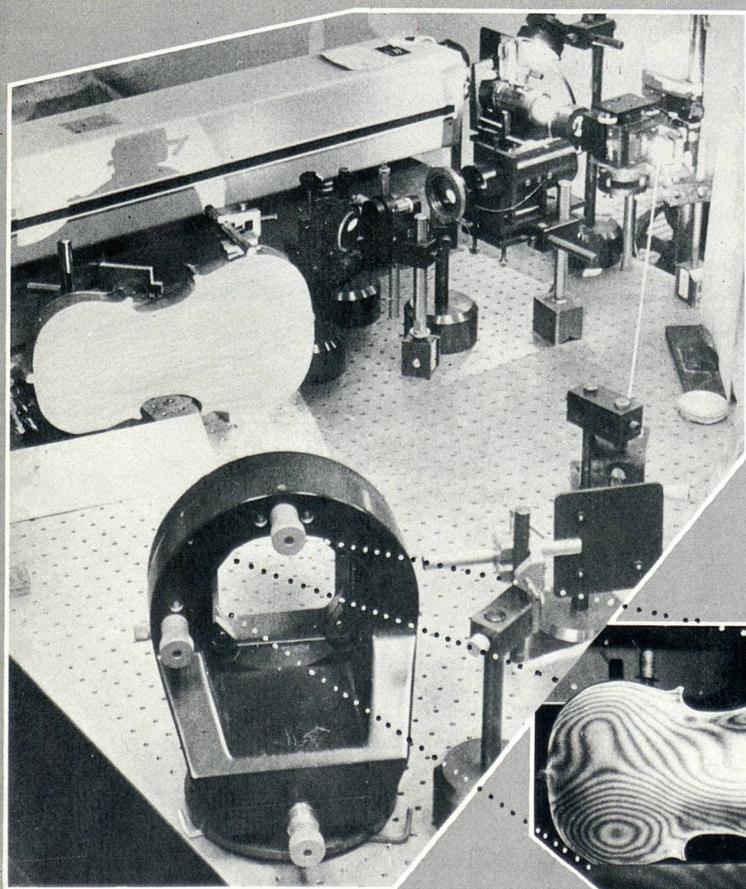


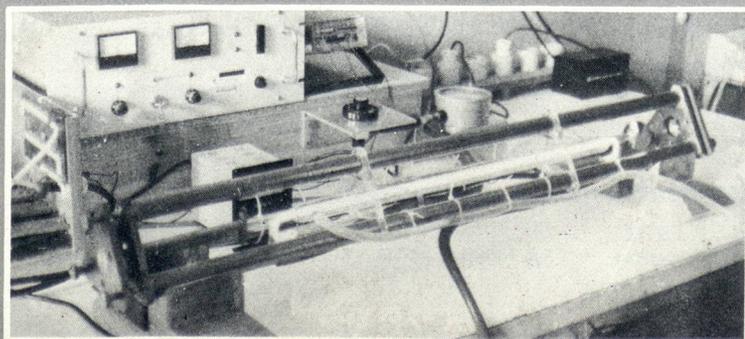
GAZETA DE FISICA

SOCIEDADE PORTUGUESA DE FISICA



VOL. 9, FASC. 1
JANEIRO 1986

Publicação Trimestral



1960 - 1985

25.º Aniversário da
Invenção do Laser

GAZETA DE FISICA

Fundada em 1946 por A. Gibert

Propriedade e Edição: Sociedade Portuguesa de Física

Director: Filipe Duarte Santos (Secretário-Geral da S.P.F.)

Comissão de Redacção

Conselho Directivo da S.P.F.: J. Moreira Araújo, F. Duarte Santos, E. Ducla Soares, J. Bessa Sousa, Rui J. Agostinho, J. Carvalho Soares, M. Amaral Fortes, Margarida R. Costa, Maria José Almeida, M. Pereira de Barros, J. Brochado Oliveira.

A **Gazeta de Física** publica artigos, com índole de divulgação, considerados de interesse para estudantes, professores e investigadores em Física. Os artigos podem ter índole teórica, experimental ou aplicada, visando promover o interesse dos jovens pelo estudo da Física, o intercâmbio de ideias e experiências profissionais entre os que ensinam, investigam ou aplicam a Física. As opiniões expressas pelos autores não representam necessariamente posições da S.P.F.

A **Gazeta de Física** deverá constituir também um espaço de informação para as actividades da S.P.F., nomeadamente as suas Delegações Regionais e Divisões Técnicas.

Os manuscritos deverão ser submetidos para publicação em duplicado, dactilografados a dois espaços. Figuras ou fotografias deverão ser apresentadas em folhas separadas e prontas para reprodução, com eventual redução de tamanho.

Toda a correspondência deverá ser enviada para

Gazeta de Física

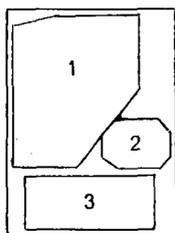
Sociedade Portuguesa de Física

Av. República, 37-4.º – 1000 LISBOA

A **Gazeta de Física** é enviada gratuitamente a todos os Sócios da S.P.F. no pleno uso dos seus direitos.

Preço de assinatura : país 500\$00 ; estrangeiro US\$10.

Preço do fascículo avulso (sede e delegações da SPF) : 100\$00.



1. Montagem para holografia estroboscópica com sincronismo por microprocessador.
2. Interferograma por holografia Moiré em tempo real.
3. Laser de CO₂ (30 W) construído em Portugal.

Publicação subsidiada pelo Instituto Nacional de Investigação Científica

O efeito Hall quantificado

Prémio Nobel da Física de 1985

J. M. B. LOPES DOS SANTOS

Laboratório de Física, Faculdade de Ciências do Porto

Quando um campo magnético é aplicado a um condutor que transporta uma corrente eléctrica, surge, na direcção perpendicular à da corrente uma diferença de potencial, V_H , a tensão de Hall, à qual está associado um campo eléctrico E_y (ver caixa). Da condição de a resultante das forças que actuam sobre os

A resistividade de Hall, ρ_{xy} , é

$$\rho_{xy} = - B/(ne) \quad (2)$$

sendo B o campo magnético, n o número de electrões por unidade de volume e $-e$ a carga do electrão. É habitual medir-se a corrente total que atravessa o condutor, $I = j_x A$ (A é a área de secção do condutor) e a diferença de potencial perpendicular à corrente, $V_H = E_y d$ (d é a distância entre os pontos entre os quais se mede V_H). A razão $R_H = V_H/I$ é a resistência de Hall que, como se vê, se obtém da resistividade ρ_{xy} por multiplicação por um factor geométrico

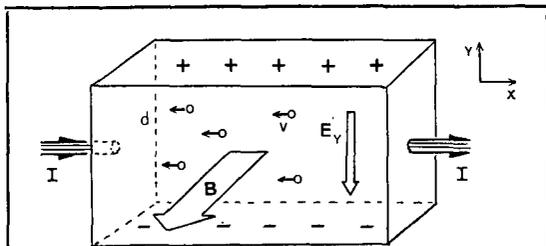
$$R_H = (d/A) \rho_{xy} \quad (3)$$

O Efeito Hall constitui um importante instrumento na determinação do sinal e densidade dos transportadores de carga num condutor.

O prémio Nobel da Física de 1985 foi atribuído a Klaus Von Klitzing, da Universidade de Munique, pela sua descoberta do Efeito Hall Quantificado (EHQ), feita em 1980 em colaboração com G. Dorda, da Siemens, e Michael Pepper, da Universidade de Cambridge. No EHQ a resistência de Hall R_H toma valores que são submúltiplos de uma combinação de constantes fundamentais,

$$R_H = (1/i) (h/e^2) \quad i, \text{ inteiro} \quad (4)$$

em que h é a constante de Planck e $-e$ a carga do electrão. Esta relação verifica-se com



Na situação representada nesta figura a força devida ao campo eléctrico E_y anula a força de Lorentz devida ao campo magnético se

$$e E_y = e v B, \text{ isto é, } v = E_y/B$$

em que v é a velocidade média dos electrões que transportam a corrente I . A corrente por unidade de área é $j_x = -nev$ em que n é o número de electrões por unidade de volume. Substituindo nesta equação o valor de v obtêm-se as eqs. (1) e (2) do texto.

electrões na direcção perpendicular ao seu deslocamento ser nula, facilmente se conclui que

$$E_y = \rho_{xy} j_x \quad (1)$$

em que j_x é a corrente por unidade de área.

elevadíssima precisão e os parâmetros experimentais, campo magnético, dimensões da amostra, etc., apenas influem na determinação do valor de i . Este efeito surge em sistemas em que os electrões formam um gás bidimensional, isto é, são livres de se mover apenas segundo um plano. Vejamos primeiro como surge um tal sistema.

O MOSFET de Silício e o gás de electrões bidimensional

Os níveis de energia de um electrão num sólido estão tão próximos que podemos considerar que constituem bandas contínuas. Habitualmente estão separadas por gamas de energia em que não existem quaisquer estados — bandas proibidas. Como nos átomos, o estado fundamental é obtido preenchendo os estados de mais baixa energia (de acordo com o princípio de exclusão de Pauli) até um valor de energia designado por E_F , nível de Fermi, que depende do número de electrões. Mais propriamente da sua densidade, uma vez que a separação típica entre estados adjacentes em energia é inversamente proporcional ao volume do sólido. Num semiconductor, como o Silício ou Germânio, o nível de Fermi está numa banda proibida o que significa que existe uma banda de energia totalmente preenchida (banda de valência) separada por uma energia finita dos estados vazios na banda de condução. Quando é aplicado um campo eléctrico o sólido só pode conduzir corrente se a ocupação dos estados se alterar. Num semiconductor isso implica a excitação de um electrão da banda de valência à banda de condução o que é extremamente raro a baixas temperaturas. O Si ou Ge têm quatro electrões de valência. Poder-se-ia pensar que se substituíssemos um átomo de Si ou Ge, no respectivo cristal, por um átomo de valência três passaria a existir na banda de valência um estado não ocupado. De facto devido à diferença de cargas nucleares da impureza e dos iões do cristal esse estado tem uma energia ligeiramente superior à da

banda de valência e está localizado à volta da impureza.

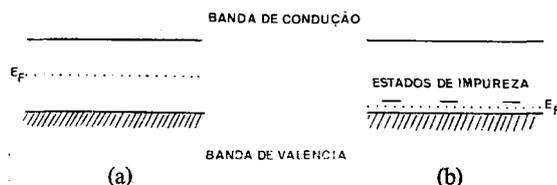


Fig. 1 — Esquema dos níveis de energia de um semiconductor (a) Puro; (b) Com impurezas.

A excitação de um electrão da banda de valência para um estado de impureza é muito mais frequente do que para a banda de condução visto ser bastante inferior a energia de excitação respectiva. Esse electrão não conduz corrente visto que se encontra num estado localizado junto à impureza. Mas os electrões da banda de valência podem agora deslocar-se alterando a posição do estado vazio. Isto corresponde ao deslocamento de uma carga positiva (no sentido oposto ao dos electrões) designada por vazio ou lacuna. Um semiconductor deste tipo diz-se de tipo $-p$ porque os transportadores de carga a baixas temperaturas são essencialmente lacunas com carga efectiva positiva.

Um gás de electrões bidimensional pode ser obtido num MOSFET de Silício (Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor). Trata-se essencialmente de um condensador em que um dos eléctrodos é um metal (Al) o outro um semiconductor (p-Si) separados por um isolador (habitualmente SiO_2 , vidro). Entre os dois eléctrodos é aplicada uma diferença de potencial V_G (ver Fig. 2).

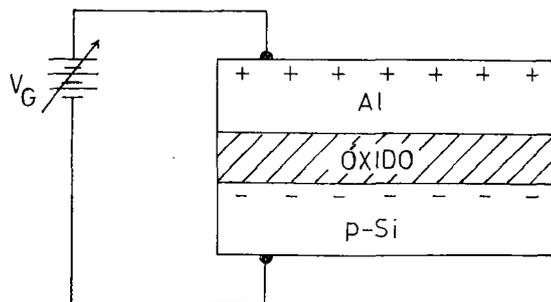


Fig. 2 — Esquema Simplificado de um MOSFET de Silício. A espessura da camada de óxido é normalmente da ordem de 1000 \AA .

O campo eléctrico correspondente vai induzir a acumulação de carga negativa na interface do p-Si e do isolador, de molde a que o campo no interior do p-Si, onde existem cargas livres (vazios), seja nulo, tal como em qualquer metal em equilíbrio. O importante é que a zona contígua à interface é energeticamente favorável aos electrões, isto é, os seus estados tem aí energia mais baixa que no interior do p-Si. Por outro lado o nível de Fermi é uniforme em todo o cristal, no estado fundamental. Se variasse no espaço seria possível baixar a energia transferindo electrões de estados ocupados em zonas de E_F mais elevado para estados vazios em zonas de E_F mais baixo.

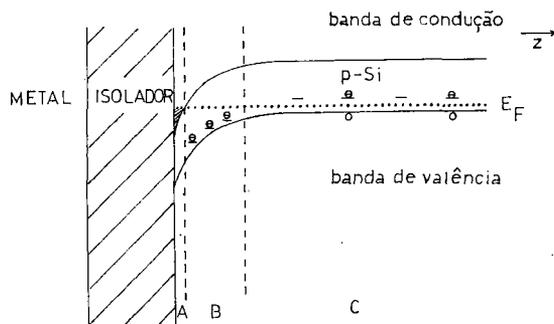


Fig. 3 — MOSFET. Na zona A forma-se o gás de electrões bidimensional (camada de inversão). B é uma zona sem cargas livres devido à presença do campo eléctrico aplicado entre o metal e o p-Si. Na zona C o campo eléctrico é nulo e os transportadores de carga maioritários são vazios.

A conjugação destes dois factores — nível de Fermi uniforme, energia dos estados electrónicos mais baixa na interface — torna possível que alguns estados da banda de condução tenham energia inferior ao nível de Fermi, tornando-se assim ocupados. O movimento destes electrões na direcção perpendicular à interface (habitualmente designada por zz) está confinada a uma pequena região (dimensão típica 30 ~ 50 Å) pelo que corresponde a uma série de níveis de energia discretos tal como num átomo. A sua separação energética é tipicamente da ordem das dezenas de meV (mili electrão-volt) o que é suficiente para que a baixas temperaturas apenas o estado fundamental esteja ocupado. Os electrões são no entanto livres de se mover paralelamente à

interface formando assim um gás bidimensional visto que o seu movimento segundo zz está, digamos, «congelado» pela diferença de energia entre o estado fundamental e o 1.º estado excitado. Este sistema é um verdadeiro sonho de físico experimental pois a densidade do gás de electrões pode-se ajustar variando simplesmente V_G . Grosseiramente $n \propto V_G$. Este gás electrónico designa-se habitualmente por camada de inversão porque os transportadores de carga tem sinal oposto aos do interior do p-Si (vazios).

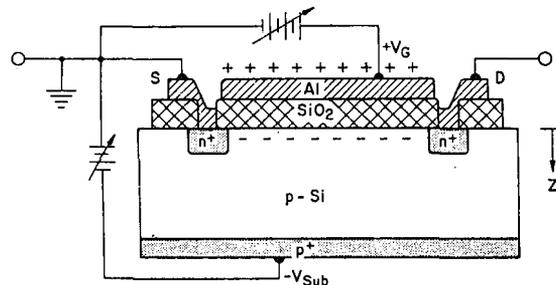


Fig. 4 — Um esquema mais realista de um MOSFET de Silício. As regiões indicadas com n^+ são semicondutores fortemente dopados em que os transportadores de carga são electrões e correspondem aos eléctrodos de injecção e remoção de corrente na camada de inversão.

(De M. E. Cage e S. M. Girvin, Comments on Solid State Physics 11, 1 (1983)).

O Efeito Hall Quantificado

Von Klitzing, Dorda e Pepper mediram o efeito Hall numa camada de inversão de um MOSFET de Si em campos magnéticos elevados (≥ 13 T). O campo magnético é aplicado na direcção perpendicular à interface onde se movem os electrões. A corrente que atravessa a amostra é mantida constante e são medidas as tensões na direcção perpendicular, V_H , e paralela, V_{pp} à da corrente. A densidade de electrões na camada de inversão pode ser ajustada variando a tensão V_G . De acordo com a eq. (2) esperar-se-ia então

$$\rho_{xy} = -B/(ne) \propto B/(eV_G) . \quad (5)$$

Os resultados obtidos por Von Klitzing e seus colaboradores estão reproduzidos na Fig. 5. Na curva de V_H em função de V_G (ou seja, n) surge uma série de patamares em que V_H se

mantém constante, com um valor dado pela eq. (4)

$$R_H \equiv (V_H/I) = (1/i) (h/e^2) \quad i, \text{ inteiro} \quad (4)$$

No trabalho original esta relação foi verificada com uma precisão de uma parte em um milhão (1 ppm). Em 82, num trabalho conjunto de investigadores dos Laboratórios Bell e do National Bureau of Standards dos Estados Unidos esta precisão foi melhorada em quase uma ordem de grandeza para 0.17 ppm. Este resultado foi obtido num sistema em que o gás de electrões bidimensional é realizado na interface de dois semicondutores com bandas de energia proibidas de valores muito diferentes, heteroestrutura de GaAs — Ga_{1-x}Al_xAs. Neste caso não é possível variar n continuamente e os patamares são observados em função do campo magnético (Fig. 6).

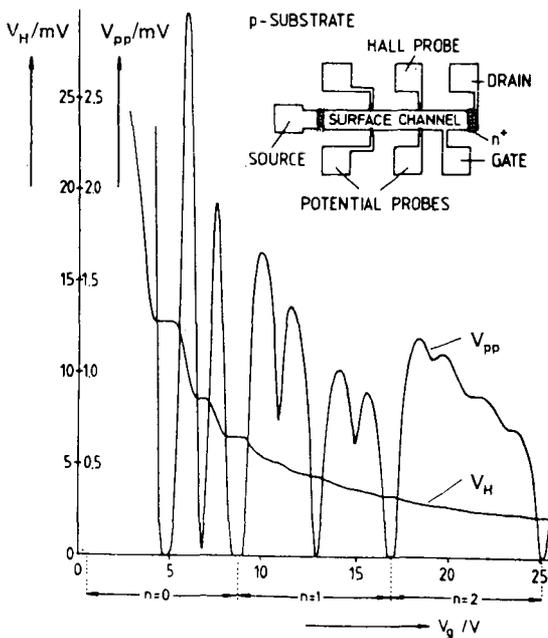


Fig. 5 — Registo da diferença de potencial Hall, V_H e na direcção da corrente, V_{pp} , mostrando os patamares do efeito Hall quantificado. A temperatura é de 1.5 K e o campo magnético de 18 T. No canto superior direito está um esquema do MOSFET utilizado. O comprimento total era de 400 μm e largura de 50 μm .

(De K. Von Klitzing, G. Dorda e M. Pepper, Physical Review Letters **45**, 494 (1980)).

Na Fig. 5 está também representada a tensão V_{pp} na direcção da corrente que é proporcional à resistividade habitual ρ_{xx} . Ela é praticamente nula nos patamares sendo pelo menos oito ordens de grandeza inferior ao seu valor em campo magnético nulo, $\rho_{xx} \sim 10^{-8} \rho_{xx}(B=0)$.

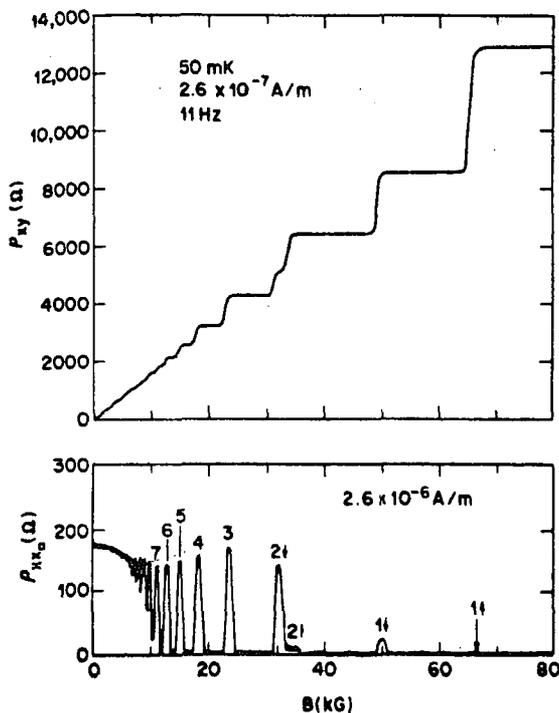


Fig. 6 — O efeito Hall quantificado em função do campo magnético. Os números no gráfico de ρ_{xx} indicam o número quântico n do nível de Landau que está a ser preenchido com indicação do spin dos electrões.

(De M. A. Paalanen, D. C. Tsui, A. G. Gossard, Physical Review **B25**, 5566, (82)).

O primeiro aspecto notável deste efeito, que certamente não escapou ao leitor atento, é a total ausência de factores geométricos na eq. (4). A resistência de Hall, R_H , é expressa inteiramente em termos de constantes fundamentais. De facto em duas dimensões (2D) a resistividade e resistência de Hall são idênticas, como se vê facilmente para uma amostra com a geometria da Fig. 7. A tensão Hall é $V_H = E_y d$. A corrente total é $I = j_x d$ em que j_x é a densidade de corrente superficial. Logo

$$R_H \equiv V_H/I = E_y/j_x \equiv \rho_{xy} \quad (6)$$

Efectivamente, no caso do efeito Hall quantificado, R_H é totalmente independente da geometria da amostra e eléctrodos. Como $\rho_{xx} \approx 0$ ($\rho_{xx}/\rho_{xy} \sim 10^{-10}$, nos patamares) o campo eléctrico é perpendicular à corrente, ou seja,

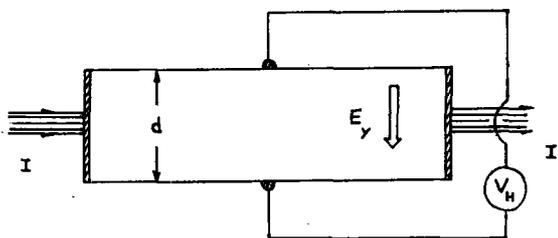


Fig. 7

as linhas de corrente são linhas equipotenciais. Isto é suficiente para garantir que $\rho_{xy} = R_H$ para qualquer geometria (ver caixa).

Amostra com geometria arbitrária

A diferença de potencial entre dois pontos próximos P e P' num caminho arbitrário entre os dois eléctrodos A e B é

$$\Delta V_H = E \Delta s \cos \theta = \rho_{xy} j_x \Delta s \cos \theta$$

Mas $j_x \Delta s \cos \theta$ é a corrente que atravessa o segmento Δs . Logo

$$\Delta V_H = \rho_{xy} \Delta l$$

Somando sobre todos os segmentos do caminho entre A e B obtém-se a eq. (6).

Na mente do leitor certamente se formulou já a questão. «Mas porquê um Prémio Nobel para a medição de uma resistência?». Na opinião deste autor são de três ordens as

razões que tornam esta descoberta notável (todas elas intimamente relacionadas como é natural).

- i) Quantificação de R_H em termos de constantes fundamentais;
- ii) Utilização do EHQ como padrão de resistência;
- iii) Medição com elevada precisão da constante da estrutura fina.

Habitualmente uma resistência é extremamente sensível a inúmeros factores. No caso presente o valor de R_H nos patamares é independente de factores geométricos, temperatura (desde que baixa), campo magnético (desde que ≥ 10 T), pureza da amostra, tipo de amostra (MOSFET de Si ou Heteroestrutura), etc. Em suma, R_H não depende criticamente de nenhum parâmetro, só podendo, portanto, ser determinado por constantes fundamentais. Neste sentido o EHQ realiza experimentalmente um padrão natural de resistência.

Por outro lado estas características sugerem também a sua utilização prática como padrão de resistência. Os padrões actuais do National Bureau of Standards dos Estados Unidos realizam o ohm, tal como ele é definido no sistema internacional, com uma precisão de 0.03 ppm. Se o valor de R_H nos patamares se provar independente do tempo com uma precisão comparável, o EHQ será certamente usado para calibrar resistências padrão. O valor de h/e^2 (25 813 Ω) está numa gama conveniente para medidas. Se possíveis correcções à eq. (4) se provarem suficientemente pequenas, o EHQ poderá tornar-se um padrão absoluto de resistência e servir de base à redefinição do Ohm.

A constante h/e^2 está intimamente relacionada com a constante de estrutura fina α , constante adimensional, que é uma medida absoluta da intensidade das interacções electromagnéticas (ver caixa). No sistema internacional $\alpha = (\mu_0 c/2) (e^2/h)$. A permeabilidade magnética do vazio μ_0 , é por definição $4\pi \times 10^{-7}$ H/m, a velocidade da luz é conhecida com elevada precisão e numa próxima redefinição do metro terá um valor conven-

cionado. Deste modo o EHQ permite uma medida muito precisa de α . Na teoria quântica do campo electromagnético, Electrodinâmica Quântica, as grandezas calculadas surgem como

Consideremos um electrão e um positrão (antipartícula do electrão) em órbita mútua à distância R . Este sistema é equivalente a uma partícula de massa reduzida $\mu = m_e/2$ ($\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_e^{-1}$) em órbita de raio R em torno de uma carga fixa. No seu estado fundamental, 1.ª órbita de Bohr, temos ($\hbar = h/2\pi$)

$$\mu v R = \hbar$$

$$\mu V^2/R = (1/4\pi\epsilon_0) e^2/R^2$$

ou seja

$$R^{-1} = e^2/(4\pi\epsilon_0) \cdot \mu/\hbar^2$$

Uma medida possível da intensidade das interacções electromagnéticas é a razão entre a energia de ligação coulombiana E_c e a energia da massa em repouso $E_\mu \equiv \mu c^2$

$$\frac{E_c}{E_\mu} \sim \frac{e^2/(4\pi\epsilon_0 R)}{\mu c^2} = \frac{(e/4\pi\epsilon_0)^2 (\mu/\hbar^2)}{\mu c^2} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right)^2$$

Usando $c^2 = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1}$ facilmente se mostra que o membro da direita é α^2 .

séries de potências em α . Por exemplo o momento magnético do electrão é $\mathbf{m} = g \mu_B \mathbf{s}$ em que \mathbf{s} é o spin, μ_B o magnetão de Bohr e $g=2+a_e$ é um factor adimensional. A Electrodinâmica Quântica prevê para a_e (parte anómala de \mathbf{m}), até quarta ordem em α ,

$$a_e^{\text{teoria}} = (\alpha/\pi) - 0.328 (\alpha/\pi)^2 + 1.1765 (\pm 13) (\alpha/\pi)^3 - 2.3 (\pm 3.6) (\alpha/\pi)^4 \quad (7)$$

(os números entre parêntesis indicam a incerteza nos dois últimos algarismos significativos dos coeficientes). Como $\alpha \sim 1/137$ a eq. (7) corresponde a uma previsão com cerca de oito algarismos significativos. O valor do momento magnético do electrão pode ser medido com muita precisão o que, comparando

com a eq. (7), dá o valor de α consistente com a Electrodinâmica Quântica. Daí que o conhecimento do valor de α de um modo independente constitua um teste extremamente rigoroso da validade desta teoria. Da medição do momento magnético do electrão obtém-se,

$$\alpha_{\text{EDQ}}^{-1} = 137.035\,993 \quad (10) \quad (0.073 \text{ ppm}).$$

O melhor valor obtido independentemente da Electrodinâmica Quântica envolve o efeito Josephson e dá

$$\alpha^{-1} = 137.035\,963 \quad (15) \quad (0.11 \text{ ppm}).$$

Do EHQ obtém-se (em 82)

$$\alpha_{\text{EHQ}}^{-1} = 137.035\,968 \quad (23) \quad (0.17 \text{ ppm}).$$

Ao leitor pode parecer um pouco pedante esta tentativa de verificação das previsões duma teoria até ao sétimo algarismo significativo. Note, no entanto, que a Electrodinâmica Quântica pretende ser uma teoria fundamental das interacções electromagnéticas. Qualquer limitação na justeza das suas previsões é, naturalmente, significativa. Para além disso estas medições de alta precisão permitem restringir os valores possíveis de parâmetros de outros tipos de interacções uma vez que, em princípio, podem dar origem a outras contribuições para a_e .

Electrões livres num campo magnético

Na base da explicação do EHQ está o comportamento de electrões num campo magnético forte. Começemos por considerar electrões livres embora, como iremos ver, a presença de um potencial devido a impurezas desempenhe um papel fundamental na teoria do EHQ.

O leitor certamente recordará que um electrão clássico em movimento no plano perpendicular a um campo magnético executa um movimento circular uniforme devido à força de Lorentz. Da equação de movimento

$$m v^2/R = e v B$$

facilmente se conclui que a frequência angular, $\omega = v/R$ depende apenas do valor do campo magnético sendo independente de v

$$\omega = \omega_c = e B/m \quad (8)$$

Existe um outro sistema, o oscilador harmónico, cujo movimento clássico tem apenas uma frequência. Em Mecânica Quântica estes sistemas são caracterizados por um conjunto de níveis igualmente espaçados. De facto os níveis de energia de um electrão num campo magnético a duas dimensões são discretos (níveis de Landau),

$$E_N = (N + 1/2) \hbar \omega_c \quad N = 0, 1, 2, \dots \quad (9)$$

Ao contrário dos níveis de energia do oscilador harmónico a uma dimensão, os níveis de Landau podem acomodar muitos electrões, isto é, têm uma degenerescência elevada. Concretamente o número de estados distintos em cada nível (sem contar com o spin) é

$$p = (1/2\pi) A/a_0^2 = (1/2\pi) (m\omega_c/\hbar) A \quad (10)$$

em que A é a área da amostra e $a_0 \equiv \sqrt{\hbar/m\omega_c}$ é um comprimento que corresponde ao tamanho característico das órbitas electrónicas no primeiro nível de Landau. Habitualmente o número de estados de uma partícula até uma energia E é proporcional ao tamanho do sistema desde que E não esteja muito próximo do estado fundamental. No caso presente os estados estão agrupados num número discreto de níveis que tem portanto uma degenerescência proporcional à área do sistema.

