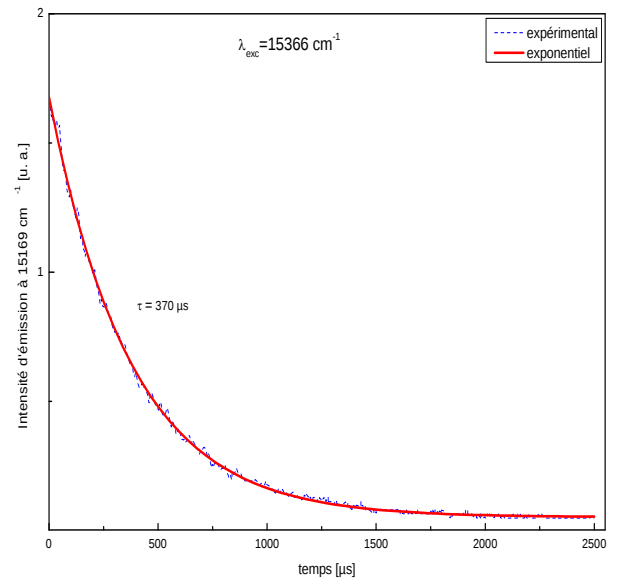


Fig. 3. Courbe de déclin de la fluorescence du niveau $^4F_{9/2}$ de $KY_3F_{10}:\text{Er}^{3+}(1\%)$ à 77K et après excitation à 15366 cm^{-1}
Trait bleu : déclin expérimental
Trait rouge : Ajustement par une courbe exponentielle

ces temps ne correspondent pas la durée de vie intrinsèque du niveau car les courbes de déclin comportent souvent plusieurs termes exponentiels, ce qui indique que ce déclin est l'aboutissement de la contribution de plusieurs processus : déclin intrinsèque du niveau ; effet de cascade dû aux niveaux supérieurs ; repeuplement dû au transfert d'énergie ; relaxation croisée ou transfert d'énergie à partir de ce niveau, etc. Le niveau $^4F_{9/2}$ directement excité par la raie 15366 cm^{-1} (excitation résonante) à la température de l'azote liquide présente un déclin de fluorescence purement exponentiel, qui s'explique par l'absence totale de transfert d'énergie (Fig. 3). La même situation est observée pour le déclin de l'émission verte à 18357 cm^{-1} émanant du niveau $^4S_{3/2}$ des ions Er^{3+} après excitation Stokes non résonnante à 15742 cm^{-1} (Fig. 4) qui s'explique par l'absence totale de transfert d'énergie et par le fait que le niveau $^4S_{3/2}$ est peuplé par absorptions successives de deux photons selon le mécanisme décrit sur la figure 1. Nous avons réalisé un ajustement, sur un modèle de décroissance exponentielle afin de déterminer les durées de vie intrinsèque des niveaux émetteurs, nous avons trouvé $\tau(^4F_{9/2}) = 0.370\text{ ms}$ et $\tau(^4S_{3/2}) = 0.602\text{ ms}$. Cette valeur a le même ordre de grandeur que celles citées dans la littérature [17,18].

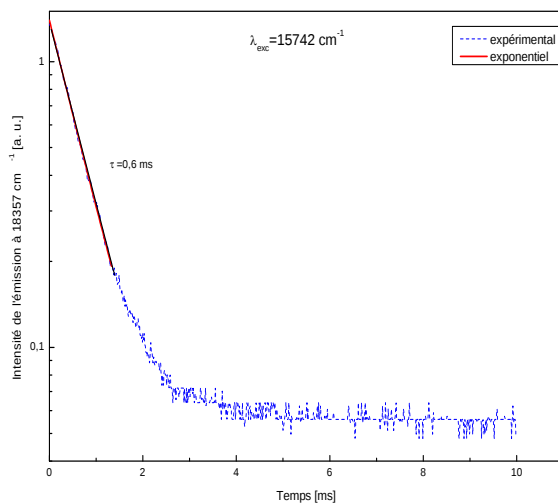


Fig. 4. Courbe de déclin de la fluorescence du niveau $^4S_{3/2}$ de $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Er}^{3+}(1\%)$ à 77K et après excitation à 15742 cm^{-1}
Trait bleu : déclin expérimental
Trait rouge Ajustement par une courbe exponentielle

