

anteriormente, constituído, por exemplo, por uma tábua de pequena largura na qual foram fixadas as velas, cada uma das quais poderá ser utilizada como fonte pontual.

Colocando a fonte luminosa, um corpo opaco e um alvo a distâncias convenientes entre si (conforme as considerações feitas em 2), começa-se por acender as velas A e B , alternadamente; observa-se em qualquer dos casos a formação de sombra e a ausência de penumbra. Acendendo, depois, as duas velas, A e B , verifica-se o aparecimento de zonas de penumbra cuja formação é facilmente compreendida

pelo aluno. Mantendo acesas A e B , acendem-se as velas T , U e V , sucessivamente; observar-se-á que as dimensões da sombra e das penumbras projectadas não sofrem variação de valor.

Este processo é como que uma concretização física da construção geométrica utilizada na figura 1: experimentalmente, as dimensões da sombra e das penumbras ficam determinadas pelas fontes colocadas nas extremidades do dispositivo empregado; geomètricamente, as mesmas dimensões ficam determinadas pelos extremos do segmento luminoso considerado.

Condição de oscilação de um laser em fase gasosa

por A. ROCHA TRINDADE

(Prof. Auxiliar do Instituto Superior Técnico
Bolseiro da Comissão de Estudos de Energia Nuclear do Instituto de Alta Cultura)

1. Introdução

Como outros geradores de ondas electromagnéticas, o laser pode considerar-se como a associação de um sistema conversor, capaz de transformar uma outra forma de energia em energia de oscilação (oscilador) e de um sistema sintonizado, cuja função é armazenar energia electromagnética (ressoador).

A realização física de um laser implica portanto o tratamento de dois domínios complementares: o oscilador, constituído por um *meio material* capaz de emitir radiação por desexcitação de níveis atómicos ou iónicos, previamente povoados por meio do fornecimento de energia exterior; e o ressoador, constituído por uma *cavidade óptica* limitada por superfícies reflectoras para a radiação considerada. Como é óbvio, esta cavidade não é hermética,

havendo que prever uma porta de saída da energia para a utilização (Fig. 1).

A potência fornecida pelo sistema oscilador deve ser suficiente para cobrir a potência de saída, acrescida das perdas no ressoador.

2. O sistema oscilador

Consideremos uma porção de matéria atravessada por um feixe de luz monocromática de frequência ν .

Se se tratar de um gás ou de um plasma em equilíbrio termodinâmico à temperatura T , as populações N_m dos vários níveis atómicos, m , são dadas pela distribuição de Boltzmann:

$$(1) \quad N_m = N \frac{g_m}{B(T)} e^{-\frac{e\psi_m}{kT}}$$

sendo:

N — o número total de átomos por unidade de volume ($N = \sum_m N_m$)

N_m — a população do nível m (partículas/unidade de volume)

g_m — o peso estatístico desse nível

ψ_m — o potencial de excitação do nível

$B(T)$ — a função de partição — dependente apenas da temperatura T das partículas, dada por:

$$(2) \quad B(T) = \sum_m g_m e^{-\frac{e\psi_m}{kT}}$$

existe uma probabilidade finita A_{mn} para que, durante o intervalo de tempo unitário, o átomo passe espontaneamente do nível superior m ao nível inferior n , com emissão de energia $h\nu_{mn}$ (Fig. 2).

O número de transições espontâneas $m \rightarrow n$ por unidade de volume e por unidade de tempo será então (s designa «espontâneo»):

$$(6) \quad n_{m \rightarrow n}^s = N_m A_{mn}.$$

Para uma transição permitida pelas regras de selecção os valores de A (coeficiente de emissão espontânea) serão da ordem de 10^8 s^{-1} .

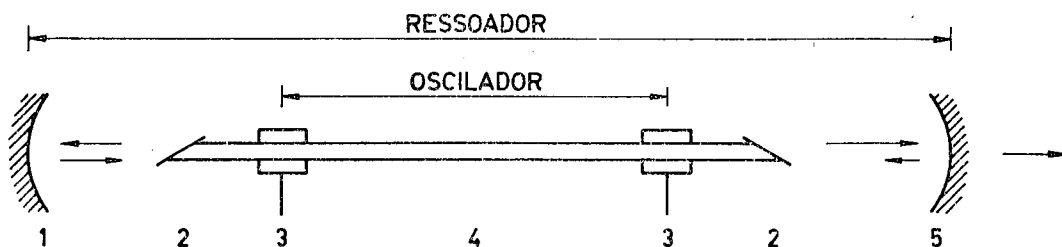


Fig. 1 — Esquema típico de um laser em fase gasosa, com excitação por descarga eléctrica: 1 — Espelho de reflexão máxima $R = 99,98\%$; 2 — janelas inclinadas em ângulo de Brewster; 3 — eléctrodos; 4 — tubo de descarga eléctrica; 5 — espelho de saída com poder reflector entre 90 e 99%. [1].

