

2 Fibras Ópticas

Uma fibra óptica, em sua forma mais simples, consiste em um vidro central (núcleo), de índice de refração n_1 , envolvido por uma casca de índice de refração n_2 , ligeiramente menor do que n_1 . Essa variação de índice de refração pode ser feita de forma gradual ou degrau. As fibras que possuem uma variação de índice do tipo degrau diferenciam-se das fibras de gradiente de índice, pois, nestas últimas, o índice decresce gradualmente do centro para a borda. Dois parâmetros que caracterizam uma fibra óptica são a diferença relativa de índice Δ entre o núcleo e a casca

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}, \quad (2.1)$$

e o chamado parâmetro V , definido como

$$V = k_0 r_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (2.2)$$

onde $k_0 = 2\pi/\lambda$, r_0 é o raio do núcleo e λ é o comprimento de onda da luz.

O parâmetro V determina o número de modos que podem ser transmitidos pela fibra. Para que uma fibra de índice degrau seja monomodo, ou seja, para que só seja possível propagar um único modo, é preciso que $V < 2,405$. A principal diferença entre uma fibra monomodo e uma multimodo é o tamanho do núcleo. O raio r_0 do núcleo é de $25 - 30 \mu m$ numa fibra multimodo. Contudo, uma fibra monomodo com $\Delta \approx 0,003$ requer que $r_0 < 5 \mu m$, o que faz com que a maioria dos efeitos não-lineares seja estudada em fibras monomodo. As fibras usadas em amplificadores e lasers são do tipo monomodo, por isso, não trataremos nesse trabalho das fibras multimodo. Neste capítulo, discutiremos as propriedades de uma fibra óptica, tais como perdas e dispersão, o estudo das Redes de Bragg em fibras e fibras dopadas com íons de terras raras.

2.1 Perdas em Fibras

Durante um processo de transmissão através de uma fibra óptica, um sinal óptico sofre perdas que, dependendo de fatores como o comprimento de onda que se está transmitindo, podem comprometer a integridade do mesmo. Se P_0 for a potência acoplada na entrada de uma fibra de comprimento L , a potência transmitida P_T será dada por

$$P_T = P_0 \exp(-\alpha L), \quad (2.3)$$

onde a constante de atenuação α é uma medida de todas as perdas que ocorrem na fibra. Geralmente, expressamos α em unidades^a de dB/km . Da eq.(2.3), temos:

$$\frac{P_T}{P_0} = \exp(-\alpha L). \quad (2.4)$$

Expressando a razão entre P_T e P_0 em decibéis,

$$\begin{aligned} \frac{P_T}{P_0}(\text{em dB}) &= 10 \log\left(\frac{P_T}{P_0}\right) \\ &= 10 \log\left(e^{-\alpha L}\right) \\ &= -4,343 \alpha L, \end{aligned}$$

temos:

$$4,343 \alpha = -\frac{1}{L} \frac{P_T}{P_0}(\text{em dB}) = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_T}{P_0}\right) = \alpha_{dB}. \quad (2.5)$$

As perdas numa fibra dependem do comprimento de onda que está sendo transmitido. Uma fibra de sílica (SiO_2) exibe um mínimo de perda, de aproximadamente $0,2 dB/km$, na região próxima a $1,55 \mu m$. Em comprimentos de onda menores, as perdas são consideravelmente maiores, alcançando o nível de alguns dB/km na região visível. As fibras de sílica são as que apresentam as menores perdas em relação às de outros materiais.

Os dois principais fatores determinantes de perdas em fibras de sílica são a absorção do material e o espalhamento Rayleigh. A sílica possui ressonâncias eletrônicas na região do ultravioleta, bem como ressonâncias vibracionais na região do infra-vermelho acima de $2 \mu m$, mas absorve pouca luz na região de $0,5 - 2 \mu m$. Entretanto, mesmo uma pequena quantidade de impurezas pode levar a uma grande absorção nesse intervalo de comprimentos de onda. Na prática, são as hidroxilas (íons OH) as impurezas mais importantes no processo de perda. Esses íons são responsáveis por uma forte perda na região de $1,4 \mu m$. Muito cuidado deve ser tomado durante o processo de fabricação das fibras no sentido de minimizar a quantidade de hidroxilas presentes. Fibras com baixas perdas na região $1,3 - 1,6 \mu m$ são muito importantes para os sistemas de comunicações por fibras ópticas.

