Fibres optiques dopées et applications

M. Monerie

Centre National d'Etudes des Télécommunications, LAB/RIO/TSO, 2 route de Trégastel, BP. 40, 22301 Lannion cedex, France

PRÉAMBULE

Le présent document ne traite que des lasers à fibre. L'autre application importante des fibres optiques dopées, qui est aussi la plus proche des lasers, est la fonction d'amplification optique directe, étudiée et développée ou en voie de développement dans les systèmes de transmission et de télécommunications, essentiellement à 1,55, 1,3 et 0,8 μm . Les lecteurs intéressés pourront se référer à la référence [1] pour une analyse exhaustive de l'amplification à 1,55 μm et à la référence [2] pour une description plus large. Parmi les autres applications, signalons les capteurs (principalement les capteurs de température) [3].

La liste des articles publiés sur le sujet des lasers à fibre comprend plus d'un millier de références. Les principes de base et les références les plus significatives peuvent être trouvés dans deux publications de 1988 [4] et 1991 [5]. Les données fondamentales de spectroscopie sont rassemblées dans deux articles concernant les verres de silice [6] et de fluorozirconate [7]. Les références citées ci-dessus ne sont certes pas exhaustives, et de nombreux autres documents de synthèse sont disponibles. De même, les références données en illustration des phénomènes ou des dispositifs décrits dans le document ne prétendent pas citer tous les auteurs ayant contribué aux travaux sur les sujets en question.

1. INTRODUCTION

1.1 Historique

La première publication sur une oscillation laser dans une fibre optique date d'une trentaine d'années. En 1964, Kœstler et Snitzer ont obtenu un gain net de 37 dB en régime pulsé dans un verre de silice dopée néodyme de diamètre de cœur 10 μm pompé transversalement par des lampes flash [8]. Stone et Burrus ont observé en 1973 des seuils de l'ordre du mW dans une fibre dopée néodyme de 40 μm de diamètre de cœur pompée longitudinalement [9]. La première mention d'un laser à fibre monomode transverse a été faite en 1985 (toujours avec du néodyme) [10], en même temps que la publication d'une méthode efficace et fiable pour incorporer des terres rares dans des préformes de silice [11]. Parallèlement, après la découverte des verres de fluorures en 1974 par Marcel Poulain, Michel Poulain et Jacques Lucas [12] offrant un domaine de transparence de 0,4 à 4 μm , et la mise au point de compositions verrières stables et fibrables

de type ZBLAN (acronyme du verre de fluorure le plus largement utilisé pour fabriquer des fibres optiques, comprenant des fluorures de zirconium, de baryum, de lanthane, d'aluminium et de sodium) [13], les études d'incorporation de terres rares trivalentes dans les verres de fluorures et la spectroscopie associée ont abouti à toute une classe de lasers à de nouvelles longueurs d'onde, la première publication sur un laser à fibre de verre fluoré datant de 1987 [14].

1.2 Spécificités des lasers à fibre

La caractéristique principale d'un laser à fibre est le confinement longitudinal des ondes de pompe et de signal dans une structure guidante. Cela permet de supprimer les effets de diffraction rencontrés en espace libre et d'utiliser au maximum la puissance de pompe. Les puissances de seuil observées peuvent être corrélativement faibles (la centaine de μW). Des processus physiques difficilement exploitables dans une cavité ouverte transversalement peuvent être exploités efficacement. Il est ainsi aisé d'obtenir dans une fibre dopée une oscillation continue avec une structure à trois niveaux, l'inversion de population pouvant être obtenue en tout point de la cavité avant que le seuil ne soit atteint [15]. Les effets non linéaires (processus multiphoton) sont renforcés par le confinement et il est possible d'obtenir un laser à "upconversion" ("fusion de photons") émettant en continu. Enfin, il est possible d'obtenir des lasers "tout fibre" sans passage en espace libre en utilisant des boucles miroirs (à fibre) ou, plus simple encore, d'utiliser la photosensibilité des fibres (de silice ou de verre fluoré) pour inscrire directement des réseaux de Bragg. L'utilisation de ces réseaux photo-inscrits offre l'avantage de procurer une sélectivité des miroirs de la cavité. Les pertes extrinsèques de la cavité sont alors réduites au minimum, ce qui contribue à l'obtention de faibles puissances de pompe au seuil.

Le pompage longitudinal entraîne deux différences importantes par rapport au pompage transverse. D'une part, l'efficacité du pompage longitudinal est par nature plus grande que celle du pompage transverse, la géométrie de la fibre exacerbant le phénomène. D'autre part, le taux de pompage n'est pas homogène (selon l'axe du guide) dans le cas d'un pompage longitudinal, ce qui implique que l'inversion de population, et donc le gain, varient en général (beaucoup) plus le long de l'axe du guide que dans le cas du pompage transverse homogène. Il est ainsi possible d'obtenir une oscillation laser avec des zones absorbantes dans la cavité, avec possibilité d'obtenir un fonctionnement bistable [16].

Enfin, les phénomènes d'échauffement bien connus dans les lasers macroscopiques n'existent pas dans les fibres (du moins l'échauffement sous excitation reste très limité et ne joue pas sur les propriétés de guidage de la fibre ni sur les propriétés de la cavité).

1.3 Spécificités des milieux vitreux

Par rapport aux matrices cristallines, les matrices vitreuses ont en général des profils de raies lissés dans lesquelles il est parfois difficile de distinguer les transitions individuelles entre sous-niveaux Stark. C'est un effet de l'élargissement inhomogène important dû à la multiplicité des sites offerts aux ions actifs, qui lève la dégénérescence entre sous-niveaux Stark. La deuxième cause fondamentale d'élargissement est l'élargissement homogène dû à l'interaction électron-phonon (qui dépend donc de la température). Des mesures des largeurs homogène et inhomogène de la transition la plus étudiée ($^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ de l'erbium à $1,55 \mu\text{m}$ dans la silice) ont donné, à température ambiante, des contributions sensiblement égales de l'ordre de 10 nm [17]. Cela signifie qu'il y a une compétition entre les deux types de raies. Compte tenu de la multiplicité des sous-niveaux Stark mis en jeu et de la largeur globale de la transition, il y a en général recouvrement entre les transitions individuelles qui ne se manifestent que sous forme de renflements dans la courbe de gain (ou d'absorption) associée à la transition. D'autre part, le temps de thermalisation entre sous-niveaux Stark d'un même niveau est inférieur à la picoseconde [18], de sorte que, pour la plupart des applications, on peut considérer qu'il y a toujours équilibre thermique entre sous-niveaux d'un même niveau.

Le confinement autorise de grandes longueurs de cavité, ce qui permet de réduire le gain par unité de longueur nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation laser. C'est un élément favorable pour les fibres optiques, principalement pour la silice qui ne peut incorporer les concentrations que l'on rencontre dans les cristaux (plusieurs dizaines de %). Les concentrations maximales sont de l'ordre de quelques milliers de ppm, les seuils de "quenching" (inhibition de la transition par compétition avec d'autres phénomènes de désexcitation) se situant, selon les cas, entre une centaine et quelques milliers de ppm. Cela a également une incidence sur les phénomènes non linéaires, l'absorption par état excité (ESA) sur des niveaux métastables l'emportant, pour cette gamme de concentrations, sur les phénomènes de transfert d'énergie [19]. Notons qu'il est possible, dans une certaine mesure, de retarder la formation d'agrégats d'ions ("clusters") générateurs de quenching en optimisant la composition du verre (par exemple, substitution partielle ou totale du germanium par l'aluminium dans des fibres dopées erbium [20]). Il peut au contraire être avantageux de favoriser la formation d'agrégats pour augmenter la probabilité de transfert d'énergie entre ions (identiques ou différents selon les cas).

Les raies d'oscillation laser d'un ion actif sont limitées par la bande de transparence du matériau hôte, puisque les faibles concentrations utilisées imposent des cavités au moins centimétriques, et plus généralement de l'ordre de quelques dixièmes à quelques dizaines de mètres. Pour la silice, la bande s'étend de 0,6 à 2,1 μm . La limite inférieure n'est pas due à la transparence du matériau en elle-même, mais aux effets photochromiques qui créent des centres colorés sous excitation visible aux puissances présentes dans la fibre (puissance de pompe ou puissance laser intra-cavité). En dessous de 0,6 μm , l'oscillation laser reste possible, mais engendre immédiatement des centres colorés qui augmentent fortement l'atténuation intracavité, ce qui a pour effet immédiat d'inhiber l'oscillation laser. En ce qui concerne les verres de fluorure, l'émission laser a été démontrée entre 0,45 et 3,5 μm .

1.4 Silice et verre fluoré

La différence principale entre la silice et les verres de fluorure (outre les méthodes de fabrication et les propriétés physico-chimiques) concerne l'énergie des phonons E_{ph} . Dans la silice, cette énergie maximum est de l'ordre de 1100 cm^{-1} , tandis qu'elle est de l'ordre de 580 cm^{-1} dans les verres fluorés. Ces phonons permettent (entre autres) de coupler (non radiativement) les différents niveaux d'énergie des ions de terres rares de même espèce ou d'espèces différentes, en comblant la différence d'énergie entre ces niveaux (toujours dans le sens de fourniture d'énergie à la matrice, c'est-à-dire de passage d'un niveau donné à un niveau de plus faible énergie). Le taux de désexcitations non radiatives (multiphonon) W_{NR} fait intervenir cette énergie maximum des phonons de la matrice. Il est souvent exprimé par la formule approchée $W_{\text{NR}} = B \exp(-\alpha\Delta E)$, où ΔE est la différence d'énergie entre le niveau excité et son plus proche voisin d'énergie inférieure [5]. Pour les verres fluorés, B est de l'ordre de quelques 10^{10} s^{-1} à température ambiante et $\alpha \sim 5-6 \times 10^{-3} \text{ cm}$ pour le ZBLAN ([21] par exemple). Il est important de retenir un ordre de grandeur, valable pour l'ensemble des lanthanides trivalents: pour la majeure partie des niveaux métastables (durée de vie radiative de quelques dixièmes de ms à quelques ms), le taux de désexcitations non radiatives sera voisin du taux de désexcitations radiatives pour $\Delta E \sim 5 E_{\text{ph}}$. Pour cette différence d'énergie (correspondant à $\sim 3000 \text{ cm}^{-1}$ pour le verre fluoré et $\sim 5000 \text{ cm}^{-1}$ pour la silice), l'efficacité radiative de la transition est voisine de 50% (si des processus stimulés sont présents, l'efficacité radiative sera bien entendu augmentée).