Pode igualmente referir-se a população do nível m à do nível fundamental ($\psi_1 = 0$):

$$(3) \quad N_m = N_1 \frac{g_m}{g_1} e^{-\frac{e\psi_m}{kT}}$$

Se considerarmos dois níveis atômicos m e n de populações N_m e N_n dadas (em equilíbrio termodinâmico) por:

$$(4) \quad \frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{e\psi_{mn}}{kT}}$$

com

$$(5) \quad \psi_{mn} = \psi_m - \psi_n$$

Se agora considerarmos aquele volume mergulhado num campo de radiação isotrópico obedecendo à lei de Planck, os átomos no estado n poderão absorver uma energia $h\nu_{nm}$ e passar ao estado m , com uma probabilidade B_{nm} .

O número destes processos de absorção, por unidade de tempo e por unidade de volume, será dado por:

$$(7) \quad n_{n \rightarrow m} = N_n B_{nm} U_{\nu_{mn}}$$

sendo $U_{\nu_{mn}}$ a densidade de energia de radiação na frequência ν_{mn} . Inversamente, os átomos excitados no estado m podem, sob a influência do radiação

incidente, emitir um fóton de energia $h\nu_{mn}$ (emissão estimulada ou induzida), sendo o número de tais processos por unidade de tempo e de volume:

$$(8) \quad n_{m \rightarrow n}^i = N_m B_{mn} U_{\nu_{mn}}.$$

Os coeficientes A_{mn} , B_{mn} e B_{nm} são característicos do átomo e não dependem do estado energético do meio (este último apenas afecta a relação N_m/N_n).

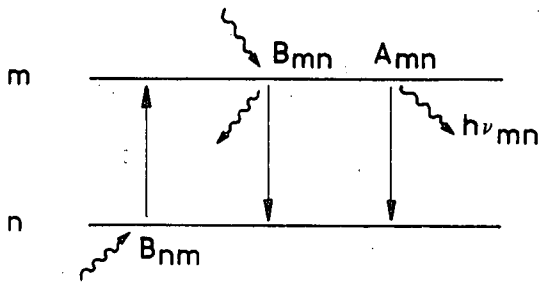


Fig. 2 — Transições radiativas entre dois níveis m e n .

Em equilíbrio termodinâmico os processos de radiação estão sujeitos a uma condição de reversibilidade microscópica, traduzida por:

$$(9) \quad n_{m \rightarrow n}^s + n_{m \rightarrow n}^i = n_{n \rightarrow m}$$

ou seja:

$$(10) \quad N_n B_{nm} U_{\nu_{mn}} = N_m A_{mn} + N_m B_{mn} U_{\nu_{mn}}.$$

Fazendo intervir N_m/N_n dado pela lei de Boltzmann e $U_{\nu_{mn}}$ dado pela lei de Planck:

$$(11) \quad U_{\nu_{mn}} = \frac{8h\nu_{mn}^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu_{mn}/kT} - 1}$$

obtêm-se as identidades:

$$(12) \quad A_{mn} = \frac{8h\nu_{mn}^3}{c^3} B_{mn}$$

$$(13) \quad g_n B_{nm} = g_m B_{mn}.$$

Consideremos agora um meio material fora do equilíbrio termodinâmico em que, para dada risca, a emissão induzida seja superior à absorção ($n_{m \rightarrow n}^i > n_{n \rightarrow m}$); teremos nessa risca uma emissão superior à absorção, sendo a energia radiante emitida sob forma coerente (predomínio da emissão induzida): é este o efeito laser.

Deverá para isso verificar-se a condição:

$$(14) \quad N_n B_{nm} < N_m B_{mn}$$

ou ainda:

$$(15) \quad N_m > N_n \frac{g_m}{g_n}$$

em vez da distribuição de Boltzmann ($g_n N_m < g_m N_n$).