O resultado da eq. (10) sugere imediatamente uma explicação do EHQ (que como veremos não está correcta). Suponhamos (o que é verdade) que na presença de um campo eléctrico E_y os electrões se movem com velocidade (segundo x) $v_x = E_y/B$. Continua então a ser válida a eq. (2) para ρ_{xy} . Se o nível de Fermi se encontrar entre dois níveis de Landau haverá um número inteiro i de níveis de Landau integralmente preenchidos estando os restantes vazios. Neste caso o número de electrões por unidade de área, n é

$$n = ip/A = i m\omega_c/\hbar = i eB/h \quad (11)$$

A resistividade de Hall é então

$$-\rho_{xy} = B/(ne) = (1/i) (h/e^2) \quad (12)$$

Por outro lado é simples de compreender que $\rho_{xx} \approx 0$ quando E_F se encontra entre dois níveis de Landau. A potência dissipada por efeito Joule é proporcional à componente do campo eléctrico na direcção de deslocamento dos electrões. Como $E_x \approx \rho_{xx} j_x$; $\rho_{xx} = 0$ significa que não há dissipação. Efectivamente o sistema electrónico só pode dissipar energia se os electrões puderem fazer transições entre estados de modo a transferirem energia para outros graus de liberdade, por exemplo a rede cristalina. Mas no caso presente só existem estados livres uma energia $\hbar\omega_c$ superior à dos ocupados. Todos os estados com energia igual ou inferior à dos electrões que transportam a corrente estão ocupados. Não pode pois haver dissipação e $\rho_{xx} \approx 0$!

Há no entanto uma dificuldade grave com esta explicação. A quantificação de R_H ocorre num patamar que corresponde a uma variação finita de V_G , isto é, da concentração de electrões n . Quando um nível de Landau está cheio o electrão seguinte tem que ir para o nível de Landau acima. Assim uma variação infinitesimal de n (+1 electrão) faz saltar E_F para o interior do nível de Landau acima. Em suma, excepto para valores *pontuais* de V_G , E_F está sempre no interior de um nível de Landau, caso em que não só existe dissipação, como o número de electrões não é mais múltiplo inteiro da degenerescência de um nível de Landau e portanto R_H não toma os valores da eq. (4). Nunca observaríamos então os patamares. Esta explicação ignora os efeitos do potencial desordenado devido à presença de impurezas na interface do p-Si e do óxido. Note-se, no entanto, que esta discussão permite compreender que a quantificação de R_H em função de n (Fig. 5) ou B (Fig. 6) são essencialmente o mesmo fenómeno. Ao variar B variamos o número de estados dentro de cada nível de Landau (eq. (10)) e portanto a posição de E_F . Por vezes mede-se a densidade electrónica em termos de fracção de preenchimento $\nu = An/p$.

O primeiro nível de Landau integralmente preenchido, por exemplo, corresponde a $\nu=1$.

As impurezas e o aparecimento dos patamares

O potencial desordenado introduzido pelas impurezas tem dois efeitos importantes:

- i) Os diferentes estados de um nível de Landau deixam de ter exactamente a mesma energia. Assim, por exemplo, estados com maior densidade de probabilidade em zonas de energia potencial mais baixa verão a sua energia diminuída relativamente aos outros.
- ii) Os estados com energias mais afastadas da energia média de cada nível estão associados a regiões limitadas em que o potencial desordenado das impurezas toma valores extremos por flutuação estatística. São pois estados localizados em que a densidade de probabilidade de presença do electrão só é apreciável numa pequena região à volta de uma impureza ou grupo de impurezas. O espectro de energia do sistema apresenta então bandas de estados estendidos separados por bandas de estados localizados (Fig. 8).

Estes últimos não transportam corrente a baixas temperaturas já que um electrão para se propagar tem que saltar para um estado localizado vizinho ou para um estado estendido o que envolve uma energia de excitação finita. Apesar do espectro de estados localizados ser contínuo, estados de energia muito próxima encontram-se em geral afastados espacialmente. Se o nível de Fermi se encontrar numa banda de estados localizados não haverá dissipação. A corrente é transportada por estados estendidos que, de novo, estão separados de estados vazios por uma energia finita. Isso implica como antes que $\rho_{xx} \approx 0$, mas agora para uma variação finita da densidade electrónica, ou seja, enquanto é preenchida uma banda de estados localizados. O que não é de modo nenhum evidente é que, nestes patamares, se deva verificar a relação da eq. (4). O número

de estados estendidos que transportam a corrente não é mais um múltiplo inteiro da degenerescência de um nível de Landau. Alguns estados são agora localizados.

O problema é então explicar porque é que a corrente transportada por uma banda de

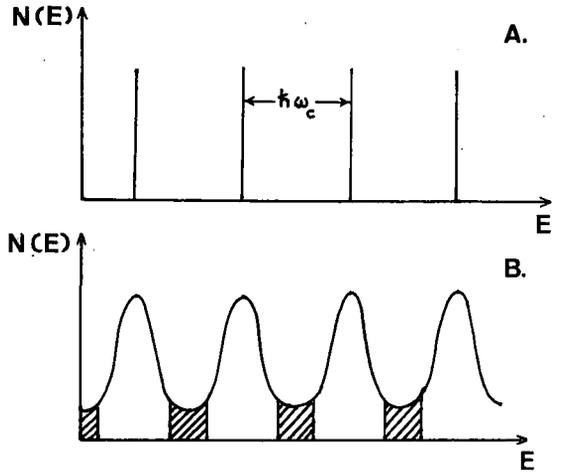


Fig. 8 — Densidade de estados em função da energia para um gás de electrões a duas dimensões num campo magnético; $N(E) \Delta E$ é o número de estados com energia ente E e $E + \Delta E$.

- (a) Caso puro — Só há estados para as energias dos níveis de Landau.
- (b) Caso impuro — As zonas sombreadas designam bandas de estados localizados que não contribuem para a condução de corrente.

estados estendidos é exactamente a mesma que seria transportada por um nível de Landau completo na ausência de desordem.

O argumento de Laughlin. Invariância padrão

Foi esta última questão que R. B. Laughlin da Universidade da Califórnia, Livermore, elucidou em 1981, através de um argumento extremamente elegante baseado no conceito de invariância padrão (referido no artigo de Jorge Dias de Deus no número anterior da Gazeta; ver também caixa na pág. seguinte).

O argumento de Laughlin toma a forma de uma experiência conceptual na melhor tradição de Einstein. Laughlin considera uma amostra em forma de fita cilíndrica (ver Fig. 9).

Supõe-se o nível de Fermi numa banda de estados localizados e uma corrente I a circular sem dissipação na amostra ao longo do eixo dos xx . O campo magnético é perpendicular

Invariância padrão em Electromagnetismo.

Em electrostática a um campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ está associado um potencial $V(\mathbf{r})$. A diferença de potencial entre dois pontos A e B é definida como

$$V_A - V_B = \int_A^B \mathbf{E} \cdot \Delta S \cos \theta$$

em que ΔS é um pequeno deslocamento num caminho entre A e B , $E \cos \theta$ é a componente do campo tangente a ΔS e o somatório é estendido a todos os segmentos que compõem o caminho de A a B . Matematicamente diz-se que \mathbf{E} é o simétrico do gradiente de V e escreve-se $\mathbf{E} = -\nabla V$. Note-se que se A e B coincidem, isto é, se o circuito for fechado, o somatório (integral de linha de \mathbf{E}) é necessariamente nulo.

De modo análogo, a um campo magnético $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ está associado um potencial vector $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ cuja relação com \mathbf{B} é de que o integral de linha de \mathbf{A} num circuito fechado é o fluxo de \mathbf{B} através de qualquer superfície limitada por esse circuito. É então claro que se fizermos a transformação

$$\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla \theta(\mathbf{r})$$

em que $\theta(\mathbf{r})$ é um potencial arbitrário o campo \mathbf{B} não se altera. O integral de linha de $\nabla \theta$ em qualquer circuito fechado é nulo. Em Mecânica Quântica o campo electromagnético é descrito por \mathbf{A} e V , não \mathbf{B} e \mathbf{E} directamente. Numa transformação

$$\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla \theta$$

as funções de onda também se alteram (e - carga do electrão)

$$\psi \rightarrow \psi e^{i(e/\hbar)\theta(\mathbf{r})}$$

embora todas as grandezas observáveis (energia, quantidade de movimento, etc.) se mantenham inalteradas. É esta transformação simultânea de \mathbf{A} e ψ que se designa por transformação padrão.

ao plano da amostra em todos os pontos. O problema é mostrar que a diferença de potencial entre as arestas laterais da amostra, V_H é dada pela eq. (4). O leitor poderá

argumentar que a geometria experimental do EHQ é diferente desta. No entanto é de esperar que no limite em que L , o perímetro da amostra na direcção xx , tende para infinito, esta geometria se torne equivalente à utilizada experimentalmente.

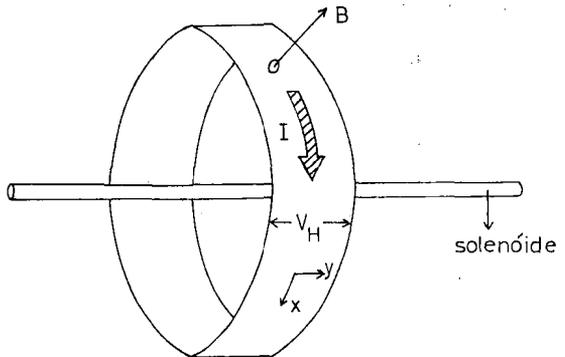


Fig. 9 — Geometria do argumento de Laughlin.

No eixo da amostra, Laughlin imagina um solenóide fino com um campo magnético no interior, que, note-se, é nulo na zona da amostra. A experiência conceptual consiste em variar o fluxo que atravessa o solenóide de modo suficientemente lento para não provocar transições entre os estados electrónicos na amostra, isto é, sem causar dissipação. Uma transformação deste tipo, em que os números de ocupação dos estados electrónicos não variam, enquanto estes se modificam por influência dos parâmetros externos, diz-se adiabática.

O campo magnético do solenóide (que não deve ser confundido com o campo magnético aplicado à amostra) pode ser descrito por um vector potencial dirigido ao longo dos xx , uniforme na amostra, de módulo

$$\mathbf{A} = \Phi/L \quad (13)$$

em que Φ é o fluxo através do solenóide. Uma variação do fluxo $\Delta\Phi$ corresponde a uma variação de \mathbf{A}

$$\Delta\mathbf{A} = \Delta\Phi/L \quad (14)$$

Para um estado localizado ao longo do eixo dos xx , isto é uma transformação padrão (ver caixa) correspondente a uma função $\theta(x) =$

$= \Delta A \cdot x$. Os estados localizados transformam-se assim como

$$\Psi_{\text{loc}}(x, y) \rightarrow \Psi_{\text{loc}}(x, y) e^{i(e/\hbar) \Delta A \cdot x} \quad (15)$$

A energia deste estados permanece inalterada.

No entanto para estados estendidos ao longo de xx a variação de A da eq. (14) não é uma transformação padrão. Com efeito num circuito fechado que contorne o solenóide o integral de linha do vector potencial é agora $\Phi + \Delta\Phi$. A transformação da eq. (15) não resulta porque as funções de onda tem necessariamente período L segundo x (x e $x + L$ indicam o mesmo ponto) e a exponencial em geral não! Os estados estendidos e as suas energias são pois afectados pelo aumento de fluxo no solenóide. Excepto quando ΔA é tal que a exponencial da eq. (15) tem período L , caso em que os estados estendidos são apenas multiplicados por um factor de fase, como os localizados. Facilmente se vê que essa condição se verifica se $\Delta\Phi$ for múltiplo inteiro de Φ_0 , o quantum de fluxo, dado por

$$\Phi_0 = h/e \quad (16)$$

Este resultado — os níveis de energia do sistema são exactamente os mesmos para valores de fluxo que difiram de um número inteiro de quanta de fluxo e os estados localizados não são afectados por qualquer variação de fluxo, é exacto e é uma consequência da invariância padrão.

Mas a variação de fluxo no solenóide induz uma força electromotriz, ϵ , na amostra. Como há uma corrente a circular, o trabalho realizado é

$$\Delta W = \epsilon I \Delta t = - \Delta\Phi / \Delta t I \Delta t = - I \Delta\Phi \quad (17)$$

em que Δt é o intervalo de tempo durante o qual varia o fluxo Φ . Mas para $\Delta\Phi = \Phi_0$ os estados do sistema são os mesmos e a sua ocupação não variou porque a transformação foi adiabática. Para onde foi pois o trabalho realizado?

A resposta é-nos sugerida pelo que acontece no caso puro. Pode-se mostrar exactamente que, neste caso, os estados de um dado nível

de Landau podem ser tomados como estendidos na direcção xx e localizados na direcção yy , em bandas de largura a_0 , cujos centros se distribuem entre as arestas laterais da amostra (ver Fig. 10). Numa transformação do tipo da

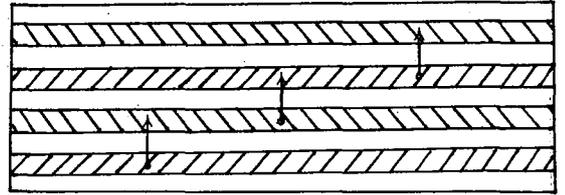


Fig. 10 — Estados de um nível de Landau no caso puro. No argumento de Laughlin quando o fluxo do solenóide varia os estados movem-se lateralmente e quando $\Delta\Phi = \Phi_0$ cada estado transforma-se no vizinho.

eq. (14) os estados movem-se lateralmente e para $\Delta\Phi = \Phi_0$ cada um transforma-se no vizinho. Como, em princípio, os estados de um dado nível de Landau estão todos cheios ou todos vazios na situação que consideramos, isso pareceria implicar que a energia não variaria. No entanto os estados cujos centros se encontram a uma distância inferior a a_0 das extremidades laterais da amostra são afectados pela fronteira e em consequência a sua energia é superior à dos estados no interior da amostra. Junto às arestas laterais da amostra existem pois estados dum nível de Landau, em princípio preenchido, cuja energia está acima do nível de Fermi e que portanto estão vazios. Quando cada estado se transforma no vizinho há um estado vazio que «entra» na amostra (desce abaixo de E_F) e outro, cheio, que «sai» pelo outro lado. O resultado final é a transferência de um electrão de uma extremidade à outra (na direcção yy). Se existir uma diferença de potencial V_H o trabalho realizado é $-ieV_H$ em que i é o número de níveis de Landau preenchidos. Por conservação de energia

$$ieV_H = I\Phi_0 \quad (18)$$

ou seja

$$V_H / I = \Phi_0 / (ie) = (1/i) (h/e^2) \quad ! \quad (4)$$

Precisamente o resultado pretendido.

Laughlin argumenta que no caso impuro só pode suceder algo de semelhante, isto é, a transferência de um certo número de electrões de um lado ao outro da amostra. Se tivermos em conta que:

- i) Os níveis de energia são os mesmos no fim da transformação;
- ii) Não há transições entre estados;
- iii) Os estados localizados permanecem inalterados em toda a transformação;
- iv) Os estados estendidos não podem atravessar a banda de estados localizados (a energia absorvida não dependerá de I nesse caso);

vemos então que a única maneira consistente de a amostra absorver a energia $I\Phi_0$ é transferir i electrões de um lado ao outro da amostra de modo que a eq. (18) se verifique e que, portanto, a resistência de Hall esteja quantificada do modo descrito pela eq. (4). Note-se que no caso impuro i pode ser qualquer inteiro. O argumento de Laughlin sugere fortemente que V_H/I só pode tomar valores na forma da eq. (4) sem no entanto especificar i . A exactidão da quantificação de R_H resulta no fundo da quantificação da carga do electrão. Assim se explica a sua insensibilidade aos factores que habitualmente afectam uma resistência.

Conclusões

Um dos não menos notáveis aspectos do EHQ é o de não ter sido descoberto há mais tempo. Como espero tenha transparecido das páginas anteriores, os ingredientes essenciais da sua compreensão — níveis de Landau, localização e desordem, invariância padrão — são relativamente bem conhecidos dos físicos embora haja ainda muitas questões por esclarecer. No entanto a maneira como estes diversos aspectos «conspiraram» para produzir este efeito notável escapou totalmente aos físicos teóricos. Para quem faz Física da Matéria Condensada, cujos princípios e leis fundamentais são os da Mecânica Quântica, já correctamente enunciados em 1930, é particularmente

grato que uma descoberta deste tipo possa ainda ser feita 50 anos depois. Mas as surpresas não tinham terminado com os trabalhos de Von Klitzing ou Laughlin. Em 1982 um grupo dos Laboratórios Bell, D. C. Tsui, H. L. Stormer e A. C. Gossard descobriu uma extensão de certo modo ainda mais notável que o efeito original. Na Fig. 11 reproduzem-se

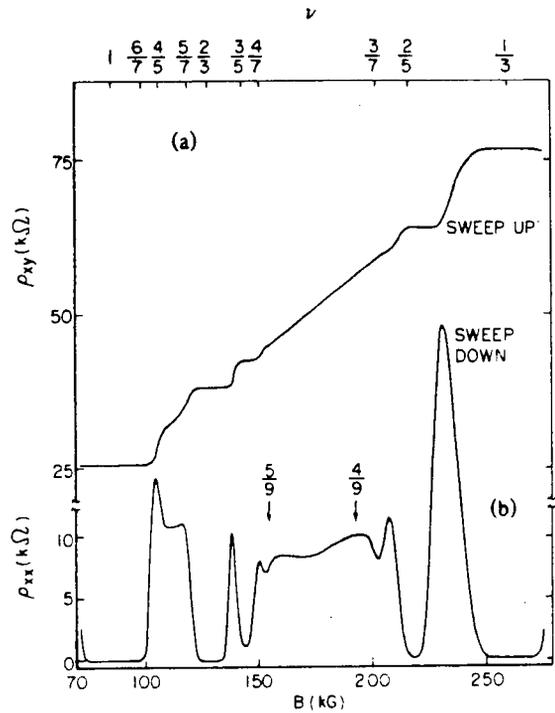


Fig. 11 — O Efeito Hall Quantificado Fraccionário. As fracções no topo indicam a fracção de preenchimento do primeiro nível de Landau para os diversos campos magnéticos. Os patamares ocorrem junto a valores do campo para as quais ν é racional e correspondem a valores de $\rho_{xy} = h/(\nu e^2)$.

(De A. M. Chang, P. Berglund, D. C. Tsui, H. L. Stormer, J. C. M. Hwang; Physical Review Letters **53**, 997 (84)).

resultados posteriores que melhor ilustram esta nova descoberta. Esta figura é semelhante à Fig. 6 mas de certo modo começa onde a outra acaba. O patamar da direita da Fig. 6 corresponde a $i = 2$ na eq. (4) e o mais à esquerda na Fig. 11 corresponde a $i = 1$. Os patamares seguintes nesta figura correspondem portanto a valores de i inferiores a 1, precisamente os valores fraccionários indicados no topo! Este Efeito Hall Quantificado Fraccionário ocorre

quando a fracção de preenchimento do primeiro nível de Landau tem um valor próximo de um valor racional ($1/3$, $2/5$, ...). A explicação deste efeito envolve as interacções coulombianas entre os electrões. Grandes progressos foram já feitos na sua compreensão, com Laughlin em destaque, novamente. Mas isso é outra história.

BIBLIOGRAFIA

- M. E. CAGE, S. M. GIRVIN — *Comments on Solid State Physics* **11**, 1 (1983) e **11**, 47 (1983).
K. VON KLITZING, G. DORDA, M. PEPPER — *Physical Review Letters* **45**, 494 (1980).
D. C. TSUI, H. L. STOMER, A. G. GOSSARD — *Physical Review Letters* **48**, 1559 (1982).
R. B. LAUGHLIN — *Physical Review* **B23** 5632 (1981).
B. I. HALPERIN — *Physical Review* **B25** 2185 (1982).

Alguns artigos mais recentes podem ser encontrados em «*Proceedings of the 17th International Conference on Low Temperature Physics LT-17, part III, Karlsruhe 1984*». *Physica* **126 B+C** n.ºs 1-3.

Material Research Society

A «*Materials Research Society*», da Europa vai organizar em Estrasburgo, de 17 a 20 de Junho de 1986, a sua Conferência Anual com os seguintes Simpósios:

- *Advanced Materials for Telecommunications.*
- *State of the art of computer simulation of casting and solidification processes.*
- *Dielectric Layers in Semiconductors: «Novel Technologies and Devices».*

Em 1986 terá lugar também a primeira Escola de Verão sobre o tema «*Current problems on semiconductor surfaces and interfaces*», que reunirá especialistas das universidades e da indústria.

Informações e inscrições:

P. Siffert, MRS EUROPE 86, 67037 Strasbourg Cedex, France.

II SIMPÓSIO IBÉRICO DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA

Sevilha, 2 a 4 de Abril de 1986

Decorreu no mês de Fevereiro o envio de comunicações, inscrições e reserva de alojamento para este Simpósio.

Por solicitação de participantes inscritos, a Divisão de Física da Matéria Condensada da SPF está em condições de organizar um meio de transporte colectivo a Sevilha, desde que o número de inscrições exceda 40. A viagem seria em auto-pulman, com partida do Porto na manhã de 3.ª-feira, 1 de Abril, e paragens em Aveiro, Coimbra e Vila Franca de Xira, para entrada de participantes (e acompanhantes) inscritos na viagem. Chegada a Sevilha no mesmo dia. Regresso no Sábado, 5 de Abril, com paragens nos mesmos locais, e chegada ao Porto no mesmo dia.

O preço da deslocação oscilará entre 3.900\$00 e 5.000\$00, ida-e-volta, dependendo do número de inscrições (entre 40 e 50). Os lugares serão reservados pela ordem de inscrição. Para o efeito foram já distribuídas fichas-inquérito, com o pedido de confirmação até 15 de Fevereiro. Os potenciais interessados poderão dirigir-se por escrito a: João Bessa Sousa, Laboratório de Física, Faculdade de Ciências do Porto, 4000 Porto.

Aos que ainda o não fizeram, a Comissão Organizadora chama a atenção para a necessidade de confirmação urgente das reservas de alojamento, dadas as previsíveis dificuldades em Sevilha no período da Páscoa.

Casos de manifestas dificuldades financeiras, especialmente de jovens investigadores inscritos no Simpósio, poderão ser expostos por escrito à Comissão Organizadora em Sevilha que, na medida das suas disponibilidades, procurará atender situações de maior carência.

O Forno Solar na Escola Secundária

ANTÓNIO GAMA e ARTUR MARQUES DA COSTA

Colégio Militar, Largo da Luz, 1699 Lisboa Codex

A actividade aqui descrita, de projecto e construção de um forno solar com fins didácticos, foi desenvolvida por alunos do ensino secundário, da área vocacional de Mecanotecnica, integrada num projecto interdisciplinar. Faz parte dum trabalho mais vasto para despertar o interesse dos alunos pelas energias renováveis. Houve a preocupação de usar tecnologias acessíveis aos jovens alunos e de execução relativamente fácil em escolas com salas de aula minimamente preparadas para trabalhos officinais ou outras disciplinas da área vocacional. O trabalho pode também, eventualmente, ser realizado por alunos que se organizem em actividades circum-escolares, como Clubes de Ciência, Associações de Estudantes, etc.

Forno solar

A construção dum forno solar, o primeiro trabalho realizado pelos nossos alunos, reveste-se de características muito motivadoras, já que os seus efeitos e aplicações se constatarem de imediato. É curioso ver o entusiasmo dos alunos, num dia soalheiro, a assarem as peças de fruta num forno construído por eles, numa forma tão económica.

O forno, bastante elementar, consta essencialmente dum espaço limitado por paredes de material isolante (com um revestimento interior negro baço) e por uma porta em vidro duplo que provoca o efeito «de estufa», no qual se baseia o funcionamento do forno.

Efectivamente, a superfície de vidro, orientada para o sol, é uma autêntica «ratoeira» da radiação solar [1]. Quando entramos dentro

de um carro, que esteve exposto ao sol durante algum tempo, o que sentimos? Estas duas situações são idênticas do ponto de vista físico e são a constatação do referido «efeito de estufa».

Como a área de vidro não é muito grande e queremos aumentar a «captação» de radiação, servimo-nos dum reflector plano colocado na parte superior do forno, com uma orientação regulável, que pode também funcionar (quando se desejar) como tampa do forno. Poderíamos ainda aumentar a área de captação (e portanto o efeito térmico) com superfícies reflectoras laterais ou outras, convenientemente orientadas.

No interior do forno, cuja temperatura é lida num termómetro, observam-se valores máximos muito vizinhos dos 80-90°C. A observação e registo da temperatura permite que os alunos realizem gráficos, por exemplo, do tipo temperatura-tempo (hora do dia) ou temperatura-tempo (até à obtenção da temperatura máxima). A partir da análise destes gráficos os alunos poderão fazer cálculos energéticos simples e familiarizar-se com noções básicas sobre a utilização da energia solar [2-4].

Construção de um forno solar

Apresentamos, na Fig. 1, detalhes esquemáticos do forno, com a indicação da natureza dos materiais utilizados na sua construção, e algumas dimensões. Evidentemente que não se pretende que em projectos futuros os alunos fiquem vinculados a estes dados. Podem e até devem alterar a forma e a natureza dos materiais, de modo a concretizar as suas ideias.

A Fig. 2 dá-nos os detalhes para a construção e funcionamento da tampa reflectora. As dobradiças da porta (caixilho), assim como as da tampa (reflector), estão aparafusadas a uma peça rígida de madeira (6, Fig. 1b).

A tampa do forno, feita de aparite e material isolante coberto por papel de alumínio (reflector), tem uma superfície capaz de orientar a radiação solar para o interior do forno.

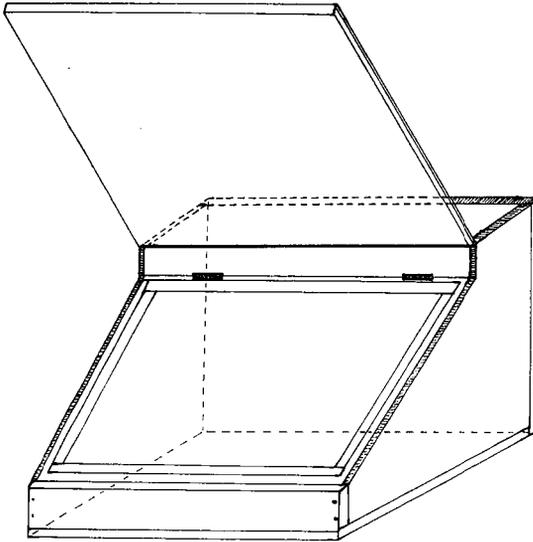


Fig. 1-a

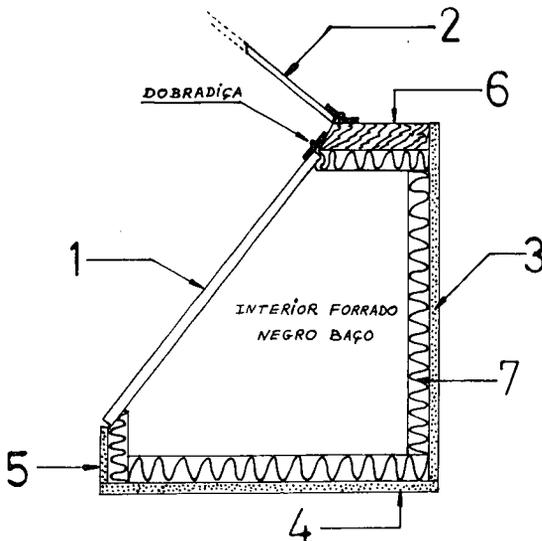


Fig. 1-b: 1 — Caixilho de vidro duplo; 2 — tampa com reflector (cf. fig. 2); 3, 4, 5 — peças em aglomerado de madeira (aparite 10 mm); 6 — peça em madeira de pinho; 7 — isolamento em cortiça ou esferovite (espessura 40 mm).

A sua orientação (variação do ângulo) é feita por intermédio dum esticador, conforme se indica na Fig. 2. Esta tampa tem também a particularidade de poder manter o forno quente, desde que seja fechada correctamente.

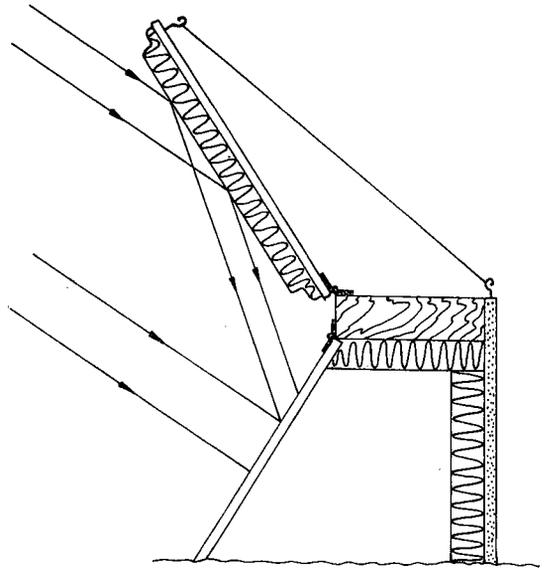


Fig. 2

Algumas questões para os alunos

1. Calcular o volume V do interior do forno construído, considerando a seguinte forma aproximada:

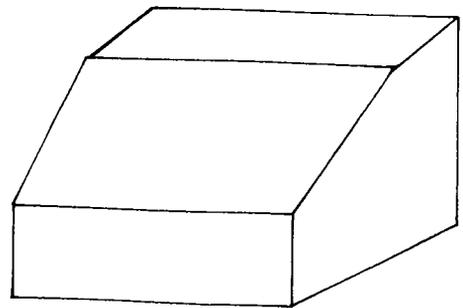


Fig. 3

2. Depois de ter exposto o forno ao sol, constatou-se que houve um aumento de temperatura ($\Delta\theta = \theta_f - \theta_i$; θ_i , θ_f são as temperaturas inicial e final do forno, respectivamente).