Outro fator importante durante o processo de fabricação de fibras é a criação de variações na densidade da sílica, que dá origem ao espalhamento Rayleigh. As flutuações locais no índice de refração provocam o espalhamento da luz em todas as direções. Esse tipo de espalhamento varia com λ^{-4} e é

^aToda razão R pode ser convertida em decibéis através da seguinte relação:
 $R(\text{em dB}) = 10 \log R$.

dominante em pequenos comprimentos de onda. O nível de perda intrínseca α_R é estimado como sendo (em dB/km)

$$\alpha_R = \frac{C_R}{\lambda^4}, \quad (2.6)$$

onde a constante C_R fica entre $0,7 - 0,9 dB/(km - \mu m^4)$, dependendo dos constituintes do núcleo da fibra. Como $\alpha_R = 0,12 - 0,15 dB/km$ próximo a $\lambda = 1,55 \mu m$, o espalhamento Rayleigh domina o processo de perdas em fibras de sílica.

2.2 Dispersão em Fibras

2.2.1 Dispersão Cromática

O índice de refração n de um material dielétrico está diretamente ligado à frequência óptica ω , ou seja, é dado por uma função $n(\omega)$. Essa propriedade é chamada dispersão cromática. Esse tipo de dispersão está relacionado com a frequência de ressonância característica, na qual o meio absorve a radiação eletromagnética através de oscilações de elétrons ligados. Longe das ressonâncias do meio, o índice de refração pode ser aproximado pela equação de Sellmeier

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (2.7)$$

onde ω_j é a frequência de ressonância e B_j é a intensidade da j^a ressonância.

A dispersão na fibra é um parâmetro crítico quando tratamos da propagação de pulsos curtos, uma vez que diferentes componentes espectrais associadas ao pulso viajam em diferentes velocidades, dadas por $c/n(\omega)$. Mesmo quando os efeitos não-lineares são desprezíveis, o alargamento do pulso induzido pela dispersão pode ser prejudicial para as comunicações ópticas. Matematicamente, os efeitos da dispersão na fibra são descritos [9] expandindo-se a constante de propagação modal β numa série de Taylor ao redor da frequência central do pulso ω_0 :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta^{(n)}(\omega_0)}{n!} (\omega - \omega_0)^n \quad (2.8)$$

$$= \beta(\omega_0) + \frac{d\beta(\omega_0)}{d\omega} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\beta(\omega_0)}{d\omega^2} (\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.9)$$

$$= \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.10)$$

Os parâmetros β_1 e β_2 estão relacionados com o índice de refração e suas derivadas através das relações

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right), \quad (2.11)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right), \quad (2.12)$$

onde n_g é o índice de grupo e v_g é a velocidade de grupo. Fisicamente, a envoltória de um pulso óptico move-se com uma velocidade de grupo, enquanto o parâmetro β_2 representa a dispersão da velocidade de grupo e é responsável pelo alargamento do pulso. O coeficiente β_2 é conhecido como o parâmetro de GVD (*group-velocity dispersion* ou dispersão de velocidade de grupo) e é medido em unidades de $[\text{tempo}]^2/[\text{comprimento}]$.

2.3 Redes de Difração

Redes de difração podem ser escritas numa fibra óptica através da alteração periódica no índice de refração do núcleo, fazendo com que a amplitude e a fase da luz que se propaga ali sofram também uma variação periódica. Nesta seção, descreveremos a fotossensibilidade de fibras ópticas, que pode ser utilizada para escrever Redes de Bragg em fibras. Também descreveremos as Redes de Bragg e suas técnicas de fabricação.