Segue-se portanto que o efeito laser só pode verificar-se em gases ou plasmas fora do equilíbrio termodinâmico, para que a população do nível superior da transição laser seja superior à população do nível inferior. Esta condição (necessária) é designada por «condição de inversão de população».

Durante o processo de desencadeamento de oscilação é necessário que a evolução de energia luminosa E do sistema oscilador-ressoador seja tal que:

$$(16) \quad \left(\frac{\partial E}{\partial t} \right)_{\text{oscil.}} + \left(\frac{\partial E}{\partial t} \right)_{\text{ress.}} > 0$$

para que possa existir um débito de energia luminosa para o exterior.

Como

$$(17) \quad \left(\frac{\partial E}{\partial t} \right)_{\text{ress.}} < 0 \quad (\text{perdas no ressoador})$$

deve ser

$$(18) \quad \left(\frac{\partial E}{\partial t} \right)_{\text{oscil.}} > \left| \frac{\partial E}{\partial t} \right|_{\text{ress.}}$$

o que pode ser considerado como uma condição de balanço de energia positivo.

Ora:

$$(19) \quad \left(\frac{\partial E}{\partial t} \right)_{\text{oscil.}} = \left(N_m - N_n \frac{g_m}{g_n} \right) B_{mn} U_{\nu_{mn}} h \nu_{mn} f_{mn}(\nu)$$

em que $f_{mn}(\nu)$ é uma função característica (factor de forma) do perfil da risca ν_{mn} considerada.

Por outro lado podemos escrever:

$$(20) \quad \left(\frac{\partial E}{\partial t} \right)_{\text{ress.}} = - \frac{U_{\nu_{mn}}}{\tau}$$

sendo τ o tempo de relaxação da energia no ressoador. A condição de desencadeamento do efeito laser é então:

$$(21) \quad \left(N_m - N_n \frac{g_m}{g_n} \right) B_{mn} h \nu_{mn} f_{mn}(\nu) > \frac{1}{\tau}$$

O perfil $f_{mn}(\nu)$ pode corresponder a um alargamento «homogéneo» de risca, determinado apenas pela duração de vida de nível excitado, para a transição considerada. Corresponde a este caso um «perfil de Lorentz» dado pela expressão:

$$(22) \quad f_L(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta \nu / 2}{(\nu - \nu_{mn})^2 + \frac{\Delta \nu^2}{4}}$$

onde $\Delta \nu$ (largura a meia altura) é uma função da duração da vida do nível.

Podem no entanto intervir outros mecanismos não homogéneos de alargamento. Um caso típico é o efeito Döppler, responsável por um desvio de frequência do radiamento emitido por cada partícula, dependente da direcção que a velocidade instantânea de agitação térmica apresenta em relação ao observador. O perfil resultante (perfil Döppler) é dado por:

$$(23) \quad f_D(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Delta \nu_0} e^{-\left(\frac{\nu - \nu_{mn}}{\Delta \nu_0} \right)^2}$$

com

$$(24) \quad \Delta \nu_0 = \Delta \nu / 2 \sqrt{\log 2}$$

Fazendo intervir na equação (21) o valor de B_{mn} dado por (12) ou, melhor ainda, explicitando a grandeza $t_{mn}^s = \frac{1}{A_{mn}}$ (duração média de vida do nível m para a transição espontânea $m \rightarrow n$) obtém-se:

— no caso do perfil de Lorentz:

$$(25) \quad N_m - N_n \frac{g_m}{g_n} \geq \frac{t_{mn}^s}{\tau} \frac{4 \pi^2 \Delta \nu \nu_{mn}^2}{c^3}$$

— no caso do perfil de Döppler:

$$(26) \quad N_m - N_n \frac{g_m}{g_n} \geq \frac{t_{mn}^s}{\tau} \frac{4 \pi^2 \Delta \nu \nu_{mn}^2}{\sqrt{\pi \log 2} c^3}$$

O objectivo do parágrafo seguinte é a determinação de τ (tempo de relaxação do ressoador).

3. O sistema ressoador

Este sistema é constituído por superfícies interiormente reflectoras que contêm o elemento activo. O volume deste último pode ser considerável, sobretudo nos lasers em fase gasosa, dado que é necessário um grande número de partículas radiantes para que o balanço da energia possa ser positivo. Deste modo são correntes as cavidades da ordem de grandeza de vários decímetros de comprimento; as dimensões transversas são sensivelmente menores, da ordem do centímetro, por razões que a seguir se tornarão aparentes.