- a) Calcule a energia ΔE (em calorias) correspondente ao aquecimento do ar contido no forno:

$$\Delta E = mc \Delta\theta, \quad m = V\rho_i,$$

em que ρ_i é a massa volúmica do ar à temperatura θ_i e à pressão normal (consultar o gráfico da Fig. 4) ⁽¹⁾ e c é o valor médio (no intervalo θ_i a θ_f) do calor específico mássico (ou capacidade calorífica específica do ar); este valor é, com suficiente exactidão, $c = 0,17 \text{ cal g}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ⁽²⁾.

- b) Expressar o resultado calculado em a), em Joule, unidade de energia do SI (1 cal = 4,18 J).

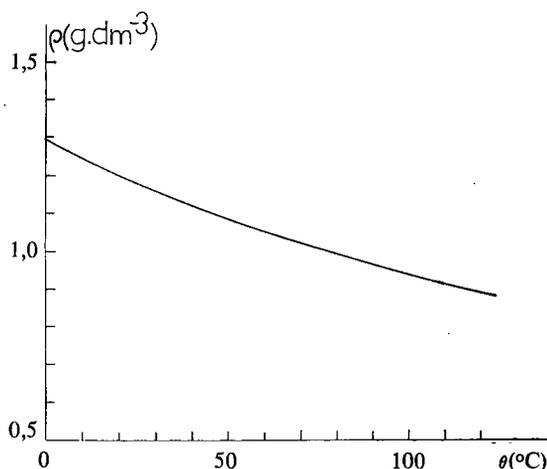


Fig. 4

3. Verificar que o resultado do problema anterior, $V\rho c \Delta\theta$, se exprime efectivamente numa unidade de energia.
4. a) Expor o forno ao sol, e de 5 em 5 min. ler e registar as temperaturas, durante uma hora. Construir, a partir destes valores, um gráfico temperatura-tempo.
- b) Calcular a potência média (expressa em Watt) recebida pelo ar do forno no intervalo de tempo considerado ($P = \Delta E/\Delta t$).
5. Suponhamos que a Escola dispõe de 2 fornos semelhantes.
- a) Construir um gráfico que mostre como varia a temperatura de um dos fornos,

no intervalo de tempo das 9h às 18h, mantendo-o *fixo*, por exemplo orientado para sul.

- b) Simultaneamente, proceder de modo análogo e construir outro gráfico para o segundo forno, tendo contudo o cuidado de o orientar de hora a hora, para que os raios solares tenham, para este segundo forno, uma incidência tão próxima quanto possível da incidência ortogonal ao seu vidro ⁽³⁾.
- c) Comparar e analisar os resultados obtidos nos dois gráficos.
6. Supondo que um consumidor paga por kWh 7\$00, calcular o que poupa quando utiliza o forno durante 3 horas. Utilizar o valor da potência média calculada em 4b).
7. A energia calculada em 2 pode levar uma dada massa de água da temperatura de 20°C até à temperatura de ebulição (100°C), à pressão normal. Qual é o valor dessa massa? (a capacidade calorífica específica c da água é $1,0 \text{ cal g}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$).
8. Estando a energia radiante do Sol a atravessar continuamente o caixilho de vidro duplo, por que razão não aumenta indefinidamente a temperatura no interior do forno?

BIBLIOGRAFIA

- [1] E. MALDONADO, *Gaz. Fis.*, **8**, 99 (Julho 1985).
- [2] J. BARLING, *Solar Fun Book*, Coles Pub. Co. Ltd., Toronto (1979).
- [3] B. LAZARDEUR, *A Face Oculta do Sol*, Via Editora, Lisboa (s/d).
- [4] *Energie Solaire Pratique*, no. hors-serie de Le Pont, Editions de la Lanterne, Lue (Novembro 1977).

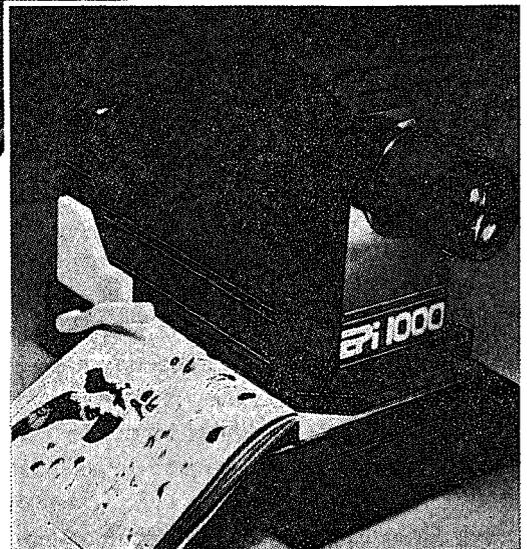
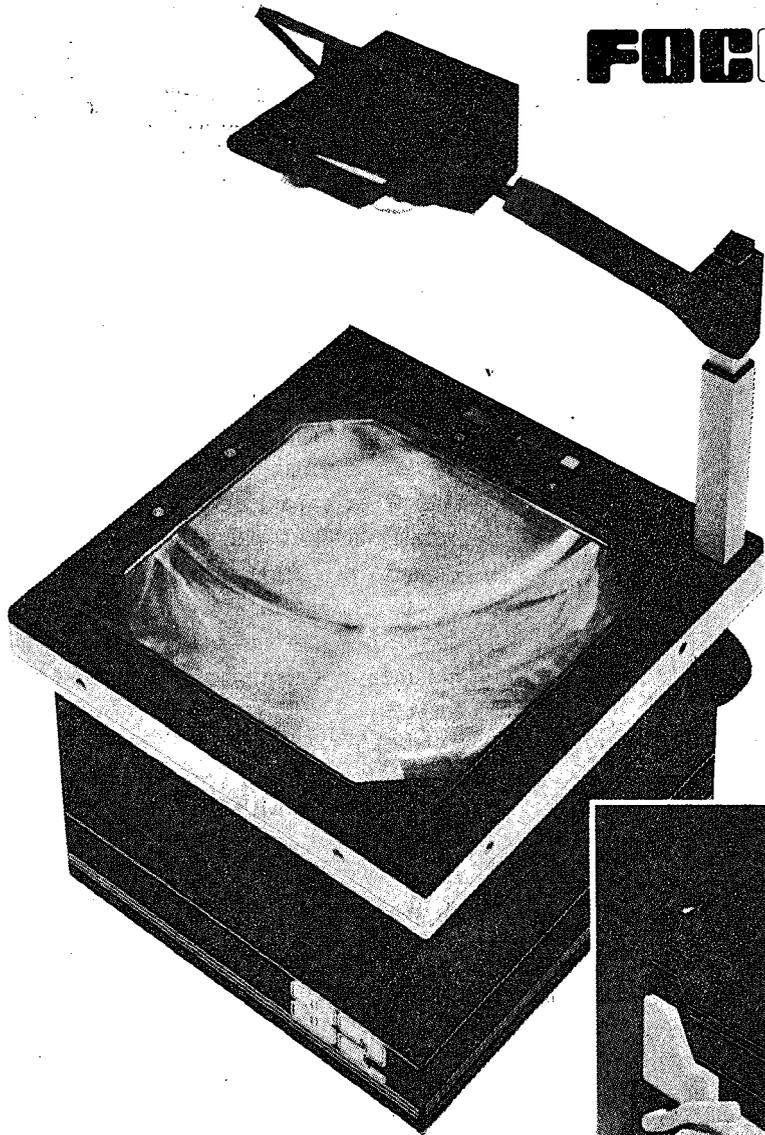
⁽¹⁾ Admite-se que a pressão exterior (igual à pressão *inicial* no interior do forno, suposto estanque) é a pressão normal; a correcção necessária quando a pressão não for a normal é, em geral, insignificante.

⁽²⁾ Trata-se do calor específico a volume constante.

⁽³⁾ A incidência ortogonal só poderá ser conseguida se, para além da orientação azimutal, for possível rodar o forno em torno de um eixo horizontal.

AUDIOVISUAIS

FOCLUMEN



MOBILIÁRIO E EQUIPAMENTO PARA ESCOLAS, SARL

Est. da Circunvalação / Portela da Ajuda
1495 Lisboa
Telef. 218 70 62
Telex 18682 Focesc P Portugal

EPI 1000

OLIMPIADAS DE FÍSICA

Como foi oportunamente divulgado, a etapa nacional das Olimpíadas 85/86 decorrerá em Braga, por ocasião da 5.ª Conferência Nacional de Física (30 Setembro - 3 Outubro 1986); o respectivo regulamento está publicado na Gaz. Fís. 8, 111 (Janeiro 1985) e as equipas seleccionadas serão oportunamente contactadas.

A experiência adquirida em 1985 levou a introduzir algumas modificações no regulamento, com efeito já para as Olimpíadas-86.

O novo regulamento é o seguinte:

I — OBJECTIVO

As Olimpíadas de Física pretendem incentivar e desenvolver o gosto pela Física nos alunos do Ensino Secundário. Como consequência dessa realização antevêm-se frutuosa contactos entre professores de Física das várias escolas secundárias.

II — TIPO DE PROVAS E ETAPAS

1. Para os alunos do 9.º ou do 11.º ano:
 - 1.1 Uma prova teórico-experimental *obrigatória*.
 - 1.2 Uma prova que conste da apresentação de um trabalho, versando um tema de

Física. O trabalho terá que ser original. Esta prova tem carácter *facultativo*.

2. O trabalho original versando um tema de Física deverá incluir-se num dos três tipos seguintes:

- a) Elaboração de programa de computador;
- b) Apresentação de dispositivo experimental;
- c) Outro (trabalho escrito, trabalho audiovisual, peça teatral, painel, etc.).

As provas realizam-se em 3 etapas, de acordo com o quadro.

III — CONSTITUIÇÃO E FORMA DE PARTICIPAÇÃO DAS EQUIPAS

- 3.1 As equipas participantes serão constituídas por três elementos.
- 3.2 Na etapa local cada escola participante seleccionará uma equipa do 9.º ano e uma equipa do 11.º ano (ou só uma equipa de um desses anos).
- 3.3 A escolha das equipas para a prova regional faz-se através de provas locais e é da inteira responsabilidade da escola secundária participante.

Etapas	Local	Regional	Nacional
Local de Realização	Escolas Secundárias participantes	Porto Lisboa Coimbra Em escola a indicar	Coimbra
Data	Concluídas até 30 de Abril	2.ª Quinzena de Maio	Dezembro 1986
Responsabilidade da Deslocação e Estadia	Escolas Secundárias participantes	Escolas Secundárias participantes	Sociedade Portuguesa de Física
Planeamento e Orientação	Escola Secundária participante	Delegação Regional respectiva da Sociedade Portuguesa de Física	Sociedade Portuguesa de Física

- 3.4 Concorrerão à prova regional a(s) equipa(s) seleccionada(s).
- 3.5 Cada equipa pode vir acompanhada de um Professor, tanto à prova regional como à nacional.
- 3.6 Na etapa regional cada Delegação Regional da SPF seleccionará a equipa do 9.º ano e a do 11.º ano, que tiverem prestado as melhores provas teórico-experimentais. Estas provas são planeadas e orientadas pela própria Delegação.
- 3.7 De entre todos os trabalhos originais de cada tipo atrás referido [a), b) e c)], apresentados por equipas do 9.º ou do 11.º ano (sem distinção), serão seleccionados os melhores.
- 3.8 Na etapa nacional participarão:
 - (i) as equipas do 9.º ano e as do 11.º ano, seleccionadas nas provas teórico-experimentais (obrigatórias) da etapa regional;
 - (ii) as equipas das diferentes Delegações, seleccionadas para cada tipo de trabalho original.
- 3.9 Na etapa nacional, a SPF apurará:
 - (i) as equipas vencedoras (9.º e 11.º ano) de entre as mencionadas em 3.8 (i), mediante a realização de provas teórico-experimentais, planeadas e orientadas pelo Conselho Directivo da SPF;
 - (ii) as equipas vencedoras, de entre as indicadas em 3.8 (ii).

O apuramento correspondente a (ii) será feito *sem* deslocação das equipas participantes salvo as que concorrem com trabalhos de *um* tipo, variável de ano para ano (*).

IV — INSCRIÇÕES

- 4.1 Até 28 de Fevereiro, cada Escola deve indicar para a respectiva Delegação Regional da SPF se tenciona concorrer com duas equipas (uma do 9.º ano, outra do 11.º ano) ou só com uma equipa (do 9.º ou do 11.º ano).

- 4.2 Até 30 de Abril, as Escolas Secundárias concorrentes devem informar a respectiva Delegação Regional sobre a constituição da(s) equipa(s) seleccionada(s) e a natureza dos «trabalhos originais» que tencionem apresentar.

V — PRÉMIOS

- 5.1 Todos os alunos presentes na prova regional recebem um prémio de presença.
- 5.2 Cada membro das equipas vencedoras da etapa regional das provas teórico-experimentais do 9.º e do 11.º anos:
 - a) recebe um prémio;
 - b) tem a possibilidade de participar na prova nacional, com deslocação e alojamento a cargo da SPF.
- 5.3 Cada membro das equipas vencedoras das provas facultativas (trabalho original):
 - a) recebe uma menção honrosa, se o nível do trabalho for considerado adequado a tal distinção;
 - b) tem a possibilidade de participar na prova nacional.

Essa participação não implicará, *em geral*, a deslocação das equipas (cf. 3.9 (ii)); mas, quando tenha lugar, deslocação e alojamento serão a cargo da SPF.

- 5.4 A SPF atribuirá prémios às Escolas das equipas que, na prova regional, recebam menção honrosa.

VI — CLASSIFICAÇÃO DAS PROVAS

Nas etapas regional e nacional, as provas serão classificadas por júris constituídos por três ou mais professores designados pela SPF.

VII — PONTOS OMISSOS

Qualquer questão resultante de omissões ou dúvidas de interpretação do presente regulamento será resolvida pela Organização, após consulta aos participantes, sempre que possível.

(*) Em 1986 programa de computador; em 1987 dispositivo experimental.

Publicações da SPF

A Sociedade Portuguesa de Física (Secretariado e/ou Delegações) possui um número apreciável de exemplares de trabalhos impressos, dactilografados ou manuscritos que pode vender aos seus sócios (e, eventualmente, a outras pessoas interessadas). A correspondente lista é a seguinte:

1. Portugaliae Physica

Fundada em 1943. Constitui, desde 1979, a revista da SPF dedicada à publicação (inglês ou francês) de trabalhos originais de índole teórica, experimental ou aplicada. Publicados 16 volumes de 4 fascículos (por vezes combinados em fascículos duplos ou até quádruplos); número de páginas por volume ~ 250. Preço por volume (sócios) 1000 escudos (alguns fascículos poderão ter de ser fornecidos sob a forma de fotocópia).

2. Gazeta de Física

Fundada em 1946. Publicados 8 volumes: vol. **1**, 9 fascículos (Outubro 46 - Outubro 48); vol. **2**, 10 fascículos (Outubro 49 - Abril 53); vol. **3**, 9 fascículos (Abril 54 - Julho 60); vol. **4**, 7 fascículos (Abril 62 - Abril 64); vol. **5**, 9 fascículos (Julho 70 - Abril 74); vol. **6**, 4 fascículos (Fevereiro 78 - Dezembro 79); vol. **7**, 4 fascículos (Janeiro 80 - Outubro 84); vol. **8**, 4 fascículos (1985). Preços (sócios): fascículo isolado 200 Escudos (vols. 1 a 5)/100 Escudos (vols. 6, 7, 8); volume completo 1.500 Escudos (vols. 1-5)/1.000 Escudos (vols. 6, 7)/500 Escudos (vol. 8). Alguns fascículos poderão ter de ser fornecidos sob a forma de fotocópia.

3. Conferências Nacionais de Física (FÍSICA 78, 80, 82, 84)

- (1) Resumos das comunicações 500 Escudos (cada «livro»).
- (2) Textos de conferências e comunicações (FÍSICA 84) 1.500 Escudos.
- (3) Envelopes (selados) com carimbo do primeiro dia (FÍSICA 84) 20 Escudos.

- (4) Medalhas: 600 Escudos (cada); colecção das 4 medalhas 4.000 Escudos.

4. I Simpósio Ibérico de Física da Matéria Condensada (Lisboa, Setembro 83)

- (1) Resumos das comunicações 500 Escudos.
- (2) Textos das comunicações 1.000 Escudos.

5. Publicações de carácter didáctico

- (1) Gazeta de Física—Colectânea de artigos de interesse para o ensino secundário (reimpressão de artigos do vol. **5**, por ocasião de um Encontro Regional sobre Equipamento Didáctico, Lisboa 1977) 100 páginas, 300 Escudos.
- (2) Gazeta de Física—Colectânea de comunicações apresentadas em Laser-Portugal, 25 Anos Depois (Porto, Dezembro 1985) 72 páginas, 300 Escudos.
- (3) Lições do curso de actualização de professores dos ensinos secundário e básico (Coimbra 1977), incluindo: Vibrações e Ondas (L. Alte da Veiga), Investigação da Estrutura da Matéria Condensada (M. José Almeida, M. Margarida Costa), Questões de Termometria (C. Sá Furtado), Noções de Electrónica (C. N. Conde), Visão Unificada da Matéria (J. N. Urbano). 101 páginas dactilografadas, 270 Escudos.
- (4) Lições do curso de actualização de professores (Coimbra 1981), incluindo: Circuitos de corrente contínua; Circuitos de corrente alterna; Circuitos com díodo; Circuitos com transistores, Osciladores; Álgebra de Boole, Electrónica Digital, DACs e CADs; Algumas noções sobre válvulas (L. F. Requicha Ferreira). 66 páginas dactilografadas, 180 Escudos.
- (5) Lições para o Curso Complementar: «Estrutura Atómica» (J. N. Urbano, Coimbra). 30 páginas dactilografadas, 110 Escudos.
- (6) Acção n.º 7 no Âmbito da Formação Contínua de Professores (Coimbra). Tema «Campo Electromagnético» (M. Salete Leite). 34 páginas manuscritas, 120 Escudos.

- (7) Acção n.º 5 no Âmbito da Formação Contínua de Professores (Coimbra). Tema «Termodinâmica—O conceito de entropia» (J. N. Urbano). 25 páginas dactilografadas, 100 Escudos.
- (8) Análise Crítica do Plano Energético Nacional (Coimbra 1983). (A. Traça Almeida, J. Namorado Clímaco, A. Gomes Martins). 39 páginas dactilografadas, 130 Escudos.
- (9) Curso de Termodinâmica (C. Fiolhais, Coimbra 1984). 140 páginas dactilografadas, 330 Escudos.
- (10) Estática, Cinemática e Dinâmica dos Sólidos (J. Bessa Sousa, Porto 1984). 39 páginas manuscritas, 150 Escudos.
- (11) Aplicações da Matemática à Física e Ciências Afins (J. M. M. Moreira, Porto 1983). 46 páginas manuscritas, 150 Escudos.
- (12) Electromagnetismo; Alguns Tópicos (J. M. M. Moreira, Porto 1982). 42 páginas manuscritas, 150 Escudos.
- (13) Importância do Conceito de Campo em Física: Campo Eléctrico, Campo Gravitico, Conceito Geral de Campo, Aplicações (Campos na Matéria; Biomagnetismo e Bio-electricidade) (J. Bessa Sousa e J. M. M. Moreira, Porto 1983). 60 páginas manuscritas, 200 Escudos.
- (14) Física da Matéria. O Átomo numa perspectiva física. Núcleos, Átomos e o Universo. Sólidos, Líquidos e Gases (J. Bessa Sousa, Porto 82/83). 43 páginas manuscritas, 200 Escudos.
- (15) Ondas e Vibrações (E. J. S. Lage, Porto 1981). 73 páginas dactilografadas, 300 Escudos.
- (16) O osciloscópio (M. de Barros, Porto). 4 páginas dactilografadas, 20 Escudos.
- (17) Os pêndulos gravítico e elástico simples (J. Bessa Sousa, Porto 1981). 10 páginas manuscritas, 40 Escudos.
- (18) O Ensino da Electrostatica no 8.º ano de escolaridade (C. Strecht, Porto 1983). 12 páginas manuscritas, 40 Escudos.
- (19) Albert Einstein 1879-1955, catálogo de uma exposição (Porto 1979). 30 páginas impressas, incluindo reprodução (a cores) de um quadro de Abel Salazar. 100 Escudos.
- (20) O Universo Relativístico (conferências de A. L. Videira, Porto 1985). 119 páginas dactilografadas (texto preparado em 1981 para séries de conferências em S. Paulo e Rio de Janeiro), 360 Escudos.
- (21) Base de discussão para um Projecto de Programa de Física para os 7.º, 8.º e 9.º Anos de Escolaridade (Lisboa, 1977). 19 páginas dactilografadas, 50 Escudos.

Quando justificado, serão cobrados portes de correio. Por outro lado, os preços para não-sócios tem, em vários casos, aumentos da ordem de 50 %.

O Conselho Directivo da SPF reserva-se, naturalmente, o direito de rever preços, sempre que necessário.

QUOTAS SPF

Se tem as suas quotas em atraso... este fascículo da Gazeta pode bem ser o último que lhe enviamos!

Contacte urgentemente a sua Delegação. Para não perder direitos... pague as suas quotas (ainda 600 Esc. por ano; estudantes 300 Esc.).

1. Delegação Regional de Lisboa

1.1 Anúncio de Colóquios

- A Delegação Regional de Lisboa vai organizar em 1986 vários colóquios que oportunamente serão anunciados mediante cartaz. Os colóquios terão lugar na sede da Sociedade Portuguesa de Física, Avenida da República, 37-4.º. O primeiro desses colóquios terá lugar no dia 3 de Março às 21 horas e versará o tema:

— «*A Investigação em Física na Área de Lisboa: Prioridades e Organização*».

Participarão neste colóquio os presidentes dos departamentos de Física das Universidades e Institutos da área de Lisboa. O colóquio será moderado pelo Doutor Augusto Barroso, coordenador da Divisão de Física Nuclear e Partículas da SPF.

- Foram sugeridos os seguintes temas para outros colóquios:

— *A Entrada para o CERN e a Física Portuguesa um ano depois.*

Data previsível — Novembro de 1986.

— *A Física e os contratos de investigação do Ministério da Indústria um ano depois.*

Data previsível — Outubro de 1986.

— *Os «Curricula» de Física das Licenciaturas do ramo educacional.*

Data previsível — Setembro de 1986.

1.2 Situação do pagamento de quotas em Novembro 1985

			%
Sócios com as quotas pagas até 1986	4	0,4
Sócios com as quotas pagas até 1984 ou 85	606	63,7	
Sócios com as quotas pagas até 1981/82/83	132	13,9	
Sócios com as quotas pagas até 1978/79/80	76	8,0	
Sócios com as quotas pagas até 1976/77	... 65	6,8	
Sócios com morada desconhecida 25	2,6	
Sócios que desistiram 15	1,6	
Sócios que faleceram 2	0,2	
Sócios com a situação indefinida 36	3,8	

O número total de Sócios nos registos do computador é de 952.

Na mesma altura do ano de 1984 a situação era a seguinte:

Sócios com as quotas pagas até 1985	8
Sócios com as quotas pagas até 1984	370
Sócios com as quotas pagas até 1981/82/83	224
Sócios com as quotas pagas até 1978/79/80	90
Sócios com as quotas pagas até 1976/77	76

A Direcção da Delegação regista com prazer a receptividade dos sócios ao esforço de actualização desenvolvido em 1985, e espera poder implementar em 1986 um sistema de actualização contínua, logo que a Sociedade disponha de um microprocessador apropriado.

1.3 Curso sobre Aquisição e Tratamento de dados em Experiências Laboratoriais

Na sequência dos dois cursos de reciclagem que a Delegação Regional de Lisboa organizou em 1985 sobre *Microprocessadores no Ensino*, esta Delegação organizará, em Setembro ou Outubro de 1986, um curso, para um número limitado de participantes, sobre *Aquisição e Tratamento de dados em pequenas Experiências de Laboratório utilizando microprocessadores*. O Curso será orientado pelos Profs. António Moreira Gonçalves e António de Almeida Melo. As pessoas interessadas deverão dirigir uma carta à Delegação Regional de Lisboa solicitando inscrição.

2. Delegação Regional do Porto

Situação do pagamento de quotas em Janeiro 1986 Evolução nos últimos 4 anos

			%
a) Número de sócios inscritos até 21/1/86	471		
b) Sócios inscritos até Dezembro de 1982	346		
Sócios com quotas pagas até Dez. 82	125	36,1	
c) Sócios inscritos até Dezembro de 1983	369		
Sócios com quotas pagas até Dez. 83	207	56,1	
d) Sócios inscritos até Dezembro de 1984	384		
Sócios com quotas pagas até Dez. 84	173	45,1	
Sócios com quotas em atraso até 1 ano	222	57,8	
e) Sócios inscritos até Dezembro de 1985	455		
Sócios com quotas pagas até Dez. 85	195	42,4	
Sócios com quotas em atraso até 1 ano	244	53,6	
Sócios com quotas em atraso até 2 anos	293	64,4	

3. Relações Internacionais

3.1 IUPAP

Rectifica-se o nome do representante da Universidade Técnica de Lisboa na *Liaison Committee* portuguesa (cf. *Gaz. Fís.* **8**, 108, Julho 1985): o representante é, efectivamente, o Prof. J. Mariano Gago.

3.2 Física para o Desenvolvimento

Como é sabido (*Gaz. Fís.* **8**, 64, Abril 1985), a Sociedade Europeia de Física criou, há cerca de um ano, o Interdivisional Group Physics for Development (IGPD), cuja primeira finalidade é «encorajar trabalho experimental de investigação em Física, envolvendo colaboração entre físicos de países industrializados e de países em via de desenvolvimento». Os projectos podem situar-se também na área do ensino da Física a nível secundário ou superior.

O IGPD não é uma fonte de financiamento de projectos; mas poderá recomendar a outras organizações, de âmbito regional ou internacional, a concessão de financiamentos complementares dos que estejam assegurados pelas partes intervenientes.

Acedendo ao pedido de divulgação recebido, sugere-se aos físicos portugueses que procurem colaborar com o IGPD. Efectivamente, dado que Portugal é considerado «país em via de desenvolvimento», a nossa capacidade de intervenção é particularmente ampla. A título de exemplo ocorre mencionar:

- (i) pedido de apoio a projectos concretos envolvendo grupos portugueses e grupos de países industrializados;
- (ii) pedido de apoio a projectos concretos envolvendo grupos portugueses e de outros países em via de desenvolvimento (nomeadamente de língua portuguesa, para os quais estaríamos especialmente vocacionados — pelo menos quando digam respeito ao ensino da Física);
- (iii) colocação de pedidos ou ofertas de colaboração, deixando ao IGPD a tarefa de encontrar ofertas ou pedidos compatíveis.

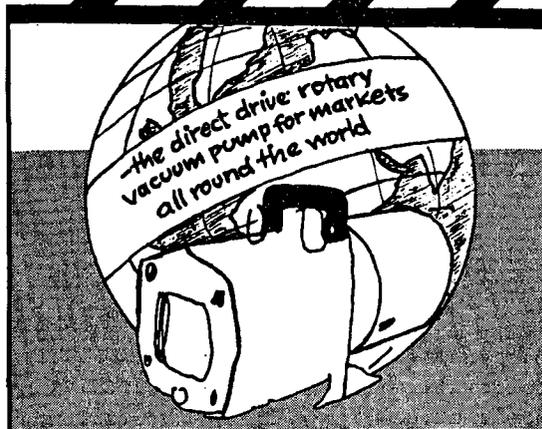
Quaisquer ideias, propostas ou «declarações de princípio» (letters of intent) podem ser dirigidas ao presidente do IGPD, Prof. E. Lille-

thun, Department of Physics, University of Bergen, Allegt. 55, N-5000 Bergen, Noruega ou ao Secretariado da EPS, P.O. Box 69, CH-1213 Petit-Lancy 2, Suíça; será vantajoso remeter, sempre que possível, cópia à SPF.

3.3 Europhysics Letters

Graças ao esclarecido apoio da Fundação Calouste Gulbenkian a Sociedade Portuguesa de Física tornou-se um dos «associate members» da nova revista europeia — juntamente com as sociedades austríaca, alemã, húngara, yugoslava, suíça, turca e um grupo de quatro sociedades escandinavas; como é sabido os «sócios» principais são as sociedades francesa, italiana e inglesa (cf. *Gaz. Fís.* **8**, 117, Julho 1985). Solicita-se aos investigadores portugueses que encarem a hipótese de publicar alguns dos seus melhores trabalhos em *Europhysics Letters* (e não apenas em *Phys. Rev. Letters...*). A assinatura anual de *Europhys. Lett.* custa 55 francos suíços para os sócios da EPS (quota 44 francos suíços; 22 até aos trinta anos de idade).

Edwards



VENDIDO POR:
MENDES DE ALMEIDA, LDA.



Av. 24 de Julho, 52 - A.G
Telex 13559 ALMEDA P
Telef. 663371 1200 LISBOA

KEITHLEY

Multímetros e Termómetros Digitais—Instrumentos Científicos—Sistemas de Componentes — Sistemas de Teste Paramétricos — Medida de Radiações, etc.

LEADER

Aparelhos Electrónicos de Medida—Osciloscópios—Geradores Audio—Geradores de Funções—Milivoltímetros—Multímetros Electrónicos—Frequencímetros Digitais—Comprovador de Transistores—Fontes de Alimentação —Pontes LCR Analógicas e Digitais, etc.