On peut déduire de ces éléments que les verres fluorés accepteront des transitions radiatives plus loin dans l'infra-rouge que la silice, qu'ils auront plus de niveaux métastables et qu'ils donneront donc lieu plus aisément à des absorptions multiphotoniques. Cette dernière propriété a des conséquences positives pour l'upconversion (aisée dans le verre fluoré, difficile dans la silice), mais aussi des aspects négatifs en réduisant par exemple le choix de la longueur d'onde de pompe pour une transition donnée (par exemple, l'erbium dans la silice peut être pompé

indifféremment à 0,98 μm ou 1,48 μm pour une émission à 1,55 μm , mais seulement à 1,48 μm dans le verre fluoré).

Signalons enfin que les spectres d'absorption et d'émission des lanthanides, bien que relativement indépendants de la matrice hôte en comparaison d'autres ions actifs comme les éléments de transition, diffèrent cependant légèrement entre la silice et le verre fluoré. Le cas le plus connu est celui du néodyme à 1,3 μm pour lequel une absorption par état excité due au signal sur le niveau supérieur de la transition inhibe l'amplification et l'oscillation en dessous de 1,35 μm , alors que dans le verre fluoré il est possible d'atteindre 1,31 μm .

1.5 Les lanthanides trivalents

Les lanthanides (numéros atomiques 57 à 71) possèdent dans leur état neutre la configuration électronique $[\text{Xe}] 4f^n 5d^0 6s^2$, où n varie de 0 pour le lanthane à 14 pour le lutécium. Les ions sous forme trivalente perdent les deux électrons de la couche 6s et un électron de la couche 4f. En revanche, les électrons $(5s)^2$ et $(5p)^6$ subsistent et écrantent la couche 4f à l'intérieur de laquelle se produisent les transitions. Ceci explique que la matrice ait relativement peu d'importance en ce qui concerne la localisation des niveaux d'énergie. En revanche, la matrice a une influence notable sur les forces d'oscillateur, sur les formes des bandes d'absorption et d'émission et, comme mentionné dans le paragraphe précédent, sur l'interaction électron-phonon (par l'intermédiaire du spectre de phonons).

2. GÉNÉRALITÉS SUR LES LASERS À FIBRE

2.1 De 0,4 à 3,5 μm

Les transitions ayant donné lieu à une oscillation laser dans des fibres de silice ou de verre fluoré sont représentées sur la figure 1. La plupart des transitions susceptibles de laser ont été explorées, et il est peu probable que de nouvelles longueurs d'onde laser soient mises en évidence en grand nombre dans les lanthanides trivalents, du moins si l'on se cantonne à la silice et au verre fluoré. De nouveaux matériaux à faible énergie de phonons (verres à base de fluorures d'indium, de sulfures de gallium et de lanthane,...). On peut remarquer sur la figure 1 que les longueurs d'onde obtenues dans la silice sont comprises entre 0,6 et 2,1 μm . La différence avec les résultats obtenus dans le verre fluoré (0,4 à 3,5 μm) sont une conséquence directe de la différence d'énergie des phonons. C'est évident du côté grandes longueurs d'onde. Pour la partie bleue-jaune du spectre, cela est dû également aux désexcitations non radiatives qui peuvent réduire fortement la durée de vie de fluorescence des niveaux au-delà de 15000 cm^{-1} par couplage au niveau immédiatement inférieur, mais aussi à cause du photochromisme des fibres de germanosilicate (la propagation d'un rayonnement de longueur d'onde inférieure à $\sim 0,6\text{ }\mu\text{m}$ induit une absorption due à la création de centres colorés).

2.2 Quelques exemples de transitions

Les figures 2 à 5 montrent les transitions laser observées dans l'erbium, l'holmium, le thulium et le praséodyme, qui sont les terres rares les plus riches quant au nombre de transitions à fort rendement radiatif. Les références des publications mentionnant l'observation de l'oscillation laser aux longueurs d'onde indiquées sont nombreuses, et datent pour la quasi-totalité des années 1985 à 1992. Elles se trouvent pour l'essentiel dans le paragraphe "Transitions dans les lasers à fibre" de la section Références (la liste a été limitée aux aspects oscillation sur une transition donnée, et orientée vers la spectroscopie; les lasers plus spécialement destinés à des applications particulières ou à la recherche de propriétés liées à la nature du rayonnement émis sont traités et référencés dans la suite du document).

Figure 1 : Transitions laser observées dans les fibres de silice et de verre fluoré

Figure 2 : Transition lasers dans l'erbium

Figure 3 : Transitions lasers dans l'holmium

Figure 4 : Transitions lasers dans le thulium

Figure 5 : Transition lasers dans le praséodyme

3. LE TRANSFERT D'ÉNERGIE

3.1 Les principes fondamentaux du transfert d'énergie

Le transfert d'énergie est un transfert d'excitation d'un ion à un autre ion. Il a été largement étudié dans les années soixante [22-24]. Les processus physiques impliqués dans le transfert sont essentiellement les interactions multipolaires (dipôle-dipôle électrique, dipôle-quadrupôle électrique,...), l'interaction d'échange et le transfert radiatif. Notons que les processus de transfert dont nous parlons ici ne sont pas cohérents (il n'y a pas de relation de phase déterministe entre les excitations des ions concernés). Le mécanisme de transfert peut être résonant ou non résonant. Dans le premier cas, le transfert inverse ("back transfer") est possible. Dans le second cas, le transfert est assisté par phonons. La probabilité de transfert entre deux ions dépend exponentiellement de la différence des énergies des niveaux mis en jeu, et le transfert inverse est d'autant moins probable que les niveaux sont écartés. L'efficacité d'interaction décroît comme une puissance de la distance moyenne entre ions R (R^{-6} pour l'interaction dipolaire électrique) et exponentiellement pour l'interaction d'échange. La distance typique de limite d'interaction est de l'ordre du nanomètre, ce qui correspond à une distance moyenne entre ions de l'ordre de 0,1 % (1000 ppm). Cette concentration pour laquelle les phénomènes de transfert deviennent négligeables dans le cas d'une distribution aléatoire des dopants au sein de la matrice peut être beaucoup plus faible si des agrégats entre ions ("clusters") se forment au sein de la matrice vitreuse. Il est délicat expérimentalement de mettre en évidence l'existence d'agrégats de quelques atomes, de sorte que l'interprétation physique de certains résultats expérimentaux reste parfois incertaine, particulièrement dans le cas de l'upconversion (une absorption multiphoton peut s'interpréter par un transfert entre ions ou par une absorption par état excité sur un seul ion). Des expériences de fluorescence résolue dans le temps permettent parfois de lever le doute. Les deux processus coexistent généralement avec des intensités différentes, l'effet dominant dépendant de la longueur d'onde et de la puissance de la pompe, de la nature de l'excitation (continue ou pulsée) et de la (des) concentration(s) en dopant(s). Signalons enfin que les processus de transfert sont en général complexes, surtout dans le cas où les niveaux métastables sont relativement nombreux (cas des verres de fluorure par exemple) et lorsqu'il existe des coïncidences entre différences d'énergie de divers niveaux. La figure 6 donne un exemple des transferts possibles entre l'ytterbium et le praséodyme [25]. Il faut noter que ce schéma a été simplifié, puisqu'il ne tient pas compte des relaxations croisées dans le praséodyme (à partir du niveau 1G_4 par exemple) ni des phénomènes coopératifs dans l'ytterbium (deux ions voisins se désexcitant simultanément pour donner une émission radiative à $0.49 \mu\text{m}$).

Figure 6 : Transferts d'énergie Yb/Pr

Les dispositifs expérimentaux utilisent un ion donneur ("donor" ou "sensitiser") qui absorbe la longueur d'onde de pompe et un ion récepteur ("acceptor" ou "activator") qui engendre la transition. De nombreux couples d'ions ont été étudiés, principalement Er-Tm, Er-Ho, Yb-Er, Yb-Ho, Tm-Ho, Er-Pr, Ho-Pr, Yb-Pr,... L'ion donneur est généralement en concentration beaucoup plus importante que l'ion récepteur, de manière à assurer l'existence d'un ion donneur dans le voisinage immédiat d'un ion récepteur. Ceci augmente l'efficacité du transfert. D'autre part, une concentration importante de donneurs favorise la diffusion (migration) de l'excitation le long des chaînes d'ions donneurs jusqu'à un ion accepteur qui constitue un piège pour cette excitation (niveau d'énergie de l'accepteur légèrement inférieur au niveau d'énergie des donneurs).

L'avantage essentiel du transfert est un découplage entre l'absorption et l'émission. Il est ainsi possible d'élargir le choix de la longueur d'onde de pompe et de modifier la section efficace d'absorption. Il est également possible d'utiliser différemment le transfert. Parmi les nombreuses réalisations, nous donnons ci-dessous trois exemples typiques d'application.

3.2 Quelques exemples

3.2.1 Ytterbium-erbium à 1,55 μm

Un des exemples les plus connus de transfert concerne le couple erbium-ytterbium, utilisé dans la silice pour obtenir des puissances importantes. Le pompage est réalisé à l'aide d'un laser YAG:Nd à 1064 nm, et l'énergie est transférée du niveau $^2F_{5/2}$ de l'ytterbium au niveau $^4I_{11/2}$ de l'erbium. Dans la silice, ce niveau se désexcite non radiativement en quelques μs sur le niveau supérieur de la transition à 1,55 μm ($^4I_{13/2}$). En raison de la différence d'énergie moyenne entre les deux niveaux, le transfert inverse est négligeable. Il est utile de codoper la matrice silice avec du phosphore dont l'énergie importante de phonons (1300 cm^{-1} pour la liaison P-O) favorise le transfert. L'ytterbium est intéressant comme donneur car il possède un seul niveau excité à longue durée de vie (1 à 2 ms) et il peut être pompé sur une grande plage de longueurs d'onde (0,8 à 1,1 μm). Des lasers à 1,55 μm pompés sur la transition de l'ytterbium ont été réalisés par pompage à 0,80-0,85 μm [26], à 1047 nm [27] ou à 1064 nm [27-29]. Le transfert ytterbium-erbium a également été utilisé pour réaliser des amplificateurs à fibre à forte puissance de sortie.

3.2.2 Thulium-holmium à 2 μm

Il s'agit du même type d'application, mais avec l'utilisation possible dans le cas du thulium d'une relaxation croisée permettant d'obtenir un rendement quantique supérieur à 1 (c'est-à-dire plus d'un photon de signal par photon de pompe). Le schéma des niveaux est représenté sur la figure 7. L'illumination vers 0,8 μm excite les ions thulium dans l'état 3F_4 . Si la concentration en ions thulium est suffisamment importante, un ion ainsi excité va se désexciter partiellement dans l'état 3F_4 en donnant la moitié de son énergie à un ion voisin qui se retrouve ainsi dans le même état excité. Si la matrice est co-dopée avec de l'holmium, le thulium peut transférer son excitation à un ion holmium voisin en le portant dans l'état 5I_7 . Des efficacités quantiques de 1,3 [30] et 1,5 [31] ont ainsi été obtenues, démontrant la réalité des processus impliqués.

