

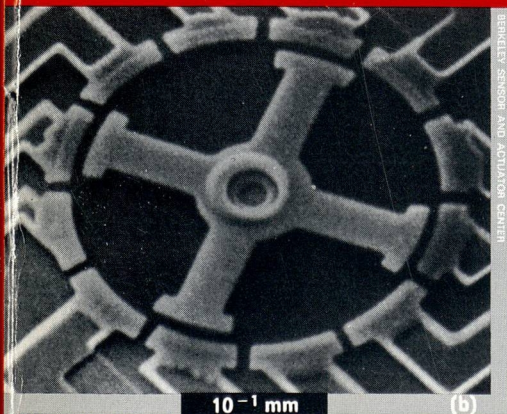
GAZETA DE FISICA

SOCIEDADE PORTUGUESA DE FISICA

VOL. 12, FASC. 4

Publicação Trimestral

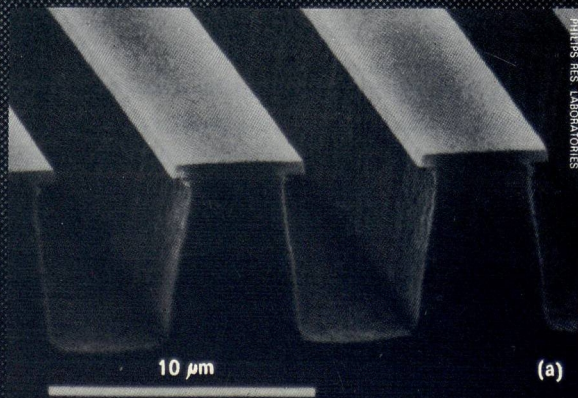
Outubro a Dezembro 1989



REUTERS SCIENCE AND TECHNOLOGY

10^{-1} mm

(b)



PHILIPS RES. LABORATORIES

10 μ m

(a)

Miniaturização em Física e Tecnologia

- a) Estrutura periódica à escala do μ m (InP).
- b) Motor eléctrico com dimensões $\sim 10^{-1}$ mm.

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 e Administração

Conselho Directivo da S.P.F.: H. Machado Jorge, F. Duarte Santos, J. Bessa Sousa, Ana M. Eiró, Carlos Matos Ferreira, F. Costa Parente, M. Fernanda Silva, J. Brochado Oliveira, J. Monteiro Moreira, N. Ayres Campos, C. Lopes Gil.

Endereço: Sociedade Portuguesa de Física, Av. da República, 37-4.º — 1000 Lisboa

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 1500\$00 ; estrangeiro US\$25.

Preço do fascículo avulso (sede e delegações da SPF) : 400\$00.

Publicação subsidiada pelo Instituto Nacional de Investigação Científica
e pela Junta Nacional de Investigação Científica e Tecnológica

Tiragem: 2200 exemplares

Composição, Impressão e Acabamento — *Imprensa Portuguesa* — Porto

Uniformização das notações utilizadas no ensino da Física

Um contributo baseado nas recomendações internacionais

JORGE VALADARES

Universidade Aberta e Colégio Militar

GUILHERME DE ALMEIDA

Escola Secundária Marquês de Pombal

Introdução

É manifestamente desejável que haja uniformidade e que não se verifique ambiguidade nas notações e símbolos das grandezas utilizadas em Física, assim como na sua terminologia.

O único objectivo da sequência de trabalhos que agora iniciamos é contribuir, na medida do possível, para essa uniformização. Para tal, tomamos por base as recomendações emitidas por entidades internacionais que se ocupam da uniformização dos nomes, símbolos e definições das grandezas físicas,

International Organization for Standardization (ISO) ⁽¹⁾

Commission Electrotechnique Internationale (CEI) ⁽²⁾

International Union of Pure and Applied Physics (IUPAP)

e por organizações nacionais como a *Royal Society* ⁽³⁾ (RS) e o Instituto Português da Qualidade (IPQ)⁽⁴⁾.

Estão postas de lado, portanto, quaisquer preocupações de desenvolver sequências metodológica e didacticamente recomendáveis. Este trabalho é intencionalmente apresentado no momento em que se avizinha uma reestruturação dos programas e, com ela, uma reformulação de todos os manuais existentes no mercado. Tem por origem uma comunicação apresentada pelos mesmos autores, sob a forma de cartaz, na 6.^a Conferência Nacional de Física, que decorreu em Aveiro, de 26 a 29 de Setembro de 1988.

I — Cinemática

1. Notação proposta para o movimento de uma partícula no espaço

1.1. Utilização de coordenadas de espaço (x, y, z)

Considere-se uma partícula P que, movendo-se ao longo de uma trajectória qualquer, está em P_0 no instante inicial (ou instante zero), P_1 no instante t_1 , P_2 no instante t_2 , etc. — Fig. 1.

Os vectores de posição são:

r_1 , no instante t_1

r_2 , no instante t_2

etc. (ver nota final).

(1) A ISO reúne os organismos de normalização de 90 países, incluindo Portugal. Através da sua Comissão Técnica 12 (ISO/TC 12), exerce actividade normalizadora no âmbito dos nomes, símbolos, definições e dimensões de grandezas físicas (excepto electricidade e magnetismo). Ocupa-se também da normalização relativa aos números e aos símbolos matemáticos.

(2) A CEI exerce actividade normalizadora no âmbito da electricidade e magnetismo. Trabalha conjuntamente com a ISO, na qual se encontra filiada. Outras organizações, como a IUPAP, produzem também documentos normativos relativamente à Física.

(3) A RS é uma das mais prestigiadas organizações científicas de todo o mundo. Existindo desde 1672 teve, como principais membros, alguns dos maiores físicos de sempre.

(4) O IPQ é a entidade que, em Portugal, se ocupa de normalização, certificação e metrologia. Funciona sob a tutela do Ministério da Indústria e Energia, competindo-lhe a emissão das normas portuguesas (NP) e a representação do País nas conferências e organizações internacionais.

O deslocamento da partícula entre os instantes t_1 e t_2 , que é uma grandeza intrinsecamente vectorial, está representado pelo vector

$$\Delta \mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$$

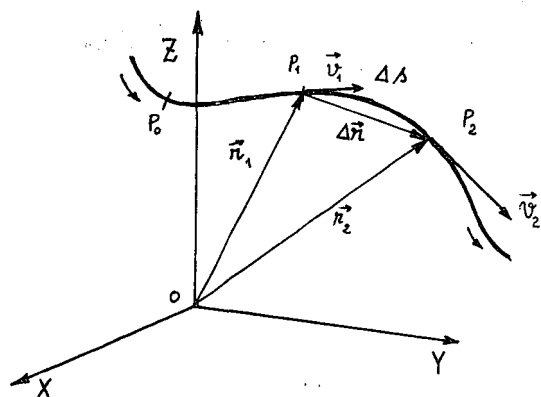


Fig. 1

1.1.1. Equação do movimento e equação das distâncias percorridas

A equação

$$\mathbf{r} = x(t) \mathbf{e}_x + y(t) \mathbf{e}_y + z(t) \mathbf{e}_z \quad (5)$$

$$\mathbf{r} = f_1(t) \mathbf{e}_x + f_2(t) \mathbf{e}_y + f_3(t) \mathbf{e}_z$$

chama-se equação do movimento.

As equações:

$$x = f_1(t), \quad y = f_2(t) \quad \text{e} \quad z = f_3(t)$$

denominam-se equações paramétricas do movimento e delas resulta, por eliminação da variável t , a equação da trajectória.

A equação

$$s = f(t)$$

chama-se equação das distâncias percorridas, já que, para cada instante t , permite obter a distância s , percorrida pela partícula, sobre a trajectória, desde o instante inicial.

O símbolo s , de acordo com as organizações internacionais, já referidas na introdução, designa o *comprimento curvilíneo*, ou a *distância medida sobre a trajectória* — Fig. 2 (a), (b), (c).

Como *comprimentos* e *distâncias* negativos não têm significado físico, a função $s = f(t)$ representa uma grandeza *não negativa e sempre*

crescente à medida que a partícula se move, independentemente do sentido em que o faz.

A utilização do símbolo s , para representar uma «abscissa curvilínea» mostra-se incoerente com o significado que acabámos de referir, pois, se fosse abscissa, poder-se-ia ter

$$s > 0, \quad s = 0 \quad \text{ou} \quad s < 0$$

rayon	r	(ISO)
diamètre	d, D	
longueur curviligne	s	
thickness; épaisseur	d, δ	(IUPAP)
diameter; diamètre: $d=2r$	d	
element of path; élément de parcours	ds	
area; aire, superficie	A, S	
volume; volume	$V, (v)$	
diameter: $2r$	d	(RS)
distance along path	s, L	
generalized coordinate	q	
angular acceleration: $d\omega/dt$	α	(RS)
speed: ds/dt	u, v, w	
acceleration: du/dt	a	
spherical coordinates	r, θ, ϕ	(RS)
position vector; radius vector	r	
area	$A \dots S$	

Fig. 2 — Simbologia, rigorosamente transcrita, da documentação emitida pela ISO, pela IUPAP e pela RS.

e $s = f(t)$ a crescer ou a decrescer durante o movimento.

Como veremos adiante, tal facto é incompatível com a definição de rapidez preconizada pelas organizações referidas. Saliente-se ainda que a designação «abscissa curvilínea» não é referida por nenhuma organização internacional, nem por nenhuma organização científica de reconhecido prestígio.

Sendo então (Fig. 1)

$$s_1 = \widehat{P_0 P_1} \quad \text{e} \quad s_2 = \widehat{P_0 P_2} > s_1$$

(5) Os símbolos a adoptar para os vectores unitários, num referencial cartesiano, são (de acordo com as recomendações e normas internacionais) \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y e \mathbf{e}_z (ou \mathbf{i} , \mathbf{j} e \mathbf{k} , respectivamente). Devem ser impressos em caracteres a itálico negro ou a itálico normal (neste caso encimados por setas). Os símbolos \hat{i} , \hat{j} e \hat{k} não são recomendados (o símbolo gráfico \wedge coloca-se sobre o símbolo de uma grandeza periódica, para representar o valor máximo dessa grandeza). Cf. [2], [4].

conclui-se que a distância percorrida pela partícula, entre os instantes t_1 e t_2 é

$$\Delta s = s_2 - s_1$$

1.1.2. Grandezas médias, entre os instantes t_1 e t_2

— Rapidez média ou celeridade média (designada na língua inglesa, por *average speed*).

É a grandeza que traduz, em termos médios, a rapidez com que a partícula descreve a trajectória. A sua equação de definição é

$$c_m = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{s_2 - s_1}{t_2 - t_1}$$

Trata-se de uma grandeza manifestamente escalar e positiva.

— Velocidade média (designada, na língua inglesa, por *average velocity*).

É a grandeza que traduz, em termos médios, o modo como a partícula muda de posição e a rapidez dessa mudança de posição. A sua equação de definição é

$$\mathbf{v}_m = \frac{\Delta \mathbf{r}}{\Delta t} = \frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1}{t_2 - t_1}$$

Trata-se, pois, de uma grandeza *manifestamente vectorial*. Apenas no movimento rectilíneo, sem *inversão de sentido*, se tem

$$c_m = |\mathbf{v}_m|$$

— Aceleração média.

É a grandeza que traduz, em termos médios, o modo como a partícula muda a sua velocidade e a rapidez dessa mudança de velocidade. A sua equação de definição é

$$\mathbf{a}_m = \frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta t} = \frac{\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1}{t_2 - t_1}$$

Trata-se, pois, de uma grandeza *manifestamente vectorial*.

1.1.3. Grandezas instantâneas

— Rapidez ou celeridade (designada, na língua inglesa, por *speed*).

É a grandeza que, em cada instante, indica a rapidez com que a partícula se está a movimentar sobre a trajectória. A sua equação de definição é

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} c_m = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt}$$

Trata-se de uma grandeza escalar que corresponde ao módulo ou medida da velocidade, e portanto é positiva

— Velocidade (designada, na língua inglesa, por *velocity*).

É a grandeza que, em cada instante, indica em que direcção e sentido está a variar a posição da partícula, bem como a rapidez dessa variação.

$$\mathbf{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \mathbf{v}_m = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \mathbf{r}}{\Delta t} = \frac{d\mathbf{r}}{dt}$$

$$\text{Como } \lim_{\Delta t \rightarrow 0} |\Delta \mathbf{r}| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \Delta s$$

$$\text{vem } \frac{|d\mathbf{r}|}{dt} = \frac{ds}{dt}$$

o que significa que o *módulo da velocidade* é a *rapidez* ou *celeridade*, como dissemos.

— Aceleração

É a grandeza que, em cada instante, indica em que direcção e sentido está a variar a velocidade da partícula, bem como a rapidez dessa variação

$$\mathbf{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \mathbf{a}_m = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta t} = \frac{d\mathbf{v}}{dt}$$

1.1.4. Explicitação da velocidade e da aceleração, em coordenadas de espaço (x, y, z)

Sendo $\mathbf{r} = x(t) \mathbf{e}_x + y(t) \mathbf{e}_y + z(t) \mathbf{e}_z$ a equação do movimento (ver secção 1.1.1.), tem-se

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} \Leftrightarrow \mathbf{v} = \frac{dx}{dt} \mathbf{e}_x + \frac{dy}{dt} \mathbf{e}_y +$$

$$+ \frac{dz}{dt} \mathbf{e}_z \Leftrightarrow \mathbf{v} = v_x \mathbf{e}_x + v_y \mathbf{e}_y + v_z \mathbf{e}_z$$

$$\mathbf{a} = \frac{d\mathbf{v}}{dt} \Leftrightarrow \mathbf{a} = \frac{d^2x}{dt^2} \mathbf{e}_x + \frac{d^2y}{dt^2} \mathbf{e}_y +$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} \mathbf{e}_z \Leftrightarrow \mathbf{a} = \frac{dv_x}{dt} \mathbf{e}_x + \frac{dv_y}{dt} \mathbf{e}_y + \frac{dv_z}{dt} \mathbf{e}_z$$

$$\mathbf{a} = a_x \mathbf{e}_x + a_y \mathbf{e}_y + a_z \mathbf{e}_z$$

(ver nota final)

1.2. Utilização de coordenadas intrínsecas

Durante o movimento, o vector de posição, r , e as suas coordenadas x , y e z , vão variando com a distância percorrida, s , pelo que

$$r = x(s) e_x + y(s) e_y + z(s) e_z$$

1.2.1. Velocidade

$$v = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{ds} \cdot \frac{ds}{dt} \Leftrightarrow v = v \frac{dr}{ds}$$

As características do vector $\frac{dr}{ds} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta r}{\Delta s}$ são as seguintes:

Linha de acção — tangente à trajectória.

