

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

COMPLEMENTOS

DE

FÍSICA EXPERIMENTAL

(2ª PARTE)

J. H. VUOLO

1998

15

Laser e aplicações

Os princípios de funcionamento do laser e as propriedades do feixe de radiação são resumidos nesta Seção, juntamente com um resumo de aplicações.

15.1 Breve histórico

A palavra *laser* é formada pelas iniciais da expressão *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, que significa amplificação de luz por emissão estimulada de radiação. A própria palavra *laser* é sucessora da palavra mais antiga *maser*, formada a partir de *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*.

Em 1917, Einstein mostrou teoricamente que a emissão estimulada de radiação deveria existir. A idéia de amplificar radiação pelo efeito de emissão estimulada foi apresentada pelo físico soviético V. A. Fabrikant, em 1939. Em 1952, os físicos soviéticos N. G. Basov e A. M. Prokhorov e, independentemente destes, o físico americano C. H. Townes apresentaram a idéia de um amplificador para microondas, que foi inicialmente chamado “gerador a feixe molecular” e mais tarde, maser. Nos dois anos seguintes, equipes lideradas pelos mesmos físicos no Instituto Lebedev de Física na URSS e na Universidade de Columbia construíram o maser. Estes físicos, em 1964 receberam o Premio Nobel por seus trabalhos.

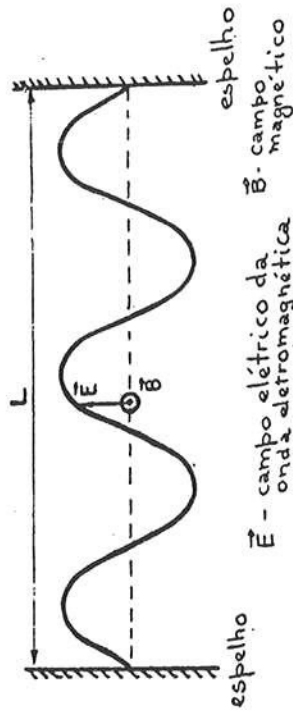


Figura 15.1: Onda estacionária no ressonador óptico.

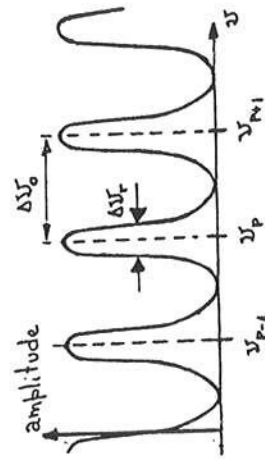


Figura 15.2: Ressonâncias para alto Q.

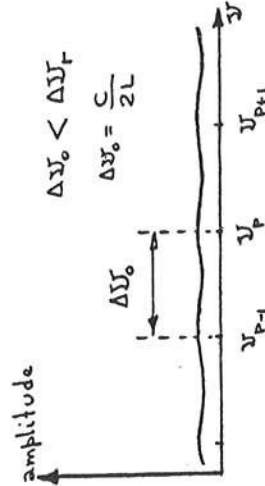


Figura 15.3: Ressonâncias para baixo Q.

Nos anos seguintes, muitos pesquisadores se dedicaram ao desenvolvimento do laser, isto é, o maser para a amplificação de luz visível. Por isso, o laser foi inicialmente chamado de "maser ótico". O primeiro "maser ótico", apresentado em 1960, foi um laser de rubi sintético, construído pelo físico americano T. H. Maiman. No mesmo ano, foi demonstrado o funcionamento do laser de He-Ne. Os principais tipos de lasers a gas, estado sólido e semicondutores foram essencialmente desenvolvidos nos anos 60 e início dos anos 70¹.

15.2 Alguns conceitos preliminares

15.2.1 Ressonador ótico

O *ressonador ótico* é essencial para o funcionamento de um laser. Um ressonador ótico simples² é constituído de dois espelhos planos, um contra o outro, como é mostrado na Figura 1. Se os espelhos são admitidos como planos paralelos de grandes dimensões, as soluções para a equação de onda eletromagnética na direção perpendicular aos espelhos são *ondas planas estacionárias*. Tais soluções também são chamadas *modos normais* do ressonador. As amplitudes máximas de oscilação são mostradas na Figura 15.1. A distância L entre os espelhos deve ser tal que:

$$L = p \frac{\lambda}{2} \quad (\text{onde } p = 1, 2, 3 \dots) \quad (15.1)$$

e λ é o comprimento de onda da radiação para o meio material entre os espelhos. Para o caso de vácuo ou gas a baixa pressão, o índice de refração n é 1 e as frequências dos modos normais são dadas por

$$\nu_p = \frac{c/n}{\lambda} = \frac{c}{2L} p \quad \text{onde } p = 1, 2, 3 \dots \quad (15.2)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo.

¹As Referências 1, 2, e 3 são textos que tratam de lasers, em geral. As demais Referências abordam temas mais específicos, a maioria deles em nível de divulgação.

²Este ressonador ótico simples é análogo a um fio com as extremidades fixas.

Se o ressoador ótico é excitado numa das frequências dos modos normais, ocorre ressonância e a amplitude máxima de oscilação do campo elétrico da onda pode ser muito alta, dependendo das perdas no ressoador, mesma quando a potência de excitação é relativamente pequena. Conforme mostra a Equação 15.2, as frequências de ressonâncias do ressoador ótico são regularmente espaçadas, a separação entre frequências sucessivas é $\Delta\nu_0 = \nu_{p+1} - \nu_p = (c/2L)$.

Além das frequências de ressonância, uma outra característica importante do ressoador é o *fator de qualidade* Q , dado por

$$Q = 2\pi \frac{\text{Energia total armazenada no ressoador}}{\text{Energia perdida por ciclo de oscilação}} = \frac{\nu_p}{\Delta\nu_p} \quad (15.3)$$

onde $\Delta\nu_p$ caracteriza a largura da curva de ressonância do ressoador na frequência ν_p .

Quanto maior o fator de qualidade, tanto mais estreita e alta é a ressonância. Conforme mostrado nas Figuras 15.2 e 15.3, o fator de qualidade deve ser suficientemente alto, para que a largura $\Delta\nu_p$ de cada ressonância seja menor que o espaçamento $\Delta\nu_0$ entre as ressonâncias.

As perdas num ressoador ocorrem pelos efeitos seguintes :

- *Difração da onda eletromagnética* devido ao fato que os espelhos são finitos e a onda estacionária não é exatamente uma onda plana.
- *Absorção ou espalhamento* da onda nos meios materiais entre os espelhos. Num laser, além do *meio ativo*, podem existir janelas óticas entre os espelhos.
- *Transmissão* da onda nos espelhos que não são perfeitos. No laser, o feixe de saída se forma pela transmissão de parte da radiação num dos espelhos e isto constitui perda para o ressoador.

15.2.2 Inversão de população e bombeamento

A Figura 15.4.a representa alguns níveis de energia de um sistema atômico qualquer, tal como átomo, molécula ou íon. Num meio material tal como um gás, constituído de sistemas atômicos idênticos, existem N_i sistemas em cada nível de energia E_i . A distribuição de N_i depende da temperatura, conforme as leis da Mecânica Estatística, sendo geralmente chamada *população dos níveis*.

Em condições normais de *equilíbrio termodinâmico*, para níveis com energias $E_0 < E_1 < E_2 < E_3 \dots$, as populações correspondentes são tais que

$$N_0 > N_1 > N_2 > N_3 > \dots \quad (15.4)$$

Isto é, a população é tanto menor quanto maior a energia do nível.

A expressão *inversão de população* se refere a uma condição excepcional, na qual a ordem acima se encontra invertida entre dois níveis quaisquer. Por exemplo, se

$$N_2 < N_3 \quad (15.5)$$

existe uma inversão de população entre os níveis 2 e 3. Evidentemente, esta não é uma situação de equilíbrio termodinâmico e a tendência é que o equilíbrio seja restabelecido, o que ocorre por meio de transições radiativas ou transferências ressonantes de energia.

Geralmente, o estado de menor energia (E_0) é o mais "populoso" e o método mais direto de criar uma inversão de população tal como $N_2 < N_3$, consiste em levar sistemas do nível 0 para o nível 3. Este processo é chamado *bombeamento*, devido à analogia com uma bomba hidráulica, cuja função consiste em bombear líquido para uma condição de energia mais alta. As expressões "encher o nível" ou "esvaziar nível" são geralmente usadas para indicar o processo de aumentar ou diminuir a população de determinado nível.