3.2.3 Praséodyme-erbium à 2,7 μm

L'exemple que nous donnons dans ce paragraphe illustre une autre utilisation possible du transfert: la réduction de la durée de vie d'un état métastable. Il arrive que le cycle absorption - émission stimulée soit inhibé partiellement ou totalement par le stockage des ions sur un niveau excité (le niveau bas de la transition considérée ou un niveau impliqué dans le cycle). La transition commence en général à osciller puis l'oscillation laser cesse, par exemple parce que l'inversion de population n'est plus réalisée (le niveau inférieur accumulant des ions excités). Il

Figure 7 : Laser thulium-holmium

est alors indispensable de vider ce niveau. Diverses solutions peuvent être mises en œuvre. On peut par exemple dans certains cas utiliser une seconde pompe vidant ce niveau par absorption par état excité, ou faire co-laser à partir du niveau inférieur. On peut aussi utiliser le transfert d'énergie. Le cas examiné dans ce paragraphe est celui de l'émission de l'erbium dans le verre fluoré à $2,7\ \mu\text{m}$ entre les niveaux $4I_{11/2}$ et $4I_{13/2}$. Le niveau terminal est à longue durée de vie ($\sim 12\ \text{ms}$), supérieure à celle du niveau émetteur ($\sim 10\ \text{ms}$). La transition est naturellement "self-terminating" (pour une analyse plus fine de cette transition, voir la référence [32]). La partie à droite de la figure 8 montre les niveaux de l'erbium impliqués dans cette analyse élémentaire (une analyse plus fine nécessiterait la prise en compte des niveaux d'énergies supérieures). L'oscillation laser à $2,7\ \mu\text{m}$ est en général instable. Sa dynamique (dans le cas d'un fonctionnement pulsé) est complexe. En continu, la longueur d'onde d'émission dépend de la puissance émise [33]. Il est possible de stabiliser l'émission en faisant co-laser à $1,55\ \mu\text{m}$ ou en co-dopant avec du praséodyme. Les niveaux du praséodyme sont représentés sur la partie gauche de la figure 8. Le transfert du niveau $4I_{13/2}$ de l'erbium sur les niveaux ($3F_4$, $3F_3$) du praséodyme est efficace et permet d'obtenir un fonctionnement correct de la transition à $2,7\ \mu\text{m}$ [34]. L'effet est d'autant plus important que la concentration de praséodyme est importante, mais un second transfert (moins efficace que le premier) du niveau supérieur de la transition à $2,7\ \mu\text{m}$ vers le praséodyme vient perturber le processus à forte concentration de praséodyme. Un point de fonctionnement satisfaisant peut néanmoins être trouvé.

4. LES LASERS À UPCONVERSION

4.1 L'upconversion

L'application du transfert d'énergie au concept d'upconversion [35] a conduit en 1971 à la première démonstration d'une oscillation laser par upconversion dans le visible [36]. En optique de volume, des lasers à upconversion ont été fabriqués dans l'erbium, le néodyme, le thulium, le praséodyme. Il est cependant difficile d'observer l'oscillation laser à température ambiante, le rendement d'émission diminuant lorsque la température augmente (thermalisation des sous-niveaux Stark).

Figure 8 : Transferts d'énergie Pr/Er

Les processus physiques conduisant à l'upconversion peuvent être l'absorption par état excité (ESA, "two-step absorption"), le transfert sur un état déjà excité, deux transferts successifs, l'effet coopératif, la génération de second harmonique (SHG, non résonant) ou l'absorption résonante à deux photons [19]. Les deux mécanismes principaux dans les fibres dopées sont l'ESA et le transfert d'énergie (ce dernier impliquant deux ions). Comme il a été indiqué précédemment, les deux phénomènes peuvent coexister. Des expériences de fluorescence résolue dans le temps sous excitation impulsionnelle (plus brève que les durées de vie des niveaux concernés) peuvent donner des indications sur la nature des processus mis en jeu. Pour des concentrations supérieures à quelques milliers de ppm, le transfert devient de plus en plus efficace. Les coefficients de transfert sont de l'ordre de 10^{-19} à 10^{-16} cm³s⁻¹. Le taux de transfert dépend de la concentration et de la matrice. Aux fortes concentrations, il faut tenir compte de phénomènes de migration [37] ou de diffusion d'énergie (incohérente). Des transferts multiples ont été observés (jusqu'à 4 transferts successifs, [38]) et des lasers utilisant trois transferts ont été réalisés ([39], [40]).

4.2 L'absorption par état excité

L'absorption par état excité est abondamment utilisée pour réaliser l'upconversion. Elle est illustrée sur la figure 9, où est représentée en fonction de la puissance de pompe incidente l'absorption de 120 cm de fibre monomode en verre fluoré dopée avec 2,0 % d'ytterbium et 0,10 % de praséodyme et pompée à 849 nm (le fonctionnement du système est décrit au paragraphe 4.3). La fibre présente une absorption sur le niveau fondamental $^2F_{7/2}$ de l'ytterbium et une absorption sur le niveau excité 1G_4 du praséodyme, l'ytterbium transférant son excitation sur le niveau 1G_4 . On observe une augmentation de l'absorption lorsque la puissance incidente augmente. Ce comportement inhabituel est dû à une section efficace d'absorption à 849 nm du niveau 1G_4 supérieure à celle du niveau $^2F_{7/2}$. On retrouve bien sûr une saturation de l'absorption et la transmission de la fibre tend finalement vers l'unité, mais dans le cas particulier de ce système pour une puissance assez élevée (supérieure à quelques W). Dans tous les cas d'absorption par état excité, la courbe de saturation de l'absorption est plus complexe que lorsqu'une seule transition est impliquée.

Figure 9 : Absorption par état excité dans Yb:Pr

4.3 Quelques exemples

Nous ne ferons ici qu'un tour d'horizon rapide. Il peut être particulièrement intéressant d'utiliser des diodes lasers à $0,8 \mu\text{m}$, relativement peu chères, pour pomper des lasers à fibre émettant dans le visible. Les applications principales sont l'affichage (RVB) et la lecture/archivage de données sous forme optique (une longueur d'onde plus faible permet d'augmenter la densité des données). Une compilation exhaustive des lasers visibles à fibre peut être trouvée dans la référence [41]. La figure 10 montre l'ensemble des lasers à fibre à upconversion mentionnés dans la littérature (tous dans du verre fluoré de type ZBLAN).

Figure 10 : Transitions laser par upconversion observées dans les fibres de verre fluoré

4.3.1 Thulium à 0,48 μm

Le premier laser à fibre à upconversion a été publié en 1990 [42]. Le schéma de pompage est représenté sur la figure 11. Pompé par un laser krypton émettant à 647 et 676 nm, il ne fonctionnait qu'à la température de l'azote liquide pour des raisons d'adéquation des longueurs d'onde de pompe aux sections efficaces d'absorption (la répartition de Maxwell-Boltzmann sur les sous-niveaux Stark dépend de la température). Un progrès important a été fait en 1992 par le pompage à trois longueurs d'onde voisines de 1,12 μm émises par le même laser Nd:YAG (figure 12). Un fonctionnement continu à température ambiante à 0,48 μm , un seuil voisin de 30 mW, une efficacité de 18 % et une puissance de sortie de 60 mW ont été obtenus [43]. Le pompage par diode à 0,8 μm du laser de pompe est possible. C'est à ce jour le laser à fibre émettant dans le visible le plus convaincant du point de vue application commerciale. Mentionnons enfin un laser thulium à 0,81 μm pompé à 1064 nm par un laser Nd:YAG [44]. Cette configuration peut sembler présenter moins d'intérêt puisqu'il existe déjà des diodes de puissance vers 0,8 μm , mais la disponibilité commerciale de mini-YAG puissants pompés par diode peut rendre le système attractif.

Figure 11 : Laser thulium à upconversion [42]

Figure 12 : Laser thulium à upconversion [43]

4.3.2 Holmium à 0,55 μm

Le fonctionnement par upconversion en continu à température ambiante a été obtenu dans l'holmium pompé à 647 nm en 1990 [45]. Le schéma de pompage est indiqué sur la figure 13. La puissance émise était supérieure à 10 mW. Un prisme intra-cavité permettait d'accorder la longueur d'émission sur la bande de gain entre 540 et 553 nm. Une émission laser à 0,75 μm a aussi été observée.

4.3.3 Praséodyme à 0,49 , 0,52, 0,61, 0,63 et 0,71 μm

Deux équipes ont publié en même temps en 1991 l'émission laser à upconversion dans des fibres de fluorozirconate dopé au praséodyme, suivant deux schémas de pompage différents. Une première solution consiste à codoper à l'ytterbium, ce qui permet d'utiliser une seule

Figure 13 : Laser holmium à upconversion [45]

pompe vers $0,85 \mu\text{m}$ [46]. On recherche alors la coïncidence entre l'absorption sur le fondamental de l'ytterbium et l'absorption par état excité à partir du niveau 1G_4 du praséodyme, l'optimum (lié au produit des deux sections efficaces d'absorption) étant obtenu expérimentalement autour de $0,85 \mu\text{m}$. Une seconde voie réside dans l'utilisation du seul dopage praséodyme et de deux longueurs d'onde de pompe, la première (à $1,01 \mu\text{m}$) servant à exciter directement le niveau 1G_4 du praséodyme. La seconde pompe peut être optimisée spécifiquement sur l'absorption par état excité (835 nm) [47]. La figure 14 montre les transitions concernées.

Figure 14 : Laser Pr à upconversion [46], [47]

4.3.4 Erbium à 0,54 μm

Des lasers verts à 0,54 μm pompés à 801 nm [48] et à 971 nm [49] ont été réalisés dans des fibres de fluorozirconate dopé erbium. Les schémas de pompage sont représentés sur les figures 15 et 16. Le principal problème est d'éviter l'émission stimulée sur la transition très efficace $^4\text{S}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ à 0,85 μm qui vient diminuer à forte puissance de pompe l'efficacité de la transition laser (le pompage à 0,80 μm recycle directement une partie des ions du niveau $^4\text{I}_{13/2}$ vers le niveau $^4\text{S}_{3/2}$ sans passer par le niveau fondamental). Le pompage à 0,97 μm réduit cet inconvénient (pas d'absorption par état excité de la pompe sur le niveau $^4\text{I}_{13/2}$). Cependant, ce niveau de longue durée de vie (12 ms) constitue un piège qui réduit la proportion d'ions utilisables pour la transition recherchée. Le problème peut être résolu en recyclant ces ions très rapidement par co-oscillation à 1,55 μm [49]. L'avantage est double puisque cet effet laser à 1,55 μm inhibe l'absorption par état excité à 0,54 μm à partir du niveau $^4\text{I}_{13/2}$.