REPRESENTANTES E IMPORTADORES:

EMÍLIO DE AZEVEDO CAMPOS & CA., LDA.

Rua de Bolama, 109 — Telefones 497357 e 489893 — 4200 PORTO

Rua Ferreira da Silva, 9 — Telefone 573046 — 1900 LISBOA

LIVRARIA ESCOLAR EDITORA



A Livraria Técnico-Científica do País
Serviço rápido de assinaturas
de revistas científicas

LIVRARIA — Rua da Escola Politécnica, 80-A
Telefs. 664040 - 672581
Telex 18570 ESCOLI P - PORTUGAL
1200 LISBOA

Filial no Porto — Rua da Boa Hora, 43 4000 PORTO
Telex 27247 ESCOP - P

LIVRARIA BRITÂNICA



THE ENGLISH BOOKSHOP
Para todos os seus livros
de inglês

Rua S. Marçal, 168-A Telef. 328472 1200 LISBOA

Filial no Porto:
Rua da Boa-Hora, 43 Telef. 382786 4000 PORTO

GAZETA DE FÍSICA

Publicidade

Tiragem actual — 2200

Periodicidade — trimestral

Leitores: professores e estudantes de Física
(ensinos secundário e superior),
investigadores, técnicos industriais

Preços:*

Fracção de página	1/8	1/4	1/2	1/1
Preto e branco	4	6	10	20
Com cor adicional	5	7	12	24

* em contos

Contactos telefónicos: Lisboa 773325-774297 (Prof. J. Carvalho Soares)
Coimbra 23675-29252 (Prof. M. Margarida Costa)
Porto 310290-21653 (Prof. J. Bessa Sousa)

LEVANTAMENTO informatizado de todas as aplicações científicas e técnicas dos LASERS em todos os domínios em Portugal.
DISCUSSÃO sobre as actividades com LASERS em Portugal, no enquadramento Europeu e Mundial.
DIVULGAÇÃO das técnicas LASER.

DATA-LIMITE
Recepção do levantamento - 12 NOVEMBRO
Inscrição - 15 NOVEMBRO

INFORMAÇÕES:
Centro Unesco do Porto
Rua José Falcão, 100 r/c
4000 Porto
Telefones: 32 48 05 / 55
Telex 27278 Unesco P

PATROCINIOS (lista provisória):
LNET - Laboratório Nacional de Engenharia e Tecnologia Industrial;
Fundação Calouste Gulbenkian;
INIC - Instituto Nacional de Investigação Científica;
JNICT - Junta Nacional de Investigação Científica e Tecnológica;
EFACIC - Empresa Fabril de Máquinas Eléctricas S.A.R.L.;
CPFM - Companhia Portuguesa Rádio-Maçoni;
AIP - Associação Industrial Portuguesa;
SPE - The International Society of Optical Engineering;
NSF - National Science Foundation;
EDIÇÕES ASA
BESCL - Banca Espírito Santo e Comercial de Lisboa;
Câmara Municipal do Porto

1960-1985
25 ANOS DEPOIS
JORNADAS INTERNACIONAIS
CENTRO UNESCO DO PORTO
13 • 14/Dezembro/1985



LASER PORTUGAL

Gazeta de Física inicia, nas páginas seguintes, a divulgação de trabalhos das jornadas da Divisão de Óptica da SPF; a publicação prosseguirá no fascículo de Abril de 1986.

Princípios do Laser

M. RIBAU TEIXEIRA, F. CARVALHO RODRIGUES

LNETI, Estrada Nacional 10; 2865 Sacavém

1. Introdução

Grande esforço científico e de engenharia dedicado à área dos lasers vem sendo dispendido desde 1960, data em que Maiman viu coroado de êxito os seus esforços para construir o primeiro laser, esforço somente comparável ao dedicado ao domínio do radar, durante a última guerra. A razão deste interesse científico e técnico pela área dos lasers deve-se ao facto de um feixe laser possuir características especiais, que o tornam único entre as fontes de luz actualmente existentes.

A palavra laser é uma sigla da expressão inglesa «light amplification by stimulated emission of radiation». É usada indiscriminadamente para designar a radiação ou o dispositivo que a produz.

Um dispositivo laser é constituído por três elementos indispensáveis: o meio activo que pode ser sólido, líquido ou gasoso, a fonte de energia e a cavidade óptica. O meio activo formado por átomos, iões ou moléculas é o amplificador da luz; a fonte transfere energia para o meio, excitando-o; e as superfícies reflectoras que definem a cavidade óptica fornecem a realimentação da luz amplificada.

Esta luz, que pode ser produzida da extremidade ultra-violeta do espectro à infra-vermelha, passando pela região do visível é uma radiação monocromática, de alta intensidade e alta direcionalidade, propagando-se no espaço em feixes cilíndricos [1].

As linhas espectrais da radiação do laser têm uma largura praticamente desprezável, e quando comparadas com as de uma fonte convencional, são algumas ordens de grandeza mais estreitas. Esta pureza espectral torna a

sua radiação coerente, isto é, com todas as amplitudes das ondas de emissão, em fase.

Estas características permitem uma convergência fácil num foco, e conduzem a contornos nítidos da mancha focal, dificilmente obtidos com uma fonte de luz convencional. Este foco aliado às elevadas densidades de potência que são necessárias às aplicações industriais do laser tornaram-no um instrumento ideal para corte, soldadura e furação de materiais metálicos e outros.

2. Base histórica

O primeiro laser data de 1960, mas as suas raízes mergulham nos primeiros tempos da teoria quântica, quando Einstein em 1917 introduziu pela primeira vez a ideia da emissão estimulada. Posteriormente, em 1923, Tolman observou que, se a razão entre as densidades de dois estados atómicos exceder a razão dos seus pesos estatísticos, a emissão estimulada deverá dominar a absorção, e uma onda plana em vez de atenuada deve ser amplificada [2].

A emissão estimulada foi considerada por Ladenburg, nos anos vinte, para explicar as medidas da dispersão anómala na vizinhança das linhas de emissão de descargas de neon. A amplificação não foi, contudo, observada.

Mais tarde, em 1940, Fabrikant observou uma vez mais que a condição de absorção negativa exige que a razão das densidades de dois estados exceda a razão dos seus pesos estatísticos, propondo para atingir esta situação o uso de colisões de segunda espécie para despovoar o estado de energia mais baixa. Nesta época nenhuma referência era feita à possibilidade de se usar uma cavidade para

produzir oscilações de uma maneira controlada, nem nenhuma menção era feita ao intervalo de frequências em que esta experiência deveria ser realizada.

Depois da guerra, Townes e os seus colaboradores construíram amplificadores e osciladores que usavam a emissão estimulada no intervalo de frequências das micro-ondas. Zeiger e Gordon, juntamente com Dicke, propuseram o uso de transições rotacionais na amónia numa cavidade constituída por um par de placas separadas por um número inteiro de semi-comprimentos de onda, isto é um ressoador de Fabry-Pérot.

Schawlow e Townes, em 1958, fizeram um tratamento geral do problema, que incluía pela primeira vez a discussão da grandeza do ganho baseada num tratamento semelhante ao das micro-ondas e apresentaram também um tratamento rudimentar da discriminação dos modos.

Aproximadamente na mesma época, Basov e Prokhorov propuseram o uso de um ressoador de Fabry-Pérot e de amónia, de modo semelhante ao proposto por Dicke.

A primeira proposta para o uso de uma descarga eléctrica para se alcançar a inversão de população foi feita por Javan e por Sanders em 1959. Javan propôs o uso de colisões de segunda espécie não para despovoar o estado inferior, como Fabrikant havia feito, mas para povoar o estado superior de energia. Concretamente foi proposta a transferência de excitação do estado metaestável 3S_1 do hélio para povoar o $2s_3$ do néon. Sanders propôs o impacto electrónico inelástico para criar uma distribuição não-Boltzmanniana [2]. Tanto o esquema proposto por Javan como o de Sanders têm tido larga aplicação, mas foi o esquema do hélio-néon que deu o primeiro laser gasoso em 1961 e é este o método usado na maioria dos lasers gasosos presentemente manufacturados.

3. Emissão do laser

Comparemos em primeiro lugar a luz de um laser à de uma fonte convencional, a fim de compreendermos melhor os princípios da emissão do laser e as características da sua radiação.

A lâmpada de incandescência que está representada na figura 1, emite fotões ao acaso no tempo e no espaço. Se a intensidade de uma destas lâmpadas de 150 W for medida à distância de 1 metro só serão detectados $1,2 \text{ mW/cm}^2$. Por outro lado, o laser representado na mesma figura emite um feixe colimado, com uma divergência de 1 a 2 miliradianos, podendo ter, em virtude da sua pequena divergência, uma intensidade de algumas centenas de Watts por centímetro quadrado, a 1 metro do laser. Um feixe de 150 W focado por uma lente num círculo de $0,013 \text{ cm}$ de diâmetro dá uma intensidade de $1,2 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ [3].

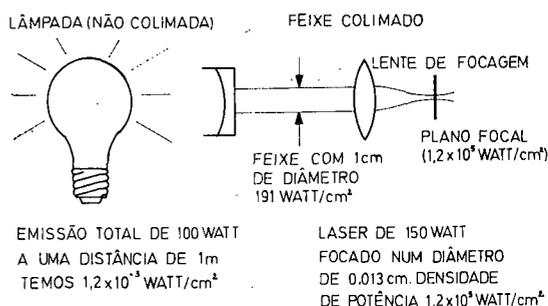


Fig. 1—Luz de uma fonte convencional e de um laser.

Pelo anteriormente exposto, as características da luz das fontes convencionais e dos lasers são bem distintas, porque os processos físicos em que se baseia a emissão destas fontes são muito diferentes.

A base de emissão das fontes convencionais reside no seu meio material. O meio material destas fontes de luz tem por constituintes átomos e moléculas em diferentes estados de energia. Os átomos e as moléculas podem saltar de um estado para o outro por meio de transições electrónicas a que se associa a emissão e a absorção de certas quantidades de energia electromagnética ou fotões. Os átomos são continuamente «bombeados» para estados excitados mas pouco tempo depois (cerca de 10^{-8} segundos) tem lugar a emissão espontânea, pela qual os átomos perdem a sua energia de excitação transferindo-a para fotões que são emitidos numa direcção qualquer e com fases aleatórias [1].

A grandeza desta emissão espontânea de fótons (coeficiente de emissão), nas fontes de luz como as lâmpadas de incandescência, descargas de arco e luminescentes e outras, é determinada só pelas propriedades dos estados da matéria, isto é, pelo tipo de átomos, pela temperatura (que afecta o grau de excitação dos átomos) e é independente de qualquer radiação que possa estar presente. Quando estas fontes de luz estão em equilíbrio termodinâmico, a razão entre o coeficiente de emissão e o coeficiente de absorção das substâncias que as constituem é uma função universal da frequência e da temperatura (lei de Kirchhoff). Por vezes, as fontes convencionais não estão em equilíbrio termodinâmico. Para se aplicar a lei de Kirchhoff a estas circunstâncias é essencial que um quasi-equilíbrio, ou equilíbrio termodinâmico restrito exista, de maneira que seja possível definir uma temperatura para o meio. Este equilíbrio restrito ou local pode ser mantido, por meio de colisões. A lei de Kirchhoff não se aplica aos sistemas em que tal equilíbrio local não exista. Um destes sistemas é o laser.

O processo físico envolvido na emissão dum feixe laser é o fenómeno da emissão estimulada ou induzida (ver fig. 2) que foi previsto por

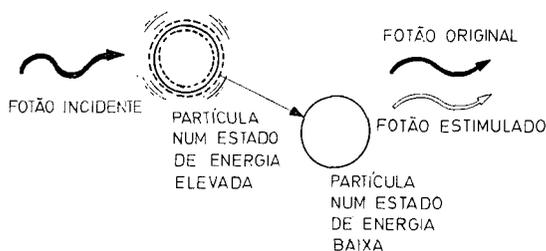
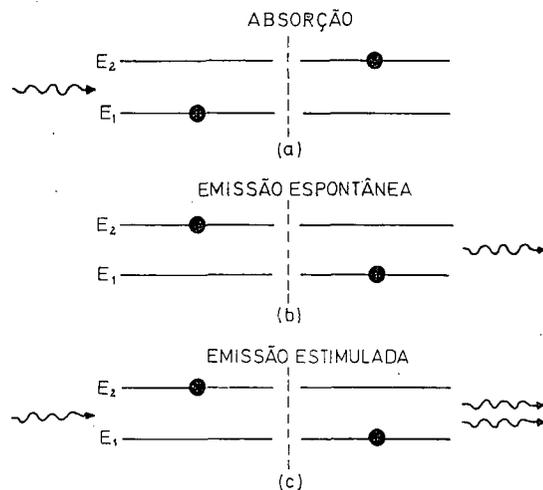


Fig. 2—Emissão estimulada.

Einstein em 1917. Quando um feixe de fótons é absorvido pelos átomos ou pelas moléculas que constituem o meio activo dum laser, a sua energia, ao ser convertida em energia interna, eleva os átomos para um estado quântico mais excitado. Durante o período de duração deste estado, os átomos podem irradiar esta energia espontaneamente, regressando ao estado fundamental ou a outro intermédio, ou podem ainda ser estimulados por fótons exteriores a

emitirem novos fótons como se representa na fig. 3. Esta emissão de fótons é denominada emissão estimulada, pelo facto de os átomos excitados serem forçados pelos fótons exterior-



- Fig. 3— a) Quando um átomo no estado fundamental absorve um fóton, é excitado para um estado de energia mais alta.
 b) O átomo excitado pode então irradiar energia espontaneamente, emitindo um fóton e regressando ao estado fundamental.
 c) Um átomo excitado pode também ser estimulado a emitir um fóton quando com ele choça um fóton exterior.

Assim, além do fóton estimulante há agora um segundo fóton do mesmo comprimento de onda, voltando o átomo ao estado fundamental.

res a emitirem novos fótons com a mesma fase e frequência que os primeiros, constituindo juntos um feixe de radiação coerente. Assim, a emissão estimulada é uma transição atômica cuja probabilidade depende do número de fótons presentes no meio.

Para ser possível uma reacção em cadeia que produza a amplificação da luz é necessário que mais de metade destes fótons sejam para estimular outras emissões. Contudo, estes fótons podem ser absorvidos pelos átomos que estão no estado fundamental ou em estados de baixa energia. Então, a amplificação de luz só terá lugar se houver mais átomos no estado de energia mais alta do que no estado de energia mais baixa. Esta situação de não-equilíbrio é designada por inversão de população.

Uma vez estabelecida a inversão de população entre dois níveis de energia, o meio material actua como um amplificador para a radiação $\nu = (E_b - E_a)/h$, em que E_b e E_a são as energias dos níveis envolvidos e h é a constante de Planck. Para transformar este sistema num oscilador tem de ser criada uma realimentação, que pode ser conseguida colocando o amplificador dentro de uma cavidade formada por dois espelhos numa configuração Fabry-Pérot. Visto que os espelhos desta cavidade têm uma reflectividade menor do que 100 %, algumas das ondas de luz que se propagam ao longo do eixo do sistema são parcialmente reflectidas quando encontram um dos reflectores. Esta reflexão para dentro do meio amplificador constitui a realimentação que provoca a subida do campo electromagnético dentro da cavidade. Quando numa passagem completa o ganho devido à emissão estimulada exceder as perdas por passagem, resultantes da dispersão e de outros processos dentro do amplificador óptico e da «fuga» do campo através dos espelhos, então pode-se dar a oscilação. Esta condição será então atingida para um valor particular da inversão de população denominado inversão de população limiar [4].

Como numa cavidade de micro-ondas, só certas distribuições do campo electromagnético podem ser mantidas dentro do ressoador Fabry-Pérot. Estas distribuições do campo são chamadas modos da cavidade. São dois os principais tipos de modos que podem existir nesta cavidade: os modos longitudinais, e as várias configurações do campo electromagnético perpendiculares ao eixo óptico ou modos transversais.

Os modos longitudinais serão definidos pelo número de semi-comprimentos de onda do campo electromagnético que podem estar contidos entre os reflectores. O espaçamento entre as frequências destes modos será $\Delta\nu = c/2d$, em que c é a velocidade da luz e d é a distância entre os reflectores. Para uma cavidade de 1 metro, esta separação é de 150 MHz. A notação dos modos transversais é TEM_{mn} (TEM, transverse electro-magnetic) de maneira que a descrição completa de um modo da cavidade será TEM_{mnq} .

A largura de uma linha de emissão correspondente a uma transição num sistema laser pode ser muitas vezes superior ao espaçamento entre os modos longitudinais. Pode então dar-se a oscilação simultaneamente em mais do que um destes modos longitudinais. Para separar estes modos, de maneira a poder ser obtida a operação numa frequência única, podem ser usados vários métodos. Um laser a funcionar neste regime, diz-se que está em «mode-locked». É evidente que esta oscilação só poderá ser obtida num sistema no qual o ressoador fornece uma realimentação suficiente para permitir à intensidade do campo óptico aumentar no ponto em que o ganho compensa as perdas por passagem [5].

Também podem ser obtidos impulsos de alta potência de meios laser de ganho elevado, retirando temporariamente a realimentação, até que a inversão de população atinja o seu máximo. Sendo a realimentação estabelecida nesta altura, permite ao campo uma subida rápida (em tempos da ordem de d/c) para valores muito elevados. Este processo que envolve a alteração do Q da cavidade, até que as condições de amplificação óptica sejam estabelecidas, é denominado «Q-Switching». Pode ser realizado mecanicamente pela rotação de um dos espelhos do ressoador, ou electricamente por meio de uma grande variedade de dispositivos electro-ópticos ou acusto-ópticos.

4. Tipos de laser

a) Lasers de estado sólido

O primeiro laser construído por Maiman em 1960, foi feito com um cristal de rubi de terminais planos e revestidos a prata. O rubi é constituído por óxido de alumínio com alguns átomos de alumínio substituídos por crómio. Os níveis importantes para a acção laser num átomo de crómio estão representados na fig. 4. A semi-vida do estado designado na fig. 4 por E_m é da ordem de 3×10^{-3} segundos, quase um milhão de vezes maior do que a semi-vida da maior parte dos estados atómicos excitados (da ordem de 10^{-8} segundos). No laser de rubi os átomos que se encontram neste estado, designado por estado metaestável por ter uma

vida longa, são estimulados por fótons de 6943 \AA para realizarem a transição para o estado fundamental produzindo outro fóton idêntico. Isto só é possível se, momentanea-

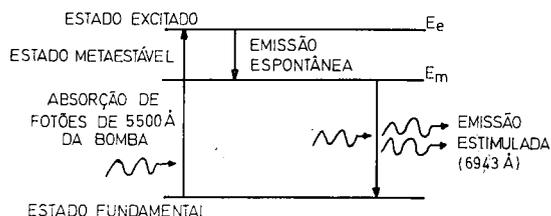


Fig. 4 — Níveis de energia e transições do laser de rubi (íons Cr^{3+}).

mente, a população dos átomos de crómio no estado metaestável for tornada muito maior do que a população do estado fundamental. Um método conhecido por «bombeamento óptico», que consiste em iluminar o cristal de rubi por um flash brilhante de luz com o comprimento de onda de 5500 \AA , permite obter esta inversão de população. Os fótons de 5500 \AA são absorvidos pelos átomos de crómio no estado excitado E_e . Passados cerca de 10^{-8} segundos, os átomos excitados E_e sofrem uma transição espontânea para o estado metaestável E_m , uma vez que a probabilidade de transição directa do estado E_e para o fundamental é pequena.

Estando a maioria dos átomos de crómio no seu estado metaestável, um fóton com o comprimento de onda de 6943 \AA , emitido por um átomo numa transição espontânea para o seu estado fundamental, irá estimular transições semelhantes noutros átomos de crómio, produzindo a amplificação da luz.

A reflexão nos terminais planos e paralelos permite aumentar a probabilidade de interacção fotónica, criando um feixe altamente dirigido. Na extremidade parcialmente reflectora, uma pequena percentagem dos fótons incidentes escapa-se constituindo o feixe do laser. No laser construído por Maiman este feixe era de luz vermelha, tinha a duração de 0,3 milisegundos e a potência no pico de 10^4 W [4].

Depois de ter sido usado um cristal de rubi como material activo, outros materiais sólidos foram estudados como meio activo de lasers.

Como o laser de estado sólido de rubi só podia funcionar em condições de excitação por impulsos de alta potência, começou a tornar-se claro que as potencialidades dos lasers de estado sólido só seriam realizadas se elas pudessem ser desenvolvidas em sistemas capazes de funcionar em onda contínua («continuous wave operation»). De todos os meios activos estudados o mais eficiente foi o de neodímio em YAG («yttrium aluminium garnet»). Este sistema é um sistema laser de quatro níveis, ao contrário do laser de rubi (de três níveis). Nos lasers de quatro níveis é necessário um limiar mais baixo para se obter a inversão de população devido à menor densidade do estado terminal que é reduzida pelo factor de Boltzmann, desde que as eficiências de bombeamento e as vidas médias não sejam substancialmente reduzidas.

A transmissão de energia óptica da «bomba óptica» para o cristal de Nd-YAG e a emissão do feixe laser são explicadas pelo sistema de quatro níveis dos íons de neodímio (Nd^{3+}). Estes íons, quando são iluminados com um flash de tubo de quartzo são elevados para o nível de energia E_4 (fig. 5) porque alguns

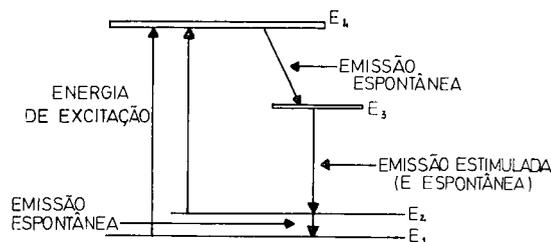


Fig. 5 — Níveis de energia e transições do laser de neodímio (íons Nd^{3+}).

comprimentos de onda da lâmpada de xenon, sendo compatíveis com os íons de neodímio, são facilmente absorvidos. Os íons excitados no nível E_4 voltam ao fim de alguns microssegundos para o nível E_3 , o nível metaestável, a partir do qual decaem emitindo um fóton de $10,6 \mu\text{m}$ e passando ao nível E_2 que se relaxa no estado fundamental E_1 . À medida que a transmissão para o nível E_3 ocorre, também tem lugar além da emissão espontânea, a emissão estimulada entre os níveis E_3 e E_2 .

b) Lasers gasosos

Os gases oferecem um grande número de vantagens como materiais de laser. Apresentam linhas espectrais de pequena largura; podem ser encerrados em tubos cilíndricos permitindo a combinação de altos valores do factor Q da cavidade com o funcionamento num único modo, para se obter uma pureza espectral e uma direcionalidade não encontradas em nenhum outro sistema óptico; apresentam um grande número de processos de interacção elementar possíveis, o que vem a corresponder a um grande número de transições laser. De todos os processos de interacção possíveis, os métodos de inversão realmente efectivos estão limitados a processos de colisões.

No laser de hélio-néon a inversão de população é realizada pela técnica da fluorescência por transferência de ressonância [6]. O laser de hélio-néon de Javan, Bennett e Herriot que foi o primeiro a funcionar continuamente e o primeiro a utilizar um meio gasoso é baseado nesta técnica. Os electrões produzidos e acelerados no campo eléctrico de uma descarga de radio-frequência excitam o nível metaestável 2^3S do hélio. Por colisões inelásticas esta energia vai excitar os átomos de néon da descarga para os níveis $2s$ e especialmente para o nível $2s_2$ que é o que está mais próximo do estado do hélio. Foi observado o funcionamento contínuo para várias transições $2s-2p$, mas o efeito mais forte foi para a transição $2s_2-2p_4$ a $1,15 \mu\text{m}$ (ver fig. 6).

Entre outras transições importantes que podem levar à emissão estimulada devemos mencionar a linha visível $3s_2-2p_4$ a 6328 \AA . Neste caso, o nível superior recebe a sua excitação do nível metaestável 2^1S do hélio numa posição de ressonância com o nível $3s$ do néon.

Outro laser que emite no infra-vermelho é o de CO_2 . Foi Patel em 1964 que pela primeira vez conseguiu a sua emissão a partir de descargas pulsadas em CO_2 puro. Aproximadamente na mesma altura foi verificado ser possível construir um sistema muito mais eficiente, baseado na transferência de energia

vibracional do azoto para o dióxido de carbono. Outro grande avanço ocorreu quando se verificou que a adição de hélio aumentava

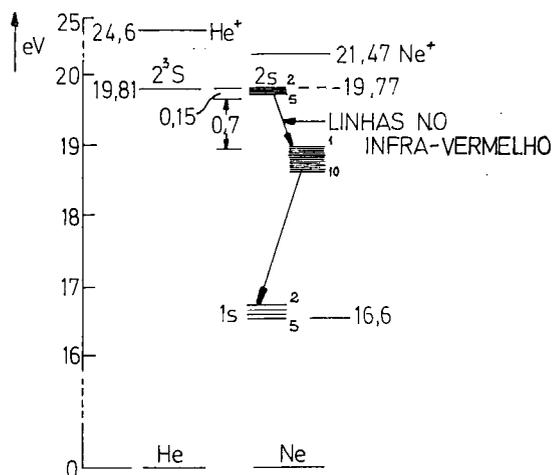


Fig. 6 — Diagrama dos níveis de energia da mistura He-Ne. Transferência de ressonância por colisões de segunda espécie entre os níveis 2^3S de He e $2s$ do Ne e subsequentes transições laser.

a potência obtida com a mistura de N_2 e CO_2 para 106 W [5].

A maneira de obter a inversão de população está representada na fig. 7 que é um

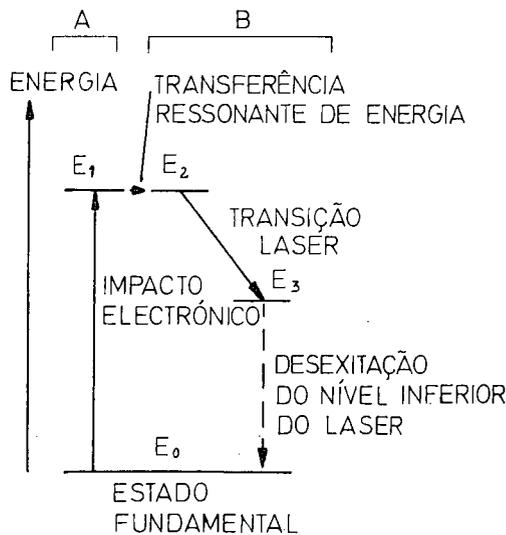


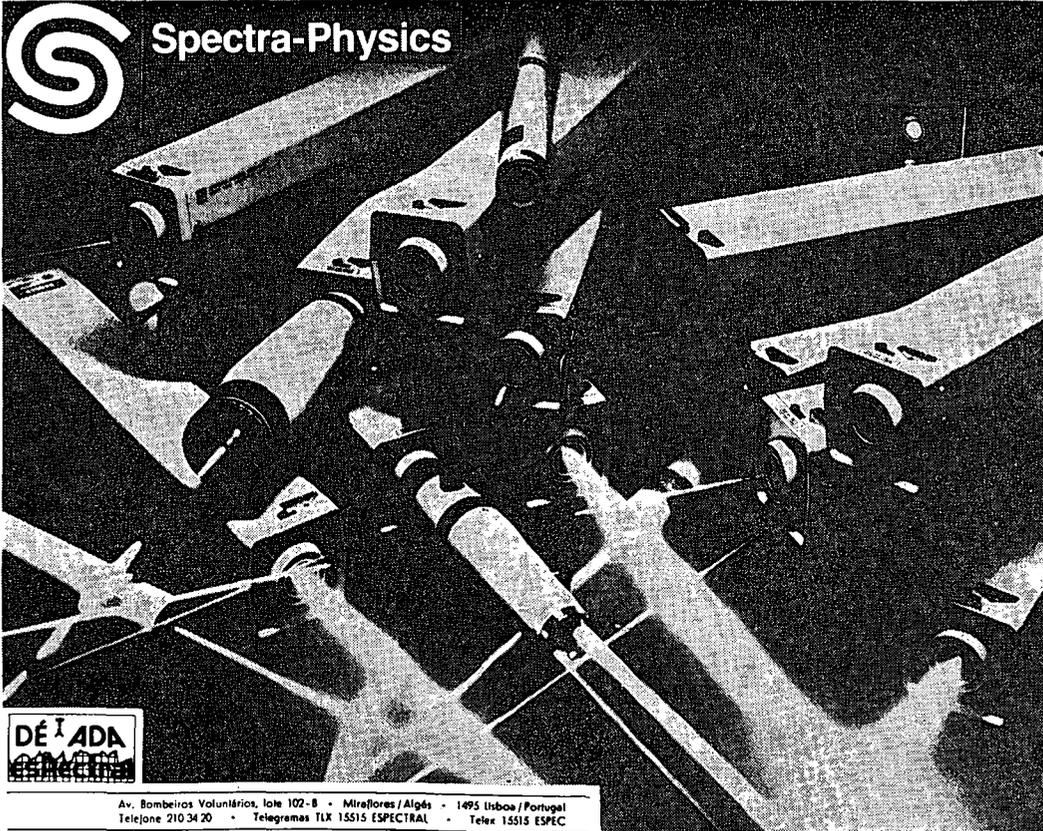
Fig. 7 — Mecanismo de bombeamento de um laser gasoso, como o de CO_2 , N_2 e He. A pode ser o N_2 , enquanto B pode ser o CO_2 .

esquema simplificado dos níveis de energia do laser de CO_2 , bombeado pela transferência de ressonância das moléculas N_2 excitadas electricamente. Esta excitação estabelece a população no nível de energia E_1 . Praticamente, a única maneira de dissipar esta energia é por meio da transferência ressonante para um estado E_2 da molécula de CO_2 . Isto produz a excitação da molécula de CO_2 , do seu estado fundamental E_0 para o estado excitado E_2 . Como um mecanismo semelhante não é possível para o nível inferior E_3 , é estabelecida uma inversão de população entre os níveis E_2 e E_3 . O decaimento E_2 - E_3 resulta numa transferência de população para o nível E_3 . Para evitar a redução ou a destruição da inversão de população entre os níveis E_2 e E_3 adicionam-se, ao meio laser, átomos de hélio que destroem a excitação

do nível inferior do laser, por colisão, levando as moléculas de CO_2 ao seu estado fundamental.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Principles and Practice of Laser Technology, Hrand M. Muncherian, Tab Books Inc., 1983.
- [2] Gas Lasers, C. G. B. Garret, McGraw-Hill Book Company, 1967.
- [3] Lasers, Operation, Equipment, Applications and Design, The Engineering Staff of Coherent Inc., McGraw-Hill Book Company, 1980.
- [4] Advances in Quantum Electronics, volume I, Edited by D. W. Goodwin, Academic Press International Edition, 1965.
- [5] CO_2 Lasers, Effects and Applications, W. W. Duley, Academic Press, Inc., 1976.
- [6] Optical Physics, Max Garbuny, Academic Press International Edition, 1965.