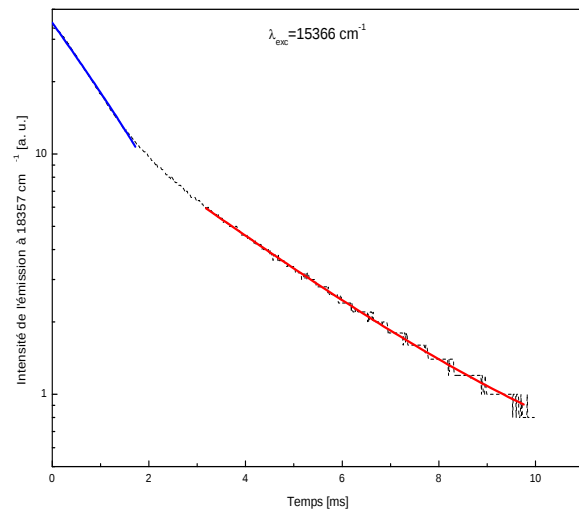


Fig. 5. Déclin de l'intensité d'émission verte (18357 cm^{-1}) après excitation à 15366 cm^{-1} et à basse puissance (10 mW)

Trait noir : déclin expérimental

Trait rouge et bleu: Ajustement par des courbes exponentielles

Dans le cas où l'excitation résonnante sur la transition $^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$ à 15366 cm^{-1} , la courbe de déclin de fluorescence du niveau $^4S_{3/2}$ (Fig. 5) est non-exponentielle reflétant un transfert d'énergie entre deux ions Er^{3+} tel que nous l'avons proposé sur la figure 2. L'ajustement de la courbe de déclin a été fait par la somme de trois exponentielles de constantes de temps τ_1 , τ_2 et τ_3 ayant les valeurs suivantes : $\tau_1 = 2.994 \text{ ms}$, $\tau_2 = 0.602 \text{ ms}$, $\tau_3 = 0.298 \text{ ms}$. Cependant, il faut noter que la résolution des équations de population qui gouvernent le mécanisme de transfert d'énergie donne lieu à une solution qui est la somme de deux exponentielles dont les constantes de temps respectives sont la durée de vie intrinsèque du niveau émetteur et la moitié de la durée de vie du niveau réservoir (équation 19). Les valeurs sont du même ordre de grandeur que les constantes de temps des deux premières exponentielles intervenant dans l'ajustement de la courbe de déclin, à savoir dans ce cas précis, les niveaux $^4I_{11/2}$ ($\tau = 5.988 \text{ ms}$) et $^4S_{3/2}$ ($\tau = 0.602 \text{ ms}$). La troisième exponentielle a une durée de vie voisine de celle du niveau $^4F_{9/2}$ qui intervient dans le processus de peuplement du niveau émetteur $^4S_{3/2}$. Dans le cas d'une mesure à basse température, comme ce fut dans notre cas, cette valeur serait proche de 6 ms trouvée dans notre ajustement. Le niveau $^4F_{9/2}$ n'a pas été pris en compte dans la résolution des équations de populations relatives à ce mécanisme de transfert d'énergie afin de faciliter leur résolution. L'ajustement du déclin de $^4S_{3/2}$ par trois exponentielles justifie bien le mécanisme de transfert d'énergie proposé pour le peuplement de $^4S_{3/2}$ (Fig. 2).

Pour enregistrer le déclin de l'émission bleue à 21262 cm^{-1} (transition $^2P_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$), nous avons utilisé l'excitation résonnante de $^4F_{9/2}$ à 15366 cm^{-1} qui peuple le niveau $^4S_{3/2}$ par transfert d'énergie. La courbe de déclin enregistré est quasiment exponentielle (Fig. 6) avec une durée de vie mesurée égale à $\tau = 0.310 \text{ ms}$. Le peuplement du niveau émetteur $^2P_{3/2}$ se fait par absorption d'un photon à partir de $^4S_{3/2}$ justifié par un déclin exponentiel.

Le déclin de l'émission infrarouge à $1.56 \mu\text{m}$ émanant du niveau $^4I_{13/2}$ des ions Er^{3+} dilués dans la matrice KY_3F_{10} après excitation résonnante sur $^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$ à 15366 cm^{-1} (Fig. 7) présente une courbe pratiquement exponentielle avec une durée de vie mesurée égale à 13 ms et qui s'explique par l'absence totale de transfert d'énergie.