Figure 15 : Laser erbium à upconversion [48]

Figure 16 : Laser à upconversion [49]

5. LES LASERS MONOFRÉQUENCES

5.1 Les lasers à faible largeur de raie

Les lasers à fibre monofréquences ou à faible largeur de raie utilisent en majorité des réseaux de Bragg qui permettent de réaliser des miroirs très sélectifs. Les premiers lasers à fibre à faible largeur de raie ont été obtenus en 1986 à 1,06 μm [50] et à 1,55 μm [51]. Les largeurs de raie obtenues étaient de l'ordre de quelques GHz pour des longueurs de cavité de l'ordre de quelques mètres (soit l'oscillation simultanée de quelques dizaines à quelques centaines de modes longitudinaux adjacents). Dans les deux cas, la cavité était hybride, fermée d'un côté par un miroir et de l'autre par un réseau gravé sur fibre après polissage jusqu'au voisinage du cœur.

5.2 Les lasers monofréquences

La solution la plus simple pour obtenir un fonctionnement monofréquence consiste bien sûr à réduire la longueur de la cavité jusqu'à n'avoir plus qu'un mode longitudinal à l'intérieur de la bande du réflecteur sélectif. Cela implique, pour obtenir un gain suffisant pour compenser les pertes de la cavité, de travailler avec des dopages importants et à longueur d'onde fortement absorbée. Le premier laser monofréquence à fibre a été fabriqué en 1987 avec 51 mm de fibre dopée à 1000 ppm de néodyme pompée à 594 nm et émettant à 1082 nm avec une largeur de raie de l'ordre du MHz [52]. Dans l'erbium, c'est en 1991 que plusieurs mW ont été obtenus avec des résonateurs à réseaux de Bragg, avec des largeurs de raie de l'ordre de la dizaine de kHz [53]. La technique des réseaux photo-inscrits par illumination UV permet d'obtenir des cavités à très faibles pertes extrinsèques, et pouvant donc travailler à faible gain, c'est-à-dire avec de faibles longueurs de fibre active (de l'ordre du centimètre [54], donc compatible avec un fonctionnement monofréquence). En utilisant le couple ytterbium-erbium pompé à 0,98 μm , il a été possible d'obtenir de l'ordre de 20 mW avec un bruit d'intensité en excès (RIN) inférieur à -157 dB/Hz au-delà de 10 MHz (à titre de comparaison, le RIN des diodes lasers DFB est de l'ordre de -155 dB/Hz) [55].

5.3 Les lasers monofréquences accordables

Il peut être intéressant pour certaines applications (télécommunications, spectroscopie) de disposer de lasers monofréquences accordables. L'utilisation de cavités à réseaux se prête facilement à la réalisation de cette fonction, puisqu'il est possible, par étirement ou par variation de température, de modifier continûment la longueur d'une cavité ou la fréquence d'accord d'un résonateur de Bragg. Un laser monofréquence a été fabriqué sur ce principe par étirement (jusqu'à 90 μm d'une cavité de 10 cm de long. Le fonctionnement monofréquence a pu être maintenu sur une plage d'accord de 0,7 nm, soit 90 GHz [56].

5.4 La puissance: la configuration MOPA

La dernière propriété manquante est la puissance d'émission. Le problème peut sembler réducteur puisque la faible longueur de milieu actif imposée par la configuration empêche d'obtenir des gains importants. Une structure MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) permet astucieusement d'obtenir plusieurs dizaines de mW. La configuration du laser est identique, mais on ajoute une portion de fibre amplificatrice après la cavité afin d'amplifier la puissance émise par le laser monofréquence. Une seule pompe peut suffire, le laser n'absorbant en général que peu de puissance. Il est même possible d'amplifier simultanément plusieurs longueurs d'onde émises par deux lasers mis en série. Des puissances supérieures à la dizaine de mW peuvent ainsi être obtenues [57]. Le bruit d'intensité en excès (RIN) du laser présente naturellement un pic important au voisinage de la fréquence des oscillations de relaxation (quelques centaines de kHz), mais une contre-réaction sur la puissance de pompe permet d'obtenir une bande de bruit plate. Une émission monofréquence de 60 mW avec un excès de bruit de -110 dB/Hz en BF (en dessous du MHz) a ainsi été mesurée [58].

5.5 Autres configurations

D'autres configurations ont permis d'obtenir un fonctionnement monofréquence. Des configurations de lasers en anneau ont permis d'obtenir des largeurs de raie de quelques kHz à quelques centaines de kHz ([59]-[61]). Avec une configuration de résonateur Fox-Smith (combinaison de deux résonateurs permettant d'obtenir un effet Vernier), une largeur de raie de l'ordre de la dizaine de MHz a été obtenue [62]. Cependant, ces configurations n'offrent pas la stabilité et la facilité de réalisation que procure l'emploi de réseaux de Bragg.

6. LES LASERS DE PUISSANCE

Un laser à fibre de puissance (de l'ordre du watt) doit bien sûr être pompé par une source délivrant plusieurs watts. La source la plus intéressante est à ce jour le mini-YAG pompé par diodes à 0,8 μm , qui présente l'avantage d'être stable et facilement transportable. C'est d'ailleurs à partir de cette source qu'ont été réalisés la majeure partie des lasers à fibre émettant plusieurs centaines de mW. En 1990, une puissance supérieure à 1 W a été obtenue dans une fibre de silice dopée thulium pompée à 1064 nm [63]. Toujours dans le thulium, mais dans une fibre de verre fluoré, une puissance de 1 W a été mentionnée pour un laser à 1,47 μm pompé à 1064 nm selon un processus à deux photons [64]. Dans le même matériau, 2 W ont été mesurés à 810 nm, le pompage étant toujours à 1064 nm (il s'agit donc d'un laser à upconversion) [65]. Dans le néodyme, 5 W ont été obtenus [66]. Enfin, dans la silice dopée ytterbium avec une cavité à réseaux de Bragg photo-inscrits directement dans la fibre dopée accordée à 1019 nm, une puissance de sortie de 1 W a été obtenue par pompage à 975 nm [67]. Pour tous ces lasers, les efficacités quantiques de conversion sont supérieures à 50 %, atteignant des valeurs proches de 100 % pour la dernière expérience.

7. LES LASERS IMPULSIONNELS

7.1 Lasers déclenchés

Le fonctionnement en mode déclenché (Q-switch) peut être obtenu aisément avec des lasers à fibre. L'élément de commutation du gain est le composant essentiel. Diverses configurations intégrées ou hybrides, passives ou actives (avec un modulateur acousto-optique ou un dispositif mécanique), ont été mises en œuvre avec des impulsions variant entre quelques centaines de ns et quelques watt à quelques dizaines de ns et quelques centaines de watts pour les réalisations les plus récentes (voir par exemple [68]-[73]).

7.2 Lasers à modes bloqués

Le premier laser à fibre a fonctionné en régime de blocage de modes en 1986 [74]. Il s'agissait d'une émission dans le néodyme à 1,08 μm avec des impulsions de durée inférieure à 1 ns, le blocage de modes étant assuré à l'aide d'un dispositif acousto-optique à 20 MHz. D'autres expériences ont été faites, soit avec un modulateur acousto-optique (66 ps à 410 MHz [75]), soit avec un modulateur de phase en optique de volume (70 ps à 100 MHz [76]) ou en optique intégrée [77]. Avec un modulateur électro-optique et une cavité de 2 km incluant un amplificateur à fibre dopée erbium, des impulsions de 4 ps à 100 MHz ont été obtenues à 1,53 μm [78]. Selon les expériences, les puissances crêtes varient entre quelques mW et quelques W crête. Des puissances crête importantes nécessitent un faible taux de répétition. Des durées de 18 à 80 ps avec des puissances crête de 6 W ont été observées à 1536 nm avec des taux de répétition (correspondant aux fréquences fondamentales des cavités) entre 40 kHz et 10 MHz [79]. Une compression de 18 ps à 10 ps a été observée après propagation dans 14 km de fibre, l'effet en étant attribué à l'automodulation de phase [79]. En combinant le régime de blocage de modes au régime déclenché, des puissances crête de quelques W à quelques kW peuvent être obtenues [74] [75].

Avec un laser en anneau comprenant une fibre dopée à l'erbium et un amplificateur à semiconducteur InGaAsP jouant le rôle de bloqueur de modes actifs, des impulsions de 4 ps de puissance crête 2 W à 1536 nm ont été obtenues à une fréquence de répétition de 612 MHz (pour une fréquence cavité de 21 MHz). Un produit largeur de raie $\times$ durée de l'impulsion de 1 indique que les impulsions engendrées présentent un glissement de fréquence [80].

Pour des impulsions ps, de fortes puissances crêtes peuvent être engendrées. Il faut alors tenir compte de l'automodulation de phase dans la fibre composant la cavité. Des impulsions

soliton ($\Delta\tau \times \Delta\nu = 0,3$) ont été observées à $1,56 \mu\text{m}$ avec des durées d'impulsion de 1,2 ps et des puissances crête de 40 W, ces impulsions étant obtenues par un ajustement fin de la puissance de pompe afin d'obtenir un régime soliton dans la cavité (compensation de la dispersion chromatique linéaire par la dispersion non linéaire due à l'automodulation de phase). Un bloqueur de modes en niobate de lithium (fréquence de répétition 420 MHz) et un filtre intracavité complètent la cavité de 10 m [81]. Cependant, la propagation soliton à 5 ou 10 GHz n'impose pas des durées d'impulsion aussi courtes. Une configuration semblable dans laquelle le filtre intracavité est remplacé par un réseau de Bragg fermant la cavité a conduit à des impulsions de 35 ps de puissance crête 29 mW à 5 GHz, avec un produit $\Delta\tau \times \Delta\nu = 0,35$ proche de celui d'une sech^2 [82].

Le blocage de modes peut également être passif, grâce à un absorbant saturable à faible temps de réponse [83], à l'"Additive Pulse Mode-lock" (APM) [84] [85], ou encore à un miroir non linéaire à fibre avec amplification (NALM, pour Nonlinear Amplifying Loop Mirror). Les impulsions obtenues peuvent être ps [86] ou sub-ps [87]-[89]. Ce type de source est également connu sous le nom de "Figure Eight Laser".