Sentido — o do movimento, em cada ponto ($ds > 0$).

Módulo — unitário ($ds = |dr|$).

Consequentemente $\frac{dr}{ds} = e_t$ (Fig. 3),

sendo

$$e_t = \frac{dx}{ds} e_x + \frac{dy}{ds} e_y + \frac{dz}{ds} e_z$$

o vector unitário da tangente à trajectória, no ponto considerado, orientado no sentido do movimento. Portanto

$$v = v \frac{dr}{ds} \Rightarrow v = v e_t$$

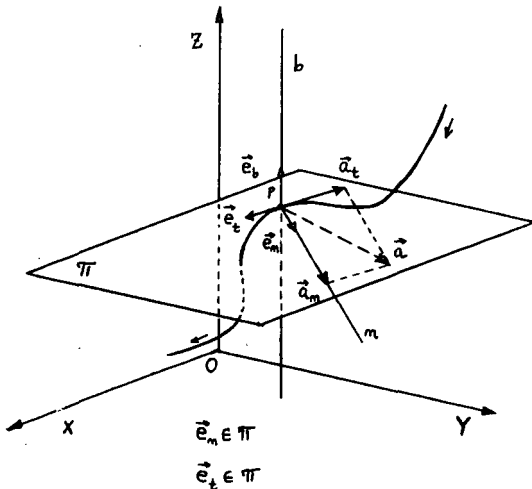


Fig. 3 — π é o plano osculador ⁽⁶⁾, no ponto considerado; b é a recta binormal, no plano, no ponto considerado ($b \perp \pi$), n é a normal principal ⁽⁷⁾ ($n \in \pi$); e_t , e_n e e_b são os versores do referencial intrínseco ou de Frenet ($e_b = e_t \times e_n$), como se vê na figura.

1.2.2. Aceleração

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d(v e_t)}{dt} = \frac{dv}{dt} e_t + v \frac{d e_t}{dt} \Rightarrow$$

$$a = \frac{d^2 s}{dt^2} e_t + v \frac{d e_t}{ds} \frac{ds}{dt}$$

$$a = \frac{d^2 s}{dt^2} e_t + v \frac{d e_t}{ds} v.$$

As características do vector $\frac{d^2 r}{ds^2} = \frac{d e_t}{ds}$

são as seguintes:

Linha de acção — a normal principal (n , na Fig. 3).

Sentido — o da concavidade.

Módulo — o inverso do raio de curvatura ($1/r$), em cada ponto.

Consequentemente

$$\frac{d^2 r}{ds^2} = \frac{d e_t}{ds} = \frac{1}{r} e_n,$$

sendo e_n o vector unitário da normal principal, n , no ponto considerado, orientado no sentido da concavidade.

Portanto,

$$a = \frac{d^2 s}{dt^2} e_t + v \frac{d e_t}{ds} v \Leftrightarrow$$

$$a = \frac{d^2 s}{dt^2} e_t + \frac{v^2}{r} e_n,$$

onde $\frac{d^2 s}{dt^2} e_t = a_t$ é a chamada aceleração tangencial, e onde $\frac{v^2}{r} e_n = a_n$ se designa por aceleração normal.

⁽⁶⁾ O plano osculador, num dado ponto P de uma curva torça (curva que não está contida num plano) é o plano definido por duas tangentes à curva, em dois pontos infinitamente próximos de P.

⁽⁷⁾ A normal principal, n , a uma curva empenada (num dado ponto P) é a recta que, simultaneamente, é normal à curva, nesse ponto, e pertence ao plano osculador.

As grandezas $a_t = \frac{d^2 s}{d t^2} = \frac{d v}{d t}$

e $a_n = \frac{v^2}{r}$

designam-se por coordenadas ⁽⁸⁾ da aceleração no referencial intrínseco.

2. Caso particular do movimento rectilíneo

Neste caso considera-se um eixo coordenado (por exemplo o das abcissas), sobreposto à trajectória. Tem-se então:

$r = x(t) \mathbf{e}_x$ —————> equação do movimento.

$s = f(t)$ —————> equação das distâncias percorridas sobre a trajectória (função temporal *nunca decrescente*).

$x = f(t)$ —————> equação das posições (única equação paramétrica a considerar).

$c_m = \frac{\Delta s}{\Delta t}$ —————> celeridade média, ou rapidez média (Δs é a distância total percorrida, sobre a trajectória, durante o intervalo de tempo Δt).

$v_m = \frac{\Delta x}{\Delta t}$ —————> coordenada (ou componente escalar) da velocidade média.

$v = \frac{d s}{d t}$ —————> rapidez ou celeridade (é o módulo da velocidade).

$\mathbf{v} = \frac{d \mathbf{r}}{d t} = v_x \mathbf{e}_x$ —> velocidade.

$v_x = \frac{d x}{d t}$ —————> coordenada (ou componente escalar) da velocidade.

$\mathbf{a} = \frac{d \mathbf{v}}{d t} = a_x \mathbf{e}_x$ —> aceleração, onde $a_x = \frac{d^2 x}{d t^2}$ é a coordenada (ou componente escalar) da aceleração.

Num estudo elementar do movimento rectilíneo com fraco suporte matemático poder-se-á, como recurso, atribuir aos valores algébricos

e $v_x = \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_x$
 $a_x = \mathbf{a} \cdot \mathbf{e}_x$

as designações «valor algébrico da velocidade» e «valor algébrico da aceleração», no eixo considerado.

Deste modo, não há perigo de confusão entre as grandezas intrinsecamente vectoriais e únicas \mathbf{v} e \mathbf{a} e as suas coordenadas ou componentes escalares v_x e a_x , que são, de facto, valores algébricos. E também não há perigo de confusão destas grandezas, v_x e a_x , com as grandezas

$v = |v_x| = |\mathbf{v}|$

e

$a = |a_x| = |\mathbf{a}|$

que são as medidas, ou módulos, da velocidade e da aceleração, respectivamente.

Há ainda que distinguir entre as grandezas físicas vectoriais velocidade e aceleração e os vectores, entidades matemáticas, que as representam.

BIBLIOGRAFIA

- [1] ISO — *Norme Internationale ISO 31*, partes 0 a 13, Genève, Suisse (1978-1985).
- [2] IUPAP — *Symbols, Units and Nomenclature in Physics*, Document U.I.P. 20, 1978, s.l.
- [3] The Royal Society — *Quantities, Units and Symbols*, 2nd edition, London, The Royal Society (1975).
- [4] GUILHERME DE ALMEIDA — *Sistema Internacional de Unidades (SI)/Grandezas e Unidades Físicas/terminologia, símbolos e recomendações*, Plátano Editora, Lisboa, 1988 (livro recomendado pela Sociedade Portuguesa de Física).

⁽⁸⁾ Emprega-se aqui a designação «coordenadas de um vector», em alternativa a «componentes escalares de um vector». Na terminologia francesa (a que é geralmente adoptada na adaptação às normas portuguesas) emprega-se o termo «coordenadas» (*coordonnées*); na terminologia inglesa, emprega-se o termo «componentes» (*components*).

Nota final: Os símbolos para grandezas vectoriais deveriam, segundo as normas internacionais, ser impressos em itálico negro ou em itálico normal, neste último caso encimados por uma seta. Os índices x , y e z deveriam também ser impressos em itálico. Por dificuldades de tipografia, os referidos símbolos vão impressos, neste artigo, em redondo.

Fotões ou Fantasmass?

A experiência de Aspect e as correlações de EPR

J. M. B. LOPES DOS SANTOS

Laboratório de Física da Universidade do Porto
Praça Gomes Teixeira — 4000 PORTO

O Homem é a medida de todas as coisas

PROTÁGORAS

1. Uma história, uma experiência

Era uma vez dois gémeos, que por idiossincrasia do Ministério da Educação local frequentavam escolas em extremos opostos da cidade onde viviam. Por volta das onze horas dirigiam-se ao bar da respectiva escola onde cada um deles pedia, invariavelmente, um pão com queijo ou com fiambre. Mas faziam-no de um modo singular. Após alguma hesitação atiravam uma moeda ao ar, consultavam-na e depois faziam o pedido. Os encarregados de cada um dos bares eram vizinhos e encontravam-se frequentemente no café da esquina onde, amiúde, discutiam os hábitos dos estudantes. O caso dos gémeos não passou despercebido. Grande foi a surpresa quando, por acaso, descobriram que as escolhas dos dois gémeos eram, em cada dia, invariavelmente idênticas! Seguiu-se o seguinte diálogo:

— *A moeda ao ar é uma encenação. Já trazem combinado de casa o que vão escolher.*

— *Não necessariamente. Repara que podem estar em contacto, por exemplo por rádio (ou telepatia). Podiam ter combinado que se as duas moedas dessem o mesmo resultado fariam uma das escolhas (queijo, por exemplo) e se os resultados fossem diferentes, fariam a outra.*

— *De acordo. Mas suponhamos que não há qualquer comunicação entre eles. Nessa altura tens de concordar que tiveram que escolher o que iriam comer quando estavam juntos.*

— *Certamente. É inacreditável que as moedas pudessem dar sempre o mesmo resultado!*

Neste artigo iremos discutir uma experiência realizada pelo grupo de Alain Aspect em Orsay em 1981 [1] (mas cuja concepção é, no essencial, de Einstein, Podolsky e Rosen (EPR) em 1935 [2]) na qual se observam correlações idênticas às que existem entre as escolhas dos dois gémeos. É uma experiência em que são medidas polarizações de dois fotões, que viajam em direcções opostas, emitidos por uma fonte comum. Por isso os resultados das medições não podem influenciar-se mutuamente, pelo menos através da transmissão de sinais com velocidade não superior à da luz (que é a dos fotões). Em certas circunstâncias, que especificaremos à frente, observa-se exactamente o mesmo resultado nas duas medições. Repetindo o raciocínio dos dois amigos pareceria que os resultados das medições estariam já determinados pelo estado dos fotões ao saírem da fonte. O que torna a experiência de Aspect extremamente interessante é que ela permite provar que esta conclusão é falsa. O resultado de cada medição não é apenas desconhecido antes de qualquer delas ser realizada. Ele é inexistente. Só fica determinado na altura da própria medição. Mas para melhor apreciar as implicações desta experiência convém falar um pouco de polarização de fotões.

2. Polarização de fotões

O material que constitui as lentes dos óculos Polaroid contém longas cadeias moleculares, preferencialmente alinhadas numa dada

direcção. Quando um feixe de luz incide numa lâmina de um tal material, (polarizador linear), é parcialmente absorvido. Mas se incidir depois numa segunda lâmina com a mesma orientação da primeira (mesma direcção das cadeias moleculares) a absorção é praticamente nula. Rodando a segunda lâmina a respectiva absorção aumenta de tal modo que quase não há transmissão quando o ângulo entre as direcções das cadeias moleculares é de 90° .

Uma vez que um feixe de luz é um feixe de fótons este comportamento deve reflectir uma propriedade dos fótons que determina o modo como estes interagem com polarizadores. Um fóton que emerge de um polarizador linear tem probabilidade um de passar um segundo polarizador linear com a mesma orientação. Tal fóton diz-se polarizado linearmente segundo a direcção de fácil transmissão do primeiro polarizador, perpendicular à direcção das cadeias moleculares. Um fóton com polarização linear ortogonal à direcção de fácil transmissão é absorvido com probabilidade 1.

Que acontece se a direcção de polarização do fóton fizer um ângulo θ com a de fácil transmissão do polarizador? É fácil verificar experimentalmente que, para dois polarizadores fazendo um ângulo θ entre si, a fracção de intensidade transmitida no segundo é

$$\frac{I_t}{I_{in}} = \cos^2\theta \quad (\text{Lei de Malus})$$

Em termos de fótons isto só pode significar que cada fóton tem uma probabilidade $\cos^2\theta$ de passar no segundo polarizador e $\sin^2\theta$ de ser absorvido (Fig. 1). Os fótons não se dividem!

Desta discussão decorrem dois factos importantes:

- i) Quando fazemos uma análise de polarização de um fóton só há dois resultados possíveis. O fóton comporta-se como tendo polarização paralela (passa) ou perpendicular (é absorvido) à direcção de fácil transmissão.
- ii) O comportamento futuro de um fóton que passou um polarizador é totalmente inde-

pendente do seu estado anterior. É completamente determinado pela direcção de fácil transmissão do último polarizador que passou.

Destes dois factos tiramos uma conclusão que é crucial para tudo o que se segue. Podemos determinar se um fóton está polarizado numa qualquer direcção (perpendicular à de propagação) usando um polarizador linear;

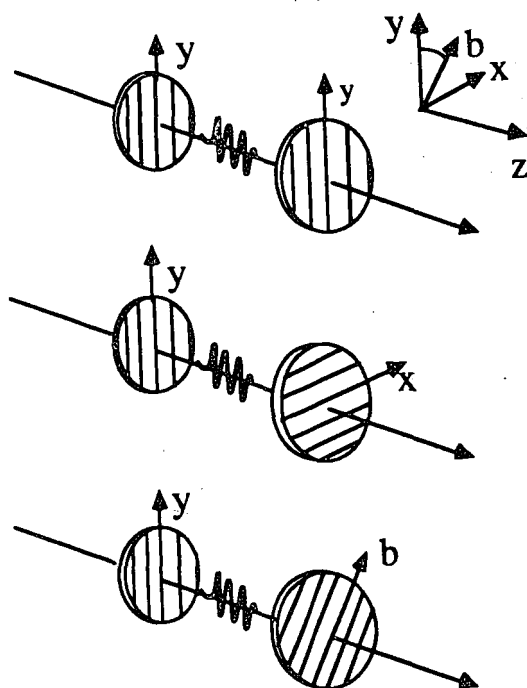


Fig. 1—A direcção de polarização de um fóton é a direcção de fácil transmissão do último polarizador que ele passou. Nos casos (i) e (ii) é previsível o resultado da interacção com o polarizador. Em (i) o fóton passa e em (ii) o fóton é absorvido. No caso (iii) qualquer destes acontecimentos é possível.

mas é então impossível saber qual teria sido a polarização desse fóton noutra qualquer direcção (que não a 90° com a primeira). Isto porque o estado do fóton após a primeira medição não depende do estado inicial. É determinado pelo resultado da medição. Nenhuma medição subsequente pode dar qualquer informação sobre o estado inicial do fóton. As polarizações dos fótons em direcções não ortogonais são mais um exemplo de variáveis complementares.