Nos casos mais correntes a estrutura consiste num par de espelhos esféricos colocados em oposição nos extremos do eixo maior da cavidade e à distância l um do outro; sejam R_1 e R_2 os seus

raios de curvatura, e d_1 e d_2 os diâmetros da abertura respectiva.

Esta cavidade constitui um ressoador estável (suporta um modo de oscilação real) quando a imagem de um ponto interior qualquer, após um número finito de reflexões, volte a coincidir com esse ponto.

Prova-se [2] que a condição de estabilidade se verifica apenas para distâncias entre espelhos tais que:

$$(27) \quad 0 < \left(1 - \frac{l}{R_1}\right) \left(1 - \frac{l}{R_2}\right) < 1$$

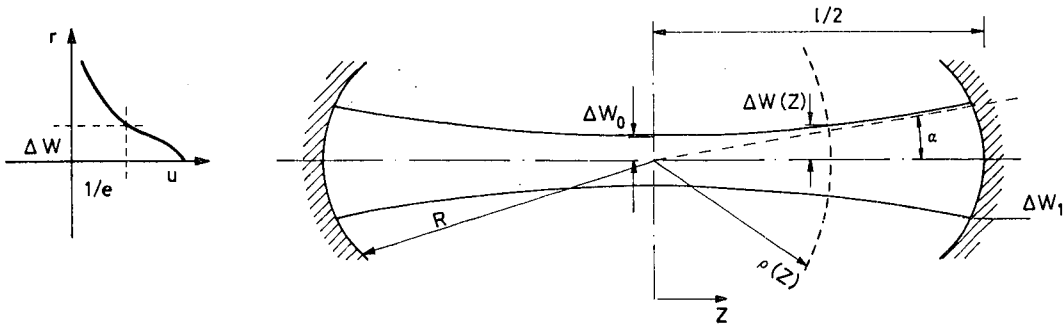


Fig. 3 — Geometria do modo fundamental de um feixe luminoso numa cavidade constituída por espelhos esféricos.

o que exclui os casos $l = R_1$; $l = R_2$, separada ou simultaneamente; deverão ainda os dois raios de curvatura ser simultaneamente maiores/menores que a distância l .

Verifica-se assim que a cavidade plana paralela ($R_1 = R_2 = \infty$); concêntrica ($R_1 = R_2 = l/2$); e confocal simétrica ($R_1 = R_2 = l$), não são estruturas estáveis.

Usa-se em geral a disposição simétrica intermédia entre o caso confocal e o caso plano paralelo, ou seja:

$$(28) \quad \infty > R_1 = R_2 > l$$

O modo próprio fundamental de cavidades deste tipo (espelhos esféricos) corresponde a uma geometria do feixe luminoso que apresenta um perfil transversal

gaussiano em todo o comprimento do feixe; no entanto, esta secção transversa não tem diâmetro constante, havendo um alargamento progressivo a partir da secção mediana (Fig. 3).

Definindo como «raio do feixe» Δw a dimensão para a qual o campo apresenta um decrescimento radial de $1/e$, representamos na figura a dependência deste «raio» em função da abcissa z (contada a partir da secção mediana). A superfície de revolução correspondente é um hiperbolóide cujo cone assintótico tem uma abertura α dada por:

$$(29) \quad \alpha = \frac{\lambda}{\pi \Delta w_0}$$

e sendo $2 \Delta w_0$ o seu menor diâmetro.

Este valor de α corresponde à divergência efectiva do feixe a longa distância.

Para espelhos de abertura circular, a distribuição de intensidade do campo de radiação no interior da cavidade para o modo de ordem (p, m, q) (em que p, m, q são os números de ordem radial, azimutal e axial do modo de ressonância) escreve-se [3]:

$$(30) \quad u(r, \varphi, z) = \frac{\Delta w_0}{\Delta w} \cdot \left(\sqrt{2} \frac{r}{\Delta w} \right)^m \cdot L_p^m \left(2 \frac{r^2}{\Delta w^2} \right) \cdot e^{\left\{ j \left[k z - \Phi - r^2 \left(\frac{1}{\Delta w^2} + j \frac{k}{\rho} + m \varphi \right) \right] \right\}}$$

com

$$(31) \quad \Delta w(z) = \Delta w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \Delta w_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}$$

$$(32) \quad \rho(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi \Delta w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]$$

$$(33) \quad \Phi(p, m, z) = \\ = (2p + m + 1) \operatorname{arctg}(\lambda z / \pi \Delta w_0^2)$$

Nesta expressão $L_p^m \left(2 \frac{r^2}{\Delta w^2} \right)$ são os polinômios de Laguerre generalizados de ordem (m, p) da variável indicada.