Un inconvénient important des cavités en anneau utilisées pour la génération d'impulsions courtes est leur instabilité intrinsèque incompatible avec leur utilisation en tant que source système [90]. Ces sources travaillent à une fréquence de répétition (quelques GHz) très supérieure (quelques dizaines de fois) à la fréquence propre de la cavité. L'instabilité provient des interactions entre les "supermodes" de la cavité en anneau, un mode longitudinal étant verrouillé, non sur son plus proche voisin (puisque la fréquence de modulation est un harmonique élevé de la fréquence cavité), mais sur les modes longitudinaux éloignés d'un multiple de la fréquence cavité. Des méthodes de stabilisation plus ou moins efficaces ont été publiées, permettant pour certaines d'utiliser ces lasers à fibre en anneau comme sources dans des systèmes [91]-[96]. Ces méthodes consistent en un ajustement asservi de la longueur de la cavité [91], une contre-réaction optique [92], l'utilisation de fibres à maintien de polarisation [93], l'insertion d'un filtre Fabry-Perot dont l'intervalle spectral libre est voisin de l'intervalle entre modes des supermodes de l'anneau (intervalle spectral libre égal à la fréquence de répétition), ce qui favorise l'émergence d'un seul supermode [94], la perturbation périodique (dans le domaine du kHz) de la longueur de la cavité qui supprime les phénomènes de saturation spatiale ("spatial hole burning") dus aux réflexions parasites de la cavité en anneau [95]. Les modes de fonctionnement de ces diverses méthodes ne sont pas toujours bien compris.

8. AUTRES ASPECTS DES LASERS A FIBRE

Nous allons passer ici en revue quelques utilisations particulières des lasers à fibre.

8.1 Lasers accordables

Outre la technique exposée au paragraphe 5.3, une manière simple et classique de réaliser un laser accordable est d'insérer un filtre intracavité. Ce peut être un filtre passe-bande ([60] par exemple) ou un réseau fermant la cavité. Il est ainsi possible d'obtenir une plage d'accord couvrant la totalité de la bande de gain. Une autre solution consiste à utiliser un prisme intracavité, la cavité étant fermée par un miroir neutre à l'angle d'accord correspondant à la longueur d'onde recherchée.

8.2 La polarisation dans les lasers à fibre

En général, l'émission comprend toujours deux ensembles de modes propres orthogonaux (en général à polarisations linéaires) de gains très légèrement différents dus à des pertes de cavités anisotropes et à une anisotropie de gain engendrée par l'état de polarisation de la pompe ([97]-[99]). Des phénomènes d'échange d'énergie entre les deux polarisations peuvent conduire à une

dynamique complexe de l'émission laser lorsque la pompe est modulée à une fréquence voisine de celle des oscillations de relaxation du système [100]. La multistabilité et le chaos (déterministe) qui peuvent en résulter sont dus au couplage non linéaire des paramètres dans les équations du laser.

Une manière radicale de stabiliser l'état de polarisation de l'émission laser est d'utiliser une fibre à maintien de polarisation ([60] par exemple). Il est cependant possible d'insérer un élément sélectif en polarisation dans la cavité pour obtenir une émission à état de polarisation contrôlé [101]. De tels éléments se trouvent en général de manière naturelle dans les cavités hybrides qui présentent souvent une émission polarisée.

8.3 Fibres à double cœur

Le diagramme de rayonnement des diodes laser de puissance n'est que rarement adapté aux caractéristiques optogéométriques des fibres actives (notamment dans le cas de structures multimodes comme les diodes à ruban large ou les réseaux de diodes). Afin d'augmenter l'efficacité d'injection, il peut être intéressant d'utiliser une structure à deux cœurs concentriques, le cœur interne guidant l'émission laser et la structure externe propageant la pompe. Cette idée a été mise en pratique efficacement [102] [103], avec récemment la publication d'un rendement record de 80 % (puissance émise par le laser / puissance émise par la pompe, incluant donc le rendement d'injection de la pompe dans la fibre) [104].

8.4 Stabilisation du gain d'un amplificateur à fibre

Certaines utilisations des amplificateurs requièrent l'invariance du gain qui doit donc être insensible à des variations de la puissance de pompe et de la puissance du signal (ou des signaux dans le cas d'un multiplex de longueurs d'onde) à amplifier. Le problème consiste donc à stabiliser le gain, donc l'inversion de population. Or, une oscillation laser stabilise naturellement l'inversion de population. Une solution consiste donc à faire osciller une longueur d'onde au sein même de l'amplificateur (dans une zone où il n'y a pas de signal, par exemple en bord de bande de gain, endroit rarement utilisé pour l'amplification). La configuration a été testée avec l'erbium à 1,55 μm (oscillation laser auxiliaire à 1,48 μm obtenue par photo-inscription de réseau de Bragg sur la fibre amplificatrice), et l'on observe effectivement une stabilisation du gain relativement à la puissance de pompe incidente [105]. Les effets transitoires liés au régime numérique sont également fortement atténués. Le caractère inhomogène de la transition modifie légèrement les prédictions du modèle homogène.

9. CONCLUSION

Les lasers à fibre ont prouvé leur supériorité pour des applications où les lasers classiques rencontrent des difficultés. Ceci est dû à la structure guidante par construction, à l'absence de phénomènes thermiques, à la nature vitreuse de la matrice. Outre les premières applications dans le domaine de nouvelles transitions dans le visible et le proche infrarouge, on voit apparaître les lasers à fibre comme concurrents sérieux aux sources en place pour l'émission monofréquence et pour la génération d'impulsions. Les performances obtenues sont proches des maxima théoriques. L'intégration des cavités et le pompage par diode permettent d'en faire des sources compactes et fiables.

Références :

- [1] Desurvire E., Erbium-doped fiber amplifiers (Wiley, New-York, 1993).
- [2] France P. W., Optical fibre lasers and amplifiers (Blackie, Glasgow, 1991).
- [3] Ferdinand P., Capteurs à fibres optiques (Lavoisier, 1992).

- [4] Urquhart P., "Review of rare earth doped fibre lasers and amplifiers", (IEEE Proceedings, Vol n°135, n°6, 1991), pp. 385-407.
- [5] Monerie M., "Status of fluoride fiber lasers", Fiber Laser Sources and Amplifiers III, (SPIE Proceedings, Vol 1581, 1991), pp. 2-13.
- [6] Ainslie B.J., Craig S.P., and Davey S.T., "The Absorption and Fluorescence Spectra of Rare Earth Ions in Silica-Based Monomode Fiber", *Journal of Lightwave Technology*, **6**, (1988), 287-293.
- [7] Davey S.T. and France P.W., "Rare earth doped fluorozirconate glasses for fibre devices", *Br. Telecom Technol J*, **7**, (1989), 58-68.
- [8] Kæstler C.J. and Snitzer E., "Amplification in a Fiber Laser", *Applied Optics*, **3**, (1964) 1182-1186.
- [9] Stone J. and Burrus C., "Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry", *Applied Physics Letters*, **23**, (1973) 388-389.
- [10] Mears R.J., Reekie L., Poole S.B. and Payne D.N., "Neodymium-doped silica single-mode fiber lasers", *Electronics Letters*, **21**, (1985) 737-738.
- [11] Poole S.B., Payne D.N. and Ferman: M.E., "Fabrication of low-loss optical fibers containing rare-earth ions", *Electronics Letters*, **21**, (1985) 738-740.
- [12] Poulain M., Poulain M. and Lucas J., *Material Research Bulletin*, **10**, (1975) 243.
- [13] Oshawa K., Shibata T., Nakamura K. and Yoshida S., "Fluorozirconate glasses for infrared transmitting optical fibers", 7^{ème} ECOC, Copenhagen (Danemark), 1981, papier 1.1.
- [14] Brierley M.C. and France P.W., "Neodymium-doped fluorozirconate fibre laser", *Electronics Letters*, **23**, (1987) 815-816.
- [15] Reekie L., Mears R.J., Poole S.B. and Payne D.N. "Tunable Single-Mode Fiber Lasers", *Journal of Lightwave Technology*, **4**, (1986) 956-960.
- [16] Reekie L., Mears R., Poole S. and Payne D., "Optical bistability at 1.54 μm in a Er^{3+} -doped single-mode fibre laser, 12^{ème} ECOC, Barcelone (Espagne), 22-25 septembre 1986, pp. 225-226.
- [17] Zyskind J.L., Desurvire E., Sulhoff J.W. and Di Giovanni: D.J., "Determination of Homogenous Linewidth by Spectral Hole-Burning in an Erbium-Doped Fiber Amplifier with $\text{GeO}_2 : \text{SiO}_2$ Core", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. **2**, (1990) 869-871.
- [18] Lee H.W.H., "Intra-Stark relaxation of Nd^{3+} in silicate glass: subpicosecond accumulated photon echo experiments", *Journal of Luminescence*, **45**, (1990) 99-101.
- [19] Auzel F., Energy transfer processes in condensed matter, (Editions Di Bartolo, Plenum Press, NYC, 1984), pp.497-510.
- [20] Delevaque E., Georges T., Monerie M., Lamouler P. and Bayon J.F., "Modeling of Pair-Induced Quenching in Erbium-Doped Silica Fibers", *IEEE Photonics Technology Letters*, **5**, (1993) 73-75.
- [21] Shinn M.D., Sibley W.A., Drexhage M.G. and Brown R.N., "Optical transitions of Er^{3+} ions in fluorozirconate glasses", *Physical Review B*, **27**, (1983) 6635-6648.
- [22] Dexter D.L., "A theory of sensitized luminescence in solids", *Journal of Chemical Physics*, **21**, (1953) 836-850.
- [23] Ovsyankin V.V. and Feofilov P.P., "Cooperative sensitisation of luminescence in crystals activated with rare earth ions", *Sov. Phys. JETP Letters*, **4**, (1966) 317-318.
- [24] Auzel F., "Materials and Devices Using Double-Pumped Phosphors with Energy Transfer", (Proceedings of the IEEE, 1973), Vol. 61, n° 6, pp. 758-786.
- [25] Allain J.Y., Monerie M. and Poignant H., "Energy transfer in $\text{Pr}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ -doped fluorozirconate fibres", *Electronics Letters*, **27**, (1991) 1012-1013.
- [26] Hanna D.C., Percival R.M., Perry I.R., Smart R.G. and Tropper A.C., "Efficient operation of an Yb-sensitized Er fibre laser pumped in 0,8 μm region", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 1068-1069.
- [27] Maker G.T. and Ferguson A.I., "1.56 μm Yb-sensitized Er fibre laser pumped by diode-pumped Nd : YAG and Nd : YLF lasers", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 1160-1162.