2.3.1 Fotossensibilidade

A fotossensibilidade foi observada pela primeira vez em uma fibra de sílica dopada com Germânio em 1978 [10], durante um experimento para estudar efeitos não-lineares em uma fibra óptica. Um feixe intenso de laser de Argônio de comprimento de onda igual a 488 nm foi acoplado ao núcleo da fibra. Esse feixe era refletido na saída da fibra, devido à mudança do índice de refração na interface vidro-ar, formando um padrão estacionário de interferência na fibra entre as ondas propagantes e contra-propagantes. Nas regiões de máxima intensidade dessa onda estacionária, a radiação era absorvida pela fibra e, com isso, o índice de refração ficava modificado de forma permanente e periódica. A modulação do índice indicava uma fotossensibilidade da fibra à luz na região do azul e formava uma rede de Bragg. O período da rede era determinado pelo comprimento de onda do laser de Argônio.

A fotossensibilidade das fibras ópticas deve-se à formação de defeitos dentro do núcleo de fibras de sílica dopadas com Germânio [11]. Essa dopagem aumenta o índice de refração e introduz um degrau de índice na

interface casca-núcleo. A concentração de Germânio é tipicamente 3 – 5%, entretanto, fibras padrão para telecomunicações raramente têm mais do que 3% de átomos de Ge no núcleo, o que resulta em pequenas modificações no índice de refração.

O uso de outros dopantes tais como o Fósforo, Boro e Alumínio pode aumentar a fotossensibilidade (bem como a alteração no índice de refração), mas a presença desses dopantes também aumenta as perdas na fibra.

As modificações no índice de refração ocorrem mais facilmente quando é usada luz na região ultravioleta. Porém, o índice pode mudar mesmo quando o material é excitado com radiação nas regiões do visível e do infra-vermelho.

2.3.2 Redes de Bragg

A Teoria de Difração de redes [12] diz que, quando a luz incidente forma um ângulo θ_i em relação aos planos de índice de refração constante, ela é difratada formando um ângulo θ_r tal que

$$\text{sen}(\theta_i) - \text{sen}(\theta_r) = m \frac{\lambda}{\bar{n}\Lambda}, \quad (2.13)$$

onde Λ é o período da rede, λ/\bar{n} é o comprimento de onda da luz dentro do meio de índice de refração médio \bar{n} , e m é a ordem da difração de Bragg. Essa condição pode ser entendida como uma condição de casamento de fases, e pode ser escrita na forma

$$\vec{k}_i - \vec{k}_d = m \vec{k}_g, \quad (2.14)$$

onde \vec{k}_i e \vec{k}_d são os vetores de onda associados às luzes incidente e difratada, respectivamente. O vetor de onda da rede \vec{k}_g tem magnitude $2\pi/\Lambda$ e aponta na direção na qual o índice de refração do meio está mudando de forma periódica.

No caso de fibras monomodo, todos os vetores estão ao longo do eixo. Por isso, $\vec{k}_d = -\vec{k}_i$ e a luz refratada propaga-se para trás, como mostra a figura 2.1. Assim, a rede atua na fibra monomodo como um reflector para um comprimento de onda específico de luz, para o qual a condição de casamento de fases é satisfeita. Em termos dos ângulos que aparecem na equação (2.13), $\theta_i = \pi/2$ e $\theta_r = -\pi/2$. Se $m = 1$, então $\lambda = 2\bar{n}\Lambda$. Essa condição é conhecida como **Condição de Bragg**, e redes que a satisfazem são chamadas de **Redes de Bragg**. Fisicamente, a Condição de Bragg assegura que reflexões fracas, que ocorrem ao longo da rede, adicionem-se em fase para produzir uma reflexão mais forte. Para uma rede (escrita numa fibra cujo núcleo é feito de sílica, $n = 1,5$) que reflete luz na região de comprimento de onda igual a $1,5 \mu\text{m}$, o período da rede $\Lambda \approx 0,5 \mu\text{m}$.

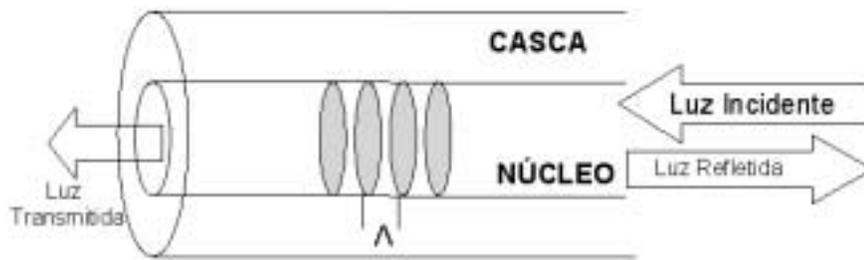


Figura 2.1: Esquema de uma rede de Bragg numa fibra óptica.