A análise da expressão (30) permite tirar as seguintes conclusões:

- o feixe apresenta uma distribuição radial de Laguerre-Gauss para os modos de ordem superior, sendo puramente gaussiana para o modo fundamental ($m = p = 0$)

$$L_0^0 = 1; u \propto \exp \left(- \frac{r^2}{\Delta w^2} \right).$$

- para $z = 0$ o campo corresponde a uma onda plana [$u \propto \exp(-jkz)$]; Φ é uma desfasagem adicional para $z \neq 0$, dependendo apenas de z para o modo fundamental e dependendo também da ordem do modo para modos superiores. Por esta razão a velocidade de fase e a condição de ressonância axial da cavidade dependem do modo considerado.

- a onda inicialmente plana para $z = 0$, deforma-se progressivamente, de tal modo que a frente da onda de raio de curvatura $\rho(z)$ coincide com a superfície espelhada para $z = l/2$ [$\rho(l/2) = R$].

Os parâmetros do feixe: $\Delta w_1 = \Delta w$ para $z = l/2$ (raio do spot) e Δw_0 (menor raio) obtêm-se de (32) e (31) impondo a

condição de coincidência da frente de onda com o espelho; obtêm-se assim:

$$(34) \quad \Delta w_0 = \left(\frac{\lambda l}{2\pi} \sqrt{\frac{2R}{l} - 1} \right)^{1/2}$$

$$(35) \quad \Delta w_1^2 = \frac{\lambda R}{\pi} \left(\frac{2R}{l} - 1 \right)^{-1/2}$$

A condição de ressonância obtêm-se num dado modo para uma frequência tal que a desfasagem sofrida pela onda entre os dois espelhos seja múltipla de π (onda estacionária). Deve ser então:

$$(36) \quad kl - 2(2p + m + 1) \cdot \\ \cdot \operatorname{arctg}(\lambda l / 2\pi \Delta w_0^2) = q\pi$$

sendo q o número de meios comprimentos de onda.

O comprimento de onda do modo será, nestas condições:

$$(37) \quad \lambda = 2d \left[q + \frac{2p + m + 1}{\pi} \cdot \right. \\ \left. \cdot \operatorname{arc} \cos(1 - l/R) \right]^{-1}$$

Se considerarmos $l \gg \lambda$ (frequências ópticas), verifica-se que o número q (número de ordem axial do modo de ressonância) é da ordem de 10^5 ou 10^6 ; nesta medida, a influência dos parâmetros p e m corresponde apenas à existência de uma estrutura hiperfina no domínio das frequências, podendo escrever-se mais simplesmente:

$$\lambda = \frac{2l}{q}$$

Calculemos o factor de qualidade da cavidade Q para os modos (axiais) de ressonância, ou, o que é equivalente, o tempo de relaxação da energia, τ , no sistema ressonador. É evidentemente: $Q = 2\pi\nu\tau$.

O factor de qualidade pode definir-se como o produto por 2π da razão entre a energia armazenada no sistema (E) e a energia δE perdida por ciclo no resoador: $Q = 2\pi E/\delta E$.

Suponhamos em primeira aproximação que o regime de funcionamento do laser é tal que foi ultrapassado o limiar do desencadeamento da oscilação — ou seja, que a potência da emissão estimulada é largamente superior às perdas próprias da cavidade (difusão, difracção nos bordos dos espelhos, reflexão imperfeita no espelho do lado passivo, absorção nas janelas, etc.). Teremos assim uma potência de saída largamente superior a essas perdas. Dentro desta aproximação, a fracção de energia perdida por um conjunto de fotões em cada trajecto entre espelhos é dada por:

$$(38) \quad \frac{\Delta E}{E} = 1 - R$$

sendo R o poder reflector (referido à energia) do espelho de saída (lado activo) do laser.