Spectra-Physics

DÉADA

Av. Bombeiros Voluntários, lote 102-B • Mirafleres / Algés • 1495 Lisboa / Portugal
Telefone 210 34 20 • Telegramas TLX 15515 ESPECTRAL • Telex 15515 ESPEC

Holografia: Princípios e Aplicações

O. D. D. SOARES

Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

Introdução

Uma variedade extensa de fenómenos da natureza pode ser descrita pelo modelo físico de onda. Da multiplicidade dos fenómenos resulta a diversidade de ondas a considerar. É possível, contudo, representar o comportamento de uma gama apreciável de fenómenos ondulatórios, servindo-se do conceito de onda sinusoidal e da sobreposição de várias ondas sinusoidais, para sintetizar ondas mais complexas.

A propagação do campo electromagnético pode, a exemplo, ser descrita por ondas sinusoidais e pela sobreposição de ondas para a maioria dos fenómenos em que geralmente estamos interessados, em particular no estudo da formação de imagens de objectos, e consequentemente no estudo das propriedades dos objectos por imagens convenientes.

O estudo do objecto pela sua imagem pressupõe que seremos capazes de conhecer as características das ondas que originam a imagem, uma vez que pressupomos que cada ponto do objecto iluminado emite ondas.

Uma onda sinusoidal ficará definida, uma vez conhecida a sua direcção e sentido de propagação, se conhecermos três parâmetros: a amplitude, a fase e o comprimento de onda.

No processo fotográfico registamos apenas a distribuição de iluminação, em princípio proporcional ao quadrado da amplitude. Em interferometria observamos a distribuição das franjas de interferência determinada pela diferença de fase das frentes de ondas interferentes. Na espectroscopia clássica mede-se o comprimento de onda.

Existem casos em que se procura registar simultaneamente dois dos parâmetros. Um exemplo é a fotografia em cor tipo Lippman

(prémio Nobel 1908) e mais recentemente a fotografia convencional a cor. Trata-se, contudo, de casos de registo parcial da informação contida nas ondas. De facto, o registo da distribuição de fase da onda necessita, em termos práticos, de fontes de iluminação coerentes.

O aparecimento do Laser (1960) abriu, assim, amplas e novas possibilidades, por força das características da radiação do feixe Laser — radiação controlada em coerência, direcção, intensidade, fase, polarização e frequência. A holografia sobressai pelo rápido desenvolvimento multidireccional nas suas aplicações, e pela grande actividade em investigação aplicada.

As ideias fundamentais relativas ao registo holográfico da informação, transmitida por uma imagem óptica, foram formuladas em 1947 e publicadas em 1948, por D. Gabor (prémio Nobel da Física em 1971).

Leith e Upatnieks (1962) introduziram a montagem «fora-de-eixo», para remover as dificuldades encontradas na montagem de Gabor (imagens gémeas em linha, exigências de contraste e inversão), criando as condições que tornariam, após a introdução do Laser, a holografia num dos domínios de investigação aplicada mais excitantes, e originando aplicações surpreendentes, em domínio científicos e industriais. A introdução do movimento e a eliminação das restrições de iluminação alargaram mais o campo de implementações da holografia, e cativaram o fascínio de artistas por este meio de comunicação gráfica.

Holografia (do Grego ὅλος — completo, e γραμμα — registo) corresponde efectivamente ao registo codificado da distribuição de amplitude e fase de uma frente de onda, excedendo, em conteúdo informático e princípio, a fotografia convencional.

Princípio Holográfico

A Holografia (Fig. 1) é o registo codificado da frente de onda proveniente do objecto iluminado — onda objecto, através da figura

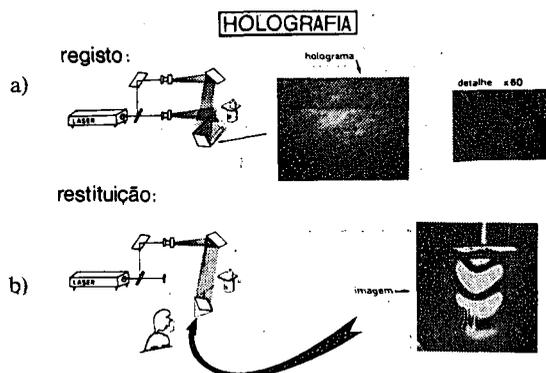


Fig. 1 — Princípio da Holografia.

a) registo; b) restituição.

de interferência com outra frente de onda, mutuamente coerente — onda de referência. Esta figura de interferência, para um objecto corrente, é composta por uma complexidade de pequenos detalhes (emaranhado de linhas, com densidades superiores a 2000 linhas/mm, quando vista ao microscópio), que se apresenta como uma mancha sombreada na observação visual do holograma. A descodificação é feita por iluminação do holograma com a frente de onda de referência, que restitui uma imagem real e outra virtual idêntica à frente de onda objecto, como que propagando-se a partir do objecto. A designação *onda objecto* e de *referência* é arbitrária, podendo comutar em alguns casos de aplicação da técnica holográfica. Na prática, um feixe coerente de radiação é dividido em dois feixes. Um dos feixes ilumina o objecto que difunde a radiação, em particular na direcção do registador holográfico. O outro feixe ilumina directamente o registador holográfico — feixe de referência. Resulta assim uma figura de interferência, que após revelação da placa holográfica constitui o holograma. Iluminando com o feixe de referência o holograma, por difracção, formam-se diversas frentes de onda. Uma das

frentes restitui a frente de onda objecto — imagem virtual. Outra restitui uma onda convergente — imagem real.

A Holografia assenta em aspectos fundamentais de propagação do campo electromagnético, de modo que não é surpresa poder ser explicada a sua plausibilidade por simples conexão de fenómenos e leis fundamentais conhecidas, sem o concurso, quer das complexidades dum rigoroso tratamento matemático, indispensável na análise quantitativa por técnicas holográficas, quer da linguagem de gráficos abstractos (vantagens apontadas por D. Gabor na sua lição de Nobel).

A simplicidade das bases do princípio holográfico é tal que é possível introduzir o conceito por três descrições equivalentes, e no dizer de H. J. Caulfield, será estranho que a natureza não se tenha servido do princípio da holografia para se organizar; em particular, pensa-se que no funcionamento do cérebro existirão mecanismos explicáveis pela Holografia.

Se considerarmos um objecto iluminado como uma superfície radiante constituída por um conjunto de fontes pontuais, podemos primeiro analisar o que acontece para uma só fonte pontual e generalizar depois para a superfície.

Uma fonte pontual radia uma onda esférica, que interferindo com uma onda plana de referência produz uma figura de interferência, composta por uma sucessão de anéis circulares (figura de Airy). Registrando a figura sobre uma placa fotográfica, após revelação, obtém-se um écran (zonado de Fresnel). Iluminando este holograma com a onda plana, já designada como de referência, são difractadas várias frentes de onda. Uma das frentes de onda parece divergir do ponto objecto inicial — imagem virtual do ponto; outra parece convergir para um ponto (foco principal do écran zonado) — imagem real. Sendo válido o princípio da sobreposição, como a superfície do objecto é a sobreposição de pontos, se o registo for não de um único ponto, mas agora do conjunto dos pontos da superfície, obter-se-á, então, sobre a placa holográfica, uma complexa figura de interferência, que corres-

ponde individualmente aos diversos pontos. Na restituição, sob a iluminação do feixe de referência, cada ponto do objecto será restituído individualmente, reconstruindo-se, por sobreposição, a superfície antes iluminada no objecto, durante o registo do holograma, com reprodução correcta da configuração tridimensional. A imagem real terá uma perspectiva invertida (pseudoscópica ou paralaxe invertida), porque a convergência de pontos mais remotos far-se-á mais próximo do holograma. Por isso a imagem real é menos usada, e quando utilizada requer um arranjo experimental mais elaborado (iluminação com a frente de onda conjugada do feixe de referência).

Uma forma mais elaborada de justificação do princípio é supor que a frente de onda do objecto pode ser, pelo princípio de sobreposição, considerada sintetizada a partir de um conjunto de ondas planas (espectro de Fourier). Cada onda plana interferindo com a onda plana de referência gera uma rede. Esta rede difracta restituindo a onda original interferente, ordem de difracção +1 (imagem virtual), e outra onda correspondente à ordem de difracção -1 (imagem real). Parece então possível restituir todas as ondas planas que constituem a frente de onda que o objecto iluminado radiava. A sobreposição de tais ondas planas restitui a imagem tridimensional do objecto.

Nestas duas descrições pressupõe-se que os efeitos de intermodulação das várias frentes de onda (duas a duas) se conjuga construtivamente, o que é verdade se forem observados certos requisitos no registo holográfico e na restituição (separação das bandas espectrais, filtragem espacial por difracção, preservação da geometria, e coerência). Tal é também plausível, uma vez que o registo holográfico, ou holograma, não é senão o registo da condição fronteira de propagação de um campo electromagnético num plano, e na resultante da sobreposição de duas frentes de onda. Na restituição, esta condição fronteira mantém-se (o holograma), de modo que, sendo única a solução do problema, se impusermos todas as demais condições de registo, deveremos obter as frentes de onda iniciais. Acontece, porém, que nem todas as condições são totalmente

impostas (ambiguidade), e portanto a solução contém mais frentes de onda do que originalmente existiam, durante o registo. Podem, contudo, ser adequadamente separadas de forma a obter-se a restituição da imagem do objecto, isto é, podemos desenvolver tecnologias diversas de registo e restituição. Daí uma grande diversidade de tipos de hologramas e técnicas holográficas.

Numa descrição geométrica da holografia, consideremos a interferência resultante de duas fontes pontuais (Fig. 2). Geram-se no espaço

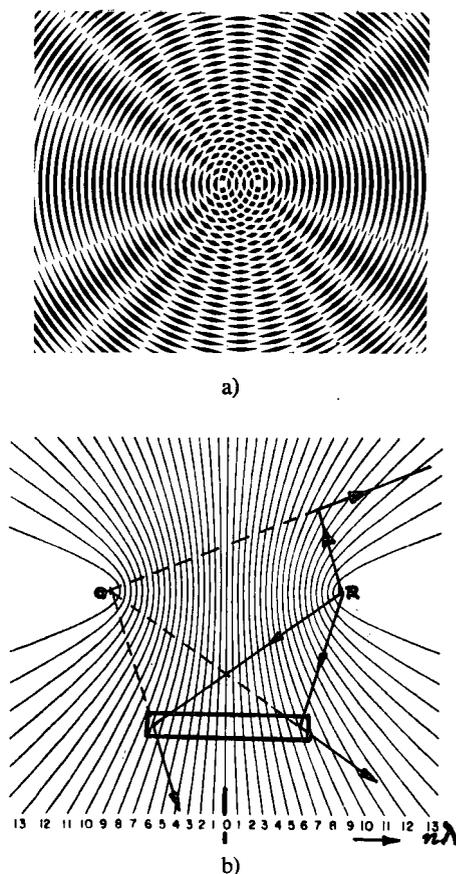


Fig. 2 — Modelo geométrico descritivo do princípio da holografia.

- a) Analogia moiré para a figura de interferência resultante de duas fontes pontuais.
- b) Corte principal nas superfícies de interferência para duas fontes pontuais, e registo na placa holográfica.

superfícies hiperboloides que gozam da propriedade geométrica de a diferença das distâncias às fontes pontuais serem múltiplos do

comprimento de onda da radiação. Mais ainda, se considerarmos as superfícies de interferência como espelhos, verificamos que os raios que partem de uma fonte se reflectem na superfície como se originassem da outra fonte pontual (Fig. 2 b). Como a placa holográfica regista as superfícies de interferência, é aceitável que a restituição holográfica origine uma imagem virtual. A previsão da existência da imagem real necessita da introdução do conceito de difracção, que excede a concepção do modelo geométrico; contudo se imaginarmos (Fig. 2), que a frente de onda de referência é retropropagada (frente de onda conjugada), a radiação reflectida pelas superfícies hiperbólicas do holograma originará uma frente de onda convergente no ponto objecto — imagem real (ortoscópica).

O modelo geométrico permite ainda elucidar outras características físicas do processo holográfico: banda dinâmica, ruído de intermodulação, razão óptica de intensidades dos feixes, interferometria holográfica, geração de contorno, limitações pela coerência e efeitos do granitado Laser. Não explica contudo efeitos difractivos e de ressonância necessários à descrição das propriedades dos hologramas de volume.

Algumas Propriedades dos Hologramas

O registo holográfico goza de propriedades surpreendentes, algumas das quais são interessantes de identificar por comparação com o processo fotográfico.

No processo fotográfico, Fig. 3, temos uma transformação central, volume-superfície, que é o plano do filme. A cada ponto do objecto correspondente, biunivocamente, um ponto no filme fotográfico, não existindo informação de profundidade ou tridimensional. No registo holográfico não existe abertura. Em cada ponto do holograma é recebida radiação de todos os pontos iluminados do objecto. Assim, cada ponto do holograma restitui, por si só, toda a superfície iluminada do objecto (redundância), segundo um ângulo de perspectiva de visão do objecto a partir desse ponto do holograma (paralaxe). Por outro lado, cada ponto do

objecto ilumina toda a placa holográfica, ficando assim registado sobre toda a superfície do holograma (redundância). Em consequência, qualquer porção do holograma restituirá

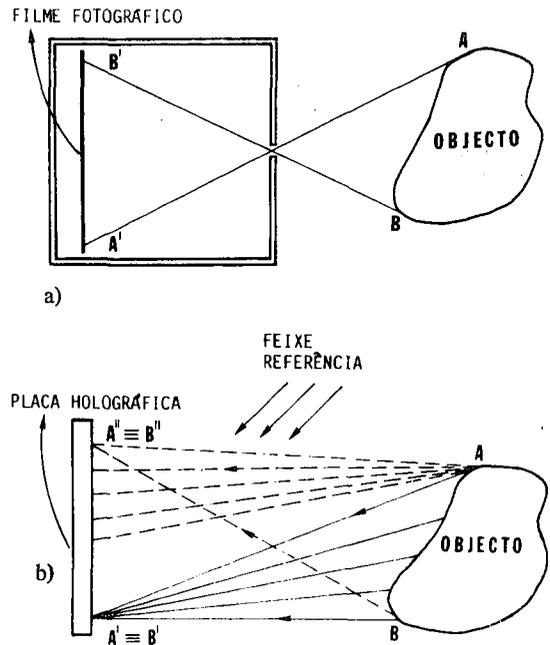


Fig. 3 — Processo fotográfico versus registo holográfico.

- a) Processo fotográfico — projecção central, princípio da câmara escura. O uso da lente permite apenas aumentar, conjuntamente, o ângulo sólido de visada e de recepção da emissão dos pontos luminosos do objecto (caso globo ocular).
- b) Processo holográfico — exposição sem abertura.

toda a frente de onda do objecto, em oposição à fotografia, em que as distintas partes do objecto correspondem às diversas partes de fotografia.

À fracção do holograma corresponderá uma perspectiva de visão integral do objecto, apenas com redução do ângulo de restituição, e bem assim dos detalhes discerníveis, diminuindo a qualidade da imagem holográfica. Uma consequência desta redundância prende-se com os danos causados por defeitos como, riscos, manchas, etc., que na fotografia leva à perda de parte da imagem, enquanto na holografia apenas a intensidade da imagem se reduz.

À paralaxe e à redundância juntam-se outras propriedades. Em holografia não existe

positivo e negativo, pelo facto de que apenas a diferença de fase (diferença de percurso óptico dos feixes interferentes) interessa, quer no registo, quer na restituição.

A capacidade de registo de informação no holograma (idealmente um bit por λ^3) é muito mais elevada que na fotografia. Para dar um exemplo, vários objectos sobre a mesma linha de visão não podem, em fotografia, ser focados simultaneamente, enquanto na holografia (resolvido o problema da coerência) os objectos a distintas profundidades são simultaneamente restituídos a distâncias focais correctas (aplicação na análise da distribuição de partículas, e câmaras de bolhas).

A fotografia não admite sobreposições. No holograma podem-se sobrepor registos independentes de vários objectos, mantendo a restituição individualizada de cada um, quer variando o feixe de referência (300 imagens já foram sobrepostas), quer alterando o comprimento de onda da radiação (efeito Bragg).

Técnicas Holográficas

A variedade de técnicas em holografia é extensa. Na holografia interferométrica de dupla exposição, é feita, intencionalmente, a sobreposição de dois hologramas com a mesma onda de referência. Na restituição, obtém-se duas frentes de onda, que interferem entre si, revelando as franjas de interferência a diferença de fase entre as frentes de onda, em múltiplos do comprimento de onda. Tal permite, por exemplo, analisar a deformação na superfície de um objecto. O modelo geométrico possibilita uma interpretação do princípio. Considere-se, na Fig. 4, que um objecto pontual se encontrava respectivamente em O_1 e O_2 , na primeira e segunda exposição, sendo a distância de O_1 a O_2 , da ordem do comprimento de onda. O holograma duplamente exposto vê a justaposição das famílias de hiperboles, correspondentes à dupla exposição. Observando, do lado direito do holograma, verifica-se a sobreposição das hiperbolóides, e ver-se-á um ponto brilhante, localizado na vizinhança do objecto, por ser, efectivamente, a distribuição das franjas sinusoidal. No lado esquerdo, a visão é

nula, as superfícies hiperbolóides não se sobrepõem, originando apenas uma exposição uniforme, sem modulação espacial. Se o deslocamento, de O_1 para O_2 , variar, as franjas

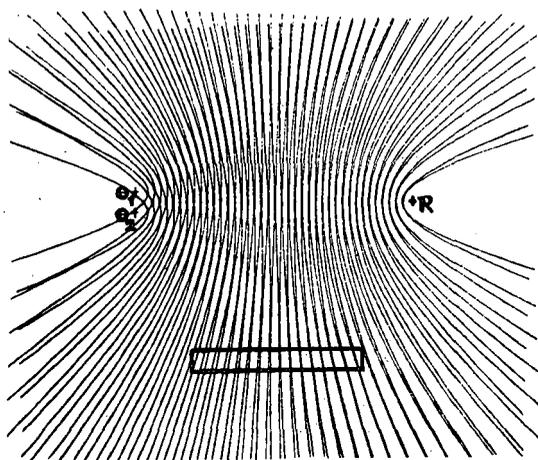


Fig. 4 — Dupla exposição holográfica gerando franjas de interferência, que descrevem o movimento relativo entre exposições. Ao deslocamento de O_1 para O_2 do objecto, corresponde a observação de franjas claras e escuras, na vizinhança da superfície do objecto, que representam lugares geométricos de variação de fase constante, para os pontos do objecto, múltiplos do comprimento de onda.

movem-se progressivamente no campo de visão. Para um objecto contínuo, que sofre um deslocamento linear, observar-se-á um conjunto de franjas rectilíneas sobrepostas à imagem do objecto. Se a deformação é irregular, como é comum nos objectos, ver-se-á uma configuração complexa de franjas, Fig. 5,

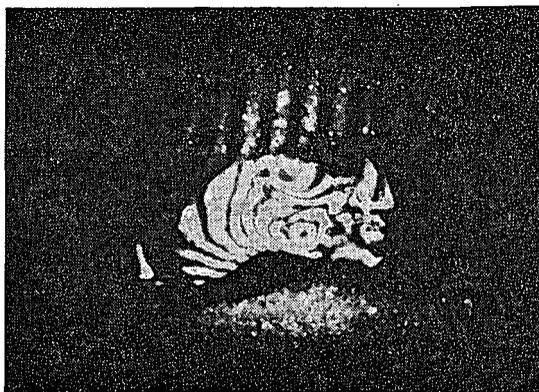


Fig. 5 — Interferograma holográfico do osso talus sujeito a carga.

(famílias de anéis de Newton), que representam lugares geométricos dos pontos em que o feixe objecto sofreu uma variação de fase constante (número inteiro de comprimento de onda).

Outras técnicas correntemente utilizadas incluem: tempo médio, estroboscópica, por impulsos, heterodínica, interferométrica com modulação de onda, moiré, «sandwich», comparativa, acoplada com granitado Laser, acoplada com filtragem óptica, combinada com processamento MEF, etc.

Tipos de Hogramas

Com um princípio tão geral como o da holografia, é previsível a existência de tipos de hogramas muito variados, sendo possível, apenas, breves referências.

O registador holográfico pode assumir uma superfície plana ou curva, por exemplo, cilíndrica, Fig. 6, em que o objecto é restituído em todos os ângulos de perspectiva. Poderemos

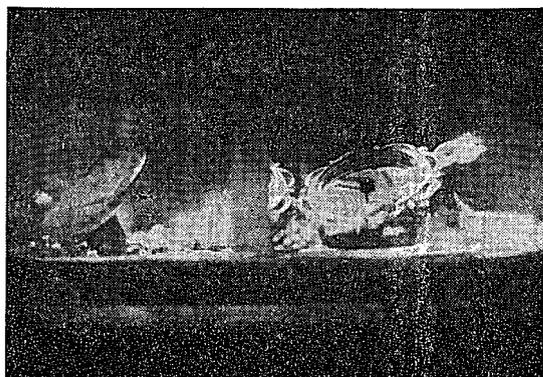


Fig. 6 — Holograma circular com 360° de ângulo de visão (duas perspectivas).

ter um filme delgado, que quando iluminado por fonte policromática, apresenta dispersão, com um espalhamento de imagens parcialmente sobrepostas, do azul ao vermelho, ou então espesso, em que os efeitos de ressonância (princípio da fotografia Lippmann) são utilizados para aumentar a eficiência difractiva, ou separar os comprimentos de onda (efeito Bragg), permitindo uma holografia com restituição por fonte de luz branca, em cor natural (registo dos três parâmetros — amplitude, fase e comprimento de onda).

O registo holográfico pode ser codificado na variação de transmitância da placa holográfica — holograma de amplitude, ou na alteração de fase — holograma de fase. O holograma de fase tem uma absorpção insignificante, sendo elevado o rendimento difractivo, que pode atingir praticamente os 100 % em hogramas de volume. Os hogramas de volume permitem realizar componentes ópticos holográficos adaptados a funções específicas: redes de difracção, lentes, placas correctoras de aberrações, concentradores solares, «scanners», etc.

No holograma de transmissão, a iluminação do holograma é feita pelo lado oposto ao lado da observação. No de reflexão, a iluminação e observação fazem-se do mesmo lado do holograma, Fig. 7.

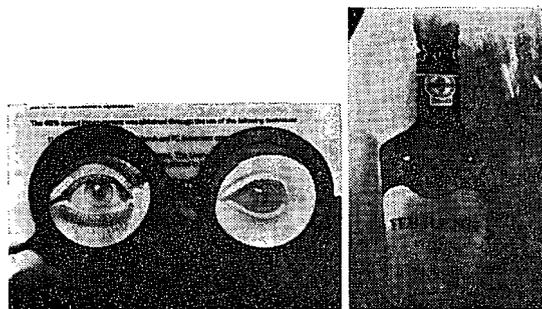
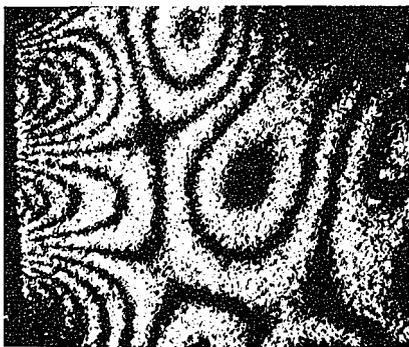
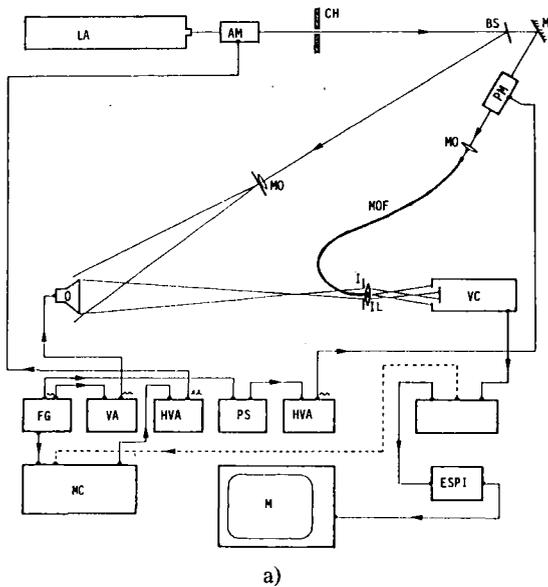


Fig. 7 — Hogramas de reflexão com iluminação por luz branca.

Com a introdução de sistemas ópticos entre objecto e placa holográfica, ou com um arranjo especial da montagem, é possível criar tipos de holograma, como o holograma imagem focalizado, em que a restituição pode ser feita com fonte de luz branca, originando uma imagem

a branco-e-preto, tridimensional, sobre o plano do holograma. Tipo análogo é o holograma arco-íris, que apresenta imagens de cor variável com o ângulo de observação.

No integragrama e em hologramas multiplex, imagens e cenas de um filme são transpostas para hologramas do tipo filiforme, para o tipo multiplex, e dispostos segundo geratrizes de uma superfície cilíndrica. A observação, em arco, do holograma reproduz o objecto integralmente, o movimento, ou a cena animada (cena publicitária, micróbios, animação gerada por computador, sucessão de imagens radiográficas, etc.).



b)

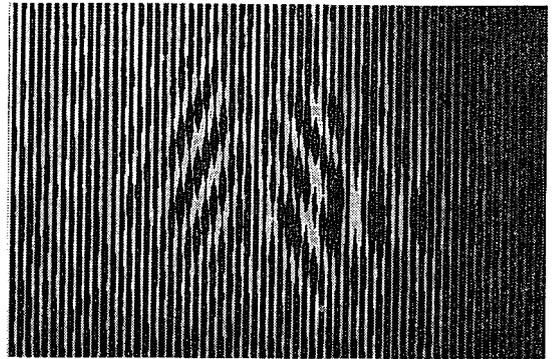
Fig. 8 — Interferometria eletrônica com granulado Laser (holografia eletrônica).

- a) princípio e montagem;
- b) modo de vibração de uma membrana metálica.

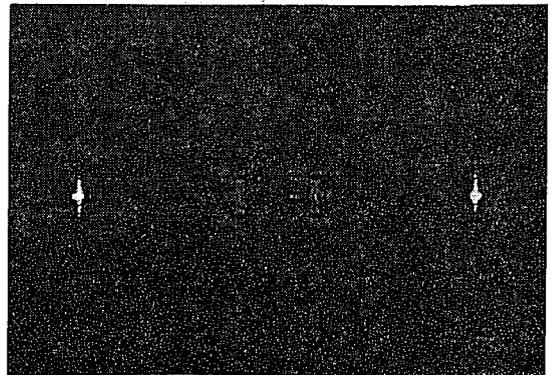
Existe ainda um tipo de holografia, dita eletrônica, em que a placa holográfica é substituída pelo écran de um tubo de televisão, onde se forma um holograma imagem do granulado Laser, proveniente da superfície do objecto. É um sistema em tempo real, com franjas de correlação, com aspecto granuloso, Fig. 8. A técnica é usada no estudo de deformações, vibrações e outros controlos não-destrutivos.

Generalização do Conceito de Holografia

Deve notar-se que a holografia é essencialmente um conceito, e portanto extensível para outras variáveis e domínios. Haverá assim uma holografia temporal, em que a variável tempo substitui a variável espacial, bem como uma holografia acústica, para ondas mecânicas e sísmicas, por exemplo, e, certamente, uma holografia por computador, Fig. 9, em que é



a)



b)

Fig. 9 — Holografia por computador.
a) holograma; b) restituição.

possível simular situações não-reais, gerar hologramas, inclusive de objectos não-reais, ou transportar informações discretas para um registo com as propriedades holográficas, como na ecografia, ou no TAC.