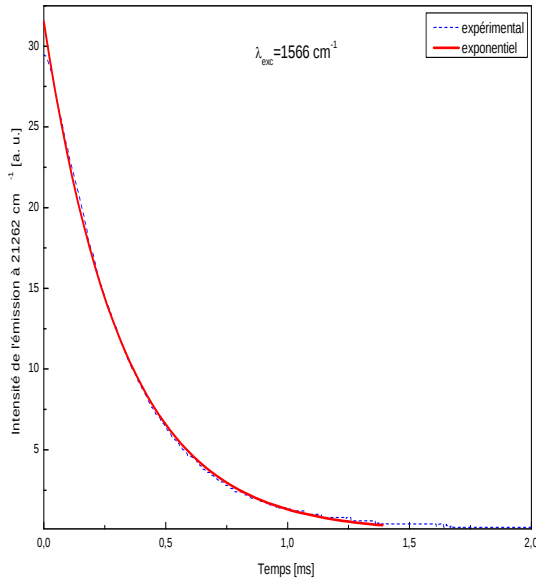


Fig. 6. Déclin de l'intensité d'émission bleue (21262 cm⁻¹) après excitation à 15366 cm⁻¹ et à basse puissance (10 mW)

Trait bleu : déclin expérimental

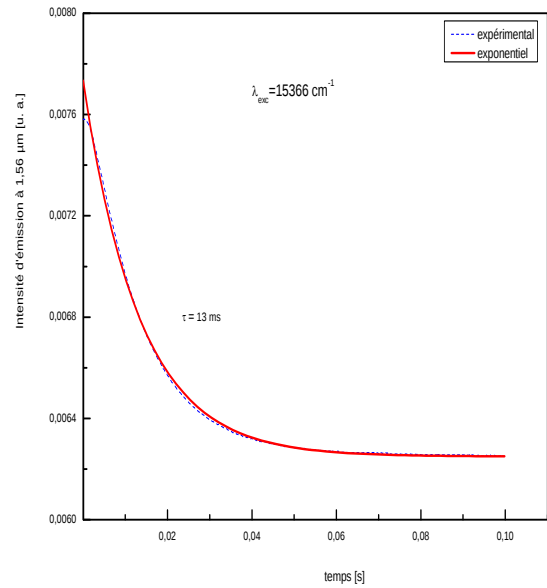


Fig. 7. Déclin de l'intensité d'émission infrarouge (1.56 μm) après excitation à 15366 cm⁻¹ et à basse puissance (10 mW)

Trait bleu : déclin expérimental

4.4 Etude de l'intensité de la fluorescence en fonction de la puissance excitatrice

Nous avons suivi la variation de l'intensité de l'émission verte (à 18357 cm⁻¹) en fonction de la puissance excitatrice à 15742 cm⁻¹ (transition $^4I_{13/2} \rightarrow ^4F_{5/2}$) du cristal KY₃F₁₀:Er³⁺(1%) (Fig.8). De l'observation de cette courbe, tracée en échelle logarithmique, nous pouvons remarquer qu'aux faibles puissances excitatrices l'intensité de la fluorescence a une variation quadratique. Pour les puissances plus élevées, la variation est presque linéaire suivi d'une saturation. La courbe modélisée par deux droites de pentes respectives 2 et 1.3, présente une rupture de pente pour une puissance de 10 mW. Nous observons la même évolution de l'intensité émise sous excitation à 15366 cm⁻¹ (transition $^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$). La rupture de pente a lieu à la même valeur de la puissance excitatrice.

Un tel comportement indique que le niveau émetteur vert $^4S_{3/2}$ est peuplé par un processus faisant intervenir deux photons.

Dans le cas de l'émission bleue (21262 cm^{-1}) sous excitation à 15366 cm^{-1} correspondant à la transition $^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$, la variation de l'intensité émise aux faibles puissances est plus rapide que dans le cas de l'émission verte. Dans cette partie de la courbe, nous avons, en coordonnées logarithmiques, une droite de pente 2.8 (Fig.9). Pour les puissances plus élevées, l'évolution est quasi quadratique puis suivie par un phénomène de saturation. Cette émission a lieu alors suite à l'absorption successive de trois photons.

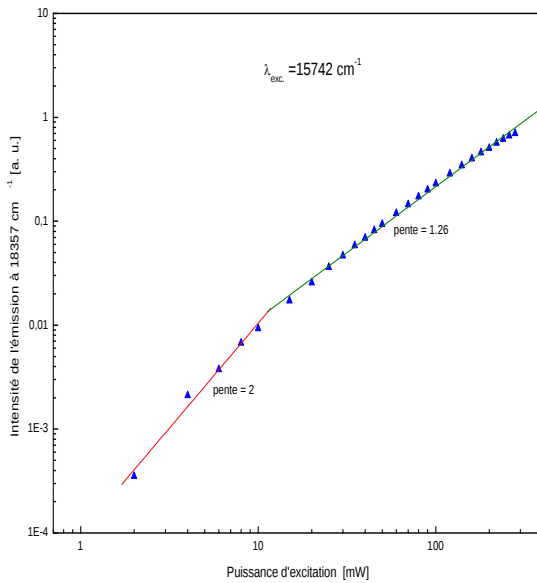


Fig.8. Variation de l'intensité d'émission verte à 18357 cm^{-1} en fonction de la puissance d'excitation à 15742 cm^{-1} dans $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Er}^{3+}(1\%)$ à basse température (77 K)