O tempo Δt de trânsito é dado por:

$$(39) \quad t = \frac{LN}{c}$$

sendo N o índice de refracção do interior da cavidade.

A energia perdida por ciclo (δE) obtém-se a partir de ΔE :

$$(40) \quad \delta E = \frac{\Delta E}{\Delta t} \cdot \frac{1}{\nu}$$

sendo por consequência:

$$(41) \quad \delta E = \frac{(1-R)E}{\frac{NL\nu}{c}}$$

Donde, finalmente:

$$(42) \quad Q(\nu) = \frac{2\pi\nu LN}{c(1-R)}$$

e

$$(43) \quad \tau = \frac{LN}{c(1-R)}$$

Combinando esta última expressão com (25) obtém-se a condição de oscilação do laser:

$$(44) \quad N_m - N_n \frac{g_m}{g_n} > \frac{4\pi^2 \nu^2 \Delta\nu}{c^2} \frac{t_{mn}^s (1-R)}{LN}$$

para um perfil de Lorentz; haverá um factor multiplicativo adicional no 2.º membro $(\pi \log 2)^{-1/2}$ para o caso de perfil de Döppler.

Os valores de g_m , g_n , t_{mn}^s e $\Delta\nu$ podem obter-se em tabelas de constantes atómicas e obras de espectroscopia, como por exemplo [4] e [5].

4. Considerações finais

A expressão (32) que traduz a forma da onda luminosa na cavidade, não é inteiramente geral.

Na realidade, ela é deduzida para espelhos de abertura infinita ou seja, não foram no seu estabelecimento tomados em conta fenómenos de difracção no bordo dos espelhos.

Prova-se no entanto que essa expressão é válida mesmo no caso de espelhos de abertura finita, desde que o seu diâmetro seja sensivelmente maior que o diâmetro do spot; em termos do n.º de Fresnel verifica-se que esta condição é satisfeita para:

$$(45) \quad F = \frac{d^2}{4\lambda l} > 1.$$

Nos outros casos, a expressão é aproximada.

Este mesmo problema está associado ao da eliminação de modos transversos superiores ao fundamental TEM_{00q} .

Em algumas aplicações é indispensável dispôr-se de um perfil radial da intensidade luminosa que decresça monotonamente a partir do eixo, o que só é satisfeito para o modo fundamental (Fig. 4).

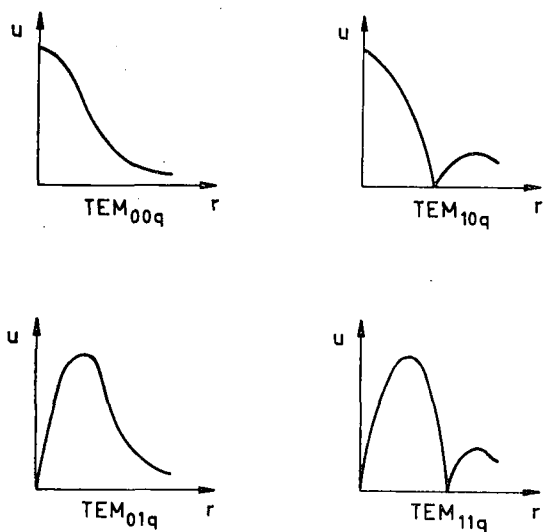


Fig. 4 — Forma do perfil radial de alguns modos de ordem inferior.

Verifica-se por outro lado que o feixe sofre um alargamento radial crescente com a ordem (p, m) , o que pode ser igualmente inconveniente.

O problema da rejeição de modos transversos indesejáveis é delicado dada a separação de frequência entre eles ser hiperfina; no entanto é possível eliminar modos de ordem superior impedindo a sua eficiente realimentação na cavidade. Dado que o seu diâmetro é superior ao do fundamental, uma solução consiste em intrometer um diafragma na cavidade óptica,

impedindo a oscilação destes modos, embora à custa de aumento de perdas para o modo fundamental também.

Outra solução traduz-se pela diminuição da abertura dos espelhos aumentando assim as perdas por difracção de uma maneira selectiva, sendo estas as menores para o modo fundamental.