Alguns métodos de bombeamento são resumidos a seguir. O exemplo acima de inversão de população entre os níveis 2 e 3 será sempre adotado como referência no que segue.

- **Bombeamento ótico.** O sistema no nível 0 absorve energia de *radiação eletromagnética*, geralmente luz visível ou radiação infravermelha. Isto é, o sistema absorve um fóton de energia

$$\Delta E = E_3 - E_0 = \epsilon \quad (15.6)$$

e ocorre a transição para o nível 3. Este é o processo mais eficiente de bombeamento, quando a energia da radiação é exatamente a necessária para excitar o nível 3. Na prática, o bombeamento ótico é feito por meio de lâmpadas (contínuas ou flashes) ou um laser.

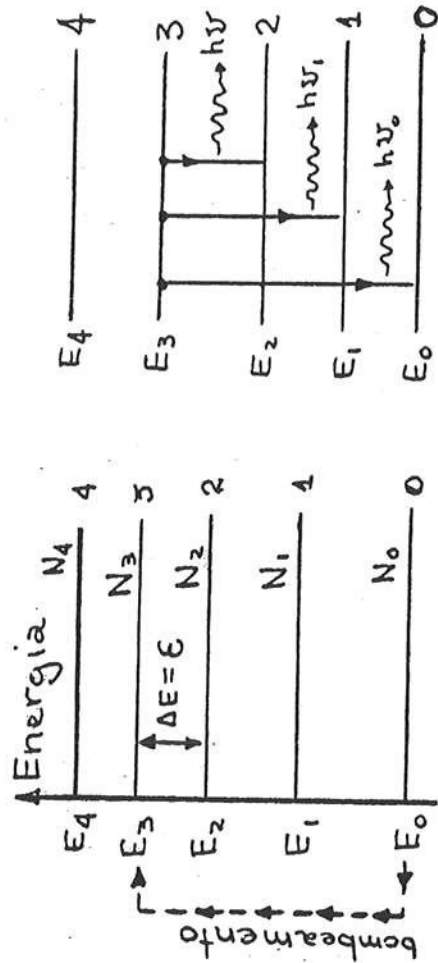


Figura 15.4: Níveis de energia e desexcitação radiativa.

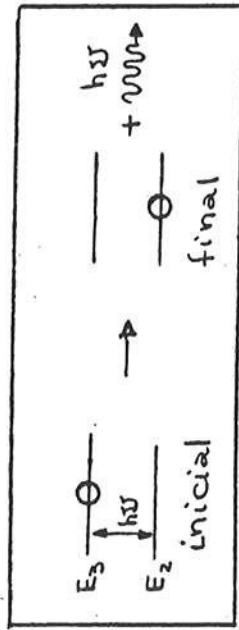


Figura 15.5: Emissão espontânea de radiação.

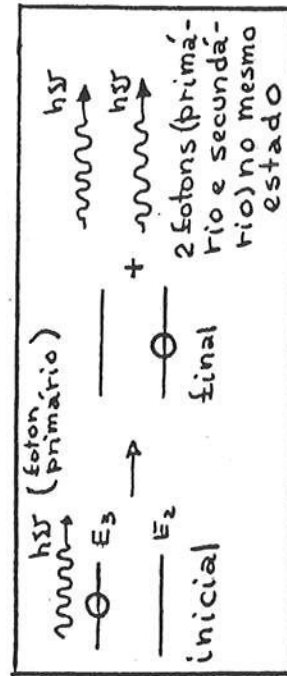


Figura 15.6: Emissão estimulada de radiação.

• **Bombeamento elétrico.** Uma descarga elétrica no meio provoca colisões entre elétrons, íons e sistemas atômicos neutros, podendo resultar em excitação do sistema atômico. O método é particularmente adequado quando o meio é um gás. As diversas condições envolvidas, tais como corrente elétrica, temperatura, pressão, composição do gás e outros fatores, podem ser ajustadas de forma a favorecer a excitação de um determinado nível.

Entretanto, não é fácil criar uma inversão de população por simples descarga elétrica. Por exemplo, quando se deseja criar uma inversão de população entre os níveis 2 e 3, os níveis 1 e 2 também são excitados, e geralmente em maior número que o nível 3. Em geral, deve existir um mecanismo auxiliar de enchimento do nível 3 que é a *transferência ressonante de energia de excitação*. Por exemplo, considerando um gás A no qual se deseja criar uma inversão de população entre os níveis 2 e 3, um outro gás B pode auxiliar o enchimento do nível 3 como explicado a seguir. O sistema atômico do gás B deve ser tal que exista um nível excitado meta-estável³ tal que a energia de excitação ΔE é igual à energia de excitação do sistema atômico do gás A. Assim, a descarga elétrica enche o nível meta-estável do gás B, que por colisões pode transferir a energia de excitação para o gás A, ajudando a encher o nível 3 do gás A. Exemplos deste mecanismo são os lasers de $He - Ne$ e de CO_2 . O laser de argônio (Ar) funciona sem nenhum gás auxiliar, devido ao rápido decaimento dos níveis inferiores.

• **Bombeamento químico.** Os sistemas atômicos podem ser formados em estados excitados, numa reação química altamente exotérmica. Como inicialmente não existem sistemas atômicos do tipo, as populações são naturalmente invertidas, na formação dos mesmos.

• **Bombeamento térmico.** O meio é aquecido a temperaturas muito altas e rapidamente resfriado. Muitos sistemas atômicos ficam em estados excitados imediatamente após o resfriamento e, dependendo das taxas de desexcitação, pode ocorrer inversão de população.

• **Bombeamento por injeção de portadores.** A inversão de população se deve à injeção de portadores numa junção de semicondutores.

³Estado meta-estável é um estado instável, mas tal que o sistema pode permanecer neste estado por um tempo relativamente longo.

15.2.3 Mecanismos de desexcitação

A forma mais usual de desexcitação é por *transição radiativa*, que é transição para um nível de energia mais baixa com emissão de um fóton. Se o sistema no nível 3 decai para o nível 2, a energia do fóton é

$$h\nu_f = E_3 - E_2 = \epsilon \quad (15.7)$$

Mas as outras transições mostradas na Figura 15.4.b são possíveis, desde que não contrariem leis de conservação. A transição radiativa pode ocorrer *espontaneamente*, mas também pode ser *estimulada*, como será visto a seguir. Além disso, existem outros mecanismos de desexcitação (transições não radiativas), tal como a transferência ressonante de energia de excitação.

- *Emissão espontânea de radiação.* Uma transição tal como a do nível 3 para 2, pode ocorrer espontaneamente, com probabilidade $W_{esp} = A$. Esta probabilidade depende somente do particular sistema atômico e da transição considerada. Isto é, a probabilidade de emissão espontânea de radiação é independente de quaisquer condições externas.

- *Emissão estimulada de radiação.* A emissão estimulada de radiação pode ocorrer na transição do nível 3 para o nível 2 quando existe um *campo de radiação na frequência ν* . Se existem N_f fótons por unidade de volume com energia $h\nu = \epsilon$, a probabilidade de emissão estimulada é dada por

$$W_{est} = B N_f \epsilon \quad (15.8)$$

onde B é uma constante para a transição $E_3 \rightarrow E_2$.

Se existem outras transições possíveis ($E_3 \rightarrow E_1$ e $E_3 \rightarrow E_0$), uma maneira de favorecer a transição $E_3 \rightarrow E_2$, consiste em criar um campo de radiação intenso na frequência ν .

Os coeficientes A e B são chamados *coeficientes de Einstein*, que em 1917 demonstrou teoricamente a existência da emissão estimulada de radiação. Para mostrar isto, pode-se considerar sistemas atômicos e fótons em equilíbrio estatístico, sendo que os sistemas atômicos têm um nível excitado de mesma energia ϵ dos fótons. Uma vez que a probabilidade de excitação é proporcional ao número de fótons presentes e deve existir equilíbrio estatístico, resulta que deve existir um mecanismo de desexcitação que tenha probabilidade proporcional ao

número de fótons presentes. Este mecanismo é justamente a emissão estimulada de radiação.

A emissão estimulada pode ser entendida como uma transição induzida pela passagem de um *fóton primário*, resultando da desexcitação, um *fóton secundário*. Uma característica importante da emissão estimulada é que o fóton secundário tem exatamente o mesmo estado quântico do fóton primário (Figura 15.6). Isto significa que o *fóton secundário tem a mesma energia, a mesma direção e a mesma polarização que o fóton primário*. Estas 3 características são muito importantes para o funcionamento de um laser.