- [28] Fermann M.E., Hanna D.C., Shepherd D.P., Suni P.J. and Townsed J.E., "Efficient operation of an Yb-sensitised Er fibre laser at 1.56 μm ", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 1135-1136.
- [29] Barnes W.N., Poole S.B., Townsed J.E., Reekie L., Taylor D.J. and Payne D.N., "Er³⁺-Yb³⁺ and Er³⁺ Doped Fiber Lasers", *Journal of Lightwave Technology*, **7**, (1989) 1461-1465.
- [30] Allain J.Y., Monerie M. and Poignant H., "High-efficiency cw thulium-sensitised holmium-doped fluoride fibre laser operating at 2.04 μm ", *Electronics Letters*, **27**, (1991) 1513-1514.
- [31] Percival R.M., Szebesta D., Davey S.T., Swain N.A. and King T.A., "Thulium sensitised holmium-doped cw fluoride fibre laser of high efficiency", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 2231-2232.
- [32] Quimby R.S. and Miniscalco W.J., "Continuous-wave lasing on a self-terminating transition", *Applied Optics*, **28**, (1989) 14-16.
- [33] Auzel F., Meichenin D. and Poignant H., "Tunable continuous-wave room-temperature Er³⁺-doped ZrF₄-based glass laser between 2.69 and 2.78 μm ", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 1463-1464.
- [34] Allain J.Y., Monerie M. and Poignant H., "Energy transfer in Er³⁺/Pr³⁺-doped fluoride glass fibres and application to lasing at 2.7 μm ", *Electronics Letters*, **27**, (1991) 445-446.
- [35] Bloembergen N., *Physical Review Letters*, **2**, (1959) 84.
- [36] Johnson L.F. and Guggenheim H.G., "Infrared-Pumped Visible Laser", *Applied Physics Letters*, **19**, (1971) 44-47.
- [37] Chou H. and Jenssen P., "Upconversion Processes in Er-Activated Solid State Laser Materials", OSA Proceedings on Tunable Solid State Lasers, North Falmouth, Cap Cod (USA) 1-3 may 1989, Vol 5, pp. 167-174.
- [38] van der Ziel J.P., van Uitert L.G., Grodkiewicz W.H. and Mikulyak R.M., "1.5 μm infrared excitation of visible luminescence in Y_{1-x}Er_xF₃ and Y_{1-x-y}Er_xTm_yF₃ via resonant energy transfer", *Journal of Applied Physics*, **60**, (1986) 4262-4267.
- [39] Xie P. and Rand S.C., "Continuous-wave trio upconversion laser", *Applied Physics Letters*, **57**, (1990) 1182-1184.
- [40] Pollack S.A., Chang D.B. and Birnbaum M., "Threefold upconversion laser at 0.85, 1.23 and 1.73 μm in Er:YLF pumped with an 1.53 μm Er glass laser", *Applied Physics Letters*, **54**, (1989) 869-871.
- [41] Brierley M.C., Massicot J.F., Whitley T.J., Millar C.A., Wyatt R., Davey S.T. and Szebesta D., "Visible fibre lasers", *BT Technol J*, **11**, (1993) 128-136.
- [42] Allain J.Y., Monerie M. and Poignant H., "Blue upconversion fluorozirconate fibre laser", *Electronics Letters*, **26**, (1990) 166-167.
- [43] Grubb S.G., Bennet K.W., Cannon R.S. and Hummer W.F., "CW room-temperature blue upconversion laser", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 1243-1244.
- [44] Dennis M.L., Dixon J.W. and Aggarwal I., "High power upconversion lasing at 810 nm in Tm:ZBLAN fibre", *Electronics Letters*, **30**, (1994) 261-262.
- [45] Allain J.Y., Monerie M. and Poignant H., "Room temperature cw tunable green upconversion holmium fibre laser", *Electronics Letters*, **26**, (1990) 136-137.
- [46] Allain J.Y., Monerie M. and Poignant H., "Red upconversion Yb-sensitised Pr fluoride fibre laser pumped in 0.8 μm region", *Electronics Letters*, **27**, (1991) 1156-1157.
- [47] Smart R.G., Hanna D.C., Tropper A.C., Davey S.T., Carter S.F. and Szebesta D., "CW room temperature upconversion lasing at blue, green and red wavelengths in infrared-pumped Pr³⁺-doped fluoride fibre", *Electronics Letters*, **27**, (1991) 1307-1309.
- [48] Whitley T.J., Millar C.A., Wyatt R., Brierley M.C. and Szebesta D., "Upconversion pumped green lasing in erbium doped fluorozirconate fibre", *Electronics Letters*, **27**, (1991) 1785-1786.
- [49] Allain J.Y., Monerie M., Poignant H., "Tunable green upconversion erbium fibre laser", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 111-112.

- [50] Jauncey I.M., Reekie L., Mears R.J., Payne D.N., Rowe C.J., Reid D.C., Bennion I. and Edge C., "Narrow-linewidth fibre laser with integral fibre grating", *Electronics Letters*, **22**, (1986) 987-988.
- [51] Jauncey I.M., Reekie L., Mears R.J. and Rowe C.J., "Narrow-linewidth fibre laser operating at 1.55 μm ", *Optics Letters*, **12**, (1987) 164-165.
- [52] Jauncey I.M., Reekie L., Townsed J.E., Payne D.N. and Rowe C.J., "Single-longitudinal mode operation of an Nd^{3+} -doped fibre laser", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 24-26.
- [53] Ball G.W., Morey W.W. and Glenn W.H., "Standing-wave monomode erbium fiber laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, **3**, (1991) 613-615.
- [54] Zyskind J.L., Mizrahi V., DiGiovanni D.J. and Sulhoff J.W., "Sort single frequency erbium-doped fibre laser", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 1385-1387.
- [55] Kringlebotn J.T., Archambault J.L., Reekie L., Townsed J.E., Vienne G.G. and Payne D.N., "Efficient low-noise grating-feedback fiber laser doped with $\text{Er}^{3+} : \text{Yb}^{3+}$ ", OFC'94, San Jose (CA), USA, 20-25 février 1994, papier TuG5.
- [56] Ball G.W., Morey W.W., Glenn W.H., "Narrow linewidth fiber laser with integrated master oscillator-power amplifier", OFC'92, 1992, papier WA3.
- [57] Ball G.W. and Morey W.W., "Continuously tunable single-mode erbium fibre laser", *Optics Letters*, **17**, (1992) 192-194.
- [58] Ball G.W., Holton C.E., Hull-Allen G., Morey W.W. and Glenn W., "60 mW 1.5 μm Single-Frequency Low-Noise Fiber Laser MOPA", *IEEE Photonics Technology Letters*, **6**, (1994) 613-615.
- [59] Morkel P.R., Cowle G.J. and Payne D.N., "Travelling-wave erbium fibre ring laser with 60 kHz linewidth", *Electronics Letters*, **26**, (1990) 632-634.
- [60] Iwatsuki K., Okamura H. and Saruwatari M., "Wavelength-tunable single-frequency and single-polarisation Er-doped fibre ring-laser with 1.4 kHz linewidth", *Electronics Letters*, **26**, (1990) 2033-2035.
- [61] Ó Cochláin C.R. and Mears R.J., "Broadband tunable single frequency diode-pumped erbium doped fibre laser", *Electronics Letters*, **28**, (1992). 124-126.
- [62] Barnsley P., Urquhart P., Millar C. and Brierley M., "Single longitudinal-mode output from a Fox-Smith fibre laser", Proc ; OSA Topical Meeting Tunable Solid-State Lasers, Williamsburg (VA), USA, 1987, papier post-deadline.
- [63] Hanna D.C., Perry I.R., Lincoln J.R. and Townsed J.E., "A 1-Watt thulium-doped cw fibre laser operating at 2 μm ", *Optics Communications*, **80**, (1990) 52-56.
- [64] Miyajima Y., Komukai T. and Sugawa T., "1-W cw Tm-doped fluoride fibre laser at 1.47 μm ", *Electronics Letters*, **29**, (1993) 660-661.
- [65] Dennis M.L., Chun M.K., Duling III I.N. and Goldberg L., "2-W upconversion laser in Tm::ZBLAN fiber", CLEO'94, Anaheim (CA), USA, 10-12 mai 1994, papier CMK5.
- [66] Cao J.D., Laliberte B.M., Minns R.A., Po H., Robinson R.F., Rockney B.H., Trica R.R. and Ayang Y.H., "Five Watt single transverse mode neodymium-doped fibre laser", Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics, 1993, Baltimore (MA), USA, papier CFJ3.
- [67] Allain J.Y., Bayon J.F., Bernage P., Monerie M. and Niay P., "A 1-Watt Ytterbium-doped CW fiber laser operating at 1.02 μm ", Optical Amplifiers and Their Applications, Yokohama, Japan, 4-6 juillet 1993, papier SuD4.
- [68] Alcock I.P., Tropper A.C., Fergusson A.I. and Hanna D.C., "Q-switched operation of a neodymium-doped monomode fibre laser", *Electronics Letters*, **22**, (1986) 84-85.
- [69] Mears R.J., Reekie L., Poole S.B. and Payne D.N., "Low-threshold tunable cw and Q-switched fibre laser operating at 1.55 μm ", *Electronics Letters*, **22**, (1986) 159-160.
- [70] Jauncey I.M., Lin J.T., Reekie L. and Mears R.J., "Efficient diode-pumped cw and Q-switched single-mode fibre laser", *Electronics Letters*, **22**, (1986) 198-199.
- [71] Allain J.Y., Monerie M. and Poignant H., "Narrow linewidth tunable cw and Q-switched 0.98 μm operation of erbium-doped fluorozirconate fibre laser", *Electronics Letters*, **25**, (1989) 1082-1083.
- [72] Zenteno L.A., Po H. and Cho N.M., "All-solid-state passively Q-switched mode-locked Nd-doped fiber laser", *Optics Letters*, **15**, (1990) 115-117.