Por exemplo para uma cavidade com uma relação $\frac{l}{R} = 0,5$ e $F = 1$, verifica-se, a partir de curvas estabelecidas por Kogelnik [3] que as perdas por difracção para os dois primeiros modos TEM_{00q} e TEM_{01q} são respectivamente

$$\alpha_{00q} = 0,04 \text{ db/percurso}$$

$$\alpha_{01q} = 0,8 \text{ db/percurso}$$

o que mostra uma discriminação modal assaz importante.

Quanto à selecção de modos axiais, o problema é mais difícil de resolver. A separação entre modos adjacentes ($\Delta q = 1$) é, em termos de frequência:

$$(46) \quad (\Delta \nu)_{\Delta q=1} = \frac{c}{2lN}$$

supondo que o meio é fracamente dispersivo $\left(\frac{\partial N}{\partial \nu} \approx 0\right)$.

Se o sistema oscilador tiver uma largura de risca $\Delta \nu$ serão excitados n modos axiais:

$$(47) \quad n = \frac{\Delta \nu}{(\Delta \nu)_{\Delta q=1}} = \frac{\Delta \nu_2 l N}{c}$$

o que pode corresponder facilmente a umas centenas de modos axiais excitados.

A selecção destes modos faz-se correntemente por meio de um sistema de realimentação secundário (um novo espelho com fraco poder reflector, colocado no exterior), o que, introduzindo uma condição de ressonância suplementar, torna a

banda de oscilação mais estreita; ou por meio de sistemas selectivos em frequência colocados no interior da cavidade óptica (lentes, prismas) [6] [7] [8].

Dado que em muitas utilizações não é indispensável uma largura de risca extremamente fina, é corrente o funcionamento do laser em regime axial multimodo.

BIBLIOGRAFIA

[1] TRINDADE, A. R., *Laser de argon ionizado — Mecanismos fundamentais*. Mem. Ac. Ciências, Lisboa, XIV (1970).

- [2] HARVEY, A. F., *Coherent light*. Wiley-Intersc. (1970).
- [3] KOGELNIK, H.; LI T., *Laser Beams and Resonators*. Proc. IEEE 54, n.º 10 (Oct. 1966).
- [4] MOORE, C. E., *Atomic Energy Levels*. Nat. Bur. St. 467 (1958).
- [5] GRIEM, H. R., *Plasma Spectroscopy*. Mc Graw Hill, (1964).
- [6] KLEINMAN, D. A.; KISLIVK, P. P., *Discrimination against un-wanted orders in F-P. resonator*. Bell Syst. Tech. J. (1962) p. 453.
- [7] MANGER, H.; ROTHE, H., *Selection of axial modes in laser resonators*. Phys. Lett. 7, (1963) p. 330.
- [8] SMITH, W.; SCHNEIDER, M. V.; DANIEL MEYER, H. G., *Lasers mode selection*. Bell Syst. Tech. J. (Maio 1969), p. 1418.

Princípio de acção e reacção

Experiência elementar para a sua verificação com uma precisão superior a 1 parte em 10^4

por EDUARDO JORGE DE SEABRA LAGE
e JORGE MANUEL F. REIS LIMA

(Laboratório de Física da Faculdade de Ciências do Porto)

Pretende-se descrever uma experiência, bastante simples, que ilustra por si um dos mais importantes princípios da Física, a terceira lei de Newton; recorremos, para isso, ao princípio de Arquimedes.

Chama, esta experiência, a atenção para os conceitos fundamentais que estão na base do «Princípio da acção e reacção». Muitas vezes ele é enunciado sob uma forma incompleta, originando más interpretações.

Exemplificando, lembramos dois destes enunciados condensados:

«acção e reacção são iguais e opostas»

ou

«a toda a acção corresponde uma reacção igual e oposta».

Tais frases são, em si, desprovidas de sentido e, por conseguinte, não é surpre-

endente que a lei seja geralmente mal compreendida. Com efeito, pode-se ser levado à seguinte interpretação da situação física que a seguir se apresenta. Consideremos dois corpos que suporemos, simplifadamente, pontuais e que designaremos por A e B . Suponhamos que B actua sobre A com uma força F , como mostra a figura 1.

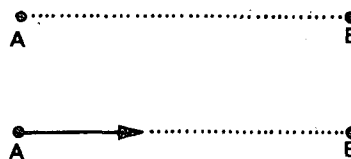


Fig. 1

Em face dos enunciados anteriores, poderia parecer que então o corpo A reagiria com uma força igual e oposta, tal