15.3 Princípio de funcionamento do laser

O funcionamento do laser é baseado em uma particular transição radiativa ($E_3 \rightarrow E_2$, no exemplo). O meio material no qual ocorre a transição é chamado *meio ativo* e a particular transição é chamada *transição laser*. A *transição laser* ($E_3 \rightarrow E_2$) deve ser tal que seja fácil *criar e manter uma inversão de população*. Isto é, o processo de bombeamento deve encher facilmente o nível 3. Além disso, também é importante esvaziar o nível 2 para manter a inversão de população. O princípio de funcionamento do laser consiste em colocar o meio ativo num ressoador ótico sintonizado na frequência exata da transição laser. Devido à ressonância, aumenta o campo de radiação na frequência ν da transição laser. Assim, a transição laser $E_3 \rightarrow E_2$ é favorecida em relação a outras possíveis transições, sendo que os fótons emitidos na transição estimulada têm direção e polarização determinados pelo ressoador ótico. Um dos espelhos do ressoador transmite uma fração da radiação permitindo a formação do feixe de saída.

A Figura 15.7 mostra esquematicamente um laser polarizado a gas. O polarizador mostrado é apenas esquemático, pois não pode ser um polarizador comum. Filtros polarizadores comuns apresentam muita absorção e comprometeriam o fator de qualidade do ressoador. Na prática, o que funciona bem como filtro polarizador é uma janela de Brewster. Para um material de índice de refração n_0 , o ângulo de Brewster é o ângulo de incidência θ_B tal que $\tan \theta_B = n_0$.

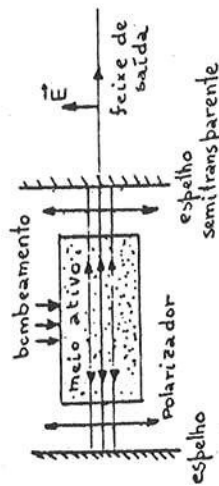


Figura 15.7: Diagrama esquemático de um laser.

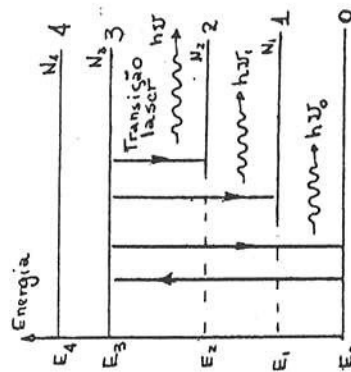


Figura 15.8: Níveis de energia envolvidos.

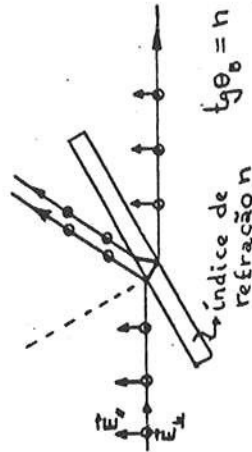


Figura 15.9: Janela de Brewster.

Para incidência em ângulo de Brewster θ_B , a luz refletida é totalmente polarizada na direção perpendicular ao plano de incidência, como é mostrado na Figura 15.9. Assim, num percurso de ida e volta ocorrem 4 reflexões para esta polarização e as perdas são muito grandes. Resulta que o ressonador ótico só funcionará com *fator de qualidade alto para a polarização paralela ao plano de incidência*.

Para laser a gas, as janelas de Brewster servem também para fechar as extremidades do tubo com gas.

Sem janelas de Brewster, o laser pode funcionar igualmente bem, mas a radiação não será polarizada em um direção definida e o laser é chamado *não polarizado*. Em geral, durante tempo curto, o feixe é polarizado, mas a polarização varia com o tempo. No caso de laser não polarizado, os espelhos podem servir de janelas para fechar o tubo de descarga.

15.4 Características da radiação do laser

O feixe de laser pode ser *altamente direcional* mas sempre se alarga conforme as leis da difração. Uma estimativa da divergência do feixe de laser pode ser obtida como segue. Considera-se a difração de uma onda plana num orifício circular (Figura 15.10). O ângulo θ para o 1º mínimo de difração é dado por

$$\sin \theta \cong 1,22 \frac{\lambda}{d} \quad \text{ou} \quad \theta \approx 1,2 \frac{\lambda}{d} \quad (\text{para } \lambda \ll d) \quad (15.9)$$

onde d é o diâmetro do orifício.

Admitindo que na saída do laser o feixe seja circular com diâmetro d e a intensidade seja uniforme em toda seção do feixe a expressão acima permite calcular o ângulo θ de divergência. Por exemplo, se um laser de He-Ne ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$) tem 1 mm de diâmetro, resulta $\theta \approx 7,6 \times 10^{-4} \text{ rad}$. Isto significa que o feixe terá $\approx 7,6 \text{ mm}$ a 10 m de distância.

A Equação 15.9 só permite obter estimativa para θ porque o feixe de laser em geral não tem intensidade uniforme em toda seção (tende a ser mais intenso na região central) e em certos casos nem tem sequer seção circular.

A Equação 15.9 mostra que para melhorar a direcionalidade do laser é necessário aumentar o diâmetro do feixe de saída. Para comprimentos de onda longos, tais como o infravermelho distante, a divergência é bem maior.



Figura 15.10: Difração em um orifício circular.

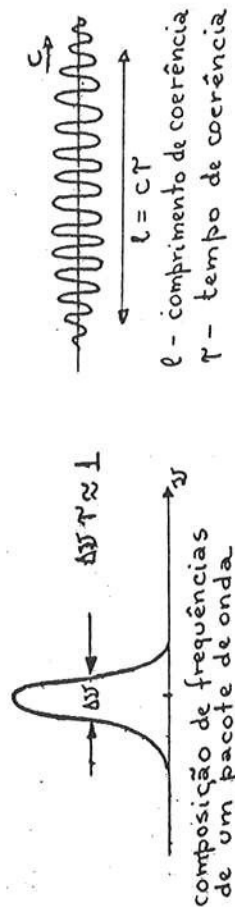


Figura 15.11: Relação entre o tamanho de um pacote de onda e a composição de frequência do mesmo.

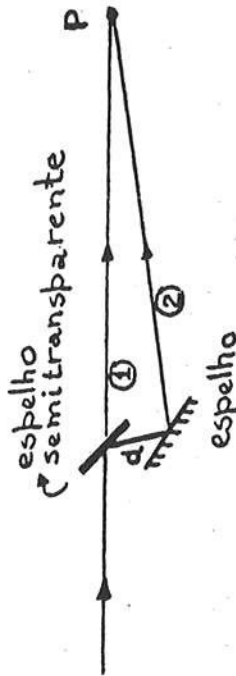


Figura 15.12: Interferência entre feixes luminosos.

A radiação do laser é *bastante coerente e altamente monocromática*. A coerência de um feixe pode ser avaliada pelo comprimento $l = c\tau$ dos *pacotes de onda* que constituem o feixe. O tempo de coerência τ é o tempo de passagem de um pacote de onda por um ponto de referência. Considerando a relação⁴ $\tau \Delta\nu_c \approx 1$, entre τ e a largura $\Delta\nu_c$ da distribuição de frequências de um pacote de ondas, resulta que existe uma estreita relação entre o tempo de coerência e a monocromaticidade do pacote de onda (Ver Figura 15.11).

O comprimento de coerência para fontes luminosas comuns é da ordem de milímetros, podendo chegar a 1 m para certas lâmpadas espectrais muito especiais. Para lasers, o comprimento de coerência varia de centímetros a dezenas de quilômetros.

A relevância da coerência pode ser avaliada no exemplo mostrado na Figura 15.12. Um feixe é dividido em feixes, que em seguida se encontram num ponto P. Não é possível observar interferência entre os feixes luminosos, se a diferença de percursos entre os feixes é maior que o comprimento de coerência. Experiências de *interferometria*, tais como esquematizadas na Figura 15.12 são bastante utilizadas e o comprimento de coerência sempre deve ser levado em consideração.

15.5 Tipos de lasers

Uma infinidade de tipos de lasers podem ser construídos e são classificados conforme o tipo de material ativo, o tipo de bombeamento utilizado e o regime de operação, que pode ser pulsado ou contínuo (CW - continuous wave). A Tabela 15.1, extraída da Referência 1, mostra uma classificação de tipos de lasers. Deve ser observado que, nesta classificação, *estado sólido* não tem o significado usual de *semicondutor*.

O bombeamento ótico pode ser feito com lâmpadas contínuas ou pulsadas (flashes). Mas em alguns casos, o bombeamento ótico é feito com *laser auxiliar*. Por exemplo, um laser para radiação infravermelha submilimétrica pode ser bombeado óticamente por um laser de CO_2 .