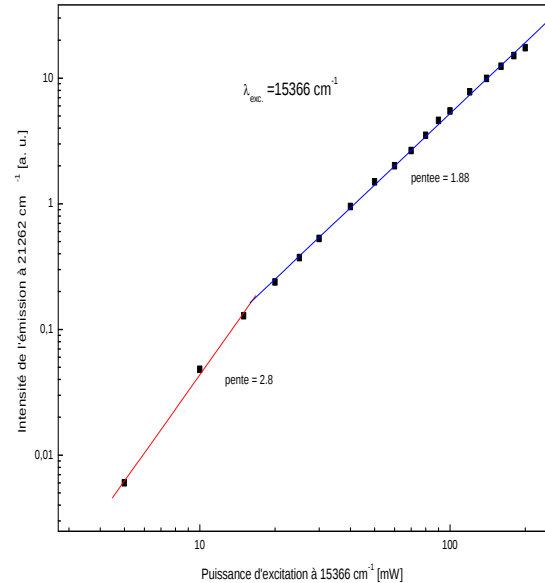


Fig.9. Variation de l'intensité d'émission bleue 21262 cm^{-1} en fonction de la puissance d'excitation à 15366 cm^{-1} dans $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Er}^{3+}(1\%)$ à basse température (77 K)

4. Conclusion

Nous avons effectué, sur un monocristal de KY_3F_{10} dopé par des ions Er^{3+} à une concentration de 1 % molaire, des courbes de déclin d'émissions à la température de l'azote liquide par la technique d'excitation sélective. L'analyse de ces courbes nous a permis de déterminer expérimentalement les durées de vie de fluorescence des principaux niveaux émetteurs ($^4I_{11/2}$, $^4F_{9/2}$, $^4S_{3/2}$, et $^2P_{3/2}$) pour cette matrice.

5. Références

- [1] Auzel F, C. R. Acad. Sc. Paris 1966, t 262B, 1016
- [2] Porcher P, Caro P, J. Chem. Phys., 1976, **65**, 89-94
- [3] Heyde K, Binnemans K, Görrler-Walrand C, J Chem. Soc., Faraday Trans., 1998, **94** (12), 1671-1674
- [4] Wells J. P. R., Sugiyama A., Han T. P. J., Gallagher H. G., J. of Lumin., 1999, **85**, 91-102
- [5] Braud A., Girard S., Doualan J. L., Thuau M., Moncorgé R., Phys. Rev., 2000, **B 61** (8), 5280-5292
- [6] Tigreat P. Y., Doualan J. L., Budasca C., Moncorgé R., J. of Lumin., 2001, 94-95, 23-27
- [7] Grzechnik A., Crichton W. A., Gesland J-Y, Solid State Sciences 2003, **5**, 757-764
- [8] Silva E. N., Ayala A. P., Gesland J-Y., Moreira R. L., Vib. Spect., 2005, **37**, 21-26
- [9] Boulma E., Diaf M., Jouart J. P., Bouffard M., Doualan J.L., Moncorgé R., J. Phys. :Condens. Matter 2006, **18**, 6721-6727
- [10] Dineman B. J., Moulton P. F., Optics Letters 1994, **19(15)**, 1143
- [11] Barnes N. P., Laser Focus Word, April, 1995, 87 ()
- [12] Wyss C., Lüthy W., Weber H. P., Rogin P., Hulliger J., Optics Communications 1997, **139**, 215-218
- [13] Brunetaud J. M., Optique et Photonique 1998, **3**, 53
- [14] Gesland J-Y., Doctorat Thesis, University of Maine (France) 1984
- [15] Tang S. H., Zhang H.Y., Kuok M.H., Kee S. C., Phys. Stat. Sol., 1991, **B168**, 35
- [16] Lal B., Rao D. R., Chem. Phys. Lett., 1977, **53**, 250
- [17] Morrisson C. A., Wortman D. F., Leavitt R. P., Jenssen H. P., Gov. Rep. Announce U. S., 1980, **80**, 2975
- [18] Abdulsabrov R. Y., Vinokurov A. V., Inanshin V. A., Kurkin I. N., Pudovik E. A., Stolov A. L., Yagudin S. I., Opt. Spectrosc. (USSR) 1987, **63(1)**, 55-58