- [73] Myslinski P., Chrostowski J., Koningstein J.A. and Simpson J.R., "High Power Q-Switched Erbium Doped Fiber Laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **28**, (1992) 371-377.
- [74] Alcock I.P., Fergusson A.I., Hanna D.C. and Tropper A.C., "Mode locking of a neodymium-doped monomode fibre laser", *Electronics Letters*, **22**, (1986) 268-269.
- [75] Dulling I.N., Goldberg L. and Weller J.F., "High power, mode-locked Nd:fibre laser pumped by an injection-locked diode array", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 1333-1334.
- [76] Hanna D.C., Kazer A., Philips M.W., Shepherd D.P. and Suni P.J., "Active mode-locking of an Yb:Er fibre laser", *Electronics Letters*, **25**, (1989) 95-96.
- [77] Geister G. and Ulrich R., "Neodymium-fiber laser with integrated optic mode-locker", *Optics Communications*, **68**, (1988) 187-189.
- [78] Kafka J.D., Baer T.M. and Hall D.W., "Mode-locked erbium fiber laser", Proceedings of CLEO'89, Baltimore (MD), USA, 1989, papier FA3.
- [79] Schlager J.B., Yamabashi Y., Franzen D.L. and Juneau R.I., "Mode-Locked, Long Cavity, Erbium Fiber Lasers with Subsequent Soliton-Like Compression", *IEEE Photonics Technology Letters*, **1**, (1989) 264-267.
- [80] Burns D. and Sibett W., "Controlled amplifier modelocked Er^{3+} fibre ring laser", *Electronics Letters*, **26**, (1990) 505-506.
- [81] Smith K., Armitage J.R., Wyatt R., Doran N.J. and Kelly S.M.J., "Erbium fibre soliton laser", *Electronics Letters*, **26**, (1990) 1149-1151.
- [82] Davey R.P., Fleming R.P.E., Smith K., Kashyap R. and Armitage J.R., "Mode-locked erbium fibre laser with wavelength selection by means of fibre Bragg grating reflector", *Electronics Letters*, **27**, (1991) 2087-2088.
- [83] Zirngibl M., Stulz L.W., Stone J., Hugi J., DiGiovanni D. and Hansen P.B., "1.2 ps pulses from passively mode-locked laser diode pumped Er-doped fibre ring laser", *Electronics Letters*, **27**, (1991) 1734-1735.
- [84] Matsas V.J., Newson T.P., Richardson D.J. and Payne D.N., "Selfstarting, passively modelocked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 1391-1393.
- [85] Tamura K., Haus H.A. and Ippen E.P., "Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 2226-2228.
- [86] Richardson D.J., Laming R.I., Payne D.N., Matsas V. and Philips V.J., "Selfstarting, passively modelocked erbium fibre ring laser based on the amplifying Sagnac switch", *Electronics Letters*, **27**, (1991) 542-544.
- [87] Dulling I.N., "Subpicosecond all-fibre erbium laser", *Electronics Letters*, **27**, (1991) 544-545.
- [88] Richardson D.J., Laming R.I., Payne D.N., Phillips M.W. and Matsas V.J., "320 fs soliton generation with passively mode-locked erbium fibre laser", *Electronics Letters*, **27**, (1991) 730-732.
- [89] Grudinin A.B., Richardson D.J. and Payne D.N., "Energy quantisation in figure eight fibre laser", *Electronics Letters*, **26**, (1992) 67-68.
- [90] Pandit N., Noske D.U., Kelly S.M.J. and Taylor J.R., "Characteristic instability of fibre loop soliton lasers", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 455-457.
- [91] Shan X., Cleland D. and Ellis A., "Stabilising Er fibre soliton laser with pulse phase locking", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 182-184.
- [92] Dennis M.L. and Dulling I.N., "High repetition rate figure eight laser with extracavity feedback", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 1894-1896.
- [93] Takara H., Kawanishi S., Saruwatari M. and Noguchi K., "Generation of highly stable 20 GHz transform-limited optical pulses from actively mode-locked Er^{3+} -doped fibre lasers with an all-polarisation maintaining ring cavity", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 2095-2096.
- [94] Harvey G.T. and Mollenauer L.F., "Harmonically mode-locked fiber ring laser with an internal Fabry-Perot stabilizer for soliton transmission", *Optics Letters*, **18**, (1993) 107-109.
- [95] Shan X. and Spirit D.M., "Novel method to suppress noise in harmonically modelocked erbium fibre lasers", *Electronics Letters*, **29**, (1993) 979-980.

- [96] Takara H., Kawanishi S. and Saruwatari M., "20 GHz transform-limited optical pulse generation and bit-error-free operation using a tunable, actively modelocked Er-doped fibre ring laser", *Electronics Letters*, **29**, (1993) 1149-1150.
- [97] Lin J.T., Morkel P.R., Reekie L. and Payne D.N., "Polarisation effects in fibre lasers", Helsinki (Proceedings of ECOC'87), pp. 107-112.
- [98] Lin J.T., Gambling W.A. and Payne D.N., "Modelling of Polarisation Effects in Fibre Lasers", Proceedings of CLEO'89, Baltimore (MD), USA, 1989, p. 401.
- [99] Leners R., François P.L. and Stéphan G., "Simultaneous effects of gain and loss anisotropies on the thresholds of a bipolarization fiber laser", *Optics Letters*, **19**, (1994) 275-277.
- [100] Bieslawski S., Derozier D. and Glorieux P., "Antiphase dynamics and polarization effects in the Nd-doped fiber laser", *Physical Review A*, **46**, (1992) 2811-2818.
- [101] Lin J.T., Reekie L. and Li L., "Single polarisation operation of a Nd³⁺-doped single-mode fibre laser", Helsinki (Proceedings of CLEO'87) pp. 358-360.
- [102] Po H., Snitzer E., Tumminelli R., Zenteno L., Hakami F., Cho N.M. and Haw T., "Doubly-clad brightness Nd fibre laser pumped by GaAlAs phased array", Proc; OFC'89, Houston (TX), USA, 1989, papier PD7.
- [103] Duling III I.N., Burns W.K. and Goldberg L., "High-power superfluorescent fiber source", *Optics Letters*, **15**, (1990) 33-35.
- [104] Pask H.M., Archambault J.L., Hanna D.C., Reekie L., Russel P.S.J., Townsed J.E. and Tropper A.C., "Operation of cladding-pumped Yb³⁺-doped silica fibre lasers in 1 μ m region", *Electronics Letters*, **30**, (1994) 863-865.
- [105] Delevaque E., Georges T., Bayon J.F., Monerie M., Niay P. and Bernage P., "Gain control in erbium-doped fibre amplifiers by lasing at 1480 nm with photoinduced Bragg gratings written on fibre ends", *Electronics Letters*, **29**, (1993) 1112-1113.

BIBLIOGRAPHIE COMPLÉMENTAIRE

Transitions dans les lasers à fibre (hors upconversion):

Praséodyme :

Allain J.Y., Monerie M. and Poignant H., "Tunable cw lasing around 610, 635, 695, 715, 885 and 910 nm in praseodymium-doped fluorozirconate fibre", *Electronics Letters*, **27**, (1991) 189-191.

Durteste Y., Monerie M., Allain J.Y. and Poignant H., "Amplification and lasing at 1.3 μ m in praseodymium-doped fluorozirconate fibres", *Electronics Letters*, **27**, (1991) 626-628.

Ohishi Y., Kanamori T. and Takahashi S., "Pr³⁺-Doped Superfluorescent Fluoride Fiber Laser", *Japanese Journal of Applied Physics*, **30**, (1991) L1282-L1284.

Ohishi Y., Kanamori T. and Takahashi S., "Pr³⁺-Doped Fluoride Single-Mode Fiber Laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, **3**, (1991) 688-690.

Ohishi Y. and Kanamori T., "Ring laser operation at 1.3 μ m of Pr³⁺-doped fluoride singlemode fibre", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 162-164.

Shi Y., Poulsen C.V., Sejka M., Ibsen M. and Poulsen O., "Tunable Pr³⁺-doped silica-based fibre laser", *Electronics Letters*, **29**, (1993) 1426-1427.

Néodyme :

Mears R.J., Reekie L., Poole S.B. and Payne D.N., "Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers", *Electronics Letters*, **21**, n° 17, (1985).

Alcock I.P., Tropper A.C., Ferguson A.I. and Hanna D.C., "Q-switched operation of a neodymium-doped monomode fibre laser", *Electronics Letters*, **22**, (1986) 84-85.

Jauncey I.M., Lin J.T., Reekie L. and Mears R.J., "Efficient diode-pumped cw and Q-switched single-mode fibre laser", *Electronics Letters*, **22**, (1986) 198-199.

Miller I.D., Mortimore D.B., Urquhart P., Ainslie B.J., Craig S.P., Millar C.A. and Payne D.B., "A Nd³⁺-doped cw fiber laser using all-fiber reflectors", *Applied Optics*, **26**, (1987) 2197-2201.

Brierley M.C. and France P.W., "Neodymium-doped fluoro-zirconate fibre laser", *Electronics Letters*, 1987, **23**, (1987) 815-817.

Alcock I.P., Ferguson A.I., Hanna D.C. and Tropper A.C., "Mode-locking of a neodymium-doped monomode fibre laser", *Electronics Letters*, **22**, (1986) 268-269.

Alcock I.P., Ferguson A.I., Hanna D.C. and Tropper A.C., "Tunable, continuous-wave neodymium-doped monomode-fiber laser operating at 0.900-0.945 and 1.070-1.135 μm ", *Optics Letters*, **11**, (1986) 709-711.

Alcock I.P., Tropper A.C., Ferguson A.I. and Hanna D.C., "Q-switching, mode-locking and tunable operation around 0.9 μm of a neodymium-doped monomode fibre laser", (IEEE Proceedings, Vol 134 Pt.J, 1987), pp. 183-186.

Shimizu M., Suda H. and Horiguchi M., "High-efficiency Nd-doped fibre lasers using direct-coated dielectric mirrors", *Electronics Letters*, **23**, (1987) 768-769.

Liu K., Digonnet M. and Shaw H.J., "10 mW superfluorescent single-mode fibre source at 1060 nm", *Electronics Letters*, **23**, (1987) 1320-1321.

Jauncey I.M., Reekie L., Townsend J.E. and Payne D.N., "Single-longitudinal-mode operation of an Nd³⁺-doped fibre laser", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 24-26.

Miniscalco W.J., Andrews L.J., Thompson B.A., Quimby R.S., Vacha L.J.B., Drexhage M.G., "1.3 μm fluoride fibre laser", *Electronics Letters*, 1988, **24**, (1988).

Liu K., Digonnet M., Fesler K., Kim B.Y. and Shaw H.J., "Broadband diode-pumped fibre laser", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 838-840.

Brierley M.C. and Millar C.A., "Amplification and lasing at 1350 nm in a neodymium doped fluorozirconate fibre", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 438-439.

Chaoyu Y., Jiangde P. and Bingkun Z., "Tunable Nd³⁺-doped fibre ring laser", *Electronics Letters*, **25**, (1989) 101-102.

Keen S.J., Maker G.T. and Ferguson A.I., "Mode-locking of diode laser-pumped Nd : YAG laser at 1.3 μm ", *Electronics Letters*, **25**, (1989) 490-491.

Grubb S.G., Barnes W.L., Taylor E.R. and Payne D.N., "Diode-pumped 1.36 μm Nd-doped fibre laser", *Electronics Letters*, **26**, (1990) 121-122.

Millar C.A., Fleming S.C., Brierley M.C. and Hunt M.H., "Single transverse mode operation at 1345 nm wavelength of a diode-laser pumped neodymium-ZBLAN multimode fiber laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, **2**, (1990) 415-417.

Petrin R.R., Kliewer M.L., Beasley J.T., Powell R.C., Aggarwal I.D. and Ginther R.C., "Spectroscopy and laser operation of Nd : ZBLAN Glass", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **27**, (1991) 1031-1038.

Ball G.A. and Morey W.W., "Efficient integrated Nd³⁺ fiber laser", *IEEE Transactions Photonics Technology Letters*, **3**, (1991) 1077-1078.

Ishikawa E., Aoki A., Yamashita T. and Asahara Y., "Laser emission and amplification at 1.3 μm in neodymium-doped fluorophosphate fibres", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 1497-1499.