Aplicações

A holografia, Fig. 10, proporcionou novas soluções em ramos da ciência e tecnologia

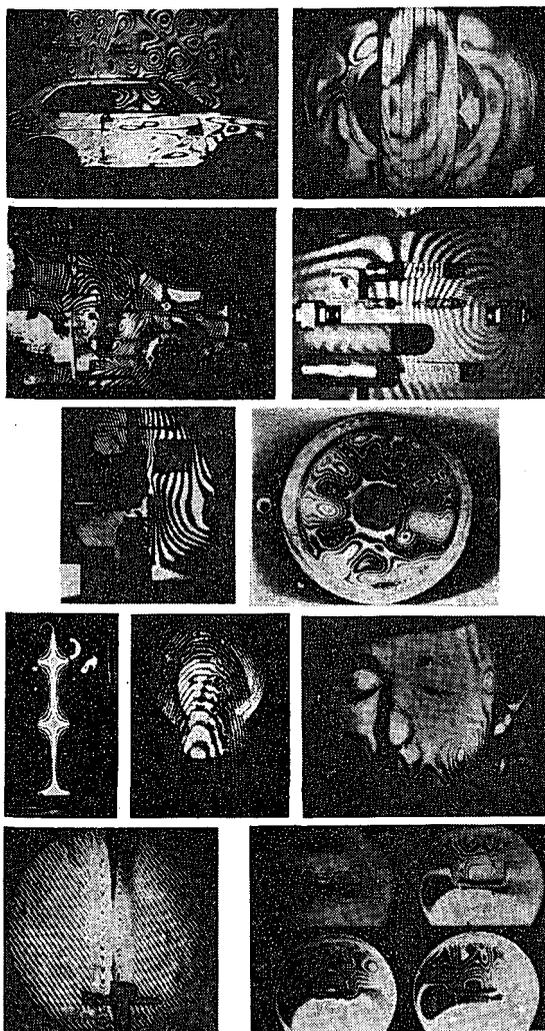


Fig. 10 — Amostragem do universo das aplicações da Holografia.

como: formação e apresentação de imagens, interferometria, testes não-destrutivos, processamento óptico de informação, microscopia, componentes ópticos holográficos, registo e leitura de informação em armazenamento de

dados, memórias de computador, e sistema de entretenimento doméstico.

Microscópio Holográfico

O microscópio holográfico utiliza a tridimensionalidade da imagem holográfica para obviar à limitação da profundidade de foco das objectivas microscópicas de curta distância focal, Fig. 11. Após registo do holograma,

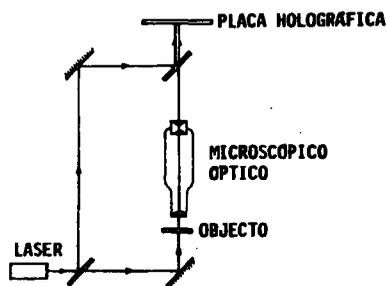


Fig. 11 — Princípio do microscópio holográfico.

cada secção pode ser explorada, movendo o sistema óptico sobre a imagem restituída. Apreciável volume de especimens, por exemplo, são estudados por esta técnica.

Holografia Interferométrica

Aplicação com especial interesse é a holografia interferométrica (diferencial). Na interferometria convencional, observa-se a interferência entre duas frentes de onda com origem numa fonte comum e que percorreram percursos ópticos que as transformaram por formas distintas. A holografia apresenta a vantagem de uma ou duas frentes de onda poderem ser registadas e restituídas, inclusive existindo em tempos diferentes. Se é apenas registada uma frente de onda, na restituição pode ser comparada com outra, permitindo uma interferometria diferida no tempo, e com observação em tempo real. No registo de duas frentes de onda, que correspondem a dois estados diferentes do objecto, na restituição do holograma, franjas de interferência evidenciam as modificações ocorridas entre as duas exposições.

As aplicações são das mais variadas: observação interferométrica das deformações dum

objecto sob carga de forças variáveis, para análise extensométrica, de fissuras, variações de pressão, efeitos acústicos e térmicos (dupla exposição e tempo real); análise de vibrações (holografia interferométrica de tempo médio, holografia estroboscópica, Fig. 12, holografia

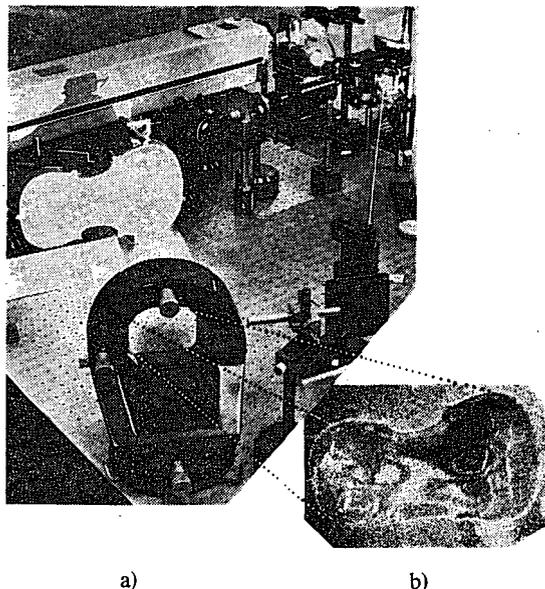


Fig. 12 — Montagem holográfica para estudo das vibrações num violino, por técnica estroboscópica com holografia moiré.

- a) Montagem experimental;
- b) Holograma moiré de um modo ressonante.

moiré); medidas em dinâmica de fluidos, diagnóstico de plasmas, transporte de massa e calor, etc.

Geração de Contorno

Usando um Laser com emissão a duas frequências pode gerar-se linhas de contorno na imagem da superfície do objecto, que permitem a análise dimensional da superfície.

Holografia Não-Óptica

O princípio da holografia, sendo genérico e fundamental no domínio dos fenómenos de carácter ondulatório, estende-se para a área das micro-ondas e ondas acústicas. Estruturas opacas à radiação electromagnética podem ser estudadas, proporcionando aplicações em for-

mação de imagens médicas (ecografia, TAC), sismologia, arqueologia, etc., em paralelo com a utilização em radar, sonar e na análise e síntese de antenas de sistemas radiantes, em geral.

Também se desenvolveram técnicas, ditas quasi-holográficas (baseadas no conceito de anéis de Fresnel, como registo holográfico de informação do objecto pontual), designadamente a formação de imagens por abertura codificada, para radiação incoerente: raios- γ e raios X. Identicamente se registaram desenvolvimentos em espectroscopia, e em sistemas com aberturas sintetizadas (Side-Looking Radar).

Holografia no Futuro

Com a disponibilidade futura de uma fonte coerente de raios X, grandes avanços serão possíveis na biologia, química e cristalografia. Com o microscópio de contraste de fase, para microscopia de raios X e a holografia, será possível estudar macromoléculas biológicas, e eventualmente obter imagens tridimensionais de estruturas tão importantes como o DNA. A arquitectura cristalina, à escala atómica, tornar-se-á tangível. A pesquisa em áreas como o cancro e das ciências dos materiais, beneficiará largamente de tais futuras técnicas.

O desenvolvimento de aplicações importantes cresce continuamente, ganhando assim um progressivo interesse na ciência e tecnologia, as técnicas holográficas, que se espera, abrirão novos domínios do conhecimento no futuro.

Conclusão

Holografia é um processo de registo e restituição de informação transportada por campos ondulatórios coerentes. Um holograma consiste numa estrutura do tipo rede difractiva (2000 linhas/mm), que resulta da interferência, no volume comum, de dois feixes coerentes de radiação. Um dos feixes provém de um objecto iluminado—feixe objecto, enquanto o outro—feixe de referência, tem uma frente de onda geometricamente definida (plana ou esférica, com centro de curvatura conhecido). O holograma de superfície corresponde a uma secção

no volume de interferência, enquanto o holograma de volume, tridimensional, reproduz, com profundidade, a interferência num dado volume.

Iluminando o holograma com um feixe de reconstrução, em geral idêntico ou conjugado do feixe de referência, a distribuição espacial em amplitude ou fase de uma das frentes de onda difractadas é idêntica à radiação originalmente emitida a partir do objecto — imagem virtual. A imagem virtual toma a mesma forma e posição (em relação ao holograma) que a «casca» luminosa do objecto, e apresenta idênticas propriedades, designadamente a tridimensionalidade. Outras frentes de onda difractadas originam outra imagem (real) e frentes de ondas espúrias.

Os hologramas podem ser registados em variadíssimos materiais fotosensíveis, para além da emulsão fotográfica. Incluem materiais que permitem apagamento e re-escrita, e processamento e fixação imediata, após exposição.

A holografia tornou-se uma ciência bem estabelecida, a partir da óptica, e uma técnica útil em muitas áreas da ciência, engenharia e tecnologia, continuando a sugerir soluções imaginativas, e proporcionando soluções não-conventionais para larga variedade de problemas.

Na ciência, na tecnologia e na indústria, a holografia mostrou ter potencialidades como técnica de diagnóstico e medida com capacidades únicas. A utilização em: pesquisa científica, inspecções e testes industriais, afixação de imagens tridimensionais, e no registo de informação, tornou-se corrente, e em expansiva penetração. Os elementos ópticos holográficos são usados em sistemas militares sofisticados, e em sistemas comerciais, preparando-se a sua utilização para os supercomputadores, na visão robótica, e nos écrans tridimensionais.

Não foram tratados muitos dos interessantes aspectos teóricos e experimentais da holografia, nem referidas muitas das diversas aplicações (holografia de Fourier, filtros holográficos para reconhecimento de formas, memórias holográficas, holografia heterodínica, análise holográfica na dinâmica de fluidos, holografia por computador, holografia médica, holografia em bioengenharia, cineholografia, transmissão

de hologramas por televisão, holografia temporal, holografia com fontes incoerentes, holografia artística, etc.) pois que o material disponível na bibliografia é excessivamente vasto (mais de 40 livros especializados e 100 000 artigos), mas foi esboçado o suficiente para se concluir que a Holografia, princípio fundamental, continuará, certamente, por muito tempo, a contribuir para o enriquecimento do conhecimento e compreensão da física da natureza, bem como para o desenvolvimento do potencial tecnológico.

REFERÊNCIAS

- [1] D. GABOR — *A New Microscopic Principle*, Nature, **161**, 777 (1948).
- [2] E. N. LEITH, J. UPATNIEKS — *Reconstructed Wavefronts and Communication Theory*, J. Opt. Soc. Amer., **52**, 1123 (1962).
- [3] R. J. COLLIER — *Some Current Views on Holography*, IEEE Spectrum, 67-74 (July 1966).
- [4] *Laser and Light*, Scientific American (1969).
- [6] H. SMITH — *Principles of Holography*, Wiley Interscience, N. Y. (1969).
- [6] R. J. COLLIER, C. B. BURCKHARDT, L. H. LIN — Academic Press, N. Y. (1971).
- [7] J. W. GOODMAN — *An Introduction to the Principles and Applications of Holography*, Proc IEEE, **59**, 464-476 (1971).
- [8] B. A. LENGUEL (Ed) — *Laser and Light*, Wiley International (1971).
- [9] D. GABOR — *Holography, 1948-1971*, Proc IEEE, **60**, 450-463 (1972).
- [10] R. K. ERF (Ed) — *Holographic Nondestructive Testing*, Academic Press, N. Y. (1974).
- [11] T. H. JEONG — *A Study Guide on Holography*, Wolography Workshop, Lake Forest College, (1975).
- [12] T. H. JEONG — *Geometric Model for Holography*, Am. J. Phy., **43**, 714-717 (1975).
- [13] C. VEST (Ed) — *Holographic Interferometry*, John Wiley, (1976).
- [14] R. K. ERF — *Speckle Metrology*, Academic Press, N. Y. (1978).
- [15] H. J. CAULFIELD — *Handbook of Holography*, Academic Press N. Y. (1979).
- [16] T. KALLARD — *Laser Art & Optical Transforms*, Optosonic Press, N. Y. (1979).
- [17] N. ABRAMSON — *The Making and Evaluation of Holograms*, Academic Press, N. Y. (1981).
- [18] O. D. D. SOARES, J. C. A. FERNANDES — *Cylindrical Hologram of 360° Field of View*, Appl. Opt. **21**, 3194-3196 (1982).
- [19] O. D. D. SOARES, L. BERNARDO — *Lasers: Principios e Aplicações*, AIP (1985).

O processamento de materiais por Laser

DIETMAR APPELT

Departamento de Investigação e Desenvolvimento, EFACEC
Laboratório de Física, Faculdade de Ciências do Porto

1. Introdução

Vem de longa data a ideia de utilizar a radiação luminosa como fonte de calor: já Arquimedes, no séc. III AC, tentou defender a sua cidade de Siracusa contra a invasão da armada romana, focando numa pequena área a radiação solar, por meio de grandes espelhos parabólicos de sua construção.

No entanto, só após a invenção do laser, cuja primeira edição apareceu em 1960 devida a Theodore H. Maiman, é que um feixe luminoso convenientemente focado se converteu numa fonte de calor com viabilidade prática no processamento industrial de materiais. Embora esta aplicação, tal como a maioria das outras actualmente implementadas, fosse reconhecida bem cedo após aquele marco histórico, durante o período de 1962 a 1968 o estado de desenvolvimento dos lasers era ainda muito rudimentar o que os tornava demasiado frágeis, pouco fiáveis e duradouros, não permitindo a sua introdução em aplicações industriais. Daí que há cerca de 10 anos ainda o laser era tido como uma invenção que procurava aplicação prática.

Entretanto tal situação mudou radicalmente: máquinas-ferramenta baseadas em sistemas laser são amplamente utilizadas no corte, furação, soldadura, tratamento térmico superficial, recobrimento superficial, nos mais diversos materiais metálicos e não metálicos, em indústrias tão variadas como a metalomecânica em geral, automóvel, cortumes, plásticos, têxtil, cerâmica, electrónica, etc.

Na presente exposição pretendemos dar uma primeira ideia sobre a forma como os lasers intervêm nesta classe de aplicações.

2. Fundamentos do processamento de materiais com laser

O mecanismo do processamento de materiais com radiação laser pode ser interpretado fundamentalmente como uma acção térmica resultante da absorção da energia luminosa (Fig. 1). A radiação laser é focalizada por

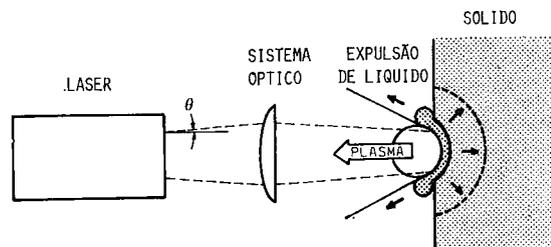


Fig. 1 — Esquema do processamento de materiais por laser.

meio de um sistema óptico adequado sobre a peça a trabalhar (o alvo) em cuja superfície é absorvida. O calor assim produzido intervém como calor de processamento, que pode desencadear um conjunto de fenómenos localizados entre duas situações extremas:

- a) todo o calor é transportado por condução térmica — é o caso dos tratamentos térmicos por transformação de estrutura;
- b) o calor leva um pequeno elemento de volume do alvo ao estado de plasma, sem que haja aquecimento do material restante — esta é a situação desejada sempre que se pretenda uma remoção de material.

Os parâmetros mais influentes em todos os processos que se situam entre estes limites são, por um lado, as características específicas da radiação laser — intensidade, modo (TEM)

e, em menor grau, o comprimento de onda — e, por outro as características ópticas e térmicas do material — absorção, condução térmica e, em menor grau, calores de fusão e vaporização.

2.1 Características da radiação laser

De acordo com as leis da óptica geométrica não é possível aumentar, por concentração óptica, a intensidade (isto é, densidade de potência, potência por unidade de área) da luz convencional, incoerente, para além da intensidade da fonte luminosa. Assim, por concentração da radiação solar não é possível atingir-se uma temperatura superior à da superfície do Sol, cerca de 6,3 kK.

No laser tal situação é essencialmente diferente. O laser constitui um amplificador de luz com realimentação, que emite luz monocromática, espacial e temporalmente coerente. Quando o laser opera no modo fundamental, TEM₀₀ a distribuição de energia através da secção do feixe segue uma distribuição de Gauss.

Focalizando um feixe de luz nestas condições com uma lente (Fig. 2) obtém-se na

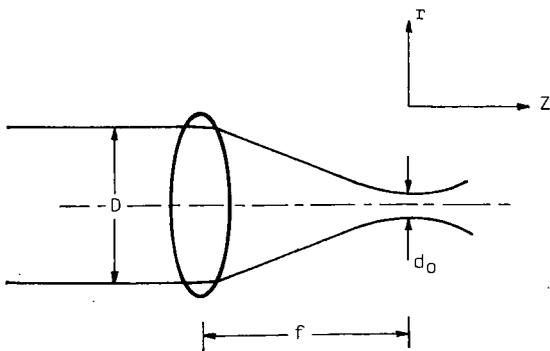


Fig. 2—Formação da cintura por focalização do feixe.

proximidade do plano focal um estrangulamento do feixe. A cintura do feixe («Waist»), isto é, a sua zona mais estreita, situa-se no plano focal e tem um diâmetro d_0 , que é dado com boa aproximação por

$$d_0 = \frac{4 \lambda f}{\pi D}$$

em que λ representa o comprimento de onda

da radiação, D o diâmetro do feixe incidente, e f a distância focal.

Fora do plano focal ($Z \neq 0$) o feixe alarga para um e outro lado deste ($Z = 0$) tomando um valor

$$d(Z) = d_0 \sqrt{1 + \left(\frac{4 \lambda Z}{\pi d_0^2} \right)^2}$$

Se o laser emite num modo superior ao fundamental, formam-se vários focos, o diâmetro da cintura é significativamente maior, e, para uma mesma potência total do laser há uma diminuição da densidade de potência e energia no foco.

Para muitas aplicações, em particular corte e furação, a potência total do laser é menos determinante para o bom êxito do processo do que a sua intensidade. Em muitas circunstâncias, um laser de menor potência de saída mas com uma estrutura modal ótima e consequentes melhores características de focalização conduz a melhores resultados do que um laser multimodo de potência mais elevada.

Uma intensidade de feixe elevada é requisito fundamental em processos em que há remoção de material, tais como furação e corte, além da soldadura em profundidade, vitrificação e endurecimento superficial por tratamento térmico de choque. A remoção do material dá-se essencialmente na fase de vapor ou plasma. É característico destes processos a formação de um plasma induzido pelo laser e uma absorção de radiação dependente da intensidade. A interacção da radiação laser com o plasma em expansão, a acção sobre o movimento do banho em fusão na zona de processamento e bem assim as alterações da realimentação óptica através do plasma em expansão, são fenómenos extremamente complexos mas que influenciam fortemente a qualidade do processamento.

Os processos de tratamento térmico, tais como têmpera, endurecimento por transformação da estrutura ou fusão, formação de ligas e soldaduras, são realizados com baixa intensidade de feixe. A característica comum destes

processos é a ausência de formação de plasma induzido pelo feixe laser e uma consequente absorção independente da intensidade. Neste tipo de processamento o material tem de ser levado à fusão numa zona apreciavelmente larga e profunda, para o que se torna essencialmente necessário o fornecimento de uma certa energia total, o que geralmente dispensa a minimização do diâmetro da mancha de focalização. Em muitas circunstâncias deste tipo é até razoável trazer o foco nitidamente para fora do alvo para evitar um sobreaquecimento local tão grande que possa conduzir a vaporização do material.

Há aqui diferenças significativas relativamente aos processos convencionais, devido à muito maiores velocidades de aquecimento e arrefecimento bem como zonas termicamente afectadas (HAZ, «heat-affected zone») muito mais finas.

Há lasers mais aptos a trabalho em regime contínuo (CW, «continuous wave»), outros podem ser vantajosamente operados em regime pulsado, o que permite obter potências de ponta muito grandes — no quadro I comparam-se

QUADRO I—Comparação das intensidades atingíveis com as diversas fontes de energia utilizáveis no processamento de materiais.

Fone	Duração do impulso	Potência	Intensidade
Laser CO ₂	CW	1 kW	10 MW/cm ²
Laser Nd:YAG	1 ms	0,1 MW	10 GM/cm ²
	10 ns	100 MW	10 TW/cm ²
Laser excímero	10 ns	25 MW	10 GW/cm ²
Feixe electrónico	CW	3 kW	1 GW/cm ²
Maçarico	CW	1,5 kW	50 kW/cm ²
Sol focalizado com lente (D ≈ 3 cm)	CW	0,7 W	1 kW/cm ²

as potências e intensidades correntes nos lasers habitualmente utilizados no processamento de materiais com fontes tradicionais, pondo claramente em evidência a superioridade do laser.

Para além do comprimento de onda da radiação utilizada, parâmetro que condiciona essencialmente a absorção por parte do material (ver § 2.2), a intensidade do feixe e a duração da interacção são as grandezas determinantes no processamento. A Fig. 3 representa as zonas

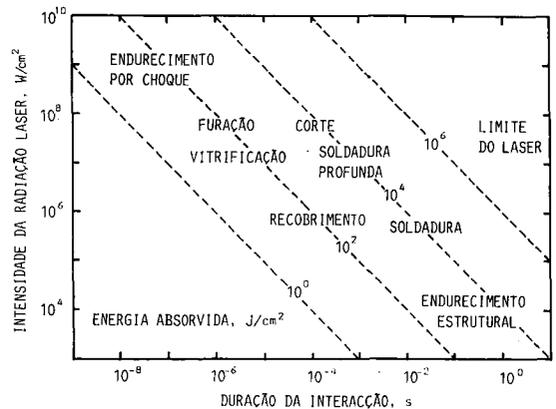


Fig. 3 — Espectro da interacção feixe-material, pondo em evidência as zonas ocupadas pelos vários tipos de processamento.

do «plano intensidade/tempo de interacção» onde, de acordo com a ampla experiência já acumulada, se situam os vários processamentos de materiais.

Dadas as suas características peculiares — densidades de energia e potência notáveis e facilmente controláveis, facilidade de dirigir e concentrar essa potência — a radiação laser tornou-se uma valiosa ferramenta com múltiplos aspectos singulares:

- a facilidade de concentração superficial permite trilhos de corte e HAZ muito reduzidos;
- a transmissão da energia para o alvo é feita sem contacto nem perdas, o que põe de parte contaminações do alvo por material dos eléctrodos ou produtos de combustão — não há desgaste de ferramentas. Para além da facilidade de deflexão e focalização do feixe com elementos ópticos relativamente simples (espelhos e lentes) é ainda possível, em particular no caso de lasers de alta potência, subdividir o feixe, com divisores de feixe, em vários feixes parciais

que podem ser enviados para outras tantas estações de trabalho, permitindo operação em paralelo;

- o ar e outros gases são essencialmente transparentes à radiação laser, o que permite o processamento em praticamente qualquer tipo de atmosfera — oxidante, redutora, inerte — e mesmo no vácuo. Em muitos casos é mesmo possível o processamento de objectos encapsulados através do material envolvente, desde que este seja transparente para o comprimento de onda da radiação utilizada;
- a precisão associada ao feixe permite tolerâncias de processamento apertadas e óptima reprodutividade;
- os métodos de processamento por laser adaptam-se muito bem a sistemas automatizados de fabricação, o que em muitos casos possibilita uma melhor produtividade — os custos de manutenção e operação dos sistemas a laser são em geral baixos.

2.2 Influência dos parâmetros dos materiais

Quando uma onda luminosa incide sobre a superfície de um material, há reflexão de uma parte da energia de acordo com a reflectividade do meio. A parte restante penetra no material, onde é absorvida em maior ou menor extensão. Quer a reflexão quer a absorção da radiação dependem fortemente do comprimento de onda da radiação e da natureza do material. A Fig. 4

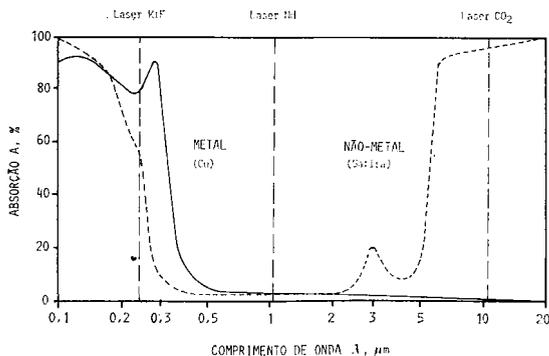


Fig. 4 — Absorção (A) de um metal típico (Cu) e um não metal (safira) em função do comprimento de onda.

mostra os espectros de absorção típicos de um metal e um não metal.

Para o processamento de qualquer material exige-se sempre uma potência apreciável. Daí que até aqui tenham sido utilizados essencialmente dois tipos de lasers para a aplicação em apreço: o laser de CO₂, capaz de fornecer elevadas potências em CW — há já sistemas de 20 kW — e operando a um comprimento de onda de 10,6 μm, e o laser de Nd, utilizando mais habitualmente o YAG («Y-Al-Garnet», granada de ítrio e alumínio) como hospedeiro, que em CW opera a potências mais modestas (no máximo até apenas algumas centenas de watts), permite no entanto atingir facilmente elevadas potências em regime pulsado (megawatts), e emite a 1,06 μm.

Em geral pode dizer-se que, dentre estes dois comprimentos de onda, os metais absorvem melhor a radiação do laser de Nd e os não-metais a do laser de CO₂. As considerações sobre as potências atingíveis em regime CW e pulsado destes dois tipos de lasers, por um lado, e os níveis de energia e potência necessários aos vários tipos de processamento (Fig. 3) por outro, acabam por, na prática, determinar os campos de intervenção como se segue:

Laser de CO₂ — processamento de materiais não metálicos (corte, furação) e processamento de metais em que não haja necessidade de vaporizar o material: corte assistido por gás (oxicorte), soldadura, tratamentos térmicos.

Laser de Nd:YAG — processamento de metais com vaporização — gravação, marcação, traçagem («scribing»), corte em atmosfera inerte, rectificação («trimming») de componentes electrónicos (tipicamente resistências) e ainda, dada a sua focabilidade mais fina, o processamento de precisão de metais — corte e soldadura finos.

O mecanismo da absorção da radiação é muito complexo. Distinguem-se duas formas.

Nos não-metais, por efeito da excitação com radiação de comprimento de onda relativamente elevado, são as moléculas ou iões da

rede cristalina que entram em vibração, enquanto radiações de menor comprimento de onda excitam os electrões das camadas atómicas, que por sua vez transmitem os choques à rede onde há a transformação em calor. No seu trajecto para o interior do meio, a energia da onda luminosa diminui exponencialmente com a constante de amortecimento. Nos materiais transparentes a profundidade de penetração é ilimitada; se a absorção é muito forte, a penetração é pequena, podendo situar-se na ordem grandeza do comprimento de onda da radiação.

Nos metais a absorção dá-se nos electrões da banda de condução — por isso o comportamento óptico é essencialmente determinado pela condutividade eléctrica do metal, especialmente no domínio do infravermelho. Devido à elevada mobilidade dos electrões de condução, há como que um efeito peculiar que tem por consequência reduzir muito significativamente a profundidade de penetração da onda luminosa, que na maioria dos casos se situa entre uns 10 nm e 100 nm, isto é, apenas uma fracção do comprimento de onda da luz. Também a reflectividade aumenta com a condutividade eléctrica, o que na prática significa que a maioria dos metais no estado não recoberito reflecte entre 90 % e 100 % da energia infravermelha incidente. Felizmente que na incidência de radiação laser de forte intensidade sobre os metais há outros efeitos que compensam parcialmente aquele comportamento desfavorável: a reflectividade dos metais depende fortemente da temperatura, com a qual diminui — metais altamente reflectivos à temperatura ambiente podem ser bons absorventes a temperaturas elevadas e no estado de fusão (Fig. 5).

Também o estado da superfície condiciona de forma significativa a reflectividade: enquanto uma superfície polida actua como um espelho, aumentando a rugosidade superficial e aplicando revestimentos superficiais (p. ex.º finas camadas de óxido) melhora-se substancialmente a absorção.

A combinação destes vários efeitos pode resultar em que a reflectividade dos metais possa baixar até cerca de 10 % do seu valor inicial. Desta forma se torna possível o pro-

cessamento, em condições económicas, de metais mesmo com lasers de CO₂ ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$), tão atractivos devido à sua elevada potência de saída e alto rendimento.

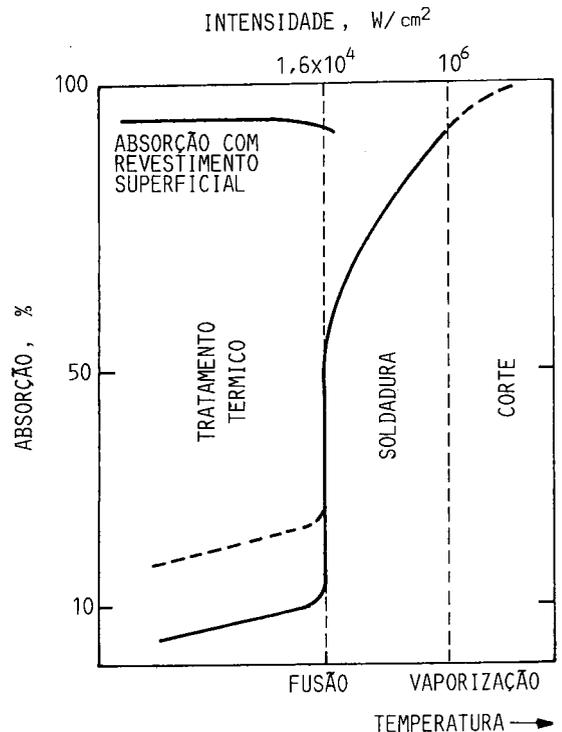


Fig. 5 — Efeito da temperatura e do revestimento superficial na absorção ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$).

Quando à condução térmica, há que considerar que no caso de a acção da radiação sobre o metal ser de duração relativamente longa, há condução de uma apreciável quantidade de calor, podendo atingir-se um equilíbrio térmico. Se a duração for curta — regime pulsado — não se atinge equilíbrio térmico. Estes fenómenos são naturalmente influenciados pela condutividade térmica do metal e o seu coeficiente de difusão térmica.

Nos não-metais a condutividade térmica é praticamente irrelevante, intervindo efeitos diferentes sob a acção de radiação laser intensa. Em geral a penetração da energia é muito mais profunda que no caso dos metais. Os efeitos variam muito conforme o tipo de material, pelo que não pormenorizaremos aqui.

Em qualquer caso a interacção da radiação laser com a matéria é um processo térmico

intensivo. Dada a reduzida penetração da radiação em materiais fortemente absorventes, a temperatura superficial no centro da mancha focal cresce muito rapidamente: com impulsos de elevada potência conseguem-se taxas de aquecimento da ordem dos 10^{10} K/s, numa zona muito localizada — surgem gradientes da ordem dos 10^6 K/cm!