Analísadores

A análise de polarização de fótons com polarizadores lineares tem um inconveniente prático que pode ser importante. Se um fóton não é detectado à frente de um polarizador não é possível saber se ele foi absorvido ou se simplesmente o detector não o acusou. Nenhum detector tem eficiência sequer próxima de 100%. Os analisadores usados na experiência de Aspect não tem este inconveniente porque não absorvem fótons. Os dois estados de polarização (paralela ou ortogonal a uma dada direcção) correspondem a transmissão, mas em direcções diferentes. Os analisadores são constituídos por dois prismas, cuja base é um triângulo rectângulo isósceles, colados de modo especial de maneira a formar um cubo. Um feixe incidente perpendicularmente a uma das faces do cubo, de modo a incidir a 45% na face comum dos prismas, é parcialmente reflectido (e transmitido) nesta interface. Esta é concebida de modo a proporcionar um coeficiente de reflexão (fracção de energia reflectida) dependente da polarização do feixe. Se esta é perpendicular ao plano de incidência, $R = 1$. Se for paralela a esse plano, $R = 0$. Quando um único fóton incide no dispositivo ele emerge por uma das duas saídas com a polarização correspondente (Fig. 2).

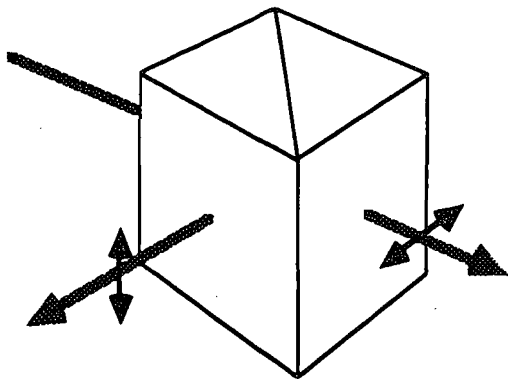


Fig. 2—Um fóton que incida num dos analisadores usados na experiência de Aspect, na direcção indicada, emerge por uma de duas saídas: na direcção de incidência se a sua polarização for paralela ao plano de incidência na face comum aos dois prismas e na direcção ortogonal a essa se a sua polarização for perpendicular ao plano de incidência. Para outra qualquer direcção de polarização há probabilidade não nula de emergir por qualquer uma das duas saídas.

Colocando fotomultiplicadores em cada uma das saídas, determinamos se a polarização do fóton é paralela (fóton transmitido na direcção de incidência) ou perpendicular (fóton deflectido de 90°) ao plano de incidência. Obviamente o cubo pode ser rodado em torno da direcção de incidência permitindo uma análise de polarização segundo qualquer direcção. Habitualmente indicamos a orientação de um tal dispositivo por um versor \mathbf{a} (por exemplo na direcção de polarização do feixe não desviado).

Convém recordar que este dispositivo não é mais que uma versão elaborada do cristal de calcite. A dupla imagem ou birrefringência de um cristal calcite resulta precisamente da separação de luz de acordo com a sua polarização. Na caixa do fim deste artigo refiro uma demonstração curiosa para quem tiver acesso a um tal cristal e a uma lâmina de polarizador linear.

3. A Experiência

A montagem utilizada na experiência de Aspect está esquematizada na Fig. 3. A fonte

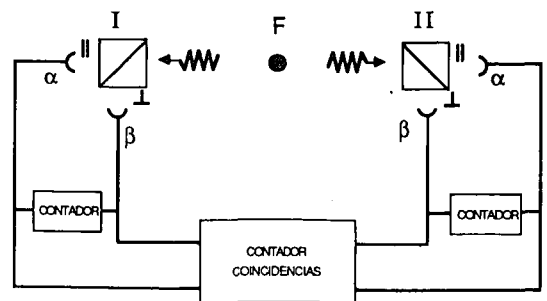


Fig. 3—A montagem da experiência de Aspect. Cada decaimento de um átomo da fonte F resulta na emissão de dois fótons cujas polarizações são analisadas em I e II. Os impulsos provenientes dos fotomultiplicadores da esquerda (I) e direita (II) só são registados se o intervalo de tempo entre eles for muito pequeno, o que garante que são devidos ao decaimento do mesmo átomo.

de ^{40}Ca é a mesma que foi descrita no primeiro artigo desta série [3]. Como vimos cada átomo

da fonte decai emitindo dois fótons quase simultaneamente e em direcções opostas. O intervalo entre as emissões dos dois fótons raramente ultrapassa $w = 9.8 \times 10^{-9}$ seg.

Em I e II é feita uma análise de polarização de cada fóton com recurso a dois cubos polarizadores (colocados a cerca de 6 m de fonte) com fotomultiplicadores associados às respectivas saídas. A intensidade da fonte é regulada para que o intervalo de tempo típico entre dois decaimentos seja muito superior a w . Deste modo, quando um impulso é gerado por um dos fotomultiplicadores à direita e outro à esquerda com intervalo de tempo inferior ou da ordem de w , trata-se, com grande probabilidade, de impulsos originados por fótons provenientes do decaimento de um mesmo átomo ⁽¹⁾. O detector de coincidências permite registar apenas este tipo de acontecimentos, contando o número de vezes que dispara cada par de fotomultiplicadores, (α_I, α_{II}) , (α_I, β_{II}) , (β_I, α_{II}) , ou (β_I, β_{II}) .

As orientações dos analisadores são variadas independentemente. Pretende-se assim obter uma medição das correlações de polarização dos dois fótons emitidos por cada átomo. Os resultados são expressos como frequências relativas do tipo,

$$P_{\alpha_I \alpha_{II}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \frac{N_{\alpha_I \alpha_{II}}(\mathbf{a}, \mathbf{b})}{N_{\text{pares}}}$$

em que $N_{\alpha_I \alpha_{II}}(\mathbf{a}, \mathbf{b})$ é o número de vezes que é registado o disparo (quase simultâneo) de α_I e α_{II} para analisadores com orientações \mathbf{a} (em I) e \mathbf{b} (em II) e N_{pares} é o número total de pares de fótons detectado:

$$N_{\text{pares}} = N_{\alpha_I \alpha_{II}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) + N_{\alpha_I \beta_{II}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) + N_{\beta_I \alpha_{II}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) + N_{\beta_I \beta_{II}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}).$$

Têm particular interesse as probabilidades de ocorrências de resultados iguais ou diferentes nos dois analisadores, isto é

$$P_{\text{igual}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = P_{\alpha_I \alpha_{II}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) + P_{\beta_I \beta_{II}}(\mathbf{a}, \mathbf{b})$$

$$P_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = P_{\alpha_I \beta_{II}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) + P_{\beta_I \alpha_{II}}(\mathbf{a}, \mathbf{b})$$

Os resultados das medições de Aspect estão reproduzidas na Fig. 4. Nas ordenadas repre-

senta-se a correlação $E(\mathbf{a}, \mathbf{b})$ definida por

$$E(\mathbf{a}, \mathbf{b}) =$$

$$P_{\text{igual}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) - P_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = 1 - 2P_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b})$$

e em abcissa o ângulo θ entre \mathbf{a} e \mathbf{b} . A linha a tracejado é a previsão quântica. O objectivo principal do resto do artigo vai ser tentar convencer o leitor que estes resultados, aparentemente tão inócuos, exprimem na realidade um comportamento profundamente misterioso.

4. O Argumento de Einstein, Podolsky e Rosen

Olhando de novo para o esquema da Fig. 3 verificamos que a distância entre os dois analisadores é de cerca de 12 metros, ou seja cerca de 40×10^{-9} segundos de tempo de viagem de luz. Como pares de fótons que sejam registados tem diferença de tempos de emissão necessariamente inferiores a 20×10^{-9} seg. (doutro modo o detector de coincidências não regista o acontecimento) e quase sempre inferiores a 10×10^{-9} seg., vemos que o resultado da primeira medição de polarização só poderia influenciar a segunda se houvesse possibilidade de propagação de interacções a velocidade superior à da luz. Partindo do princípio que não há podemos concluir:

A. *As duas medições são inteiramente independentes. Nada do que acontece num dos analisadores pode, de qualquer modo, afectar o que se passa no outro.*

Por outro lado se atentarmos nos resultados da Fig. 4 vemos que $E(\theta = 0)$ é praticamente igual a um. De facto a previsão quântica para analisadores ideais é precisamente,

$$E(\theta = 0) = 1$$

⁽¹⁾ Na experiência de Aspect a «janela» de coincidência é de 20 nseg. As coincidências acidentais não são desprezáveis mas são medidas e subtraídas antes de calcular as probabilidades a seguir referidas.

isto é,

$$P_{\text{igual}}(\theta=0) \doteq 1 \quad ; \quad P_{\text{dif}}(\theta=0) = 0$$

No entanto qualquer analisador real tem uma probabilidade não nula de transmitir para uma saída um fóton com polarização correspondente

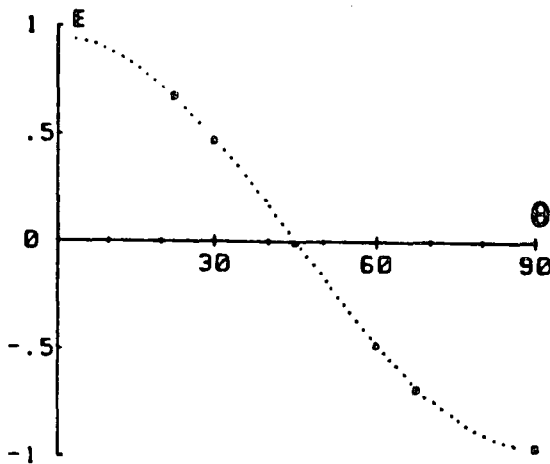


Fig. 4—Valores de correlação $E(a, b)$ em função do ângulo θ entre a e b . Os pontos experimentais são os retângulos cujos lados correspondem a 2 desvios padrões. A linha a tracejado corresponde à previsão quântica.

à outra. Se levarmos este facto em conta, a Mecânica Quântica prevê um valor de $E(\theta=0)$ ligeiramente inferior a um e perfeitamente consistente com o valor experimental (a linha a tracejado foi calculada com esta correcção). Assim, embora não a demonstrem de um modo absolutamente inatacável, os resultados experimentais são perfeitamente consistentes com a nossa segunda conclusão:

B. *Quando os analisadores estão paralelos as medições de polarização dos dois fótons dão sempre o mesmo resultado.*

Em abono da verdade deve dizer-se que esta segunda afirmação não é estritamente necessária para demonstrar o resultado a que iremos chegar. Mas o argumento fica muito mais simples e directo. Para uma discussão com maior generalidade ver o artigo de Bell de 1981 [4].

Creio que o leitor terá reconhecido que nos encontramos numa situação muito semelhante à da história dos dois gémeos no início do artigo. A afirmação A corresponde à suposição que os dois gémeos não estão em contacto, que o que acontece numa das escolas não pode de nenhum modo afectar o que se passa na outra. A afirmação B corresponde à constatação de que as escolhas dos dois gémeos são em cada dia idênticas. A nossa conclusão não pode pois ser diferente da dos dois amigos, isto é o resultado de cada uma das medições de polarização está perfeitamente determinado (embora desconhecido) antes de qualquer delas ser concretizada.

Com efeito depois de medirmos a polarização de um dos fótons (por exemplo em I supondo que este fóton é o primeiro emitido) a constatação B permite-nos prever, com certeza, qual vai ser o resultado da medição em II. Mas nada se modificou em relação a este segundo fóton ou ao respectivo analisador (afirmação A). Logo o resultado de medição em II já estava determinado mesmo antes da medição feita em I. Por outro lado como os fótons «não sabem» com que orientações vão encontrar os analisadores podemos estender a conclusão anterior e afirmar que:

C. *As polarizações dos dois fótons, segundo qualquer direcção, estão perfeitamente determinadas (embora desconhecidas) antes da concretização de qualquer medição.*

A uma conclusão semelhante chegaram Einstein Podolsky e Rosen em 1935 [2] reflectindo sobre a previsão quântica para uma experiência por eles concebida e conceptualmente idêntica à experiência de Aspect. O problema é que na teoria quântica não existe sequer a possibilidade de representar o estado de um fóton que tenha polarização bem definida segundo duas direcções não ortogonais. A descrição quântica de um sistema aparecia então, segundo EPR, como uma especificação parcial, incapaz de esgotar as possibilidades de definição de grandezas físicas que a própria Natureza permitia. A Mecânica Quântica era

uma teoria incompleta. Era possível um nível de descrição mais fino.

A verdadeira surpresa, face à aparente solidez do argumento de EPR, surgiu em 1965 quando John Bell do CERN mostrou que os resultados de experiência como a que Aspect e seus colaboradores vieram a realizar, permitem rejeitar a conclusão C e mostrar que as polarizações dos fótons são, não apenas desconhecidas, mas verdadeiramente indeterminadas antes das medições. Nós chegaremos à mesma conclusão através de um pequeno jogo ⁽²⁾.