O bombeamento por descarga elétrica é bastante adequado para gases atômicos ou moleculares.

⁴Ver seção 13.4.3, por exemplo.

15.6 Alguns lasers comuns

Laser de He-Ne. As transições envolvidas são mostradas na Figura 15.13 e o laser é mostrado esquematicamente na Figura 15.14. A transição mais utilizada é a correspondente a $632,8\text{ nm}$ (luz vermelha) do neônio, pois o laser pode funcionar para outras transições ($543,5\text{ nm}$, $1152,3\text{ nm}$ e 3391 nm). As transições envolvidas são todas do neônio, sendo que o papel do hélio consiste em ajudar a encher os níveis $5s$ ou $4s$ do neônio por meio de transferência ressonante de energia do He para o Ne.

Lasers de He-Ne comerciais comuns têm feixes com potências de $0,5$ a 100 mW , diâmetro do feixe de 1 mm aproximadamente, comprimento de coerência da ordem de 25 cm , funcionam em regime contínuo (CW) e podem ser *polarizados* (com janelas de Brewster) ou *não polarizados* (com espelhos perpendiculares à direção do laser).

Laser de Argônio (Ar). É um laser a gas de bombeamento por descarga elétrica que não exige nenhum outro gas para auxiliar o enchimento do nível superior. A inversão de população ocorre devido a alta eficiência no enchimento do nível superior e rápido decaimento dos níveis inferiores. O laser de Ar emite predominantemente no azul ($488,0\text{ nm}$ - 45%) e no verde ($514,5\text{ nm}$ - 35%). A potência CW usual é de vários watts, já tendo sido atingida a potência de 150 W em regime CW.

Laser de CO_2 . Um outro importante laser a gas é o laser de CO_2 . Funciona com uma mistura de CO_2 - N_2 - He e as transições envolvidas são mostradas na Figura 15.15. O N_2 tem papel semelhante ao do He no laser de He - Ne, enquanto que o He tem função de resfriamento dos gas, devido a sua alta condutividade térmica. Os níveis envolvidos são do espectro *vibracional e rotacional*, e o laser pode emitir várias linhas do infravermelho distante, com comprimentos de onda de $9,6$ a $10,6\text{ }\mu\text{m}$. A importância do laser de CO_2 se deve às altas potências que podem ser obtidas, de alguns watts a dezenas de kilowatts em CW. Uma outra característica interessante do laser de CO_2 é a alta eficiência, que pode chegar a 20% em relação à potência elétrica, já tendo sido obtida eficiência próxima de 40% .

Tipo de meio ativo / Tipo de Laser / Tipo de bombeamento

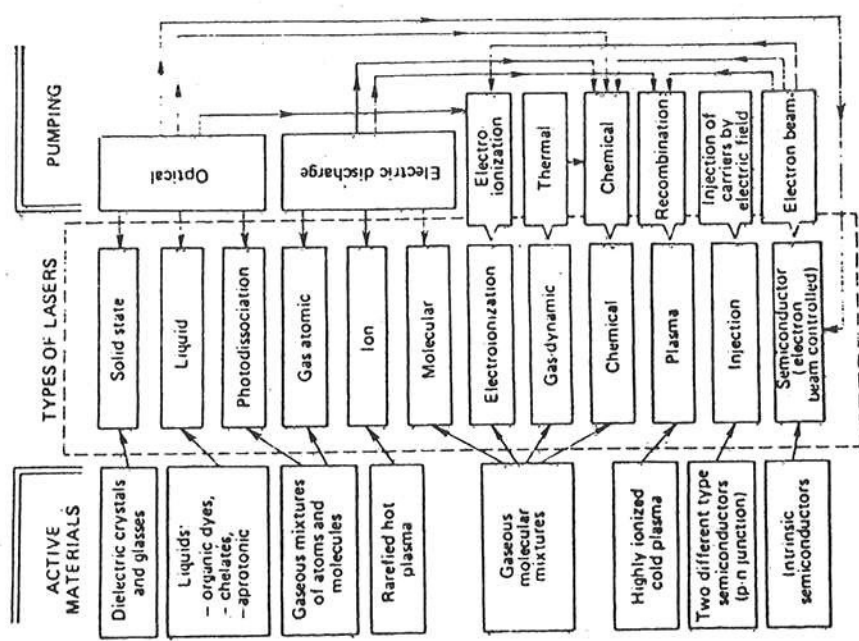


Tabela 15.1: Classificação de lasers conforme Referência 1.

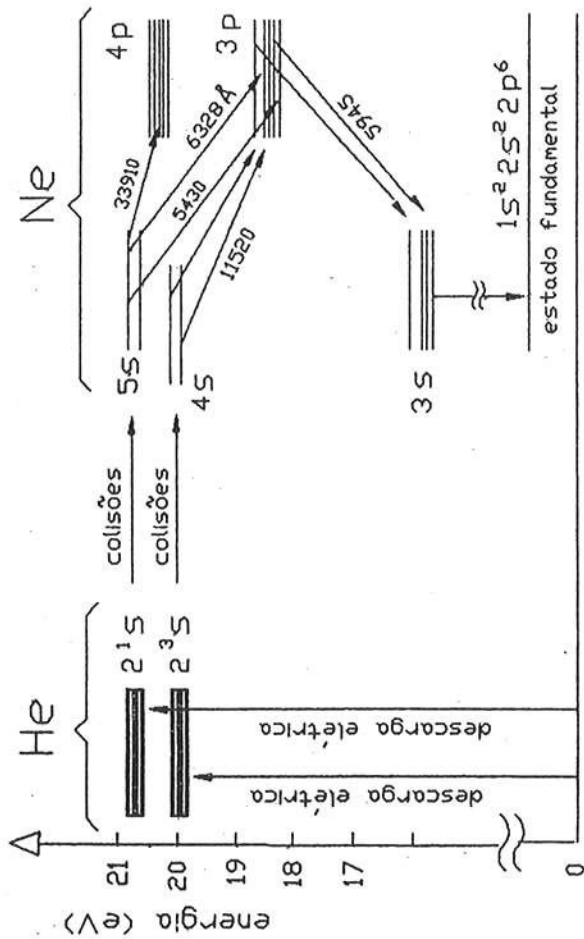


Figura 15.13: Níveis de energia envolvidos no laser de He-Ne.

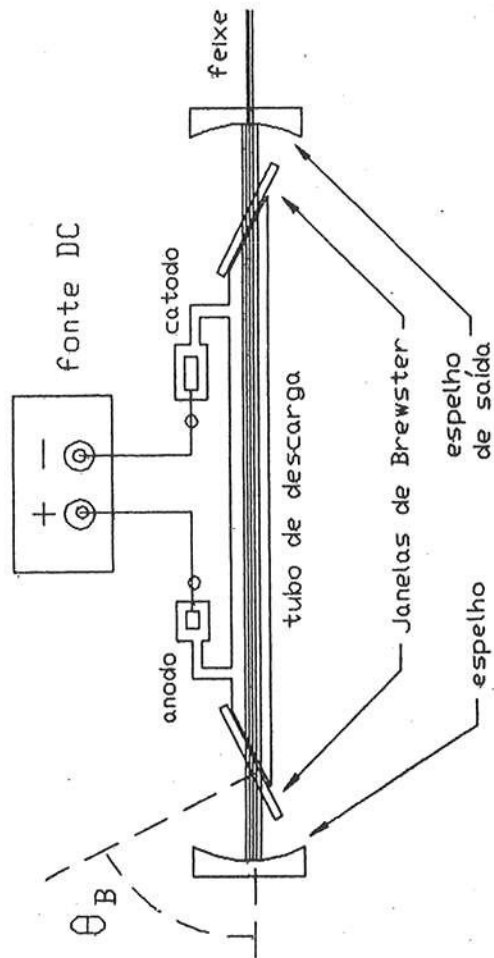


Figura 15.14: Desenho esquemático de um laser a gas.