3. Campos de aplicação

Com o laser passa a dispor-se de uma nova ferramenta que graças à sua versatilidade, facilidade de comando e elevada precisão, tem um vastíssimo campo de aplicação no processamento de materiais metálicos e não-metálicos.

O quadro II apresenta uma classificação dos materiais quanto à sua aptidão ao trabalho por laser. Quanto aos métodos de trabalho é costume considerar a seguinte classificação:

a) Com remoção de material:

Corte — por fusão, vaporização, oxidação; corte;

Furação, de reduzidas dimensões; Gravação, marcação, traçagem, rectificação.

b) Sem remoção de material:

Soldadura, soldadura profunda; Tempera, endurecimento superficial; Recobrimento, ligação superficial.

Está naturalmente fora do âmbito desta exposição abordar todos estes processos e materiais, pelo que referiremos brevemente apenas alguns deles a título de exemplificação.

O corte de materiais metálicos e não metálicos é um domínio em que provavelmente há maior número de sistemas instalados.

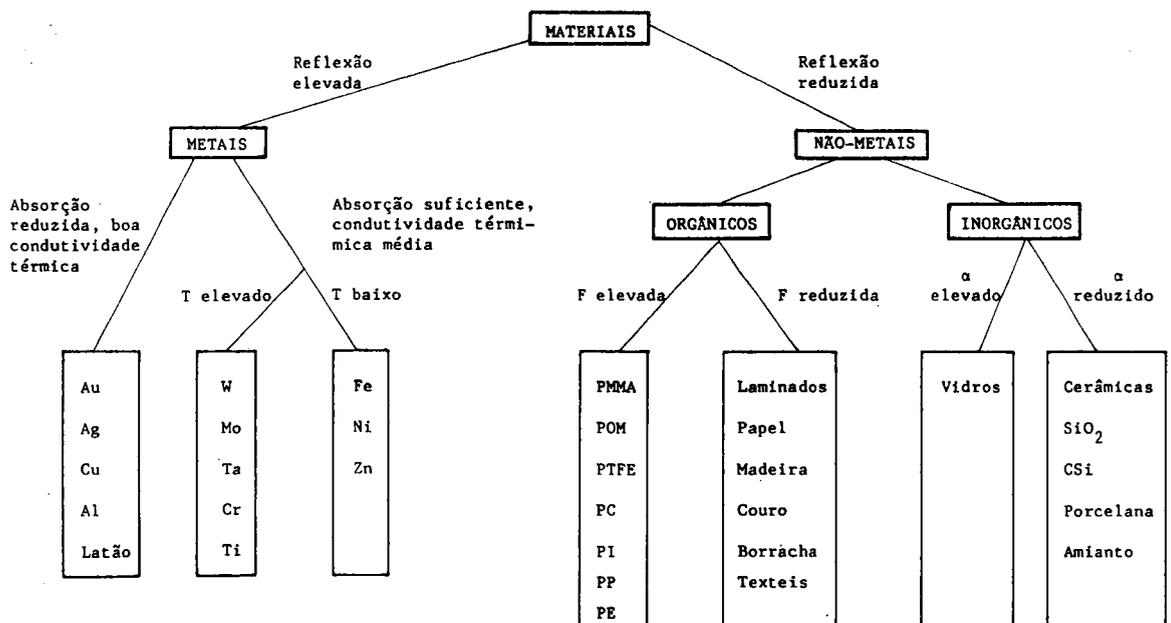
Utilizam-se para o efeito essencialmente lasers de CO_2 em regime CW e em menor escala, especialmente para materiais delicados, o laser de Nd:YAG, geralmente em regime pulsado.

Normalmente faz-se incidir sobre a peça a cortar, concentricamente com o feixe focalizado, um jacto de gás. Nalguns casos trata-se de um gás inerte (Ar, N_2) que tem por fim

QUADRO II

Classificação dos materiais quanto à sua processabilidade por laser

T = ponto de fusão F = inflamabilidade α = coeficiente de dilatação térmica



proteger o material da oxidação, ao mesmo tempo que favorece a expulsão do material em fusão.

Noutras circunstâncias, em particular no corte de materiais ferrosos, usa-se O_2 como gás de corte, que reage de forma exotérmica com o metal em fusão, elevando ainda mais a temperatura localmente atingida — é o oxicorte.

Dois parâmetros fundamentais são determinantes para o processo de corte, como de resto para outros processos: a potência disponível e a velocidade de corte, que condiciona afinal a duração da interacção.

Se a intensidade é muito elevada, há vaporização superficial do material, sem haver fusão em camadas subjacentes; se, pelo contrário, a intensidade é baixa, a energia é fornecida lentamente, dando tempo a que se disperse por um volume maior e o aqueça. Nestas condições, a profundidade de fusão no foco é igualmente pequena enquanto o material circundante aquece indesejavelmente.

Quando se pretende uma grande profundidade de fusão, é necessário aumentar a densidade de energia total fornecida, sem aumentar a densidade de potência (intensidade). A prática tem mesmo mostrado que só se alcança o efeito desejado trabalhando com intensidade mais reduzida mas aumentando correspondentemente o tempo de interacção. Há no entanto aqui limites, pois que rapidamente se atinge um estado de equilíbrio entre a energia fornecida e as perdas de energia por convecção, irradiação e condução, não havendo mais elevação de temperatura.

A escolha dos parâmetros de corte é pois crítica para cada material e há, em cada caso, que fazer um certo número de ensaios experimentais para os dimensionar de forma a obter uma qualidade de corte óptima — uma das vantagens do corte por laser é fornecer superfícies de corte impecáveis que não necessitam de posterior acabamento. Hoje em dia há naturalmente já um grande número de dados acumulados que permitem fazer uma previsão aproximada dos parâmetros a utilizar. As Figs. 6 e 7 representam alguns exemplos de velocidades de corte obtidas em vários materiais. A Fig. 8 mostra alguns exemplos de peças

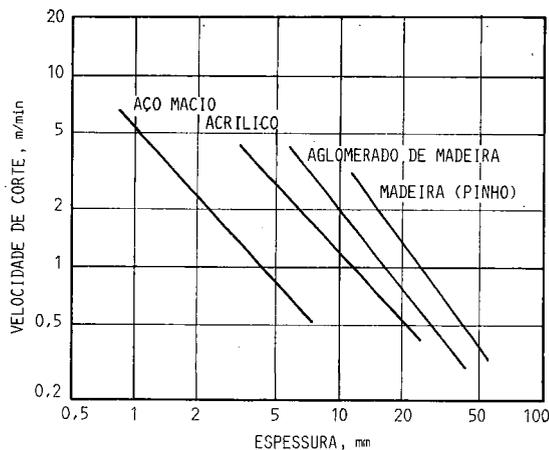


Fig. 6 — Velocidades de corte para diversos materiais, usando um laser de CO_2 de 500 W. O corte de aço é assistido por O_2 , os restantes são realizados sob atmosfera protectora de Ar.

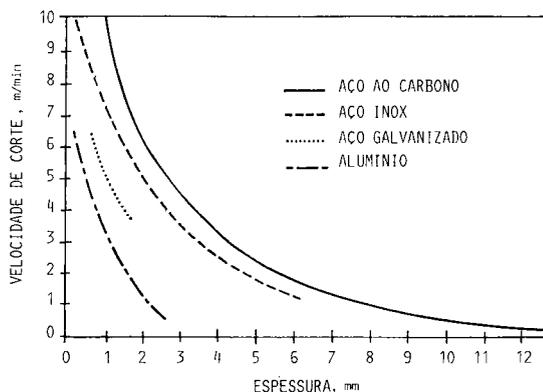


Fig. 7 — Velocidade de corte de alguns metais correntes com laser de CO_2 de 1 kW, assistido por O_2 . É bem patente a maior dificuldade de corte do Al.

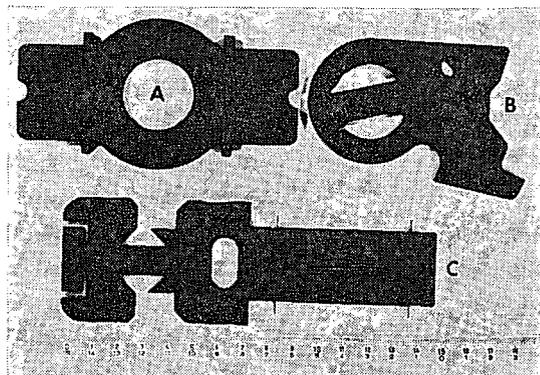


Fig. 8 — Exemplos de peças recortadas com uma máquina-ferramenta comercial usando um laser de CO_2 de 600 W. A — aço de construção, espessura 3 mm; B — idem, 5 mm; C — alumínio, 2 mm.

recortadas com uma máquina comercial equipada com um laser CO₂ de 600 W, a uma velocidade de cerca de 4 m/min. A gravação e marcação em suporte metálico ou plástico, para a produção de etiquetas, placas de características, etc., é uma aplicação que tem vindo a adquirir grande popularidade nos últimos anos. Para este efeito utiliza-se normalmente um laser de Nd:YAG, que permite uma focalização muito fina, com uma potência (multimodo) da ordem dos 50 W. Um sistema informático mais ou menos desenvolvido faz desviar o feixe focalizado sobre o alvo segundo o desenho de caracteres alfa-numéricos de variados tipos, permitindo escrever qualquer texto. A possibilidade de desenhar quaisquer logotipos, devidamente programados, confere grande versatilidade a estes sistemas. A Fig. 9 mostra alguns exemplos obtidos com sistemas comerciais.

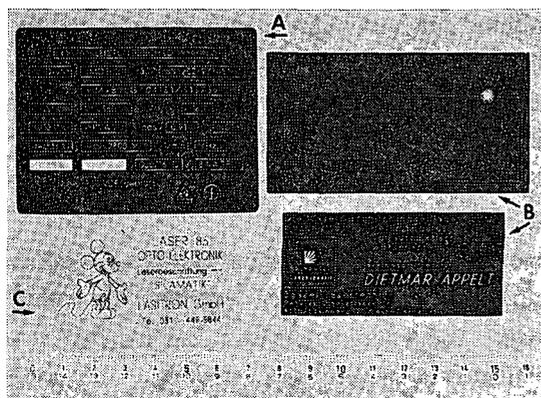


Fig. 9—Exemplos de etiquetas gravadas com um equipamento comercial utilizando um laser de Nd:YAG de 50 W. A — folha acrílica; B — alumínio anodizado; C — marcação por decalque sobre plaqueta de plástico.

A soldadura é um campo em que o laser apresenta grandes vantagens — é possível realizá-la justapondo as peças topo a topo, sem o acrescimento de material do exterior. O processo pode ser realizado sob qualquer tipo de atmosfera, e, desde que se disponha de potência suficiente, é possível soldar até profundidades superiores a 10 mm com HAZ mínimo.

É nesta aplicação que se encontram os lasers de maior potência, chegando a atingir 20 kW em regime contínuo (lasers de CO₂). As previsões apontam para um grande aumento, como nos tratamentos térmicos.

4. Implantação de lasers no processamento de materiais

Com uma taxa de crescimento de cerca de 30 %, o mercado total de lasers só é comparável à evolução no mercado de computadores. O volume de mercado total de lasers, considerando como tal apenas o laser propriamente dito, isto é, a fonte de radiação, situou-se em 1984 em 363 MUS\$, dos quais cerca de 104 MUS\$ são relativos a lasers para processamento de materiais. Para 1985 as previsões apontam respectivamente para 465 MUS\$ (total de lasers) e 140 MUS\$ (lasers para processamento de materiais).

O volume total de vendas de lasers de CO₂ está previsto crescer de 90 MUS\$ (1984) para 110 MUS\$ (1985), constituindo assim a dianteira de todos os tipos de lasers, logo seguidos dos Nd:YAG para os quais se prevê um aumento de vendas de 85 MUS\$ (1984) para 100 MUS\$ (1985). Em ambos estes casos, mais de 60 % daqueles lasers são destinados a processamento de materiais.

É de referir ainda neste contexto o caso dos lasers excímeros. A sua introdução no domínio do processamento de materiais está ainda muito no início. Emitindo na região UV, permitem processamento de elevada precisão com elevadas intensidades a potências médias relativamente modestas de praticamente todos os materiais. A experiência com eles adquirida neste tipo de aplicações é, no entanto, ainda reduzida.

Está estimado em cerca de 6200 o número de lasers processadores de materiais instalados nos Estados Unidos da América, dispersos pelas mais variadas indústrias, desde cigarros, têxtil, produtos farmacêuticos, todo o tipo de metalo-

mecânica, etc. Avalia-se em cerca de 1200 os instalados na Europa, onde a maior concentração se localiza naturalmente nos países mais industrializados como RFA, França e Reino Unido. No Japão estarão instalados cerca de 800 equipamentos.

Portugal ocupa neste momento uma posição muito modesta neste contexto. Temos conhecimento de uma unidade de Nd:YAG utilizada no corte de diamantes, uma do mesmo tipo mas associada a um sistema de gravação, instalada numa empresa do ramo da mecânica de precisão, e três lasers de CO₂ de baixa potência (entre 50 W e 100 W) instalados em unidades fabris da indústria têxtil de confecções.

Esta tão reduzida introdução de lasers em Portugal está certamente ligada ao deslocamento do binómio investimento demasiadamente elevado — mão-de-obra relativamente barata no sentido desta. Por outro lado, o facto de a tecnologia laser ser uma das mais avançadas e não haver entre nós muitas pessoas familiarizadas com ela, faz encarar a sua adopção com bastante reserva.

Dada a sua flexibilidade de adaptação, a tecnologia do processamento de materiais por laser está naturalmente indicada em todos os casos em que seja reduzido o número de peças a produzir — protótipos de desenvolvimento, séries reduzidas, adaptação a necessidades específicas. Nestas circunstâncias nem sempre será rentável uma unidade industrial lançar-se num investimento tão vultoso como o representado por uma máquina a laser.

Nos países tecnicamente mais desenvolvidos assiste-se à proliferação dos «centros laser» («laser shops»), oficinas de pequena ou média dimensão dispostas de uma ou várias máquinas-ferramenta a laser e que vendem serviços de processamento por laser em regime de subcontrato. Também na vizinha Espanha se assiste já ao aparecimento de iniciativas deste género.

5. Conclusão

A interacção entre a radiação laser intensa e a matéria constitui um fenómeno térmico

relativamente complexo, que permite o processamento de materiais, em muitas circunstâncias bem para além dos limites de possibilidade das tecnologias convencionais. A experiência acumulada neste domínio nos últimos quinze anos tem fomentado a introdução de máquinas de diversas dimensões para processamento de materiais por laser. Encontram aplicação essencialmente lasers de CO₂ de potências compreendidas entre pouco mais de uma dezena de watts até algumas dezenas de quilowatts, operando em regime contínuo, lasers de Nd:YAG até algumas centenas de watts, operando em regime contínuo ou pulsado e, mais recentemente, lasers excímeros, emitindo na região de UV em regime pulsado.

Na generalidade o processamento de materiais por laser é uma técnica muito versátil, em muitos casos vocacionada para pequenas séries, produzindo um bom acabamento, permitindo um «trabalho limpo» em que não há desgaste de ferramentas, e, como processo térmico, resultando em zonas termicamente afectadas muito reduzidas. Se bem que o custo de investimento inicial de uma máquina a laser seja elevado, os custos de exploração e manutenção são normalmente baixos. Os opositores de máquinas-laser apontam frequentemente como factor negativo o seu baixo rendimento energético — a eficiência de lasers de CO₂ raramente ultrapassará 25 %, situando-se mais frequentemente na zona de 15 %, no caso Nd:YAG é até de 1 % a 3 %; o rendimento total de uma máquina a laser é, no entanto, ainda substancialmente menor devido aos subsistemas associados (arrefecimentos, vácuo, circulação de gás, etc.). Sem contestar este facto, diremos, porém, que mais interessante que a eficiência do laser ou da máquina é a eficiência do processo, isto é, a razão entre a energia absorvida no processo e a absorvida no sistema. Como a radiação emergente de uma fonte laser pode ser dirigida e concentrada sobre o alvo com perdas muito

pequenas, e a energia posta em jogo pode ser fortemente concentrada sobre o processo realmente interessante, reduzindo ao mínimo os efeitos secundários (p. ex.º deformações, zonas termicamente afectadas mais ou menos extensas, etc.), o aspecto da eficiência energética é certamente em muitos casos favorável ao laser como processador de materiais.

Reconhece-se menor eficiência energética no corte por laser do que no corte mecânico; a soldadura por laser apresenta, pelo contrário, maior eficiência energética que a soldadura a arco. No caso dos tratamentos térmicos, o laser pode ser energeticamente mais eficiente que o tratamento em forno desde que o feixe só seja aplicado em zonas localizadas.

BIBLIOGRAFIA

- S. S. CHARSCHAN — *Lasers in Industry*, Van Nostrand Reinhold Company, 1972.
 J. F. READY — *Industrial Applications of Lasers*, Academic Press, 1978.

The Engineering Staff of Coherent, Inc, Lasers-Operation, Equipment, Application and Design, McGraw Hill, 1980.

E. A. METZBOWER, ed. — *Source Book on Applications of the Laser in Metalworking*, American Society for Metals, 1981.

M. F. KIMMITT, ed. — *Proceedings of the 1st International Conference on Lasers in Manufacturing*, IFS (Publications) Ltd., 1983.

E. A. METZBOWER, ed. — *Lasers in Materials Processing*, American Society for Metals, 1983.

VDI Berichte 535, *Materialbearbeitung mit CO₂—Hochleistungslasern*, VDI, 1984.

H. KOEBNER, ed. — *Industrial Applications of Lasers*, John Wiley & Sons, 1984.

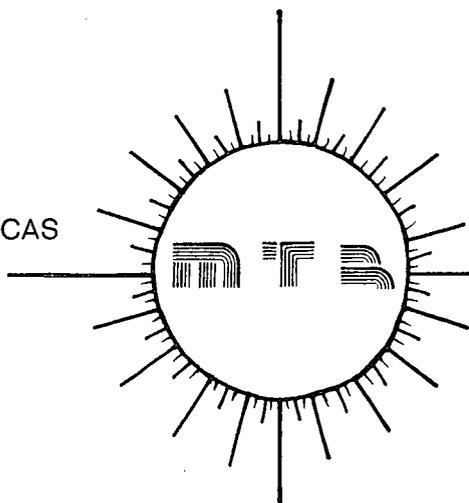
G. HERZIGER — *Werkstoffbearbeitung mit Laserstrahlung*, Teil 1, *Feinwerktechnik & Messtechnik*, Vol. 91, n.º 4, 156-162 (1983).

EPRI—Electric Power Research Institute, *Assessment of Materials-Processing Lasers*, EM-3465, EPRI 1984.

E. BEYER, P. LOOSEN, R. POPRAWA, G. HERZIGER — *Entwicklung der Lasertechnik und Bedeutung für die Materialbearbeitung*, *Laser und Optoelektronik*, vol. 17, n.º 3, 274-277 (Sept. 1985).

EQUIPAMENTO ELECTRO-ÓPTICO

MESAS ÓPTICAS



LASERS

(He-Ne; Ar; N₂)

COMPONENTES ÓPTICAS E MECÂNICAS

CONSULTORIA E ASSISTÊNCIA TÉCNICA

Peça-nos informações detalhadas • Telef. 691116/667437 • Telex 26250
 M. T. Brandão, Lda. • Praça Pedro Nunes, 94 • 4000 Porto - PORTUGAL

Comunicações Laser

MANUEL A. R. P. DE BARROS

Centro de Física da Universidade do Porto e INESC

A utilização da luz para transmissão de informação é muito mais antiga que a da electricidade. No fim do séc. VI A.C. Ésquilo menciona que a notícia da queda de Tróia foi transmitida para Argos por sinais de fogo enviados ao longo de uma extensa cadeia de estações intermédias.

No séc. II A.C. Políbio descreve um sistema pelo qual todo o alfabeto grego podia ser transmitido por sinais de fogo usando um código de dois dígitos e cinco níveis. Tanto quanto se sabe este foi o primeiro «link» de comunicação que permitia a transmissão de mensagens não combinadas previamente.

No fim do séc. XVIII Claude Chappe por intermédio do seu telégrafo óptico transmitia mensagens de Paris para Estrasburgo (423 km) em 6 minutos. Este telégrafo utilizava elementos móveis observados por telescópios nas estações intermédias. Se nos lembrarmos que para melhorar um sistema de transmissão de informação se procura aumentar a taxa de transmissão, aumentar a distância entre estações intermédias e melhorar a fidelidade da transmissão, não é de estranhar que, naquela época, as transmissões ópticas não tenham ido mais longe que os exemplos indicados.

É curioso, no entanto, notar que, embora sem interesse prático na época, as comunicações ópticas continuaram a desenvolver-se. Em 1880 Alexander Graham Bell apresentava o seu fofone: um feixe de luz solar era focado sobre um espelho fino (espelho diafragma), o qual se movia sob a acção de ondas sonoras. A quantidade de luz transmitida pelo espelho a um detector de selénio (colocado no foco de um espelho parabólico, e inserido num circuito com uma bateria e um telefone) era pois variável e a correspondente variação da resistência deste permitia reconstituir as ondas sonoras iniciais. Com este dispositivo Bell conseguiu transmitir sinais de voz a 700 pés de distância. Além de outros processos de

modular um feixe de luz, Bell tinha já proposto moduladores usando o efeito de Kerr e o efeito de Faraday.

Mas foi o aparecimento do laser em 1960 (Maiman, laser de rubi; Javan, laser de He-Ne em 1961; laser de semiconductor em 1962) que veio alterar por completo o panorama das telecomunicações, iniciando assim verdadeiramente a era das comunicações ópticas.

Cedo se reconheceu porém que o uso do laser em sistemas de propagação livre não era muito prático devido à possibilidade de intrusão de obstáculos no percurso do feixe.

Havia portanto necessidade de guiar o feixe o que, após algumas propostas e mesmo tentativas, mal sucedidas, se faz habitualmente usando fibras ópticas. Antes de ver alguma coisa sobre os lasers usados em comunicações falemos um pouco sobre fibras ópticas.

Era conhecido desde 1910, com os trabalhos de Hondros e Debye, que uma onda electromagnética pode ser guiada por uma vara cilíndrica de um material dieléctrico. No entanto os primeiros trabalhos no sentido de usar fibras ópticas para transmitir informação foram desencorajadores: perdas da ordem de 1000 dB/km foram medidas nas melhores fibras disponíveis (a potência à chegada é 0.(99 zeros)¹ de potência à entrada (*).

O grande salto qualitativo deu-se em 1966 quando Kao e Hockham avançaram a hipótese de que as elevadas perdas das fibras ópticas eram devidas a impurezas no vidro e que portanto um melhor controle de qualidade da matéria-prima usada no fabrico reduziria essas perdas para valores aceitáveis. 20dB/km era, nessa altura, o «número mágico» para aquém do qual comunicações por fibra óptica não faziam economicamente sentido. Ao mesmo

(*) Usando, por exemplo, vidro de janela a distância de transmissão máxima seria da ordem de 30 cm.

tempo Kao e Hockham propuseram que as fibras a utilizar tivessem uma estrutura composta: um núcleo central revestido por uma bainha de menor índice de refração.

Quatro anos mais tarde, a Corning Glass Works anunciou ter atingido os 20dB/km. A partir de então o progresso tem sido espectacular:

	Perdas
— Em 1972 4dB/km, também na Corning Glass Works	[\approx 60 %]
— Em 1976 0.47dB/km; 1.3 μ m (Horuguchi e Osanai, Japão)	[\approx 8.8 %]
— Em 1979 0.2dB/km; 1.55 μ m (Mivashita et al., Japão)	[\approx 4.5 %]

Presentemente estão em curso trabalhos de investigação sobre materiais novos para fabricar fibras em relação aos quais as previsões teóricas apontam para atenuações de 0.01dB/km (perdas 0.2 %) na região dos 3 a 5 μ m de comprimento de onda.

Hoje o uso de fibras ópticas em comunicações é muito frequente; isso deve-se entre outras razões às seguintes qualidades das fibras:

- *Baixas perdas* numa gama apreciável de comprimentos de onda; menor que 1dB/km como já vimos;
- *Elevada largura de banda* (1 e 100GHz em 1 km, respectivamente para fibra multimodo e monomodo);
- *Flexibilidade*, donde possibilidade de atingir pequenos raios de curvatura;
- *Pequenas dimensões*: diâmetro exterior de de uma fibra com bainha \approx 1 a 2 mm;
- *Baixo peso* — enorme vantagem, conjuntamente com a anterior no caso, por exemplo, dos aviões;
- *Incombustíveis*, e dum modo geral altamente resistentes a ataques químicos e a variações de temperatura;
- *Isoladoras*, e como tal imunes a problemas de terras e a curto-circuitos;
- *Imunes a interferência electromagnética*. Cita-se como caso particular a imunidade ao impulso electromagnético (EMP) que acompanha as explosões nucleares, o que torna as fibras particularmente interessantes do ponto de vista militar;

- *Ausência de fugas*, portanto elevada segurança das comunicações;
- *Material não estratégico*, ao contrário do cobre, e relativamente abundante;
- *Possibilidade de crescimento*. Ao contrário do que acontece com os cabos eléctricos as perdas não variam com a taxa de transmissão. Isto significa que em qualquer altura se pode resolver alterar o equipamento terminal sem preocupações quanto à atenuação da linha de transmissão.

As formas que mais frequentemente a fibra óptica costuma apresentar estão representadas na Fig. 1:

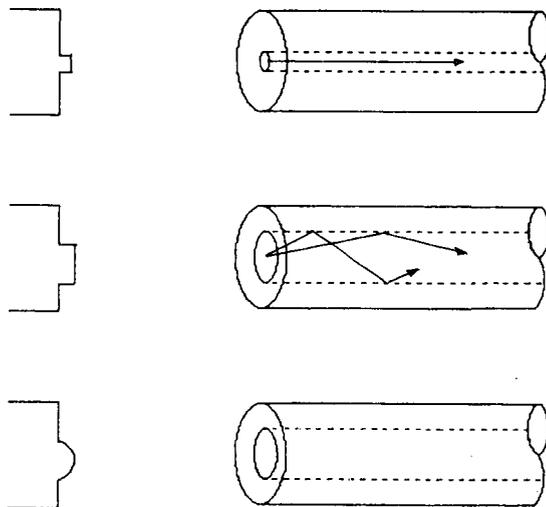


Fig. 1

A bainha tem três funções muito importantes:

- protecção mecânica da superfície do núcleo; evita «riscos» que seriam fontes de perdas por «scattering»;
- aumenta a resistência mecânica do conjunto;
- impede o núcleo de entrar em contacto com substâncias contaminantes, as quais poderiam ser absorvidas.

Um revestimento exterior, usualmente de plástico, aumenta a resistência mecânica da fibra e isola-a de asperezas do «terreno» onde está colocada, e portanto de perdas.

A atenuação de uma fibra óptica depende do comprimento de onda conforme mostra a Fig. 2: evolução no tempo dos valores da atenuação e da forma da própria curva.

A escolha de um laser para usar em comunicações por fibra óptica está condicionada por diversos factores. Por um lado as reduzidas dimensões da fibra apontam para o uso de lasers de semiconductor; por outro a existência

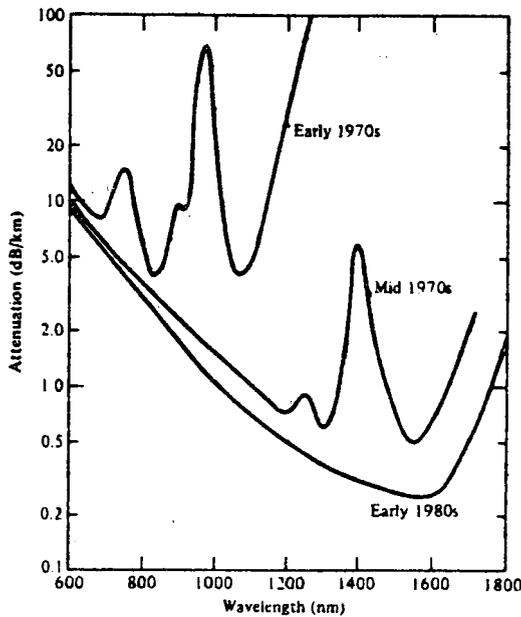


Fig. 2 — (Keiser 1983)

de mínimos na curva da atenuação aconselhava a procura de substâncias com emissão nos comprimentos de onda correspondentes. Inicialmente, começo dos anos 70, foi exclusivamente usada a região dos 800 a 900 nm, a chamada primeira janela. Com o melhorar da tecnologia correspondente (redução da concentração dos iões hiroxilo e dos iões de impurezas metálicas no material de que é feita a fibra) conseguiu-se fabricar fibras com baixa atenuação na região dos 1100 aos 1600 nm. O comprimento de onda de 1300 nm foi preferido para fibras de sílica por ser aquele para o qual a dispersão é mínima.

Além do laser pode ser utilizado um díodo emisor de luz, LED. Ao contrário do laser a luz emitida por esta, não é coerente.

Para que o nível de emissão óptica seja satisfatório é necessário que o material tenha uma separação de bandas do tipo directo (direct band gap); neste caso electrões e vazios podem recombinar-se directamente sem neces-

sidade de recorrer a uma terceira partícula para conservar a quantidade de movimento.

Embora nenhum dos elementos semicondutores habituais seja deste tipo, muitos compostos binários são. Destes os mais importantes são os chamados do tipo III-V, isto é, materiais formados por um elemento do grupo III (e.g. Al, Ga, In) e por um elemento do grupo V (e.g. P, As, Sb). Muitas combinações ternárias e quaternárias destes compostos binários são também materiais com separação de bandas do tipo directo e portanto utilizáveis como fontes luminosas para este efeito.

Para operação na zona dos 800 a 900 nm o material mais utilizado é a liga ternária $Ga_{1-x}Al_xAs$. A razão, x , de arsenieto de alumínio para arsenieto de gálio determina a separação das bandas e portanto o comprimento de onda da radiação emitida.