5. As desigualdades de Bell e um jogo (pouco) inocente

Punhamos numa mesa quatro caixas, sem tampa, invertidas, duas à esquerda com etiquetas **a** e **a'**, duas à direita com etiquetas **b** e **b'**. Coloco 4 bolas, vermelhas ou brancas, uma em cada caixa. Depois eu e o leitor sorteamos para ver *uma* das caixas da esquerda e *uma* das da direita. *É proibido espreitar as outras duas caixas.* Se o par sorteado for (**a**, **b'**) e as bolas tiverem cor diferente, o leitor paga-me um prémio. Se sair um dos outros 3 pares (**a**, **b**), (**a'**, **b**) ou (**a'**, **b'**) e as respectivas bolas forem diferentes, pago eu ao leitor o mesmo prémio. Quando as bolas são idênticas ninguém ganha ou perde. Este jogo favorece algum de nós ou dá igual chance a cada um?

Enquanto o leitor reflecte nesta questão (cuja resposta é uma das desigualdades de Bell) vejamos a relação entre este jogo e a experiência de Aspect.

Em cada jogada seleccionamos uma caixa de cada lado. Na experiência temos que escolher uma orientação para cada analisador. Se nos limitarmos apenas a duas orientações possíveis em cada analisador, teremos o equivalente da situação do jogo em que escolhemos uma de duas caixas em cada lado. O conteúdo de cada caixa é uma bola branca ou vermelha. Cada fóton poderá ter uma de duas polarizações (dois canais de saída). É proibido espreitar o conteúdo das caixas não seleccionadas. Na experiência de Aspect é impossível

determinar qual terá sido a polarização de cada fóton na direcção que não foi medida.

Existe, assim, uma correspondência perfeita entre o resultado de uma jogada e o de uma medição de um par de fótons. O quadro seguinte ilustra esta correspondência. Na última coluna mostra-se quem ganha em cada tentativa.

Quadro I — Comparação entre o jogo descrito nesta secção e a experiência de Aspect.

Orientações dos analisadores I (caixas) II		Resultado da med. de polarização		Cor das bolas		Vencedor
		I	II	I	II	
a	b	α_I	β_{II}	V	B	LEITOR
a'	b	α_I	α_{II}	V	V	
a	b'	β_I	α_{II}	B	V	AUTOR
a'	b'	β_I	α_{II}	B	V	LEITOR
a	b	β_I	β_{II}	B	B	
a	b'	α_I	β_{II}	V	B	AUTOR

Voltemos agora à análise do jogo. Quem ganha com maior frequência? Embora não saibamos qual é a cor das bolas nas caixas que não inspeccionámos é óbvio que elas têm uma cor definida. É claro que porei sempre bolas diferentes em (**a**, **b'**) pois de outro modo não posso ganhar. Mas, neste caso, os pares (**a**, **b**), (**a'**, **b**) e (**a'**, **b'**) não podem ter todos bolas da mesma cor! Isto é, se o meu par tem bolas diferentes pelo menos um dos pares do leitor tem também bolas diferentes. Como é igual a probabilidade de escolher esse par ou o par (**a**, **b'**) a probabilidade de o leitor ganhar não é inferior à minha. Por outras palavras no limite em que o número de tentativas, (o número de pares de fótons) $N \rightarrow \infty$ teremos com probabilidade 1,

$$N_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}') \leq N_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) + N_{\text{dif}}(\mathbf{a}', \mathbf{b}) + N_{\text{dif}}(\mathbf{a}', \mathbf{b}')$$

A esquerda está o número de vezes que eu ganho, à direita o número de vezes que ganha o leitor. Podemos reescrever esta desigualdade como

⁽²⁾ Este jogo traduz uma versão da dedução das desigualdades de Bell devida a Stapp [6].

$$\frac{N_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}')}{N(\mathbf{a}, \mathbf{b}')} \frac{N(\mathbf{a}, \mathbf{b}')}{N} \leq \frac{N_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b})}{N(\mathbf{a}, \mathbf{b})} \frac{N(\mathbf{a}, \mathbf{b})}{N} + \frac{N_{\text{dif}}(\mathbf{a}', \mathbf{b})}{N(\mathbf{a}', \mathbf{b})} \frac{N(\mathbf{a}', \mathbf{b})}{N} + \frac{N_{\text{dif}}(\mathbf{a}', \mathbf{b}')}{N(\mathbf{a}', \mathbf{b}')} \frac{N(\mathbf{a}', \mathbf{b}')}{N}$$

Como é igual a probabilidade de escolher qualquer dos pares, ou seja

$$\frac{N(\mathbf{a}, \mathbf{b})}{N} = \frac{N(\mathbf{a}', \mathbf{b})}{N} = \frac{N(\mathbf{a}, \mathbf{b}')}{N} = \frac{N(\mathbf{a}', \mathbf{b}')}{N} = \frac{1}{4}$$

($N \rightarrow \infty$)

obtemos

$$P_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}') \leq P_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) + P_{\text{dif}}(\mathbf{a}', \mathbf{b}) + P_{\text{dif}}(\mathbf{a}', \mathbf{b}') \quad (1)$$

em que

$$P_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) \equiv \frac{N_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b})}{N(\mathbf{a}, \mathbf{b})}$$

é a fracção de vezes que, tendo sido escolhido o par (\mathbf{a}, \mathbf{b}) , as bolas são diferentes. Este resultado exprime a conclusão anterior que leitor não pode perder este jogo.

As frequências que aparecem na eq. (1) são precisamente as que são medidas na experiência de Aspect. Ora, e este ponto é crucial, se a conclusão de EPR está correcta e cada fotão tem uma polarização definida nas direcções que não são medidas, *então a demonstração de desigualdade da eq. (1) é aplicável aos resultados da experiência de Aspect* que deverão pois verificar esta desigualdade.

Se tomarmos para \mathbf{a} , \mathbf{a}' , \mathbf{b} e \mathbf{b}' as direcções indicadas na Fig. 5 obtemos

$$P_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = P_{\text{dif}}(\mathbf{a}', \mathbf{b}) = P_{\text{dif}}(\mathbf{a}', \mathbf{b}') = 0.163$$

uma vez que (ver Fig. 4)

$$E(\theta = 22.5^\circ) = 0.674$$

A desigualdade de Bell (eq. 1) implica

$$P_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}') \leq 0.489,$$

quando de facto o valor medido é

$$P_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}') = 0.837!! \quad [E(\theta = 67.5^\circ) = -0.674].$$

A eq. (1) é fortemente violada pelos resultados desta experiência!

Não obstante a solidez do argumento de EPR, estes resultados constituem uma refutação empírica da respectiva conclusão; as polarizações dos fotões são de facto indeterminadas, não apenas desconhecidas antes das medições!

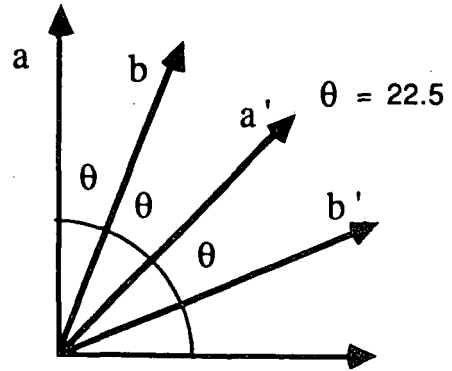


Fig. 5—Direcções escolhidos para os analisadores na experiência de Aspect. As direcções \mathbf{a} e \mathbf{a}' referem-se a I e \mathbf{b} e \mathbf{b}' a II. Os ângulos entre \mathbf{a} e \mathbf{b} , \mathbf{a}' e \mathbf{b} , \mathbf{a}' e \mathbf{b}' são de $22,5^\circ$ e entre \mathbf{a} e \mathbf{b}' de $67,5^\circ$.

Se fosse possível jogar o jogo aqui descrito como a Natureza «joga» os fotões, o leitor perderia quase duas vezes mais do que ganharia. O mistério desta experiência consiste precisamente em descobrir como é que a Natureza «faz batota» ou, por outras palavras, o que é que no argumento de EPR, não está conforme o seu comportamento.

6. Como tornear EPR

Antes de tentarmos penetrar o mistério referido no fim da secção anterior é necessário enfrentar uma objecção que alguns leitores (muito atentos) poderão ter levantado.

Há uma diferença entre o jogo e a experiência de Aspect, que pode ser relevante. No jogo as bolas são colocadas antes de serem escolhidas as caixas a levantar. Mas na expe-

riência de Aspect os analisadores estão em posição muito antes de os fótons saírem da fonte. Estamos implicitamente a supor que o estado dos fótons na emissão não depende da orientação dos analisadores. É como se as caixas fossem sorteadas antes das bolas serem colocadas mas partindo do princípio que quem as coloca não sabe quais as caixas escolhidas. Se esta hipótese não for válida e o estado dos fótons emitidos depender da orientação dos analisadores, então a dedução da desigualdade de Bell cai por terra. Nesse caso é obviamente possível garantir que o par $(\mathbf{a}, \mathbf{b}')$ revele sempre bolas de cor diferente ($P_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}') = 1$) e as restantes bolas idênticas ($P_{\text{dif}}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = P_{\text{dif}}(\mathbf{a}', \mathbf{b}) = P_{\text{dif}}(\mathbf{a}', \mathbf{b}') = 0$).

Embora esta possibilidade possa parecer suficientemente absurda para não ser considerada (como é que os fótons podem saber que as orientações vão encontrar), Aspect e seus colaboradores dispuseram-se a modificar a experiência de modo a investigá-la [7]. Nesta segunda versão usaram dois analisadores com orientações diferentes de cada lado. O feixe era comutado entre os dois por um interruptor óptico extremamente rápido, de tal modo que a direcção de análise de polarização de cada fóton só era fixada depois de os fótons abandonarem a fonte. O leitor interessado nos detalhes da montagem poderá consultar o artigo referido. As desigualdades de Bell continuam a ser violadas (o valor medido de $E(\theta)$ não se altera).

Ou pomos esta alternativa de parte ou supomos que a fonte «adivinha» com antecedência quais as direcções que vão ser medidas para cada par de fótons, o que começa a ultrapassar os limites de credibilidade. Não é por aqui que o mistério se esclarece.

Acção à distância instantânea

No jogo, como no caso dos fótons, há sempre uma caixa que é vista um bocadinho

antes da outra. Um presgizador ultra-rápido poderia trocar a bola da outra caixa depois de ver a primeira sem que o notássemos. Deste modo, seria também possível violar as desigualdades de Bell.

Na experiência de Aspect esta alternativa corresponde a haver a possibilidade de alterar o estado de um fóton como resultado da medição feita no outro, por outras palavras, à existência de sinais de velocidade arbitrariamente grande, superior à da luz:

A premissa A do raciocínio de EPR seria falsa.

Alguns Físicos defendem de facto que a experiência de Aspect demonstra a existência de acção à distância instantânea (ver ref. [8]). A primeira vista isto pareceria pôr em causa a Teoria da Relatividade. A razão é simples. Imagine o leitor uma arma que dispara balas com velocidade superior à da luz. Os acontecimentos correspondentes ao disparo da bala e ao atingir a vítima dizem-se espacialmente separados: um sinal luminoso emitido pela arma no momento do disparo ainda não chegou à vítima quando ela é atingida. Ora em relatividade demonstra-se que a sucessão temporal de acontecimentos espacialmente separados depende do referencial de observação. Um outro observador poderia ver a vítima cair antes da bala ser disparada! O efeito antes da causa! Esta é uma das razões físicas da incompatibilidade entre a Relatividade e a existência de sinais de velocidade superior à da luz. Mas será que esta objecção é relevante neste caso?

Imagine o leitor a experiência de Aspect repetida com duas fontes. Um dado observador II mede polarizações dos fótons das duas fontes de um dos lados. Um outro observador com um analisador mais próximo da fonte mede apenas os fótons emitidos por uma das duas fontes (Fig. 6). O observador em II não notará qualquer diferença entre o comportamento dos dois feixes. Ele só poderá saber qual dos feixes está a ser medido em I quando

a respectiva sucessão de resultados lhe for comunicada: ele terá uma inteiramente idêntica (analísadores em I e II paralelos). Por outras palavras a medição realizada em I não tem qualquer *efeito observável* em II. Não há causa nem efeito cuja sucessão temporal possa ser subvertida.

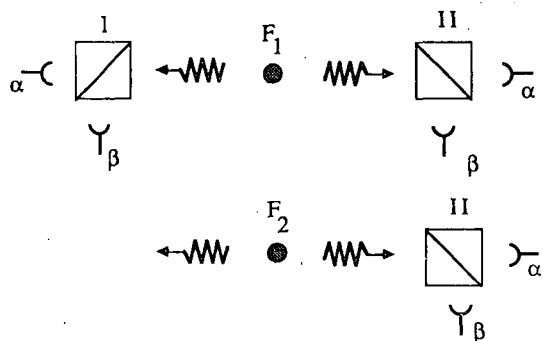


Fig. 6—Experiência de Aspect com duas fontes. O observador em II não tem qualquer possibilidade de saber qual dos dois feixes está a ser medido em I até que a respectiva sucessão de resultados lhe seja comunicada.

Vemos assim que estas «interacções» ultra-rápidas não põem problemas à Teoria da Relatividade porque são de um tipo extremamente singular. Não têm qualquer efeito localmente observável. A única coisa que de facto se altera em II como resultado da medição feita em I é a nossa expectativa sobre o que vai acontecer em II. Para um observador para o qual a medição de II seja a primeira alterar-se-á a expectativa sobre o que se vai passar em I. Em ambos os casos os resultados seriam conformes a essas expectativas.

Para um físico, que como Einstein, adopte uma posição realista, as nossas observações são consequências de uma realidade autónoma que preexiste qualquer observação ou observador. Nesta perspectiva a nossa expectativa relativa a um fenómeno físico só pode alterar-se por duas razões:

- i) Obtivemos mais informação sobre o sistema mas nada se alterou nas proprie-

dades que provocam as nossas observações.

- ii) Houve uma alteração efectiva da realidade subjacente às nossas observações.

O facto de as desigualdades de Bell serem violadas na experiência de Aspect exclui a possibilidade (i) relativamente a alteração da nossa expectativa sobre a polarização de um fóton com a medição do outro. Só resta pois admitir (ii) e postular a existência de interacções de velocidade arbitrariamente grande.