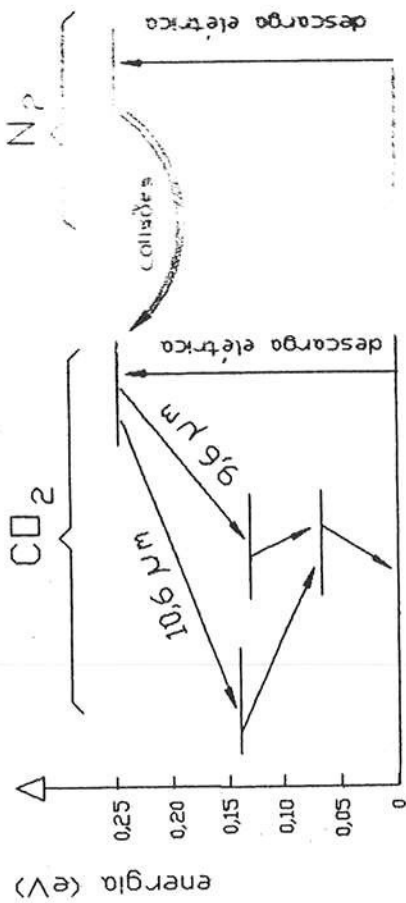


Figura 15.15: Níveis de energia envolvidos no laser de CO_2 .

Laser de Rubi. O meio ativo é uma cilindro de rubi sintético dopado (alguns íons de Al^{3+} do cristal de Al_2O_3 são substituídos por íons Cr^{3+}) e os espelhos são feitos nas próprias faces do cristal (Ver Figuras 15.16 e 15.17). Funcionam em regime pulso bombeado opticamente por lâmpada flash e geram luz vermelha (694,3 nm). Lasers comerciais geram pulsos com energias da ordem de 1 kJ, duração da ordem de 1 ms e comprimento de coerência de 10 cm a 10 m. O laser de rubi foi o primeiro laser a funcionar. Mais comuns atualmente são o laser Nd:YAG (neodymium-doped yttrium aluminium garnet) e lasers de vidro dopado com íons de elementos terras raras. Estes lasers são entendidos como lasers de estado sólido, que geralmente são distinguidos de lasers semicondutores.

Diodo laser de injeção Consiste basicamente de um diodo semicondutor (semelhante a um LED), tendo faces polidas para constituir um ressonador óptico (Ver Figura 15.18). As dimensões são da ordem de 1 mm. A inversão de população é obtida pela aplicação de campo elétrico na junção p-n, e o nome *laser de injeção* é referente a *elétrons injetados* do lado n do semicondutor para a junção ou *lacunas injetadas* do lado p para a junção. Os lasers de injeção não de custo relativamente baixo, pequenos e os mais simples de serem montados quando o diodo laser é disponível. Funcionam no infravermelho próximo e no visível (vermelho), com eficiências da ordem de 30% e potências até

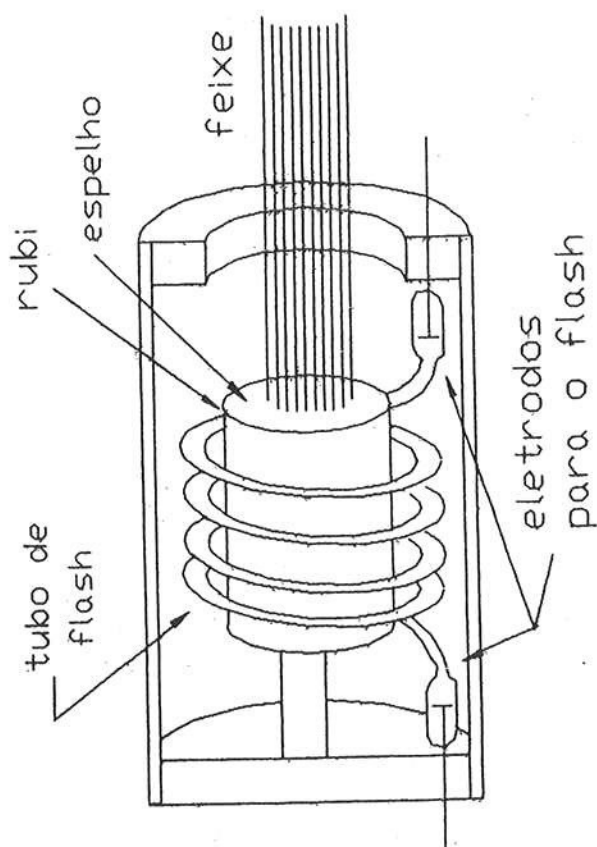


Figura 15.16: Desenho esquemático do laser de rubi.

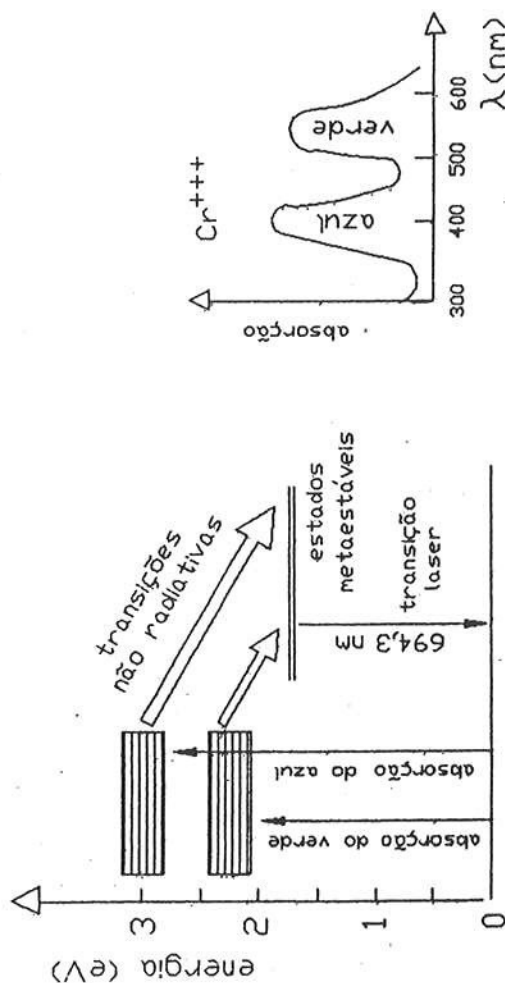


Figura 15.17: Níveis de energia envolvidos no laser de rubi.

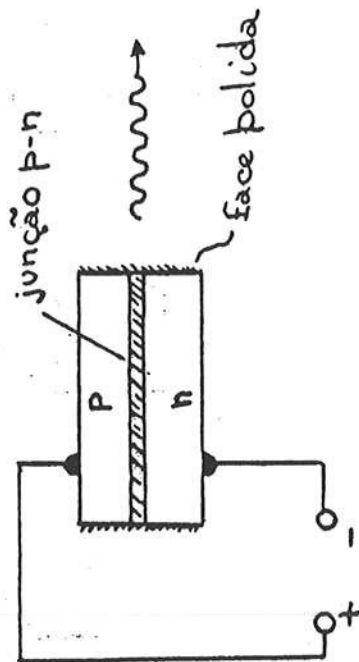
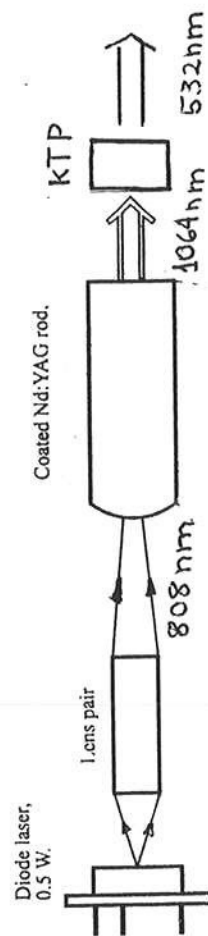


Figura 15.18: Laser de injeção.

centenas de *mWatts* à temperatura ambiente. Em baixas temperaturas, a potência pode ser muito maior. Atualmente, existem lasers de injeção de tamanho de uma lanterna de pilhas pequenas. Estes lasers podem substituir os lasers de He-Ne em aplicações simples.

Laser DPSS (diode pumped solid state laser). Um laser que está se tornando bastante comum é o laser DPSS, isto é, laser estado-sólido bombeado por laser diodo. Um exemplo é o laser verde de 532 nm esquematizado na figura abaixo. Um laser diodo em 808 nm (infravermelho) de potência relativamente alta (da ordem de W) bombeia opticamente um laser estado-sólido de Nd : YAG ou Nd : YVO₄ que emite em 1064 nm. Este laser excita um cristal (KTP - potassium titanyl phosphate) que pode duplicar a frequência (excitação do 2º harmônico). Isto é, o cristal excitado emite radiação em 532 nm que corresponde ao dobro da frequência de excitação (1064 nm).