2.3.3 Técnicas de Fabricação

Existem várias técnicas para se gravar redes de Bragg em uma fibra óptica [13-14]. Na seção 2.3.1, descrevemos a técnica que usa um único feixe, propagando-se ao longo da fibra, para escrever redes de Bragg. Esse método possui, no entanto, a desvantagem de que apenas podem ser feitas redes de comprimentos de onda próximos ao do laser utilizado para fabricá-las.

Para contornar esse problema, podemos usar uma técnica que envolve um feixe duplo [15]. Dois feixes ópticos, provenientes de um esquema interferométrico que usa um laser ultravioleta, fazem um ângulo de 2θ entre si e são direcionados para uma mesma região do núcleo da fibra, gerando ali um padrão de interferência. Lentes cilíndricas são usadas para expandir os feixes ao longo do eixo da fibra.

O padrão de interferência cria uma periodicidade no índice de refração do núcleo, isto é, cria uma rede naquele local. O período Λ dessa rede está relacionado com o comprimento de onda λ_{uv} do laser ultravioleta, e com o ângulo 2θ formado entre os dois feixes, através da relação

$$\Lambda = \frac{\lambda_{uv}}{2 \sin(\theta)}. \quad (2.15)$$

A principal característica dessa técnica é que o período Λ da rede pode ser amplamente variado somente através do ajuste do ângulo θ (ver fig. 2.2). O comprimento de onda λ a ser refletido pela rede é dado por

$$\lambda = 2 \bar{n} \Lambda. \quad (2.16)$$

Uma vez que λ pode ser significativamente maior do que λ_{uv} , redes de Bragg que operam no visível e no infravermelho podem ser fabricadas com essa técnica mesmo quando λ_{uv} estiver na região do ultravioleta.

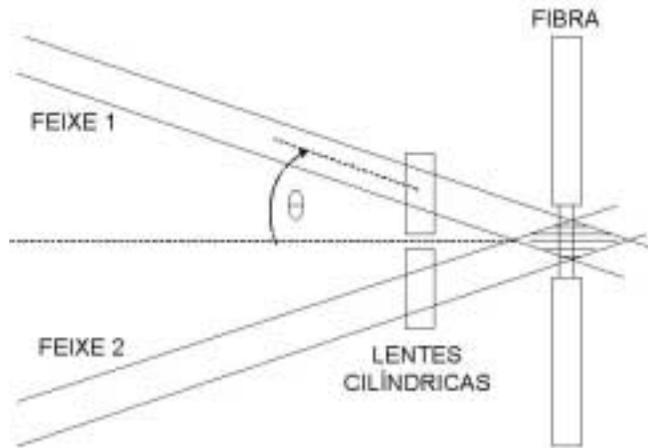


Figura 2.2: Técnica de fabricação usando um feixe duplo.

Um problema inerente a essa técnica é a necessidade de um laser ultravioleta com uma excelente coerência temporal e espacial, pois o padrão de interferência deve permanecer estático sobre o núcleo durante vários minutos.

O método utilizado neste trabalho [16] utiliza uma máscara de fase para dividir o feixe do quarto harmônico de um laser de Nd:YAG, $\lambda_{uv} = 266 \text{ nm}$, e produzir um padrão de interferência sobre o núcleo da fibra, como mostra a figura 2.3 (baseada na ref.[6]).

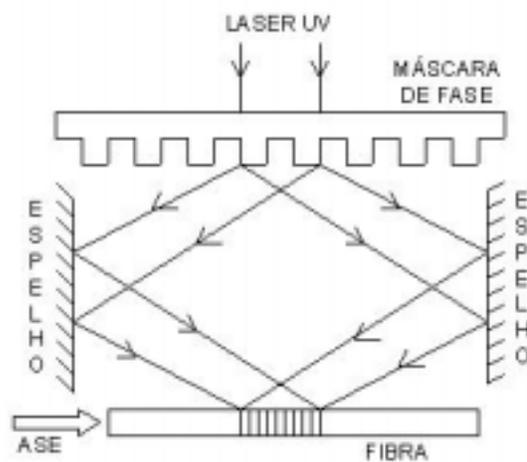


Figura 2.3: Técnica de fabricação usando uma máscara de fase.