Uma Realidade Incerta ⁽³⁾

Para um físico da tradição dos fundadores de Mecânica Quântica, Bohr, Heisenberg, Pauli, a crença que os fenómenos físicos são uma expressão directa da realidade autónoma acima referida é um preconceito metafísico não só desnecessário como inconveniente. A informação que temos sobre um sistema, resultado de medições prévias, é o estado do sistema. É evidente que uma medição feita numa dada região do espaço altera instantaneamente as nossas expectativas sobre resultados possíveis noutros locais. Quando o leitor recebeu este exemplar da Gazeta soube imediatamente que ele não estava em Londres, ou na Galáxia Andrómeda. Claro que neste caso o leitor pode concluir sem problemas que, mesmo antes de o receber, ele não estava nesses locais. Mas embora tal conclusão não seja legítima no caso dos fótons, é ainda, apenas, a nossa expectativa sobre o que pode ocorrer noutro local que se pode alterar devido a uma medição feita aqui. É a crença que essas expectativas traduzem a condição de uma realidade autónoma existente no contínuo do espaço e tempo que obriga a postular a existência de sinais de velocidade arbitrariamente grande.

Quer isto dizer que electrões, prótons, não são reais? O que um físico desta tradição reconhecerá é que se trata de conceitos úteis

(3) Com a devida vénia a Bernard D'Espagnat [9].

(fundamentais) na ordenação e sistematização da nossa experiência. Nesse sentido são tão reais como uma cadeira ou uma mesa ou o leitor. Sobre a questão da sua existência, autonomamente, fora do contexto da experiência humana e separada dos dispositivos experimentais que a revelam, Pauli pronunciou-se com a sua habitual franqueza: [10]

One should no more rack one's brains about whether something we cannot know anything about exists all the same than about the ancient question of how many angels can sit on the point of a needle.

Bohr [11] foi caracteristicamente mais cauteloso:

In our description of nature the purpose is not to disclose the real essence of phenomena but only to track down as far as possible relations between the multifold aspects of our experience.

Para muitos leitores estas afirmações parecerão imbuídas de um certo espírito de renúncia. Mas o objectivo da série de artigos que este encerra não teria sido atingida se o leitor não reconhecesse que esta «renúncia» é de algum modo imposta pelo próprio comportamento da Natureza. Não se pretende com isto afirmar que não tenham sido propostas alternativas à posição defendida pelos fundadores da Mecânica Quântica, habitualmente conhecida como «Interpretação de Copenhague». Mas nenhuma delas recolheu o consenso dos físicos e (talvez também por isso) nenhuma se revelou tão fecunda para o posterior desenvolvimento das aplicações da teoria quântica.

De qualquer modo, como se disse acima, o objectivo principal desta série de artigos não era a discussão dessas alternativas, mas sim mostrar que os conceitos e problemas levantados pelo comportamento quântico são extremamente delicados e subtis e só podem ser discutidos com uma constante referência à experiência. Só neste contexto é que o verda-

deiro significado dos conceitos que emergem da descrição quântica pode ser correctamente apreciado.

A Birrefringência da Calcite e a Polarização da Luz

Se dispuser de um cristal de calcite (forma romboédrica habitual) e de um polarizador linear faça a seguinte experiência:

Marque um ponto numa folha de papel. Assente uma face do cristal sobre a folha e espreite pela face oposta. Deve ver duas imagens. Rode o cristal. Como se movimentam elas? Seguidamente coloque o polarizador por cima do cristal de calcite. Espreite através dele e rode-o. Que conclusões pode tirar sobre a polarização correspondente às duas imagens? Experimente pôr o polarizador entre a folha de papel e o cristal de calcite. Rode o cristal de calcite (ou o polarizador). Que observa?

Esta experiência pode ser realizada como demonstração marcando o ponto numa transparência colocada sobre um retroprojector.

REFERÊNCIAS

- [1] ASPECT, A., GRANGIER, P., ROGER, G.—Phys. Rev. Lett., **49**, 91 (1982).
- [2] EINSTEIN, A., PODOLSKY, B., ROSEN, N.—Phys. Rev., **47**, 777 (1935).
- [3] LOPES DOS SANTOS, J. M. B.—Gazeta de Física, Vol. 12, 1 (1989).
- [4] BELL, J.—J. de Physique, Colloque C2, Suppl. n.º 3, **42**, 2 (1981).
- [5] BELL, J.—Physics, **1**, p. 195, 1965. Ver também o livro «*Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*», Cambridge University Press, Cambridge (1987).
- [6] STAPP, H. P.—Phys. Rev. **D3**, 1303 (1971).
- [7] ASPECT, A., DALIBARD, J., ROGER, R.—Phys. Rev. Lett., **49**, 1084 (1982).
- [8] TAROZZI, G., VAN DER MERWE (eds.)—«*Open Questions in Quantum Physics*», D. Reidel Dordrecht (1985).
- [9] D'ESPAGNAT, B.—«*Une incertaine réalité—Le monde quantique la connaissance et la durée*», Gauthiers Villars—Paris (1985).
- [10] PAULI, W.—«*Born-Einstein Letters*», Comentários de M. Born. Ed. Walker, N. Y. (1971).
- [11] BOHR, N.—«*Atomic Physics and the description of Nature*», Cambridge University Press (1934).

Ruído de fase de lasers semicondutores — Parte I

M. F. FERREIRA (*), J. F. ROCHA e J. L. PINTO

Universidade de Aveiro

Uma largura espectral excessiva e um espectro de emissão não-Lorentziano são duas características dos lasers semicondutores não previstas pela teoria clássica dos lasers. A descrição desses fenómenos é revista neste artigo.

1. Introdução

A existência de lasers semicondutores monomodo operando à temperatura ambiente e a conveniência da sua utilização em muitas aplicações exigindo um elevado grau de coerência, tais como a espectroscopia de alta resolução, os sensores interferométricos e as comunicações ópticas coerentes, determinaram nos últimos anos um renovado interesse pelo estudo da largura espectral e do ruído de fase que os caracterizam. Esse estudo conduziu ao reconhecimento de algumas particularidades dos lasers semicondutores, não conformes à teoria tradicional.

O objectivo deste artigo e do seguinte — «Ruído de Fase de Lasers Semicondutores — Parte II» — é proporcionar uma panorâmica das particularidades aludidas. Sem se pretender referir exaustivamente todo o trabalho que, neste campo, tem ultimamente sido realizado, dar-se-á especial relevo aos aspectos que, de algum modo, influenciam o desempenho das comunicações ópticas coerentes, actualmente ainda em fase de investigação e desenvolvimento laboratorial.

No presente artigo trataremos da largura espectral e do ruído de fase próprio de um laser semiconductor (Fabry-Perot) solitário, dedicando-se o artigo seguinte à consideração dos mesmos fenómenos em lasers sujeitos a realimentação óptica externa, bem como à sua influência no desempenho dos sistemas ópticos de comunicação coerentes.

2. Largura espectral de um laser semiconductor solitário

Num laser semiconductor os fótons podem ser gerados quer por emissão estimulada, que

é o processo responsável pela amplificação laser e em que a radiação emitida por um átomo se encontra exactamente em fase com a radiação circunvizinha desse átomo, quer por emissão espontânea, determinada pelo tempo de vida finito dos portadores no nível de energia superior do laser. Estas emissões espontâneas alteram descontinuamente a fase e a intensidade do campo eléctrico, como se representa na Fig. 1. Nesta figura, o ponteadado

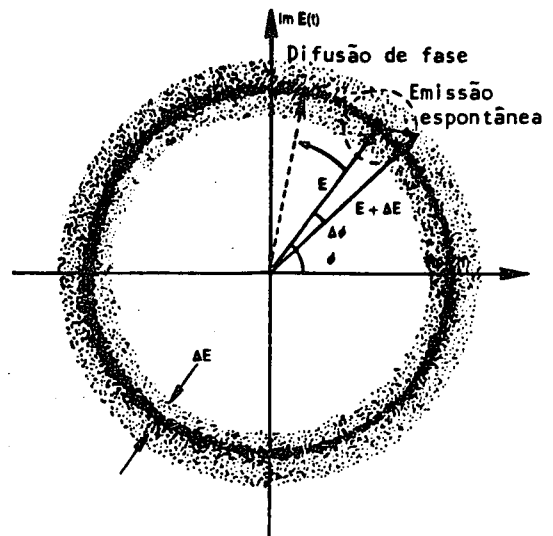


Fig. 1 — Representação complexa do campo. Cada ponto representa a extremidade do vector campo em sucessivos instantes de um dado intervalo de tempo [11].

significa a extremidade do vector campo em instantes sucessivos de um certo intervalo de tempo.

Os fótons emitidos espontaneamente têm por efeito adicionar um pequeno vector ao vector campo de amplitude E e fase ϕ , resul-

(*) Bolseiro do INIC.

tando um novo campo com amplitude $E + \Delta E$ e fase $\phi + \Delta\phi$. Como a fase da emissão espontânea é arbitrária o campo resultante situa-se algures no pequeno círculo a tracejado indicado na Fig. 1.

Devido ao acoplamento entre o campo da radiação e a concentração de portadores, a intensidade do campo sofre oscilações de relaxação, até regressar ao seu valor de equilíbrio. A fase, entretanto, não possuindo qualquer força restauradora do valor inicial, e em consequência de sucessivas emissões espontâneas, caracteriza-se por um movimento tipicamente Browniano, tendo Lax [1] verificado que a variância da diferença da fase, em dois instantes distanciados no tempo de τ , depende linearmente desse intervalo, de acordo com a expressão:

$$\sigma^2(\tau) = \langle [\phi(t+\tau) - \phi(t)]^2 \rangle = \frac{R}{2I} \tau \quad (1)$$

onde R é a taxa total de emissão espontânea e I é o número total de fotões (intensidade), proporcional à potência emitida pelo laser. Estas alterações de fase apresentam uma distribuição Gaussiana [1, 2], podendo escrever-se a correlação do campo no instante $t + \tau$ com o campo no instante t na forma:

$$\langle E^*(t+\tau) E(t) \rangle \approx E(t)^2 e^{i\omega\tau - \sigma^2/2} \quad (2)$$

onde ω é a frequência da radiação (suposta monocromática). O espectro de emissão do laser é dado pela transformada de Fourier da eq. (2). Considerando a eq. (1), obtém-se um perfil Lorentziano, com uma largura espectral dada por

$$\Delta\nu_{ST} = \frac{R}{4\pi I} \quad (3)$$

A eq. (3), que estabelece uma proporcionalidade inversa entre a largura espectral e a potência emitida laser, é a bem conhecida fórmula modificada de Schawlow-Townes [3, 4], que, até há pouco, era supostamente válida para todos os tipos de lasers. Todavia, num trabalho pioneiro, Fleming e Mooradian [5] observaram experimentalmente que a largura

espectral de um laser semiconductor GaAlAs, apesar de ser inversamente proporcional à potência, era cerca de 50 vezes superior ao previsto pela eq. (3).

Parte dessa largura espectral excessiva foi justificada atendendo à inversão incompleta da população entre os níveis de energia do laser, fenómeno peculiar dos lasers semicondutores. Isso traduz-se pela incorporação na eq. (3) de um factor n_s — o denominado factor de emissão espontânea — dado pela razão entre a taxa de emissão espontânea por modo e a taxa de emissão estimulada por fotão do laser, e cujo valor é cerca de 2,5 [6]. A outra parte do alargamento foi elegantemente justificada por Henry [7]: durante as oscilações de relaxação, seguintes a qualquer emissão espontânea, a densidade de portadores flutua também; consequentemente, as partes real (n') e imaginária (n'') do índice de refração variam, determinando esta última alteração no ganho, tendente a restabelecer o equilíbrio de intensidade, enquanto da variação da parte real resulta uma flutuação adicional da fase e, por via disso, um maior alargamento da linha espectral. O respectivo factor de alargamento é $(1 + \alpha^2)$, onde

$$\alpha = \frac{\Delta n'}{\Delta n''} \quad (4)$$

é a razão entre as variações da parte real e da parte imaginária do índice de refração.

A largura espectral dum laser semiconductor é dada, então, por [7, 8]:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_{ST} n_s (1 + \alpha^2) \quad (5)$$

Um parâmetro α semelhante ao anterior é suposto ocorrer igualmente para os lasers gasosos [9], sendo a sua ordem de grandeza, todavia, igual ou inferior à unidade.

No que concerne aos lasers semicondutores permanece por receber explicação satisfatória o facto de ser não nula a ordenada na origem das rectas indicadas na Fig. 2, baseadas em dados experimentais [10]. Este valor, não muito significativo à temperatura ambiente, torna-se apreciável para temperaturas suficientemente baixas [11, 12].

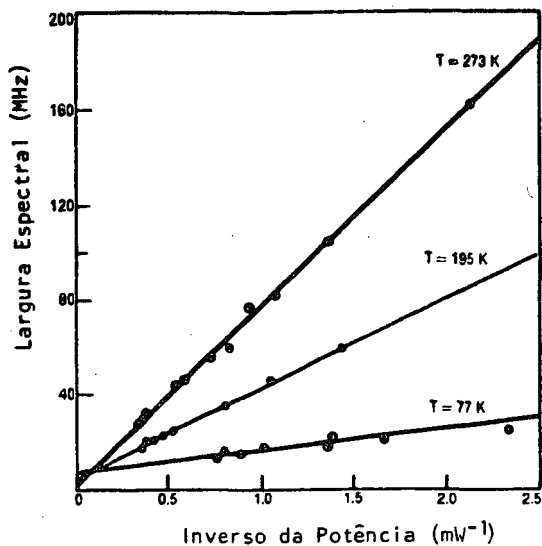


Fig. 2 — Largura espectral de um laser semiconductor GaAlAs de frequência única em função do inverso da potência emitida, às temperaturas de 273 K, 195 K e 77 K [10].