Samarium :

Farries M.C., Morkel P.R. and Townsend J.E., "Samarium³⁺-doped glass laser operating at 651 nm", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 709-710.

Farries M.C., Morkel P.R. and Townsend J.E., "Spectroscopic and lasing characteristics of samarium doped glass fibre", (IEEE Proceedings, Vol 137, 1990) pp. 318-322.

Holmium :

Brierley M.C., France P.W. and Millar C.A., "Lasing at 2.08 μm and 1.38 μm in a holmium doped fluoro-zirconate fibre laser", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 539-540.

Hanna D.C., Percival R.M., Smart R.G., Townsend J.E. and Tropper A.C., "Continuous-wave oscillation of holmium-doped silica fibre laser", *Electronics Letters*, 1989, **25**, (1989) 593-594.

Wetenkamp L., "Efficient cw operation of a 2.9 μm Ho^{3+} -doped fluorozirconate fibre laser pumped at 640 nm", *Electronics Letters*, **26**, (1990) 883-884.

Thulium-holmium :

Allain J.Y., Monerie M. and Poignant H., "High-efficiency CW thulium-sensitized holmium-doped fluoride fibre laser operating at 2.04 μm ", *Electronics Letters*, **27**, (1991) 1513-1514.

Percival R.M., Szebesta D., Davey S.T., Swain N.A. and King T.A., "High-efficiency cw operation of 890 nm pumped holmium fluoride fibre laser", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 2064-2066.

Percival R.M., Szebesta D., Davey S.T., Swain N.A. and King T.A., "Thulium sensitised holmium-doped cw fluoride fibre laser of high efficiency", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 2231-2232.

Erbium :

Mears R.J., Reekie L., Poole S.B. and Payne D.N., "Low-threshold tunable cw and Q-switched fibre laser operating at 1.55 μm ", *Electronics Letters*, **22**, (1986) 159-160.

Millar C.A., Miller I.D., Ainslie B.J., Craig S.P. and Armitage J.R., "Low-threshold cw operation of an erbium-doped fibre laser pumped at 807 nm wavelength", *Electronics Letters*, **23**, (1987) 865-866.

Reekie L., Jauncy I.M., Poole S.B. and Payne D.N., "Diode-laser-pumped operation of an Er^{3+} -doped single-mode fibre laser", *Electronics Letters*, **23**, (1987) 1076-1077.

Pollack S.A. and Robinson M., "Laser emission of Er^{3+} in ZrF_4 -based fluoride glass", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 320-321.

Auzel F., Meichenin D. and Poignant H., "Laser cross-section and quantum yield of Er^{3+} at 2.7 μm in a ZrF_4 -based fluoride glass", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 909-910.

Brierley M.C. and France P.W., "Continuous wave lasing at 2.7 μm in an erbium-doped fluorozirconate fibre", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 935-937.

Wyatt R., Ainslie B.J. and Craig S.P., "Efficient operation of array-pumped Er^{3+} doped silica fibre laser at 1.5 μm ", pp. 1362-1363.

Auzel F., Meichenin D. and Poignant H., "Tunable continuous-wave, room-temperature Er^{3+} -doped ZrF_4 -based glass laser between 2.69 and 2.78 μm ", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 1463-1464.

Allain J.Y., Monerie M. and Poignant H., "Erbium-doped fluorozirconate single-mode fibre lasing at 2.71 μm ", *Electronics Letters*, **25**, (1989) 28-29.

Allain J.Y., Monerie M. and Poignant H., "Lasing at 1.00 μm in erbium-doped fluorozirconate fibres", *Electronics Letters*, **25**, (1989) 318-319.

Allain J.Y., Monerie M. and Poignant H., "Narrow linewidth tunable cw and Q-switched 0.98 μm operation of erbium-doped fluorozirconate fibre laser", *Electronics Letters*, **25**, (1989) 1082-1083.

Wysocki P.F., Dignonnet M.J.F. and Kim B.Y., "Electronically tunable, 1.55- μm erbium-doped fiber laser", *Optics Letters*, **15**, (1990) 273-275.

Allen R., Esterowitz L. and Ginther R.J., "Diode-pumped single-mode fluorozirconate fiber laser from the $4f_{11/2} \rightarrow 4f_{13/2}$ transition in erbium", *Appl. Phys. Lett.* **56**(17), (1990) 1635-1637.

Smart R.G., Carter J.N., Hanna D.C. and Tropper A.C., "Erbium doped fluorozirconate fibre laser operating at 1.66 and 1.72 μm ", *Electronics Letters*, **26**, (1990) 649-651.

Wetenkamp L., "Efficient cw operation of a 2.75 μm Er^{3+} -doped fluorozirconate fibre laser pumped at 650 and 795 nm", *Letters Kurzberiche*, **45**, (1991) 328-331.

Yanagita H., Masuda I., Yamashita T. and Toratani H., "Diode laser pumped Er^{3+} fibre laser operation between 2.7-2.8 μm ", *Electronics Letters*, **26**, (1990) 1836-1838.

Többen H., "CW-lasing at 3.45 μm in erbium-doped fluorozirconate fibres", *Frequenz*, **45**, (1991) 250-252.

Többen H., "Room temperature cw fibre laser at 3.5 μm in Er^{3+} -doped ZBLAN glass", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 1361-1362.

Többen H., "Temperature-tunable 3.5 μm fibre laser", *Electronics Letters*, **29**, (1993) 667-669.

Thulium :

Esterowitz L., Allen R. and Aggarwal I., "Pulsed laser emission at 2.3 μm in a thulium-doped fluorozirconate fibre", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 1104.

Hanna D.C., Jauncey I.M., Percival R.M., Perry I.R., Smart R.G., Suni P.J., Townsend J.E. and Tropper A.C., "Continuous-wave oscillation of a monomode thulium-doped fibre laser", *Electronics Letters*, **24**, (1988) 1222-1223.

Allen R. and Esterowitz L., "CW diode pumped 2.3 μm fiber laser", *Appl. Phys. Lett.* **55**(8), (1989) 721-722.

Allain J.Y., Monerie M. and Poignant H., "Tunable cw lasing around 0.82, 1.48, 1.88 and 2.35 μm in thulium-doped fluorozirconate fibre", *Electronics Letters*, **25**, (1989) 1660-1162.

Hanna D.C., Percival R.M., Smart R.G. and Tropper A.C., "Efficient and tunable operation of a Tm-doped fibre laser", *Optics Communications*, **75**, (1990) 283-286.

Carter J.N., Smart R.G., Hanna D.C. and Tropper A.C., "CW diode-pumped operation of 1.97 μm thulium-doped fluorozirconate fibre laser", *Electronics Letters*, **26**, (1990) 599-600.

Barnes W.L. and Townsend J.E., "Highly tunable and efficient diode pumped operation of Tm^{3+} doped fibre lasers", *Electronics Letters*, **26**, (1990) 746-747.

Carter J.N., Smart R.G., Hanna D.C. and Tropper A.C., "Lasing and amplification in the 0.8 μm region in thulium doped fluorozirconate fibres", *Electronics Letters*, **26**, (1990) 1759-1761.

Hanna D.C., Perry I.R., Lincoln J.R. and Townsend J.E., "A 1-Watt thulium-doped cw fibre laser operating at 2 μm ", *Optics Communications*, **80**, (1990) 52-56.

Smart R.G., Carter J.N., Tropper A.C. and Hanna D.C., "Continuous-wave oscillation of Tm^{3+} -doped fluorozirconate fibre lasers at around 1.47 μm , 1.9 μm and 2.3 μm when pumped at 790 nm", *Optics Communications*, **82**, (1991) 563-570.

Percival R.M., Carter S.F., Szebesta D., Davey S.T. and Stallard W.A., "Thulium-doped monomode fluoride fibre laser broadly tunable from 2.25 to 2.5 μm ", *Electronics Letters*, **27**, (1991) 1912-1913.

Carter J.N., Smart R.G., Tropper A.C., Hanna D.C., Carter S.F. and Szebesta D., "Theoretical and experimental investigation of a resonantly pumped thulium doped fluorozirconate fiber amplifier at around 810 nm", *Journal of Lightwave Technology*, **9**, (1991) 1548-1553.

Smart R.G., Tropper A.C., Hanna D.C., Carter J.N., Davey S.T., Carter S.F. and Szebesta D., "High efficiency, low threshold amplification and lasing at 0.8 μm in monomode Tm^{3+} -doped fluorozirconate fibre", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 58-59.

Percival R.M., Szebesta D. and Davey S.T., "Highly efficient and tunable operation of two colour Tm-doped fluoride fibre laser", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 671-673.

Miyajima Y., Komukai T. and Sugawa T., "1-W cw Tm-doped fluoride fibre laser at 1.47 μm ", *Electronics Letters*, **29**, (1993) 660-661.

Oh K., Morse T.F., Kilian, A., Reinhart L. and Weber P.M., "Continuous-wave oscillation of thulium-sensitized holmium-doped silica fiber laser", *Optics Letters*, **19**, (1994) 278-280.

Ytterbium :

Hanna D.C., Percival R.M., Perry I.R., Smart R.G. Suni P.J., Townsend J.E. and A.C. Tropper: "Continuous-wave oscillation of a monomode ytterbium-doped fibre laser", *Electronics Letters*, **24**, (1988). 1111-1113.

Armitage J.R., Wyatt R., Ainslie B.J. and Craig-Ryan S.P., "Highly efficient 980 nm operation of an Yb^{3+} -doped silica fibre laser", *Electronics Letters*, **25**, (1989) 298-299.

Hanna D.C., Perry I.R., Smart R.G., Suni P.J., Townsend J.E. and Tropper A.C., "Efficient superfluorescent emission at 974 nm and 1040 nm from an Yb-doped fiber", *Optics communications*, **72**, (1989) 230-234.

Hanna D.C., Percival R.M., Perry I.R., Smart R.G., Suni P.J. and Tropper A.C., "An ytterbium-doped monomode fibre laser: broadly tunable operation from 1.010 μm to 1.162 μm and three-level operation at 974 nm", *Journal of Modern Optics*, **37**, n° 4, (1990).

Allain J.Y., Monerie M. and Poignant H., "Ytterbium-doped fluoride fibre laser operating at 1.02 μm ", *Electronics Letters*, **28**, (1992) 988-989.

Allain J.Y., Bayon J.F., Monerie M., Bernage P. and Niay P., "Ytterbium-doped silica fibre laser with intracore Bragg gratings operating at 1.02 μm ", *Electronics Letters*, **29**, (1993) 309-310.

Mackenzie C.J., Barnes W.L., Hanna D.C. and Townsend J.E., "High power ytterbium (Yb^{3+})-doped fibre laser operating in the 1.12 μm region", *Electronics Letters*, **29**, (1993) 52-53.