Uma máscara de fase consiste em uma rede de difração por transmissão gravada numa placa de sílica. No caso da incidência normal do feixe ultravioleta, a radiação difrata-se nas ordens -1 , 0 e $+1$, como mostra a figura 2.4.

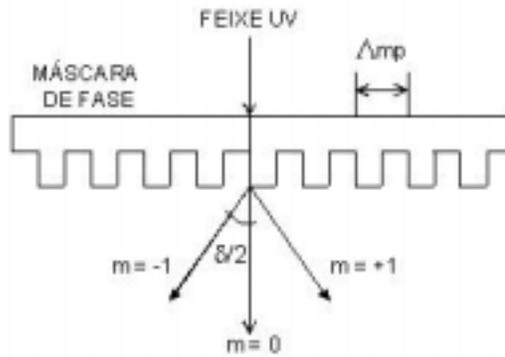


Figura 2.4: Máscara de fase.

Os feixes correspondentes às ordens -1 e $+1$ são direcionados, por espelhos paralelos, para uma mesma região da fibra, formando um padrão de interferência. A ordem zero é bloqueada por uma haste posicionada adequadamente na frente da máscara. Tal padrão possui um período Λ_g que se relaciona com o ângulo de difração $\delta/2$ através da equação

$$\Lambda_g = \frac{\lambda_{uv}}{2 \operatorname{sen}(\delta/2)} = \frac{\Lambda_{mp}}{2},$$

onde Λ_{mp} é o período da máscara de fase e λ_{uv} é o comprimento de onda do laser ultravioleta utilizado.

Para minimizarmos a ordem zero ($m = 0$) do feixe UV difratado (fazendo com que a maior parte da energia do feixe original seja distribuída entre as ordens -1 e $+1$), temos que satisfazer a condição

$$d(n_{uv} - 1) = \frac{\lambda_{uv}}{2},$$

onde d é a profundidade das ranhuras que compõem a máscara de fase e n_{uv} é o índice de refração da sílica para a radiação UV usada.

2.4 Íons Livres de Terras Raras

Os íons de Terras Raras (TR) são divididos em 14 elementos no grupo dos lantanídeos e caracterizam-se por ter níveis metaestáveis com longos tempos de vida, o que favorece o uso para a amplificação óptica [17].

Para entender as propriedades [18] dos lantanídeos, é importante considerar sua estrutura eletrônica. Os íons de TR são únicos espectroscopicamente devido ao fato de suas transições opticamente ativas dentro da camada $4f^N$ serem "blindadas" de influências externas. Na tabela periódica, são elementos que começam com o Lantânio (La , $Z = 57$), no qual a camada $4f$ está preenchida, e terminam com o elemento Lutécio (Lu , $Z = 71$). Os átomos de TR no estado fundamental apresentam uma configuração eletrônica de camadas completas do gás nobre Xenônio (Xe), mais a camada $4f$ parcialmente preenchida com N elétrons:

$$[Xe] 4f^N 5s^2 5p^6 6s^2 \quad (N = 0, 1, 2, 3, \dots, 14).$$

Os números de oxidação assumidos pelos lantanídeos são +2, +3 e +4, sendo determinados pela condição de preenchimento da subcamada $4f$: vazia, semipreenchida ou totalmente preenchida. Os íons de TR podem ser ionizados pela sucessiva remoção de seus elétrons, assumindo diferentes possíveis configurações. As configurações divalente (TR^{+2}) e teravalente (TR^{+4}) são menos estáveis e abundantes do que a trivalente (TR^{+3}), onde dois elétrons da subcamada $6s$ e um da subcamada $4f$ são removidos (isto é, o íon tem menos elétrons de valência do que sua configuração neutra). Na presença de um campo cristalino, a função de onda total dos íons de TR trivalentes é essencialmente modificada em suas camadas externas $5s$ e $5d$, permanecendo praticamente inalterada nas suas componentes $4f$. Sendo assim, os elétrons estão blindados da influência da rede cristalina pelos elétrons mais externos.