3. Espectro do ruído de fase e espectro de emissão de um laser semiconductor solitário

Seguindo o mesmo processo indicado anteriormente para a determinação do espectro de emissão do laser, pode agora obter-se o espectro das flutuações de frequência, calculando a transformada de Fourier da função de autocorrelação dessas flutuações:

$$S_{\dot{\phi}}(\Omega) = F \{ \langle \dot{\phi}(t+\tau) \dot{\phi}(t) \rangle \} \quad (6)$$

onde

$$\dot{\phi}(t) = \frac{d\phi(t)}{dt}$$

é a frequência angular instantânea da radiação óptica e Ω é a frequência angular referida à frequência central do laser. A variância da fase $\sigma^2(\tau)$ pode ser obtida a partir de $S_{\dot{\phi}}(\Omega)$ na forma [2, 13]:

$$\sigma^2(\tau) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty [S_{\dot{\phi}}(\Omega)/\Omega^2] (1 - \cos \Omega \tau) d\Omega \quad (7)$$

A eq. (1) resulta da eq. (7) quando $S_{\dot{\phi}}(\Omega) = \frac{R}{2I} = \text{constante}$. Todavia, Daino e col. [2] observaram experimentalmente que este espectro

não é constante, como se supunha, mas apresenta um pico de ressonância à frequência das oscilações de relaxação, de modo semelhante ao que acontece com o espectro do ruído de intensidade [14, 15]. Este facto novo foi explicado teoricamente [13, 16, 17, 18] com base nos mesmos argumentos que justificam o excesso da largura espectral do laser semiconductor, sendo consequência do valor relativamente elevado do parâmetro α da eq. (4), que estabelece o acoplamento entre as flutuações da fase e da amplitude.

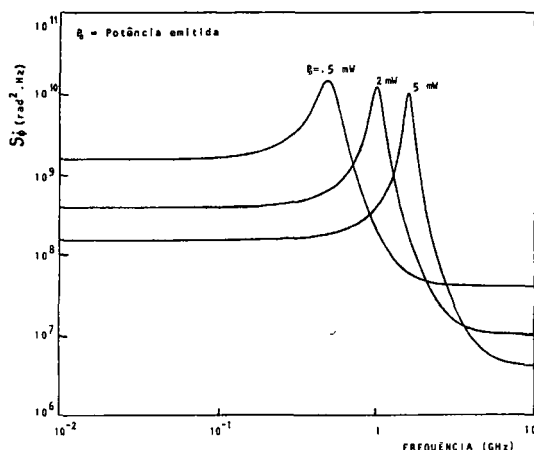


Fig. 3 — Espectro do ruído de fase de um laser semiconductor solitário para três valores da potência emitida por uma das suas faces: $P_0 = .5$ mW, 2 mW e 5 mW.

A Fig. 3 representa o espectro do ruído de fase (flutuações da frequência instantânea) para um laser semiconductor solitário. Da sua observação ressalta, para além do pico de ressonância, a cerca de 1 GHz da frequência central do laser, a existência de um patamar relativamente elevado na região das baixas frequências, facto que determina o valor «excessivo» da largura espectral. Na verdade, não havendo variação apreciável de $S_{\dot{\phi}}(\Omega)$ perto de $\Omega = 0$, temos que essa largura espectral é dada por [19, 20]:

$$\Delta\nu = \frac{S_{\dot{\phi}}(0)}{2\pi} \quad (8)$$

A existência de um pico de ressonância em $S_{\dot{\phi}}(\Omega)$ tem como consequência imediata o facto de o espectro de emissão do laser não

ser já Lorentziano, mas apresentar picos satélites, separados do pico central por múltiplos da frequência das oscilações de relaxação (Fig. 4).

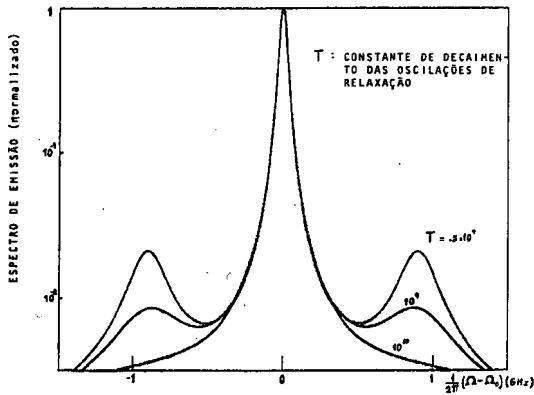


Fig. 4 — Espectro de emissão de um laser semiconductor para três valores da constante de amortecimento das oscilações de relaxação: $T = .5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, $1 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ e $1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$.

4. Conclusão

Os lasers semicondutores solitários, comparativamente a outros tipos de lasers, caracterizam-se por uma grande largura espectral ($\Delta\nu.P_0 \approx 50 - 100 \text{ MHz.mW}$) e pela existência de picos satélites no seu espectro de emissão, o qual já não pode considerar-se Lorentziano. Ambos os fenômenos, que se devem ao acoplamento entre as flutuações da fase e da amplitude do campo, não eram previstos pela teoria clássica dos lasers.

Com as características evidenciadas, os lasers semicondutores solitários não podem ser utilizados de imediato em várias aplicações, impondo-se como necessário o recurso a técnicas adicionais de purificação espectral.

REFERÊNCIAS

- [1] MAX, M. — «Classical noise V: Noise in self-sustained oscillators», *Phys. Rev.*, V, 160, 290 (1967).
- [2] DAINO, B., SPANO, P., TAMBURRINI, M. e PIAZZOLA, S. — «Phase noise and spectral line shape in semiconductor lasers», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 266 (1983).
- [3] SCHAWLOW, A. L. e TOWNES, C. H. — «Infrared and optical masers», *Phys. Rev.*, V. 112, 1940 (1958).
- [4] HEMPSTEAD, R. D. e LAX, A. — «Classical noise VI: Noise in self-sustained oscillations near threshold», *Phys. Rev.*, V. 161, 350 (1967).
- [5] FLEMING, M. W. e MOORADIAN, A. — «Fundamental line broadening of single-mode GaAlAs diode lasers», *Appl. Phys. Lett.*, V. 38, 511 (1981).
- [6] HENRY, C. H., LOGAN, R. A. e WERRIT, F. R. — «Measurement of gain and absorption spectra in AlGaAs buried heterostructure lasers», *J. Appl. Phys.*, V. 51, 3042 (1980).
- [7] HENRY, C. H. — «Theory of the linewidth of semiconductor lasers», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-18, 259 (1982).
- [8] VAHALA, K. e YARIV, A. — «Semiclassical theory of noise in semiconductor lasers, part I», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 1096 (1983).
- [9] RISKEN, H. e SEYBOLD, R. — «Linewidth of a detuned single-mode laser near threshold», *Phys. Lett.*, V. 38A, 63 (1972).
- [10] WELFORD, D. e MOORADIAN, A. — «Output power and temperature dependence of the linewidth of single frequency cw (GaAl)As diode lasers», *Appl. Phys. Lett.*, V. 40, 865 (1982).
- [11] MOORADIAN, A. — «Laser linewidth», *Physics Today*, V. 38, 43 (1985).
- [12] HENRY, C. H. — «Phase noise in semiconductor lasers», *J. Lightwave Technol.*, LT-4, 298 (1986).
- [13] HENRY, C. H. — «Theory of the phase noise and power spectrum of a single-mode injection laser», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 1391 (1983).
- [14] MCCUMBER, D. E. — «Intensity fluctuations in the output of cw laser oscillators», *Phys. Rev.*, V. 141, 306 (1966).
- [15] LAX, M. — «Rate equations and amplitude noise», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-3, 37 (1967).
- [16] VAHALA, M. e YARIV, A. — «Semiclassical theory of noise in semiconductor lasers, part II», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 1102 (1983).
- [17] SPANO, P., PIAZZOLA, S. e M. TAMBURRINI, M. — «Phase noise in semiconductor lasers: a theoretical approach», *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-1195 (1983).
- [18] SCHIMPE, R. e HARTH, W. — «Theory of FM noise of single-mode lasers», *Electron. Lett.*, V. 19, 136 (1983).
- [19] SCHNK, N. e PETERMMAN, K. — «Minimum bit rate of DPSK transmission for a semiconductor laser with a long external cavity and strong linewidth reduction», *J. Lightwave Technol.*, LT-5, 1309 (1987).
- [20] TROMBORG, B., OLESEN, H., PAN, X. e SAITO, S. — «Transmission line description of optical feedback and injection locking for Fabry-Perot and DBF lasers», *IEEE Quantum Electron.*, QE-23, 197 (1987).

Leis da termodinâmica e relações estatísticas básicas

D. M. C. GUIMARÃES e M. A. R. TALAIA

Departamento de Física, Universidade de Aveiro, 3800 Aveiro

1. Introdução

O presente trabalho tem como suporte o ensino da Termodinâmica na Universidade de Aveiro a alunos dos cursos de Física, Química, Física+Química (ensino) e Biologia. A disciplina intitula-se «Termodinâmica e Física dos Fluidos» (um semestre). Depois de um ensino introdutório da Física dos Fluidos põe-se o problema de abordar, de forma adequada, o ensino da Termodinâmica no curto prazo de que se dispõe.

Neste sucinto trabalho temos ocasião de comentar o que usualmente se designa por leis da Termodinâmica, notando que se trata de enunciados puramente macroscópicos que não fazem referência às propriedades microscópicas dos sistemas, isto é, às moléculas que os constituem. Pode desenvolver-se toda uma Termodinâmica abstracta fundamentada unicamente nos princípios e encontrar, por um método dedutivo, todas as equações satisfeitas pelas funções energia interna e entropia. Mas não se pode esperar encontrar nestas equações mais do que os princípios contêm. Sendo estes muito gerais, a Termodinâmica abstracta perde em poder explicativo o que ganha em generalidade.

Um método completamente diferente consiste em estudar directamente as propriedades de um conjunto de partículas muito numerosas: é a Física Estatística. Grandezas como a energia, a entropia, a temperatura, etc..., aparecem de maneira muito mais concreta. A explicação de toda a ciência da Termodinâmica em termos de conceitos da Mecânica Estatística é um dos grandes triunfos da Física. O inconveniente em seguir tal via, ao nível dos cursos dos primeiros anos universitários, é o de levantar certas dificuldades matemáticas.

Neste trabalho é exemplificado um processo intermediário em que se introduz o

conceito de entropia mediante modelos microscópicos concretos, mas sem a pretensão de demasiada sistematização. A relação entre a entropia e as variáveis de estado decorre depois naturalmente e o ensino prossegue na forma clássica.

A primeira lei não só define o conceito de energia do sistema como indica de que forma ele pode interagir energeticamente com a sua vizinhança, através da fronteira. O princípio da conservação da energia é um corolário da primeira lei para um sistema isolado, ou seja, para um sistema envolvido por uma fronteira totalmente restritiva. A primeira lei não explica o facto de as transformações irreversíveis se darem sempre num sentido bem determinado (por exemplo, um corpo quente arrefece sempre quando é posto em contacto térmico com um corpo frio). Há portanto necessidade de dispor, ao lado do princípio de conservação, de um princípio de evolução.

2. Fenómenos irreversíveis. Um exemplo

Na expansão de Joule-Gay-Lussac, o gás (isolado térmica e mecanicamente do meio exterior e inicialmente em equilíbrio termodinâmico estável) sofre uma transformação irreversível, mantendo-se constante a energia interna (Fig. 1).

Ao fim de um certo tempo, aliás muito curto, o gás ocupa uniformemente o conjunto dos recipientes R_1 e R_2 ; os parâmetros macroscópicos que descrevem o estado do gás não variam mais com o tempo e diz-se que o sistema está em equilíbrio. Poder-se-ia imaginar (esse facto não violaria o primeiro princípio) que no caso da agitação térmica todas as moléculas regressassem a R_1 , deixando R_2 vazio. Todavia,

a experiência mostra que uma tal situação nunca se produz, facto que está evidentemente em relação com o número muito elevado das moléculas. Prevemos que as leis que governam

fisicamente distintos na base do critério simplificador indicado. *Estado macroscópico* (ou macro-estado) é um estado do sistema caracterizado por um valor bem determinado da concentração em cada compartimento. Ignora-se neste caso ideal a posição das moléculas no respectivo compartimento e a sua velocidade. As duas moléculas A e B são consideradas discerníveis ainda que idênticas. Na introdução qualitativa que agora nos propomos é importante notar que o macro-estado para o qual a densidade é uniforme em todo o recinto é mais provável que os outros visto poder ser realizado de duas maneiras, e os outros de uma só

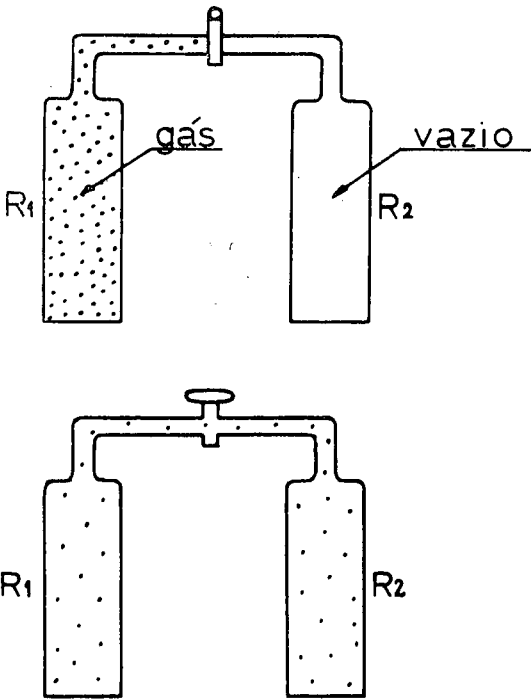


Fig. 1 — Expansão de Joule-Gay-Lussac.

a evolução de um tal sistema são de essência estatística.

3. Distinção entre estado macroscópico e estado microscópico

Consideremos um gás perfeito constituído apenas por duas moléculas A e B (Fig. 2) susceptíveis de evoluir num recipiente isolado constituído por dois compartimentos idênticos que comunicam por um orifício. Admite-se que cada uma das moléculas não tem qualquer motivo para preferir um compartimento ao outro.