15.7 Aplicações de lasers

15.7.1 Tratamento de materiais

Um feixe de laser pode ser focalizado numa região muito pequena (da ordem de grandeza de λ), devido à grande direcionalidade e monocromaticidade. Isto significa que grandes potências podem ser concentradas numa região muito pequena. A Figura 15.19 resume os efeitos da radiação em materiais em função da densidade de potência. Um feixe de laser de grande potência, devidamente focalizado, permite realizar cortes, furos e soldas em materiais (ver Ref. 4, por exemplo).

No caso de furo, o material deve ser vaporizado e gases inertes são usados para ventilar o furo reduzindo a formação de plasma opaco à radiação do laser. Entretanto, o processo de furação com laser tem custo muito alto devido à grande quantidade de energia necessária para evaporar o material. Assim, o processo só é viável economicamente para materiais muito duros tais como cerâmicas, rubis, diamantes, ou para furos muito finos ou muito compridos, nos quais são impossíveis os processos convencionais.

No caso de corte de materiais, o processo é mais viável economicamente, pois basta que o material seja fundido e removido (não é necessário evaporar o material como no caso de furação).

Uma outra vantagem do feixe de laser é a sua mobilidade. Usando espelhos móveis, o feixe de laser pode varrer facilmente um percurso determinado. Assim, uma aplicação deste tipo para laser é o uso para corte de tecido em fábrica de roupas. O pano é cortado rapidamente segundo um padrão pre-estabelecido.

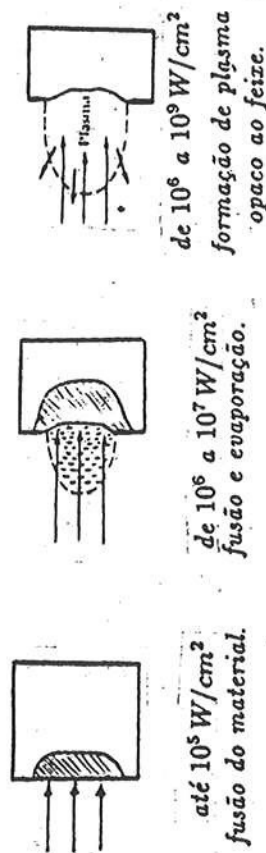


Figura 15.19: Efeitos do feixe de laser num material

15.7.2 Holografia

A holografia⁷ não é uma simples fotografia tridimensional, mas uma *reconstrução tridimensional* dos objetos holografados. Por exemplo, um objeto que se encontra atrás de outro, pode se tornar visível quando se modifica o ângulo de visão. Isto não é possível para fotografias ou figuras estereoscópicas usuais, para observação de imagens tridimensionais.

A Figura 15.20 representa uma onda plana incidente em um anteparo A e um objeto pontiforme P emitindo luz na direção do anteparo. Se existir *coerência suficiente* entre o feixe da onda plana e a luz do objeto pontiforme, no anteparo serão observados anéis claros e escuros de interferência. Anéis claros sucessivos são tais que a diferença entre os percursos luminosos correspondentes diferem de *um* comprimento de onda λ .

Se uma placa fotográfica é colocada no anteparo A, obtém-se um *holograma* do ponto P, constituído de anéis claros e escuros.

Quando o holograma é iluminado com um feixe de luz coerente, obtém-se 2 imagens, como mostrado na Figura 15.21. A imagem P_R é real, enquanto que P_V é uma imagem virtual. A formação das imagens é devida ao fato que a condição de interferência construtiva para a luz difratada nos anéis claros é satisfeita para os pontos P_R e P_V , pois é exatamente a mesma condição de interferência construtiva para a formação do holograma.

O holograma de um objeto extenso é evidentemente bem mais complicado que os anéis claros e escuros de um objeto pontiforme. O tamanho das imagens extensas real e virtual é exatamente o mesmo do objeto original, se os comprimentos de onda para obter o holograma e para iluminá-lo são iguais.

A simetria das imagens holográficas real e virtual é análoga à simetria de objeto e imagem no caso de um espelho plano simples.

Outros tipos de holografias, bem como outros detalhes são apresentados nas Referências 5 e 12.

⁷Ver Referência 5, por exemplo.

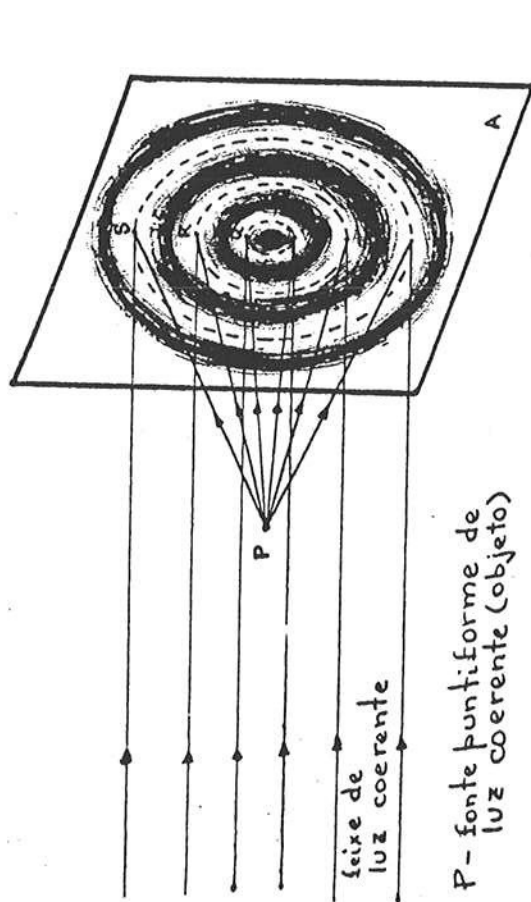


Figura 15.20: Formação da holografia de um simples ponto.

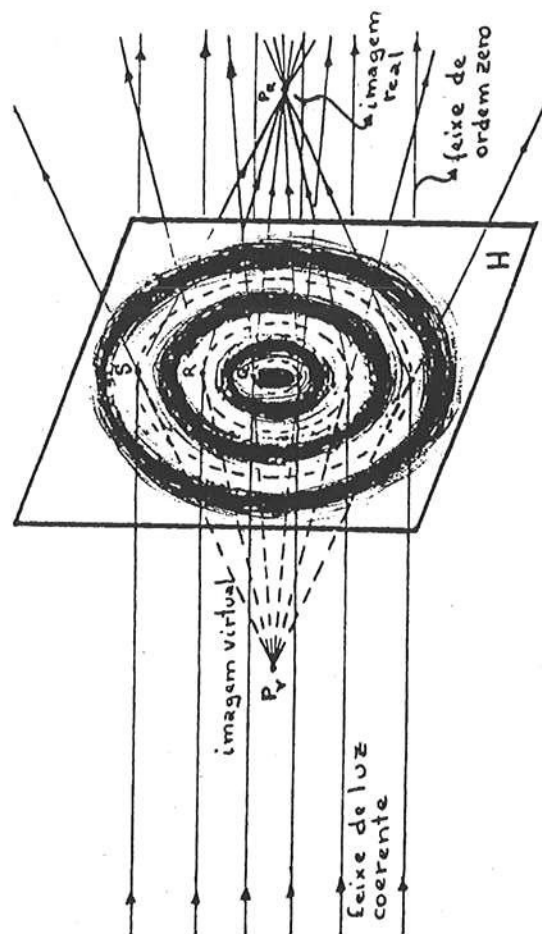


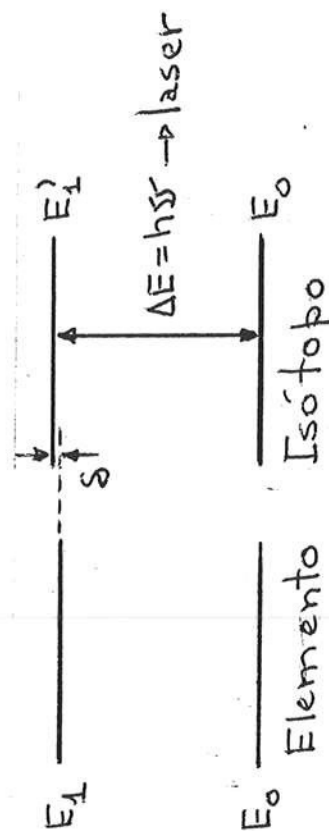
Figura 15.21: Imagens formadas iluminando-se a holografia.

15.7.3 Separação isotópica

A separação de isótopos de um mesmo elemento é importante para pesquisa científica, aplicações médicas, obtenção de combustível para reatores nucleares, além de outros usos mais questionáveis tais como armas atômicas.

A separação de isótopos⁸ de um mesmo elemento é muito difícil de ser feita por reações químicas. Isto se deve ao fato que os isótopos têm praticamente as mesmas configurações eletrônicas, as quais definem as propriedades químicas da substância.