2.4.1 Fibras Dopadas com Íons de Er^{3+}

As fibras de sílica dopadas com Er^{3+} são particularmente interessantes porque, quando bombeadas por uma radiação de 980 nm , apresentam ganho na região de $1,5\ \mu\text{m}$, comprimento de onda onde as perdas são mínimas [19-21]. A figura 2.5 mostra um diagrama simplificado de três níveis de energia para o érbio.

No processo laser [22], um fóton de bombeio é absorvido por um íon de érbio que passa do estado fundamental (1) para o estado excitado (3). Esse processo é seguido por um rápido decaimento para o nível 2. A partir desse nível, o íon pode decair para o estado fundamental através de emissão espontânea ou emissão estimulada, no comprimento de onda do sinal. O longo tempo de vida do estado metaestável ($\approx 10\text{ ms}$), faz com que a maioria dos íons excitados do Er^{3+} seja utilizada para amplificar o sinal por emissão estimulada ao invés de decair espontaneamente. Esse fato faz com que fibras dopadas com érbio sejam bastante utilizadas em lasers e amplificadores a

fibra.

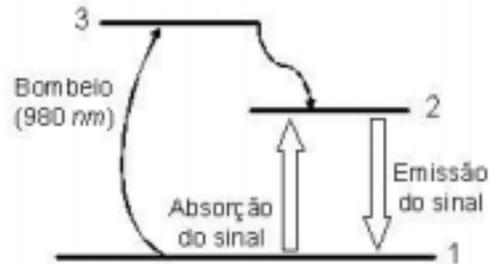


Figura 2.5: Diagrama representativo da emissão laser do íon de Er^{3+} .

A figura 2.6 ilustra um diagrama de energia com os níveis mais relevantes para uma fibra de sílica dopada com Er^{3+} , mostrando as bandas de energia mais comumente excitadas, bem como as transições não radiativas e o decaimento radiativo em 1530 nm .

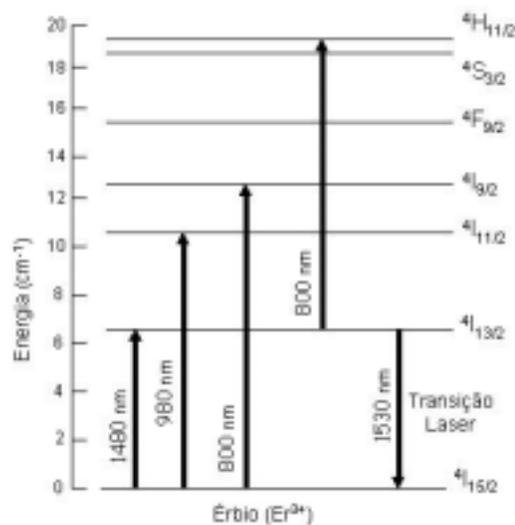


Figura 2.6: Diagrama mostrando os níveis de energia do íon Er^{3+} .

Vemos que a transição laser toma lugar entre o estado ${}^4I_{13/2}$ e o estado fundamental ${}^4I_{15/2}$. O estado metaestável ${}^4I_{13/2}$ tem um tempo de vida de 8 a 10 ms . Diferentes excitações laser, tais como 800 nm e 1480 nm podem ser aplicadas ao íon de érbio para popular o nível ${}^4I_{13/2}$. Entretanto, a excitação no comprimento de onda de 800 nm sofre absorção por estados excitados,

como é visto no diagrama de energia. Isto significa que uma parte da energia de excitação é dissipada durante esse processo [23].

Íons de TR também podem ser associados em pares, numa configuração doador-aceitador. Um exemplo bem conhecido [24-27] é o par Itérbio - Érbio ($Yb^{3+} - Er^{3+}$). A transferência de energia ocorre entre o íon doador e o íon aceitador, de tal forma que um fóton pode ser emitido.

O primeiro laser eficiente a fibra de sílica, dopada com érbio e itérbio, foi feito em 1991 [26]. Foi alcançada uma emissão em 1540 nm , com um bombeio em 1064 nm . O sistema co-dopado com esses íons admite uma maior quantidade de comprimentos de onda como bombeio, pois o itérbio exibe uma forte absorção entre 800 e 1100 nm .