Idealiza-se a seguinte hipótese simplificadora: só interessa conhecer a concentração molecular média em cada compartimento, e nada mais. Considera-se que os *estados microscópicos* (ou micro-estados) são os estados

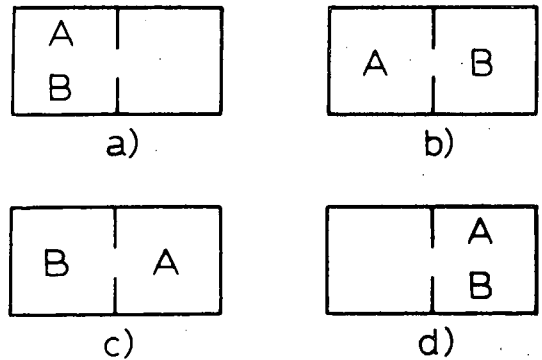


Fig. 2 — a) Um macro-estado que pode ser realizado de uma só maneira; b) e c) Um macro-estado que pode ser realizado de duas maneiras; d) Um macro-estado que pode ser realizado de uma só maneira.

maneira. As probabilidades dos três macro-estados possíveis são evidentemente $1/4$, $1/2$ e $1/4$.

4. Noção qualitativa de entropia

Introduzamos agora um número muito elevado N de partículas no recipiente. Um estado macroscópico, no sentido anteriormente adoptado, ficará bem definido se se conhecer o número p de partículas num dos compartimentos (há então necessariamente $N-p$ no outro). O número de micro-estados susceptíveis de realizar este macro-estado é

$$\Omega = C_p^N = \frac{N!}{p!(N-p)!}$$

Por outro lado, temos duas maneiras possíveis de colocar cada partícula e portanto 2^N

micro-estados no total. Podemos definir uma probabilidade de encontrar o sistema no macro-estado $(p, N-p)$

$$P = \frac{1}{2^N} C_P^N$$

Supomos que cada partícula não tem qualquer razão para preferir um compartimento ao outro e admitimos que, no equilíbrio, todos os micro-estados são efectivamente ocupados pelo sistema com a mesma probabilidade.

Com estas hipóteses, o macro-estado mais provável corresponde a $p = N/2$, isto é, à igualdade do número de partículas em cada compartimento. É este precisamente o macro-estado observado experimentalmente no equilíbrio. (Comparar com a Fig. 1).

Pode estudar-se sem dificuldade a variação da probabilidade na vizinhança deste estado. Escrevendo $p = N/2 + n$, onde n representa o desvio em relação ao equilíbrio, mostra-se que, para N grande, $P(n)$ tende para uma função de Gauss

$$P(n) = P(0) e^{-2n^2/N}$$

O desvio quadrático médio é $\sqrt{N}/2$ e, para um tal desvio, a variação relativa de densidade média é

$$\frac{\sqrt{N}/2}{N/2} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

Com $N = 6.10^{23}$ (Número de Avogadro), vê-se que este desvio é praticamente inobservável macroscopicamente. A distribuição de Gauss é extremamente «ponteaguda», e o sistema nunca se afasta apreciavelmente do estado mais provável em que cada compartimento contém $N/2$ partículas. Para um gás rarefeito poderá haver desvios do equilíbrio que se produzem espontaneamente e que são designados por flutuações.

Vimos que um macro-estado caracterizado por um excesso n de partículas num dos compartimentos em relação ao equilíbrio pode ser realizado de

$$\Omega = \frac{N!}{(N/2 + n)! (N/2 - n)!}$$

maneiras diferentes. Se se «abandona» o sistema numa situação em que $n \neq 0$, a exper-

iência mostra que ele tem tendência a evoluir para o estado de equilíbrio para o qual $n = 0$. Correlativamente, Ω tem tendência a aumentar até atingir o seu valor máximo:

$$\Omega_0 = \frac{N!}{(N/2!)^2}$$

O número Ω goza da propriedade essencial de aumentar quando o sistema (isolado) é sede de uma transformação irreversível. É essencial notar que existe uma certa função de estado associada a um sistema físico isolado que deve necessariamente aumentar quando este sistema é sede de transformações irreversíveis.

Procuremos construir uma tal função de estado S que se chama *entropia*. Qualquer função crescente de Ω é em princípio aceitável, mas por razões que o desenvolvimento da teoria justifica, a entropia deverá ser aditiva. A entropia de um sistema constituído pela justaposição de dois sub-sistemas independentes respectivamente de entropias S_1 e S_2 deve ser $S_1 + S_2$. Cada macro-estado pode ser realizado de Ω_1 maneiras para um dos sub-sistemas e do mesmo modo teremos Ω_2 maneiras para o outro. Haverá $\Omega = \Omega_1 \times \Omega_2$ maneiras para o conjunto. É natural escrever

$$S = k \ln \Omega$$

para a entropia do conjunto, já que vem

$$S = k \ln \Omega_1 + k \ln \Omega_2 = S_1 + S_2$$

O desenvolvimento da teoria leva a identificar a constante k (a priori arbitrária) com a constante de Boltzmann.

5. Estados acessíveis de um sistema, postulado fundamental da mecânica estatística e a aproximação do equilíbrio

Vamos aproximar da realidade o modelo de sistema que vimos a considerar, limitando-nos todavia ao caso de um gás perfeito monoatômico. Átomos e moléculas são apro-

riamente descritos em termos da Mecânica Quântica. Uma descrição em termos da Mecânica Clássica pode ser todavia uma aproximação útil, como vamos ver. Antes de procurar especificar o estado do nosso gás, vamos começar com um caso muito simples — uma partícula única numa dimensão. Este sistema pode ser completamente descrito em termos da sua coordenada de posição x e do correspondente momento p_x . A situação está geometricamente representada na Fig. 3.

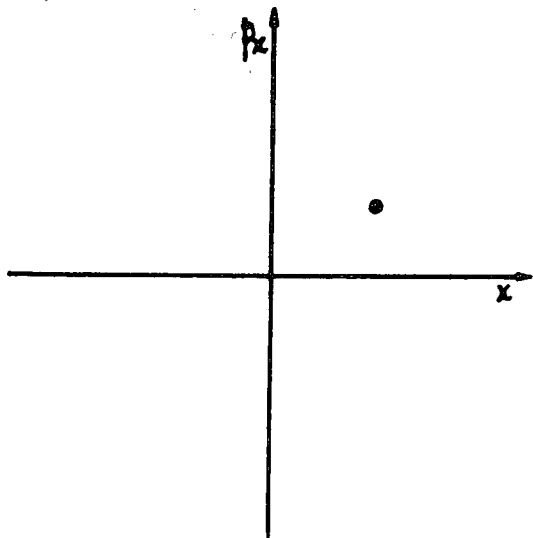


Fig. 3 — Espaço de fase clássico para uma única partícula numa dimensão.

O dado de x e p_x é equivalente a especificar um ponto neste espaço bidimensional (designado usualmente por «espaço de fase» na nomenclatura de Gibbs). À medida que a coordenada e o momento da partícula variam no tempo, o ponto representativo move-se através deste espaço de fase.

Quando se põe o problema de contar os estados possíveis da partícula, é conveniente dividir os domínios das variáveis x e p_x em intervalos discretos arbitrariamente pequenos do ponto de vista clássico. A Fig. 4 mostra o espaço de fase subdividido em pequenas células de igual tamanho e de volume bidimensional (i.e., área)

$$\Delta x \cdot \Delta p_x = h_0$$

onde h_0 é uma constante pequena com as dimensões de momento angular.

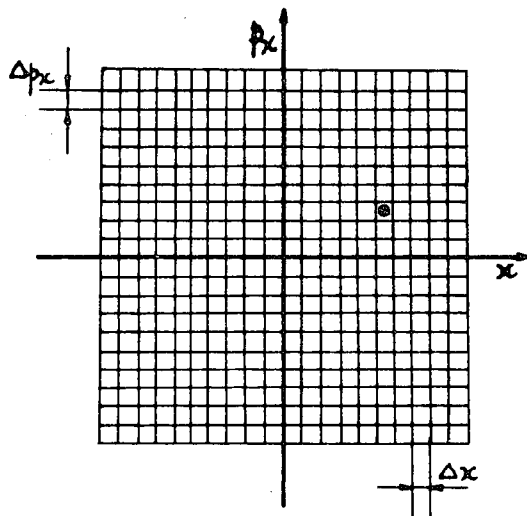


Fig. 4 — Espaço de fase subdividido em células iguais de volume $\Delta x \cdot \Delta p_x = h_0$

O estado do sistema pode então ser especificado pela indicação de que o ponto representativo (x, p_x) se situa numa célula particular do espaço de fase.

Consideremos agora N moléculas de massa m encerradas num recipiente paralelipédico. Tomemos eixos coordenados rectangulares paralelos aos lados do paralelepípedo. Suponhamos as paredes do recipiente rígidas e restritivas a uma interacção do tipo «calor»: o gás não pode trocar energia com o meio exterior. Numeremos as moléculas: 1, 2, ..., i , ..., N . O estado da molécula i é perfeitamente definido se forem conhecidas as coordenadas (x_i, y_i, z_i) e as componentes do vector quantidade de movimento (p_{xi}, p_{yi}, p_{zi}) . Esta molécula tem então a energia

$$E_i = \frac{1}{2m} (p_{xi}^2 + p_{yi}^2 + p_{zi}^2)$$

O dado simultâneo do vector posição e do vector quantidade de movimento para a molécula i é equivalente ao dado do vector de componentes $(x_i, y_i, z_i, p_{xi}, p_{yi}, p_{zi})$ num espaço a seis dimensões (espaço das fases). Vemos que qualquer micro-estado do gás fica definido por N pontos distribuídos no espaço das fases;

cada ponto representa o estado de cada uma das N moléculas. No decurso do tempo estes pontos deslocam-se no espaço das fases devido à agitação térmica. Designa-se por *estado acessível* qualquer micro-estado ao qual o sistema pode aceder por efeito da agitação térmica, verificando-se as restrições impostas: volume V constante e energia interna U constante, isto é,

$$\sum_{i=1}^N E_i = U = \text{Cte}$$

Em teoria clássica, as coordenadas $x_1, \dots, p_{x1}, \dots$ podem tomar qualquer valor (supondo as restrições respeitadas). Resulta uma infinidade de micro-estados possíveis e a teoria a desenvolver parece abalada. É a Mecânica Quântica que permite levantar esta dificuldade. Decomponhamos o espaço das fases em domínios elementares de lados $\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta p_x, \Delta p_y, \Delta p_z$. O macro-estado que temos em mente é caracterizado pelos valores dos parâmetros U e V que são as restrições impostas. A energia interna U é a soma das energias cinéticas de translacção E_i das moléculas. E_i não depende dos parâmetros de posição (x_i, y_i, z_i) da partícula. Daqui se infere que o número total de micro-estados susceptíveis de conduzir ao macro-estado (U, V) se pode escrever sob a forma de um produto $\Omega = f(U) \cdot g(V)$ de uma função da energia por uma função do volume. Não procuraremos explicitar $f(U)$ mas é fácil calcular $g(V)$. Com efeito, a partição em domínios implica uma partição do sub-espaço das posições em volumes elementares $v = \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$. O seu número é evidentemente V/v . Há portanto V/v maneiras de colocar uma molécula, $(V/v)^2$ maneiras de colocar duas, e $(V/v)^N$ maneiras de colocar N , ou seja,

$$g(V) = (V/v)^N$$

O número Ω depende portanto de v ; é necessário dar a v um significado físico bem determinado. Ora as relações de Heisenberg estabelecem que

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \approx h \quad (h: \text{constante de Planck})$$

Consequentemente, o volume mais pequeno do espaço das fases que é possível conceber tem

o valor h^3 ; Ω e a entropia resultam determinados de maneira única. (Vemos que as descrições clássica e quântica são muito semelhantes; na discussão que acabamos de fazer, uma célula do espaço das fases na descrição clássica é análoga a um estado quântico na descrição em termos da mecânica quântica).

Poder-se-iam generalizar as noções introduzidas a um sistema material qualquer. Por razões óbvias, mantemos o nosso modelo de gás perfeito monoatômico.

Retomemos a situação representada na Fig. 1 que agora esquematizamos na Fig. 5.

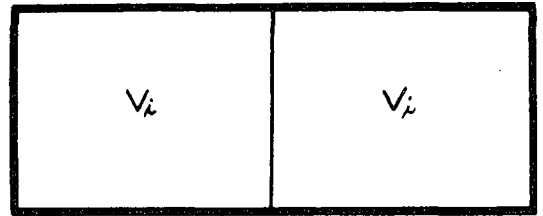


Fig. 5 — Um sistema constituído por uma caixa que contém um gás dividida por uma partição em duas partes iguais cada uma de volume V_i .

Imaginemos retirada a partição e designemos por $\Omega(E)$ o número de estados acessíveis (E representa aqui o conjunto dos estados acessíveis). Os macro-estados diferem entre si pelo número p de partículas existentes em cada metade da caixa. Se se fixar o número p (introduzindo a partição) acrescenta-se uma restrição «interna» ao sistema que atingirá o equilíbrio tendo em conta esta restrição. Levantemos a restrição; o parâmetro correspondente p (parâmetro livre) é livre de variar, e o macro-estado inicial no qual o sistema se encontrava quando a restrição interna estava presente, não é mais em geral um estado de equilíbrio. Espontaneamente, o sistema vai evoluir até que todas as grandezas macroscópicas se tornem em média independentes do tempo. Será este o estado de equilíbrio a que correspondem valores bem definidos dos parâmetros livres. Este macro-estado de equilíbrio que não depende do tempo é inteiramente determinado pelas restrições iniciais impostas (volume total V , energia U).

Como não há motivo para o sistema preferir um micro-estado a outro, admite-se o

seguinte Postulado Fundamental da Mecânica Estatística: *Todos os estados acessíveis de um sistema isolado são equiprováveis.*

Este postulado permite calcular a *probabilidade a priori* que o sistema tem de se encontrar num macro-estado particular correspondente a um sub-conjunto e do conjunto E dos estados acessíveis. Esta probabilidade tem o valor $\Omega(e)/\Omega(E)$ onde $\Omega(e)$ e $\Omega(E)$ designam o número de elementos de e e E respectivamente.