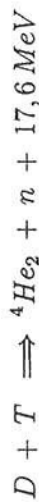
Entre os métodos de separação isotópica podem ser mencionados a *centrifugação gasosa*, a *destilação múltipla* e a *separação eletromagnética*. Os 3 métodos são baseados na diferença de massa dos núcleos de isótopos diferentes. A *separação isotópica por laser* é baseada justamente nas pequenas diferenças de energias de excitação devidas a pequenas diferenças na estrutura eletrônica. Devido ao fato que a radiação do laser é altamente monocromática, é possível excitar seletivamente um dos isótopos, mesma que a diferença de energia de excitação correspondente no outro isótopo seja muito pequena. A partir daí podem ser usadas técnicas tais como a separação por deflexão magnética de átomos excitados, com base em diferenças nos momentos de dipolo ou quadrupolo, ou a separação com base no momento transferido na absorção do fóton do laser, ou ainda com base no recuo de moléculas resultantes de dissociação.



⁸O assunto é discutido em detalhes na Referência 6.

15.7.4 Fusão termonuclear controlada

Se um núcleo de deutério ($D \equiv {}^2H_1$) colide com um de trítio ($T \equiv {}^3H_1$) com energia suficiente pode ocorrer uma fusão:



onde n é um neutron e $17,6\text{ MeV}$ por reação representa um quantidade enorme de energia liberada. Esta reação é a que ocorre numa bomba termonuclear (bomba-H), mas de maneira não controlada. Nesta bomba, a alta temperatura necessária para fusão dos isótopos do hidrogênio é obtida por meio de uma bomba nuclear a fissão. Conseguir obter a reação acima de maneira controlada num reator representaria uma fonte fantástica de energia uma vez que a água do mar contém uma quantidade inesgotável de deutério e trítio.

Uma das idéias para se obter fusão termonuclear controlada é usando lasers. Altíssimas pressões e temperaturas podem ser obtidas focalizando feixes de lasers de alta potência, sobre cápsulas (pellets) de vidro com deutério e trítio. O problema tem sido objeto de pesquisas nos últimos 40 anos, mas os resultados não são muito promissores.

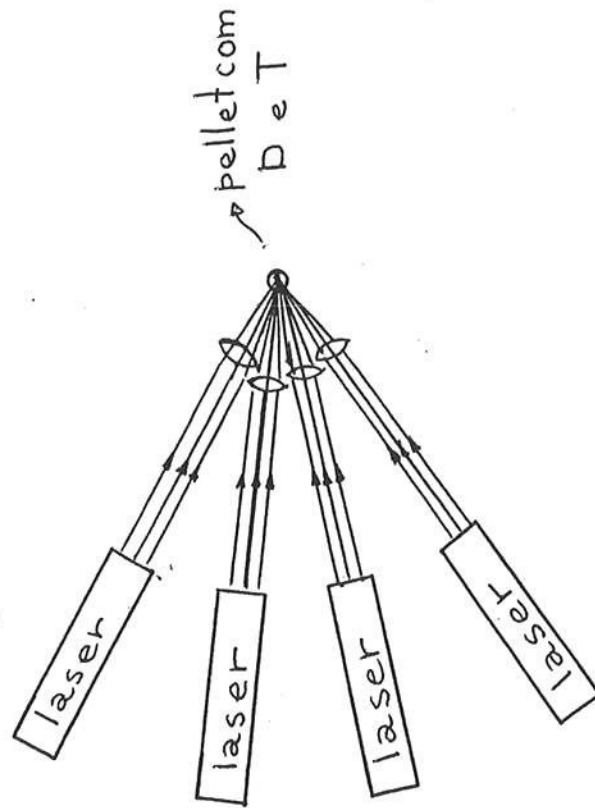


Figura 15.22: Fusão termonuclear controlada

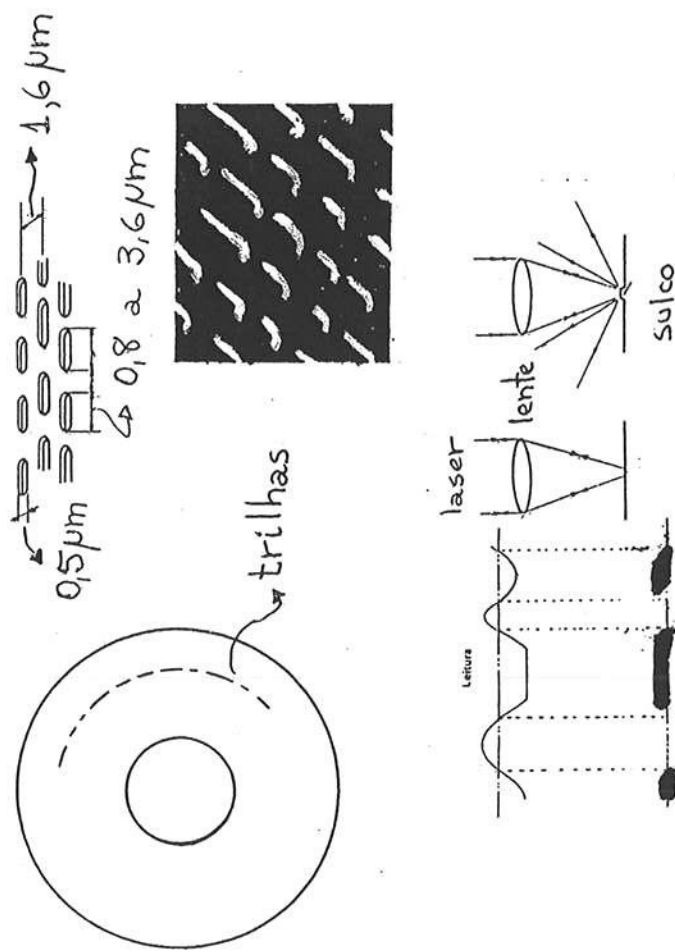
15.7.5 Leitor de CD (CD player)

Num CD comum existe uma trilha de sulcos formando uma espiral com 20 000 voltas. A distância entre trilhas vizinhas é $1,6\mu$. A informação é fornecida pelo comprimento de cada sulco e distância entre eles. A leitura é feita por meio de um feixe de laser focalizado precisamente sobre a trilha, enquanto o disco gira. Quando passa pela parte lisa do disco, a luz é refletida e detetada na volta. Quando passa pelo sulco, a luz é espalhada. A informação está contida na sucessão de claros e escuros (sinal alto ou baixo no detector).

O laser é essencial porque é necessário um feixe altamente direcional e monocromático, pois deve ser focalizado em região menor $3,2\mu$. O laser usado no CD comum é um diodo laser de 780 nm (infravermelho), e o feixe é focalizado numa região de $\sim 1,7\mu$.

Em princípio a idéia de leitura da trilha com o laser é bastante simples. Na prática, se torna bastante complicado porque conforme o disco gira a posição da trilha se move na altura e na direção radial. Existem esquemas bastante complicados para que o feixe de laser não "perca" a trilha.

Existe uma variedade de leitores de CD com diferentes lasers e diferentes tipos de CD.

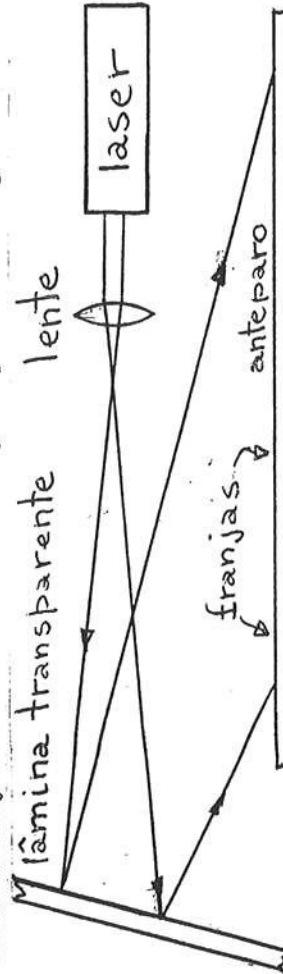


15.7.6 Experiências e demonstrações didáticas

O laser permite realizar facilmente medições ou demonstrações didáticas sobre refração, reflexão, polarização, espalhamento, interferência e difração. No que segue são apresentados alguns exemplos de medições ou demonstrações que podem ser realizadas facilmente com laser de He-Ne ou laser diodo e seriam muito difíceis de serem realizadas com fontes luminosas comuns.