Para comprimentos de onda maiores, a liga quaternária $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ é muito utilizada. Variando x e y na região activa varia-se o valor do comprimento de onda da radiação emitida. LEDs emitindo uma potência máxima de 1.0 e 1.7 μm podem ser construídos por este processo. Quando não é necessário conhecer os valores de x e y , usa-se a notação simplificada $GaAlAs$ e $GaAlAsP$.

BIBLIOGRAFIA

- M. J. HOWES, D. Y. MORGAN, editors — «Optical Fibre Communications. Devices, Circuits and Systems». John Wiley and Sons, (1980) [R. Russer, chapter 1: «Introduction to Optical Communications»].
- Y. SUEMATSU, K.-I. IGA — «Introduction to Optical Fiber Communications». John Wiley, 1982.
- G. KEISER — «Optical Fiber Communications». McGraw-Hill Book Company, New York, 1983.
- A. H. CHERIN — «An Introduction to Optical Fibers». McGraw-Hill International Book Company, 1983.
- C. K. KAO — «Optical Fiber Systems: Technology, Design and Applications». McGraw-Hill Book Company, New York, 1982.
- C. P. SANDBANK, editor — «Optical Fibre Communication Systems». John Wiley and Sons, (1980).
- J. E. MIDWINTER — «Optical Fibers for Transmission». John Wiley and Sons, New York, 1979.
- M. A. R. P. DE BARROS — «O Uso do Laser em Telecomunicações—Moduladores Electroópticos». *Gazeta de Física*, V, 220-229 (1972).

Os Lasers em Química

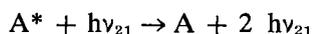
HUGH D. BURROWS e SEBASTIÃO J. FORMOSINHO

Departamento de Química da Universidade de Coimbra

A enorme potencialidade dos lasers como fonte de excitação luminosa foi desde muito cedo devidamente apreciada pelos químicos. Presentemente o estudo de diversos fenómenos dos átomos e das moléculas é realizado com a ajuda de lasers e o seu campo de aplicação abarca a química-física, química orgânica e inorgânica e a química industrial. Esta exposição não pretende ser uma revisão exaustiva das muitas aplicações dos lasers na química dos nossos dias. Abordaremos apenas algumas das vantagens que os lasers têm sobre as fontes luminosas convencionais e, através de exemplos seleccionados, ilustraremos o modo como eles são utilizados em Química.

Características da emissão laser

A emissão estimulada de luz pode ser esquematicamente representada por



onde A^* representa um estado excitado de uma espécie atómica ou molecular cujo estado fundamental se representa por A ; $h\nu_{21}$ é a diferença de energia entre estes estados electrónicos. Os dois fotões emitidos, como resultado da emissão estimulada, têm o mesmo comprimento de onda (λ), frequência (ν) e energia ($h\nu$), a mesma direcção de propagação e a mesma fase. A emissão de um laser é portanto monocromática, unidireccional e com o mesmo ângulo de fase (no espaço), isto é, uma radiação espacialmente coerente.

Num laser a emissão estimulada suplanta a emissão espontânea o que exige a criação de uma inversão de população, isto é, a existência de um maior número de moléculas num estado excitado de maior energia, do que nos estados de menor energia. Desde que a energia

fornecida ao sistema mantenha esta inversão de população há emissão de luz estimulada e o laser funciona como uma fonte contínua. Se a inversão de população é só obtida temporariamente a radiação coerente aparece sob a forma de pulsos luminosos de intensidade um pouco variável. Cada pulso tem uma duração típica de 10^{-7} s (100 nanosegundos). Os pulsos ocorrem com um intervalo de cerca de uns 10 ns, que é o tempo de recuperação do laser, tempo necessário a criar de novo uma inversão de população. A ampliação da luz estimulada pode ser suprimida, temporariamente, por exemplo, por alteração das condições de ressonância (factor de Qualidade) na cavidade óptica. Desta maneira é possível acumular uma grande inversão de população. O rápido aparecimento das condições de ressonância na cavidade, por efeitos ópticos ou electrónicos, produz então um relâmpago gigante de luz coerente cuja duração anda pelos 10 a 100 ns, dependendo do tipo de laser, e cuja potência é de alguns megawatts. Este modo de emissão é designado por interruptor-Q (Q-switch).

Uma cavidade óptica permite a existência de várias ondas estacionárias desde que o seu comprimento de onda seja um múltiplo do comprimento da cavidade. De todos estes modos só são amplificados e transformados em luz coerente os que estão dentro da largura da emissão espectral do meio emissor. Tipicamente é grande o número destes modos temporais, cerca de 10^4 a 10^5 . Contudo estes modos ocorrem ao acaso, isto é, não estão temporalmente em fase. É porém possível fixar estes modos de forma a que vibrem em fase, isto é, todos ao mesmo tempo. Nestas condições em vez de a luz do laser ser uma série de pulsos de intensidade irregular, é uma série regular de pulsos muito curtos, porque a intensidade de todos estes modos se adiciona num certo

instante. A duração destes pulsos depende apenas da largura da emissão espectral do material do laser de acordo com o princípio da incerteza de Heisenberg, $\Delta E \times \Delta t \approx \hbar$. Os pulsos têm durações de alguns picosegundos e pulsos de algumas centenas femtosegundos já foram obtidos [1]. Esta forma de funcionamento dos lasers designa-se por «mode-locking».

A coerência (espacial) da emissão laser permite que a radiação possa ser focada numa superfície pequena, com uma intensidade muito maior do que a de uma fonte luminosa convencional. A sobreposição de n ondas de frequência ν e de amplitude a , em fase, é equivalente a uma onda da mesma frequência e de intensidade $n^2 a^2$, ao passo que se essas ondas não estiverem em fase a intensidade da onda resultante é apenas $n a^2$ [2]. Como a intensidade da luz decresce com o quadrado da distância, é óbvio que a emissão laser pode percorrer grandes distâncias e ainda ter suficiente intensidade para ser detectada. Esta característica é importante na comunicação, quer na Terra quer no espaço, e como veremos tem aplicações diversas no fenómeno da difusão luminosa.

Na primeira década da descoberta do efeito laser, cada tipo de laser tinha um ou dois λ de emissão, o que limitou as aplicações em química, aos casos onde havia coincidência do λ de emissão do laser com a absorção da substância em estudo. Um certo aumento de frequência de emissão laser foi possível devido às elevadas intensidades de emissão. Em certos materiais irradiados com emissão laser, dois ou três fótons podem adicionar a sua energia, e a frequência da emissão fundamental do laser é duplicada ou triplicada. Contudo a intensidade da nova luz assim emitida é baixa. Porém hoje existem lasers (Tunable-lasers) [3] que cobrem de uma forma contínua toda a zona do ultravioleta próximo, visível e infravermelho. Muitos desses lasers baseiam-se em soluções de corantes que são excitadas em lasers correntes como N_2 , ião argon, Nd, e com lâmpadas de flash. A fluorescência dos corantes é um espectro contínuo e bastante

espraiado. Por variação das características da cavidade óptica é possível seleccionar a frequência de emissão do laser, dentro da gama de energia do correspondente espectro de emissão do corante. Mais recentemente a gama de emissão «contínua» alarga-se ao ultravioleta longínquo com os chamados lasers de excímeros [4] (dímeros que só são estáveis num estado electrónico excitado).

Difusão luminosa

Quando a luz incide sobre a matéria pode ser absorvida, transmitida sem qualquer alteração, ou difundida em todas as direcções. O comprimento da luz difundida pode ser idêntico ao da luz incidente (difusão elástica, de Reyleigh ou de Mie no caso de partículas $> 10 \mu\text{m}$) pode ser muito próximo do da luz incidente (difusão quasi-elástica ou de Brillouin) ou pode ser bastante diferente do da luz incidente (difusão inelástica, ou de Raman). A descoberta do laser veio dar um enorme incremento a todas estas técnicas.

A difusão elástica por laser é utilizada correntemente na determinação de pesos moleculares de macromoléculas, como vírus, bactérias, proteínas, polímeros, etc. Através da distribuição angular da luz difundida a técnica dá também informações sobre o tamanho e forma dessas grandes moléculas. Actualmente os lasers são utilizados na detecção e estudo das dimensões e velocidades de micropartículas ($> 1 \mu\text{m}$) em concentrações muito baixas. Refiram-se a título de exemplo o exame das micropartículas de metal ou de óxidos metálicos em sistemas de descargas eléctricas no vazio, onde estas micropartículas são originadas pela degradação dos eléctrodos. A existência de tais partículas é responsável pela perda das características de isolamento dos sistemas de alto vazio. Outro exemplo de uso dos lasers é o do estudo das características das partículas sólidas presentes na atmosfera [6].

A difusão de Brillouin corresponde a deslocamentos muito pequenos de frequência ou números de onda em relação à luz incidente

$< \pm 0.01 \text{ cm}^{-1}$. Só o emprego dos lasers, cujas emissões têm larguras de banda muito estreitas, 10^{-5} cm^{-1} , permitiu a alta resolução espectral necessária ao estudo dos fenómenos associados a este tipo de difusão. O estudo da largura das bandas de difusão, por exemplo, dá informações sobre os tempos da relaxação estrutural em líquidos. Variando a frequência da luz incidente, desde a luz ultravioleta até aos ultrassons é possível seleccionar o tipo de relaxação a estudar. Assim têm sido estudados os tempos de relaxação vibracional (centenas ps) e difusão rotacional (alguns ps). Medidas de coeficientes de difusão têm sido obtidos em líquidos, bem como estudos de mudanças de fase líquido-gás, e líquido-líquido [7].

A difusão Raman está associada à perda ou ganho de energia em relação à luz incidente devido geralmente a transições de níveis vibracionais e rotacionais das moléculas. O advento dos lasers veio permitir uma mais alta resolução deste tipo de espectroscopia [8], bem como o uso de frequência de excitação na região visível onde as fontes de detecção são muito mais sensíveis. O emprego de sistemas de reflexão múltipla ou a excitação da amostra na cavidade do laser aumenta de 10 a 100 vezes a intensidade de difusão. Esta espectroscopia está associada ao estudo das vibrações- rotações e conformações de moléculas, e dada a sua sensibilidade já permitiu análises vibracionais e conformacionais de substratos ligados a enzimas. Porém não é possível aqui fazer qualquer justiça a este tipo de espectroscopia. A espectroscopia de difusão elástica e inelástica associada aos enormes avanços no campo da detecção óptica e do controlo e análise de dados por computadores, é, através das «transformadas de Fourier», uma das técnicas espectroscópicas de alta resolução e alta sensibilidade. Enquanto na técnica convencional a detecção de cada comprimento de onda é feita num curto intervalo de tempo, que é uma pequena fracção do tempo da experiência, a técnica das transformadas de Fourier, que se baseia na análise das interferências da luz incidente com a luz que percorre a amostra, corresponde a um espectro onde todos os com-

primentos de onda são detectados durante todo o tempo da experiência.

Absorção luminosa

Com a luz altamente monocromática dos lasers, especialmente com os «tunable lasers», é possível sintonizar o comprimento de onda do laser de modo a que excite apenas um estado vibracional e rotacional de moléculas, bem determinado, o que não era possível com as fontes convencionais. A selecção de excitação assim obtida é tão grande que permite actualmente discriminar as pequenas diferenças de energia dos estados vibracionais de diferentes isótopos. Por exemplo a luz de um laser de excímero de fluoreto de argon a 6.43 eV decompõe $^{12}\text{C S}_2$, mas não é absorvida por $^{13}\text{C S}_2$, o que permite enriquecer o dissulfureto de Carbono-13 [11]. Esta técnica poderá, por exemplo, permitir o enriquecimento como combustível nuclear de urânio no isótopo-235. As impurezas em concentrações muito baixas são importantes no fabrico de semicondutores. Lasers têm sido utilizados na purificação do silano (SiH_4) ao induzirem apenas reacções de decomposição em impurezas como PH_3 e B_2H_6 [12]. A selecção de estados quânticos bem definidos, associada à grande sensibilidade de detecção, têm permitido o estudo espectroscópico, quer em absorção quer em emissão, de moléculas e átomos isolados. Refiram-se as técnicas espectroscópicas de baixas temperaturas dos feixes moleculares e supersónicos que permitem obter espectros de absorção e fluorescência com grande resolução para compostos aromáticos e radicais [13]. Assim têm sido estudadas a dinâmica das colisões não-reactivas e reactivas entre átomos e moléculas em níveis vibro-rotacionais, e electrónicos bem definidos, e os processos de transferência de energia vibracional e rotacional em moléculas quer no estado fundamental, quer em estados electrónicos excitados.

É talvez na espectroscopia de infravermelho, onde a detecção da radiação é menos sensível, que os progressos alcançados pelos

lasers foram mais notáveis. A resolução de um espectrómetro de infravermelho era cerca de 3 cm^{-1} e hoje pode ir aos 10^{-6} cm^{-1} . Uma das aplicações mais interessantes está nos estudos de infravermelho de radicais. Por exemplo, para uma molécula como BO_2 que não tem momento dipolar permanente e consequentemente cujas absorções de infravermelho são proibidas, foi possível registrar o seu espectro de vibração-rotação [14]. Como indicação da resolução que é possível obter com o laser, na Fig. 1 apresenta-se uma porção de um espectro

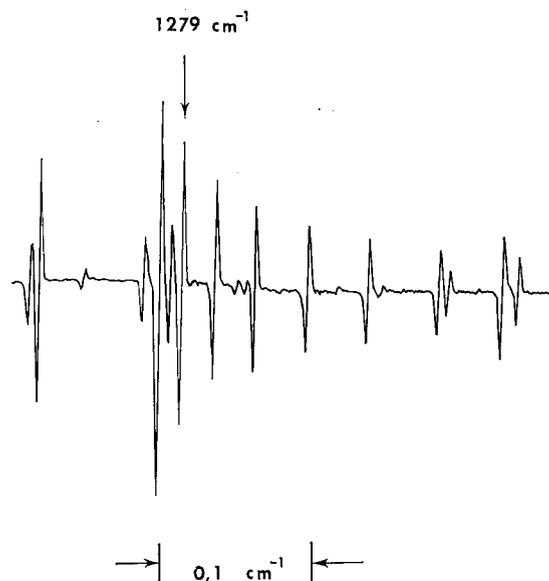
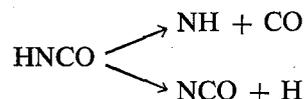


Fig. 1 — Porção de um espectro de infravermelho de $^{11}\text{BO}_2$ no estado $2^2\pi_{g,r,2}$ (adaptado da ref. 14).

de BO_2 . A resolução obtida é equivalente a observar-se, com um telescópio, uma esfera com um diâmetro de 0.1 mm no cimo da Serra da Estrela! Com esta resolução foi possível estudar o espectro de infravermelho do radical CH_2 [15].

As altas intensidades alcançadas por certos lasers têm permitido alargar o campo da absorção multifotónica, (em geral 2 fotões no visível e ultravioleta e vários fotões no infravermelho) cujas regras de selecção são diferentes da absorção convencional. É um novo campo que está em franco progresso. Também a absorção bifo-

tónica no ultravioleta tem sido utilizada para produzir reacções químicas com espécies de grande energia. Um exemplo ilustrativo é o da fotodissociação induzida por laser ArF a 193 nm [16]



Os estados quânticos de alguns produtos podem ser estudados por fluorescência induzida por um outro laser de corantes. A excitação bifotónica da água com um laser KrF produz OH num estado excitado que fluoresce [17]. É toda uma nova química que os lasers possibilitam.

Cinética química

Pelos finais dos anos quarenta o estudo das reacções químicas rápidas estava limitado aos décimos do segundo. Com o advento da fotólise por relâmpago e das técnicas de relaxação foi possível estudar processos químicos na escala dos $10 \mu\text{s}$ [18]. E hoje com os lasers pulsados é possível ir a alguns picosegundos. Na zona dos nanosegundos foi possível observar em tempo real, quer por fluorescência quer por absorção, intermediários (estados excitados, radicais, iões) de muitas reacções de estados electrónicos excitados em solução [19]. Refiram-se transferência de electrões e de protões, trocas de solventes, recombinações de radicais, foto-substituições e adições, transferência de energia electrónica, bem como outros processos fotofísicos [20]. Na zona dos picosegundos situam-se ainda algumas reacções químicas atrás referidas muito rápidas, e estudam-se os processos físicos de difusão, e relaxação vibracional e rotacional quer em líquidos quer em gases. O decaimento de estados electrónicos excitados bem como dos seus espectros de absorção e emissão resolvidos no tempo tem sido possível através das técnicas de fotólise por relâmpago com lasers pulsados. Os primeiros trabalhos de fotólise de relâmpago de subpicosegundos surgiram em estudos de relaxação vibracional [21] e de fotoionização [1].

A Fig. 2 ilustra o espectro de uma espécie transiente registada 2 ps após a fotoionização da fenotiazina excitada por um pulso de 100 fs.

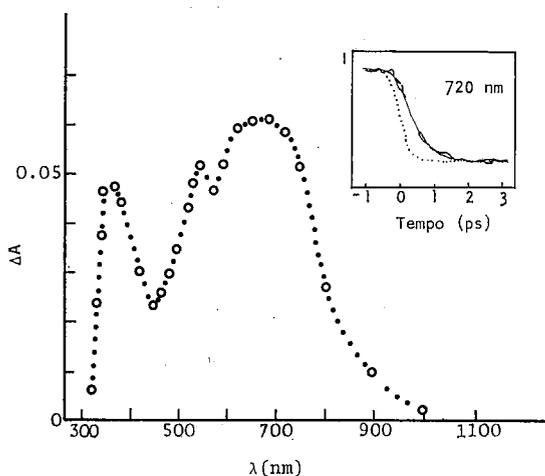


Fig. 2 — Espectro de absorção do íão de fenotiazina a 2 ps após a excitação de fenotiazina em micelas SDS. A figura mostra ainda, no canto superior, o crescimento desta absorção a 720 nm (adaptado da ref. 1).

Análise química

As aplicações dos lasers em análise química são inúmeras pelas possibilidades que conferem de detecção de quantidades vestigiais [5, 22]. Os lasers contínuos são actualmente utilizados na análise de substâncias por espectroscopia de emissão. A luz de um laser, com a ajuda de um microscópio é focada numa pequena área do objecto a analisar, e vaporiza uma pequena porção do objecto e o espectro emitido pelo vapor é registado. Este tipo de análise tem grande interesse no campo forense, porque deixa os objectos praticamente intactos para investigações posteriores. Os materiais analisados incluem tintas, solos, vestígios de metais, vidros, cerâmicas. A identificação da substância faz-se correntemente através do espectro de fluorescência induzido por laser. Por exemplo pode detectar-se urânio na proporção de 3×10^3 átomo cm^{-3} por fluorescência induzida [5]. Também através de fluorescência pode fazer-se o controlo remoto de certas substâncias, como NO_2 , em atmosferas poluídas. Estas técnicas de fluorescência

têm também aplicações biológicas para estudo de espectros de fluorescência de substâncias existentes em microorganismos e células, pois a luz do laser pode ser focada em áreas muito pequenas $< 10 \mu\text{m}$ [5].

Uma outra técnica analítica na espectroscopia de fluorescência vem da utilização do feixe de radiação de laser que cruza com um feixe molecular no vazio. É assim possível detectar um só átomo que cruze o feixe luminoso que é sintonizado de modo a coincidir com uma dada energia de absorção. O impulso causado pela absorção de um átomo é detectado num fotomultiplicador [23].

Lasers de corantes permitem detectar, por fluorescência, substâncias no sangue na gama dos picosegundos e fentogramas (10^{-15} g), o que é fundamental para o controlo de medicamentos administrados em doses muito baixas [22]. O uso dos lasers melhora o limite de detecção das técnicas convencionais por um factor de cerca de 10 vezes. Estas técnicas de detecção podem ser associadas a técnicas de separação correntes em química, como cromatografias [22]. A selectividade da excitação que os lasers permitem, diminui consideravelmente as interferências que surgem com os processos mais correntes de análise química.

Considerações finais

Apesar da relativa extensão deste artigo estivemos longe de fazer justiça ao vasto campo de aplicação dos lasers em química. É surpreendente que em vinte e cinco anos os lasers tenham tido uma aplicação tão vasta no estudo dos fenómenos químicos, mas é de referir que muitas destas aplicações são indissociáveis dos progressos no campo da detecção óptica e da análise, tratamento e controlo de experiências por computadores.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Veja por exemplo, Y. GAUDEL, A. MIGUS, J. L. MARTIN, Y. LECARPENTIER e A. ANTONETTE — Ber. Bunsenges Phys. Chem., **89**, 218 (1985).

- [2] D. PAN WORG—*J. Chem Educ.*, **48**, 654 (1971).
- [3] J. K. BURDETT e M. POLIAKOFF—*Chem. Soc. Rev.*, **3**, 293 (1974).
- [4] D. J. BRADLEY, D. R. HALL, M. H. R. HUTCHINSON e M. W. MCGEOCH—*Optics Comm.*, **14**, 1 (1975).
- [5] C. GREY MORGAN—*Chem. Soc. Rev.*, **8**, 367 (1979).
- [6] Veja por exemplo, A. TONNIBEN, J. WANNER, K. W. ROTHE e H. WALTER—*Appl. Phys.*, **18**, 297 (1979).
- [7] A. M. JAMIESON e A. R. MARET—*Chem. Soc. Rev.*, **2**, 325 (1979).
- [8] M. C. JOBIN—*Laser Raman Spectroscopy*, Wiley-Interscience, London, 1971.
- [9] P. R. CAREY e V. R. SALANER—*Advances in Infrared and Raman Spectroscopy*, vol. 7, R. J. H. CLARK e R. E. HESTER—Wiley, Chichester.
- [10] D. A. LONG—*Advances in Raman Spectroscopy*, vol. 1, ed. J. P. MATHIEU—Heyden, London.
- [11] T. R. LOREE, J. H. CLARK, K. B. BUTTERFIELD, J. C. LYMAN e R. ENGLEMON—*Proceedings of the Conference on Laser Interactions*, 1978.
- [12] J. H. CLARK e R. G. ANDERSON—*Appl. Phys. Letters*, **32**, 46 (1978).
- [13] R. E. SMALLEY, L. WHARTON e P. H. LEVY—*Accounts Chem. Res.*, **10**, 139 (1977).
- [14] K. KAWAGACHI, E. HIROTA e C. YAMADA—*Mol. Phys.*, **44**, 509 (1981).
- [15] M. T. MACPHERSON e R. F. BARROW—*Annual Reports*, **78C**, 221.
- [16] W. S. DROZDOSKI, A. P. BARONAVSKI e J. R. McDONALD—*Chem. Phys. Lett.*, **64**, 421 (1979).
- [17] C. FOTAKIS, C. B. MCKENDRICK e R. J. DONOVAN—*Chem. Phys. Lett.*, **80**, 598 (1981).
- [18] G. PORTER—*Proc. Roy. Soc.*, **A200**, 284 (1950).
- [19] F. W. WILLETS—*Progress in Reaction Kinetics*, **6**, 51 (1971).
- [20] Para uma revisão geral da aplicação do laser em fotólise de relâmpago veja, M. A. WEST (ed) *Lasers in Chemistry*, Elsevier, Amsterdam, 1977.
- [21] A. J. TAYLOR, D. J. ERSKINE e C. L. TAY—*Chem. Phys. Lett.*, **103**, 430 (1974).
- [22] *Lasers in Chemical Analysis*, ed G. M. HIEFTJE, J. C. TRAVIS e F. E. LYTLE—Humana, New Jersey, 1981.
- [23] G. W. GREENLEN, D. L. CLARK, S. L. KAUFMAN, D. A. LEWIS, J. F. TONN e J. H. BROADHURT—*Optics Comm.*, **23**, 236 (1977).

E COMERCIAL LABORUM

**MATERIAL PARA
LABORATÓRIO-INDÚSTRIA, LDA.**

- *Aparelhagem de Electroóptica*
- *Bombas de Vácuo*
- *Equipamentos de Criogenia*
- *Osciloscópios e Multímetros*
- *Computadores e Impressoras*
- *Mesas de Balanças e outro mobiliário*

CONTACTE-NOS:

Rua da Restauração, 83-2.º • 4000 PORTO
Telefs. 695767-699382 - Telex 23156

Rua Arco do Carvalho, 59-6.º Dto. • 1000 LISBOA
Telef. 659793

LUFA — Engenheiros


Estudos, Projectos e Assistência Técnica, Lda.
CAMPO MÁRTIRES DA PÁTRIA, 106-4.º
4000 PORTO • TELEFONE, 382665

REPRESENTANTES EXCLUSIVOS

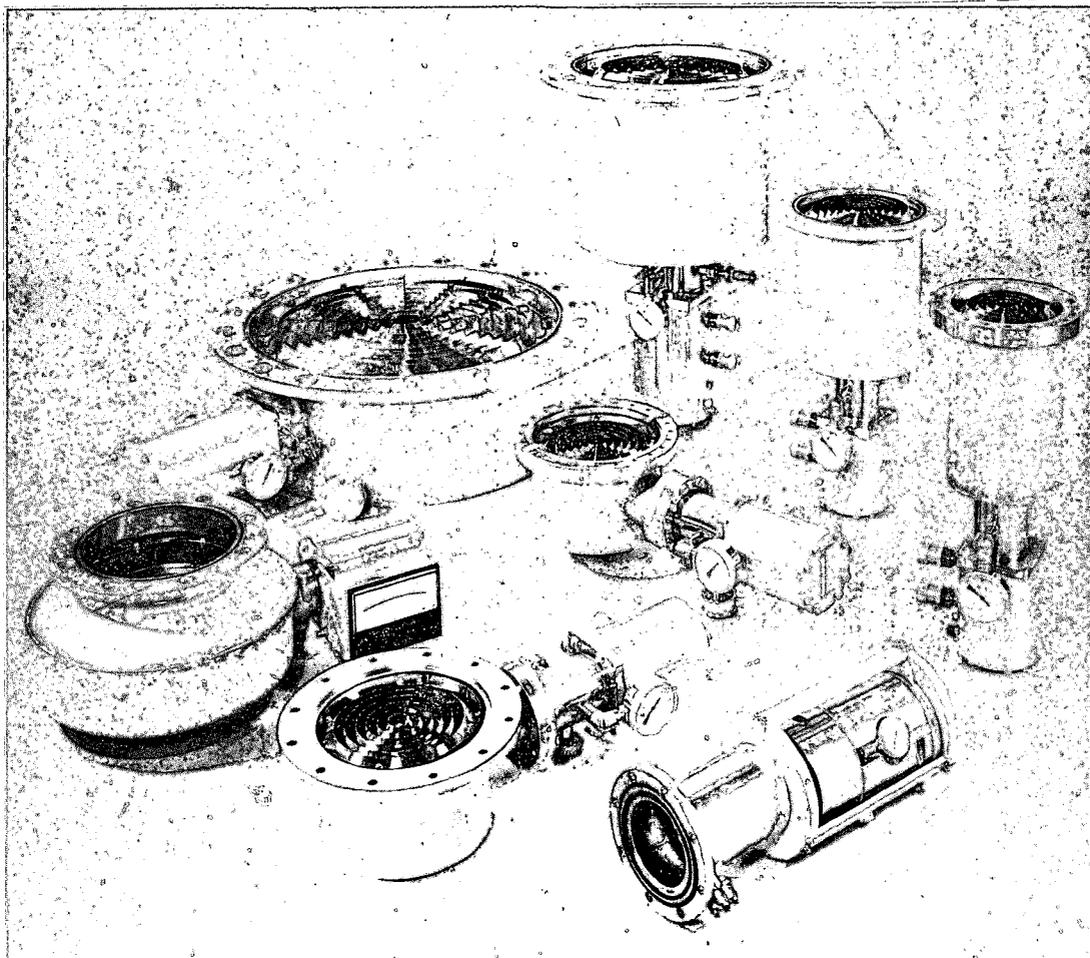


LASERS MÉDICOS

MELLES GRIOT

**LASERS CIENTÍFICOS E INDUSTRIAIS
EQUIPAMENTO E COMPONENTES ÓPTICOS**

Viu nos ultimos numeros da Gazeta de Fisica um sistema para obter 10 Kelvin sem consumo de helio liquido. São os mesmos sistemas que accionam e arrefecem estas CRIO-BOMBAS para 10^{-14} Torr



Se precisa fazer deposições metálicas sob vácuo ou sputtering reactivo, opte pelo VACUO LIMPO. E se vai introduzir Oxigenio na sua câmara, não estrague óleo da bomba difusora nem trabalhe em perigo perante a eminencia de oxigenio entrar na rotativa!

CRIOLAB

Praça D. Afonso V, 120
4100 Porto • Tel. 682028

EQUIPAMENTO CRIOGÉNICO
E DE LABORATÓRIO, LDA.



VOL. 9 • FASC. 1 • JANEIRO 1986

SUMÁRIO

O efeito Hall quantificado – Prémio Nobel da Física de 1985	1
<i>J. M. B. Lopes dos Santos</i>	
Materials Research Soc. / II Simpósio Ibérico Fis. Mat. Condensada	12
O forno solar na escola secundária	13
<i>António Gama, Artur Marques da Costa</i>	
Olimpíadas de Física	17
Publicações da SPF	19
Noticiário da Sociedade Portuguesa de Física	21
Laser Portugal - 25 anos depois	24
Princípios do Laser	I
<i>M. Ribau Teixeira, F. Carvalho Rodrigues</i>	
Holografia: Princípios e Aplicações	VIII
<i>O. D. D. Soares</i>	
O Processamento de Materiais por Laser	XVIII
<i>Dietmar Appelt</i>	
Comunicações Laser	XXVIII
<i>Manuel A. R. P. de Barros</i>	
Os Lasers em Química	XXXI
<i>Hugh D. Burrows, Sebastião J. Formosinho</i>	