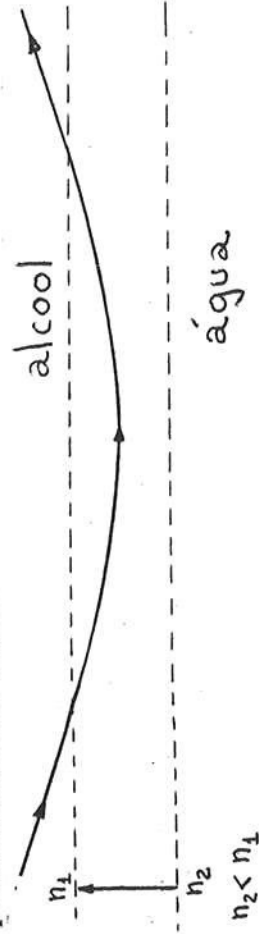
Interferência em lâmina de vidro.

Franjas de interferência podem ser facilmente observadas com luz comum em películas tais bolhas de sabão, película de óleo na superfície da água, película de álcool sobre vidro ou película de ar entre 2 lâminas de vidro. Para luz branca observam-se franjas coloridas. Para luz monocromática observam-se franjas claro-escuro. Entretanto é impossível observar tais franjas numa lâmina de vidro ou acrílico de 1 mm, por exemplo. Isto porque a diferença de percursos entre os feixes que interferem é maior que 2 mm, enquanto que o comprimento de coerência da luz comum é menor, em geral (ver Seção 15.4). Um laser diodo tem comprimento de coerência bem maior e permite observar franjas de interferência num arranjo simples como da figura abaixo.



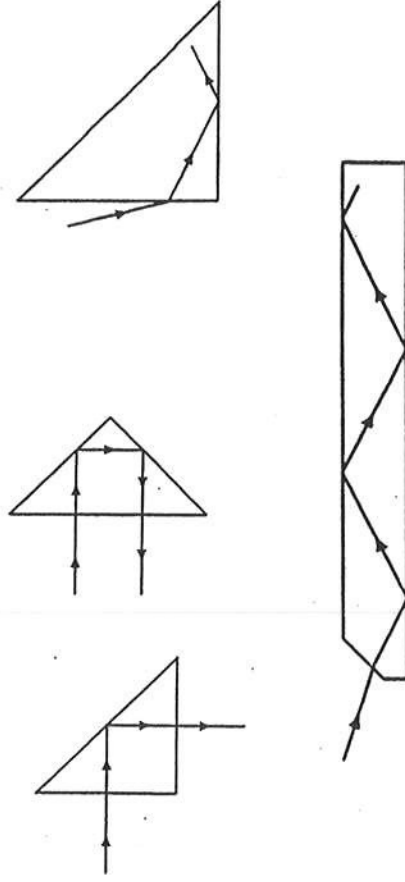
Reflexão total em meio de índice refração variável

Colocando-se água numa cuba estreita transparente, e em seguida álcool evitando turbulência, o álcool fica na parte superior. Forma-se uma região intermediária onde o índice de refração varia continuamente desde 1,33 (água) até 1,36 (álcool). Graças à direcionalidade e monocromaticidade do laser pode-se observar a trajetória curva da luz e a reflexão total.



Observação de trajetórias de raios luminosos em resina.

Utilizando um laser diodo, as trajetórias de raios luminosos podem ser facilmente visualizadas em peças de resina de poliéster tais como prismas, barras, modelos de lentes e outras, uma vez que a resina de poliéster espalha bastante luz transversalmente. Refração, reflexão total e outros efeitos podem ser facilmente visualizadas (ver "Modelos de componentes óticos em resina", Rev. Bras. Ens. Física, vol. 21/2 (1999) p.280).

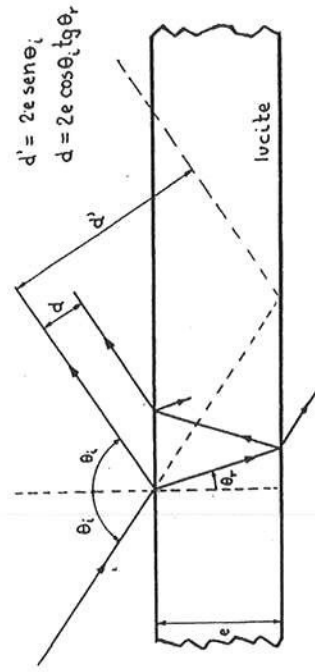


Medição do índice de refração n de uma placa de acrílico.

Se um feixe de laser incide numa placa de espessura e , como mostra a figura abaixo, formam-se 2 feixes refletidos mais intensos. A distância entre os feixes refletidos é dada por

$$d = 2e \cos \theta_i \tan \theta_r \quad \text{onde} \quad n = \sin \theta_i / \sin \theta_r$$

Assim, medindo e , d e θ_i obtém-se n . Entretanto, a placa deve ser relativamente grossa com pelo menos 1 cm de espessura.



15.7.7 Outras aplicações

- Aplicações médicas. O laser encontra várias aplicações em medicina, odontologia, dermatologia e oftalmologia, tais como uso como bisturi em cirurgia, tratamento de tumores, como broca dentária, cirurgia corretiva da refração do olho, cirurgia da retina, eliminação de tatuagens e manchas na pele, e outras.

- Medições de distâncias, velocidades, alinhamento e orientação. Devido à grande direcionalidade do laser, medições de distâncias podem ser feitas a partir do tempo entre a emissão de um pulso de laser e a detecção do eco-pulso (pulso refletido). A variação de frequência no eco-pulso devido a efeito Doppler permite obter velocidade. Alinhamentos podem ser feitos com muita precisão.

- Espetáculos visuais. A combinação de lasers de cores diferentes, com redes de difração e prismas móveis permitem efeitos visuais notáveis quando os feixes são espalhados pela atmosfera.

- Transmissão de informações. Um feixe de laser pode ser modulado e transmitir informação.

- Bombeamento ótico. Um laser pode ser utilizado para bombeamento ótico de outro laser. Por exemplo, o laser de CO_2 é usado para bombear óticamente uma cavidade com vapor de álcool, para gerar feixe de laser de radiação infravermelha submilimétrica (FIR).

- Pesquisa científica. Os lasers têm uma infinidade de aplicações em medidas físicas, baseadas em *espalhamento*, *absorção*, *interferometria*, *polarimetria*, *espectroscopia* e outras.

- Armas a laser. O laser encontra muitas aplicações militares, que são auxiliares tais como sistema de mira, medidas de distâncias e outras aplicações. Por *arma a laser* entende-se que a arma é o próprio laser. Trata-se de um projeto, de construir lasers de altíssima potência que seriam montados em satélites para destruir mísseis. No caso, a grande vantagem do feixe de laser consiste em se propagar com a velocidade da luz e ter grande mobilidade. Aparentemente o projeto é inviável devido à grande quantidade de combustível em cada satélite, necessária para alimentar os lasers, e também devido à grande quantidade de satélites.

Referências

1. L. Tarasov, *Laser Physics and Applications*, MIR Publishers, Moscow (1986).
2. L.V. Tarasov, *Laser Physics*, MIR Publishers, Moscow (1980)
3. E. Hecht, *Optics*, 2nd Ed., Addison-Wesley Inc. (1987).
4. A. V. La Rocca, *Laser Applications in Manufacturing*, Scientific American, Vol.246/3, p.80 (1982).
5. E. N. Leith, *White-Light Holograms*, Scientific American, 235/4, p.80 (1976).
6. R. N. Zare, Scientific American, Vol.236/2, p.86 (1977).
7. J. Walker, Scientific American, Vol.244/1, p.142 (1981).
8. K. Tsipis, *Laser Weapons*, Scientific American, Vol.245/6, p.35 (1981).
9. Hans Koebner (Editor), *Industrial Applications of Lasers*, John Wiley & Sons, New York (1984).
10. O.D.D. Soares and M. Perez Amor (Editors), *Applied Laser Tooling*, Martinus Nijhoff Publishers, Dordrecht (1987).
11. P.K. Cheo (Editor), *Handbook of Molecular Lasers*, Marcel Dekker Inc., New York (1987).
12. J.E. Kasper and S.A. Feller, *The Complete Book of Holograms: How they work and how to make them*, John Wiley & Sons, New York (1986).
13. G. Bouwhuis and J.J.M. Braat, *Recording and Reading of Information on Optical Disks*, in *Applied Optics and Optical Engineering*, Vol. IX, Edited by R.R. Shanon and J.C. Wyant, Academic Press Inc. (1983).