Suponhamos que na Fig. 5 o gás está inicialmente confinado à metade esquerda da caixa, e que a metade direita está vazia. Imaginemos que a partição é removida num instante inicial t . Imediatamente após este acto, as moléculas não estão certamente distribuídas com igual probabilidade por todos os estados que na nova situação lhes são oferecidos. Todavia, a situação de equilíbrio final em que a densidade das moléculas é uniforme em toda a caixa é atingida muito rapidamente. O tempo necessário para que o equilíbrio seja atingido é designado por «tempo de relaxação». O problema de calcular a taxa da aproximação do equilíbrio é difícil. Por outro lado, sabemos que os sistemas isolados tendem a aproximar-se do equilíbrio desde que se espere tempo suficiente. A tarefa de calcular as propriedades dos sistemas em situações *independentes do tempo* é então simples (em princípio) porque apenas requer argumentos baseados no postulado estatístico fundamental de iguais probabilidades a priori.

O estado de equilíbrio é o macro-estado cuja probabilidade, e também o número de estados acessíveis correspondentes Ω_0 , são máximos. Para todo o sistema macroscópico que contém um grande número de partículas, a probabilidade de encontrar o sistema num outro macro-estado cai de modo extremamente rápido desde que os parâmetros se afastam do seu valor no equilíbrio.

6. Enunciado do segundo princípio

Historicamente, a impossibilidade de todo um tipo de fenómenos (do género dos fenómenos irreversíveis a que atrás nos referimos)

foi consagrada por enunciados, desempenhando o papel de princípios, e alheios a qualquer teoria microscópica. Recordamos aqui esses enunciados.

Enunciado de Lord Kelvin: não existe motor que funcionando de maneira cíclica produza trabalho a partir de uma única fonte de calor.

Enunciado de Clausius: não existe processo cujo único efeito fosse fazer passar calor de uma fonte fria para uma fonte quente.

Sendo posto desta forma o princípio de evolução (demonstra-se aliás que os enunciados de Lord Kelvin e Clausius são equivalentes), daí se deduz toda uma Termodinâmica abstracta, que explica as propriedades macroscópicas dos sistemas reais, mas ao preço de raciocínios especiais e por vezes delicados.

Na linha do que vem sendo exposto, preferimos encarar o aspecto microscópico das coisas: no quadro da Física Estatística os enunciados anteriores tornam-se teoremas.

Daremos então o enunciado do Segundo Princípio em termos de entropia.

Todo o sistema é caracterizado por uma função de estado S chamada entropia. Quando um sistema isolado é sede de transformações irreversíveis, a sua entropia aumenta. Quando o máximo é atingido, o sistema está em equilíbrio termodinâmico.

Por definição: $S = k \ln \Omega$, sendo k a constante de Boltzmann e Ω o número de micro-estados susceptíveis de realizar o estado macroscópico no qual o sistema se encontra.

Supõe-se existir a função S para todo o sistema físico que permanece num dado macro-estado, seja de equilíbrio ou não. É uma função dos parâmetros que definem o macro-estado: $S(U, V, N, x, \dots)$. (Nota: x representa aqui um parâmetro suplementar para definir o macro-estado; no exemplo apresentado era o número de partículas p num dos compartimentos).

Pela sua definição, a função S é única. É evidente que se trata de uma função de estado, dado que todo o estado macroscópico é realizado por um número bem determinado de micro-estados. A entropia deve poder exprir-

mir-se completamente por meio das variáveis macroscópicas habituais: pressão, volume, etc.... É o que veremos a seguir.

7. Relação entre a entropia e as variáveis de estado

Na sequência da exposição que vem sendo feita, é de referir a axiomática da Tisza (ref.^a n.º 7) que estabelece num certo número de enunciados a estrutura básica da Termodinâmica Macroscópica de Equilíbrio. Aqui, a entropia é um instrumento conceptual e a base de postulados é formulada em termos de variáveis que põem em destaque a simetria intrínseca da teoria de forma elegante.

Decerto, a variação das variáveis (extensivas) livres é determinada pela dinâmica microscópica do sistema. Trata-se, em geral, de um problema teórico formidável (como já referimos), que pode ser resolvido, todavia, por aproximações sucessivas. O primeiro passo explora as simplificações que decorrem da tendência para o equilíbrio termodinâmico: em sistemas isolados as variáveis extensivas livres tendem para valores constantes que são determinados como soluções de um problema condicionado de extremo (máximo); a função em questão é a entropia, expressa como função das variáveis extensivas (equação fundamental do sistema). As variáveis intensivas são introduzidas de maneira sistemática como derivadas da equação fundamental expressa nas suas variáveis naturais. O desenvolvimento da teoria permite utilizar estas derivadas como variáveis independentes sempre que considerações de ordem teórica ou experimental tornem esse procedimento indicado.

Por motivos pedagógicos, a matéria pode ser introduzida do modo que a seguir é delineado.

7.1. Temperatura

Consideremos um sistema isolado. No equilíbrio, a entropia só é função dos parâmetros impostos, $S(U, V, x)$.

Escrevamos

$$\left(\frac{\partial S}{\partial U}\right)_{V, x} = \frac{1}{T}$$

A grandeza T assim definida designa-se por *temperatura termodinâmica* do sistema. Facilmente se mostra que há identidade qualitativa entre a temperatura assim definida e a temperatura absoluta da escala dos gases perfeitos. Demonstra-se a identidade da escala termodinâmica de temperatura e da escala dos gases perfeitos, para o que é essencial a escolha da constante de Boltzmann k na definição de entropia.

7.2. Pressão

Escrevamos para definição da pressão P de um sistema no equilíbrio

$$P = T \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_{U, x}$$

A grandeza assim definida é intensiva e tem as dimensões de uma pressão. Relativamente a dois sistemas em equilíbrio térmico, facilmente se estabelece que o sistema de maior pressão tem tendência natural a aumentar de volume; a condição de equilíbrio com respeito às variações de volume é equivalente à igualdade das pressões.

7.3. Generalização

A todo o parâmetro extensivo x se pode associar uma grandeza intensiva conjugada X definida pelo mesmo processo:

$$X = -T \left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)_{U, y}$$

onde y designa todos os outros parâmetros extensivos além de x e U . Em relação a variações da grandeza x , o equilíbrio entre dois sistemas A e B imporá a igualdade $X_A = X_B$.

8. Identidade termodinâmica e relação fundamental para o cálculo das variações de entropia

As definições de T e P permitem escrever para um sistema simples (sistema homogêneo

cujo equilíbrio só depende das variáveis U e V):

$$dS = \frac{dU}{T} + \frac{P}{T} dV$$

ou

$$dU = T dS - P dV$$

Esta identidade muito importante é válida para qualquer transformação infinitesimal, reversível ou não, visto que todas as grandezas que nela figuram são funções de estado ou as suas diferenciais.

Introduzindo as variáveis conjugadas X e x, teremos:

$$dS = \frac{dU}{T} + \frac{P}{T} dV - \frac{X}{T} dx$$

ou seja

$$dU = T dS - P dV + X dx \quad (1)$$

O cálculo da entropia é muito complexo a partir da fórmula de definição $S = k \ln \Omega$. Mas este cálculo torna-se muitas vezes fácil utilizando um método macroscópico. Partamos da identidade termodinâmica (1).

Para um sistema que troque trabalho com o meio exterior por intermédio das forças de pressão e de uma outra variável intensiva X, e se a transformação é reversível, temos também:

$$\begin{aligned} dW_{\text{rev}} &= -P dV + X dx \\ dU &= dQ_{\text{rev}} - P dV + X dx \quad (2) \end{aligned}$$

A identificação das expressões (1) e (2) de dU dá:

$$T dS = dQ_{\text{rev}} \quad \text{ou}$$

$dS = dQ/T$ para uma transformação reversível.

Este resultado é ainda válido para as transformações quase estáticas onde as fontes de irreversibilidade estão localizadas no exterior do sistema estudado.

Para calcular a variação de entropia de um sistema que passa de um estado inicial (1) a um estado final (2) basta integrar dS:

$$S_2 - S_1 = \int_{(1)}^{(2)} \frac{dQ_{\text{rev}}}{T}$$

com a condição de se seguir uma via reversível.

Com a entropia é uma função de estado, este integral representa a variação de entropia do sistema em toda a transformação real que admite (1) e (2) como estados extremos. Mas o cálculo de $S_2 - S_1$ só é possível se se souber imaginar uma transformação reversível ligando os dois estados.

9. Conclusão

O estudo da «Termodinâmica e Física dos Fluidos» é acompanhado ou imediatamente seguido, para todos os cursos referidos, por disciplinas da área da Estatística ou Física Estatística. Pode pensar-se na apresentação da Termodinâmica, Teoria Cinética e Mecânica Estatística de um ponto de vista unificado e moderno. Estas disciplinas oferecem um terreno ideal para a familiarização com a noção de modelo, pondo em discussão alguns dos conceitos físicos básicos. Nesta curta exposição houve oportunidade de demonstrar o mecanismo da relação tão importante no domínio das ciências físicas, entre o modelo teórico e a experiência.

REFERÊNCIAS

- BRUHAT, G. e KASTLER, A. — *Thermodynamique*, Masson (1962).
- ROCARD, Y. — *Thermodynamique*, Masson (1952).
- ZEMANSKY, M. W. e DITTMAN, R. H. — *Heat and Thermodynamics*, McGraw-Hill (1981).
- HOLMAN, J. P. — *Thermodynamics*, McGraw-Hill (1981).
- REIF, F. — *Fundamentals of Statistical and Thermal Physics*, McGraw-Hill (1965).
- TOLMAN, R. C. — *The Principles of Statistical Mechanics*, Dover Publications (1979).
- TISZA, L. — *Generalized Thermodynamics*, The M.I.T. Press (1960).
- GUIMARÃES, D. M. C. e TALAIA, M. A. R. — «O ensino da Termodinâmica nos primeiros anos dos cursos universitários». Comunicação apresentada na 6.^a Conferência Nacional de Física, Aveiro, 26-29 Setembro (1988).

Ensino integrado das Ciências (*)

ALINE BOSQUET-BIGWOOD

École Décroly, Bruxelles

Esta exposição descreverá o ensino integrado das Ciências, ao nível do secundário, tal como se pratica na Escola de Decroly, em Bruxelas. Não se trata de um ensino de tipo profissional. Este ensino decorre, directamente, dos princípios e métodos pedagógicos de Decroly.

Explicarei em primeiro lugar estes princípios e métodos. Depois, a sua aplicação ao ensino das ciências (ilustrando com alguns exemplos). Em seguida, falarei da organização prática que permite a realização de um tal ensino no interior das estruturas escolares clássicas.

Quais são os nossos princípios e métodos?

Decroly dizia: «para a vida, pela vida».

Propunha um ensino baseado na vivência concreta das crianças, explorando o meio natural e social que as envolve e partindo dos seus interesses profundos.

Estes interesses partem, segundo Decroly, das necessidades biológicas, psicológicas e sociais próprias à espécie humana; necessidades que evoluem segundo a idade, o tipo de sociedade, a época. — É um ensino que se quer vivo, activo, em contínua evolução.

Os seus objectivos são fornecer às crianças e adolescentes os instrumentos intelectuais que os tornarão autónomos face à aquisição do saber, ele próprio em constante evolução. Pretende-se, ao mesmo tempo, formá-los de modo a utilizar esse saber na resolução eficaz dos problemas que encontrem na vida adulta.

Do ponto de vista metodológico, consideremos três princípios importantes:

1 — O trabalho por centros de interesse, ou programa de ideias associadas.

2 — A abordagem global dos fenómenos estudados.

3 — O processo indutivo a partir da observação do concreto e a actividade constante dos alunos.

1. O que são os centros de interesse?

Decroly distinguia entre as necessidades fundamentais — motores de interesse real: alimentar-se, crescer, e reproduzir-se; defender-se e lutar, proteger-se e adaptar-se ao meio; trabalhar e criar.

Na escola, estas necessidades ou centros de interesse, tornam-se pontos de partida para o trabalho de todas as classes dos 8 aos 14 anos, à razão de uma por ano, e a mesma para todos. As crianças percorrem duas vezes o ciclo dos diferentes centros, uma primeira vez na escola primária e uma segunda vez na escola secundária, variando a abordagem, evidentemente, com a idade.

No princípio do ano, tendo sido decidido previamente o centro de interesse, cada turma elabora o seu próprio plano de trabalho, resultante de um vasto leque de ideias suscitado pelo centro de interesse. — Esta discussão de ideias pode durar vários dias e o plano a que se chega é o reflexo de um consenso. O plano é colocado na parede da sala de aula e nos cadernos. Os assuntos que se vão tratar nos vários cursos saem deste plano e respondem, portanto, às questões postas pela turma. Constituem os conteúdos a partir dos quais os professores introduzirão as noções necessárias à realização do trabalho previsto. Consulta-se o plano periodicamente, pois ele é a garantia de coerência.

(*) Conferência apresentada no 1.º Encontro Regional de Lisboa sobre o Ensino da Física (1988). Vide Gaz. Física, 11, 41 (1988).

Contudo, no decorrer do ano, e com o aparecimento de acontecimentos exteriores, o plano pode produzir ramificações ou mesmo ser abandonado momentaneamente, em proveito de interesses mais pontuais, suscitados, por exemplo, por uma viagem ou por um acontecimento da actualidade.

2. A abordagem de um assunto é global

Decroly põe em evidência o processo mental de globalização ou percepção sincrética dos fenómenos. Este processo é tanto mais activo quanto mais jovem for a criança mas está presente em todas as idades: Assim o bebé reconhece, primeiro, globalmente a cara da mãe; o leitor principiante reconhece no início, globalmente as palavras no seu contexto antes de conhecer o alfabeto. Mas o adulto apreende também globalmente uma situação que não conhece antes de fazer uma análise.

3. O processo é indutivo

Em todo o processo de aprendizagem, Decroly distinguia as três seguintes funções, simultâneas mas distintas: a função de observação do fenómeno; a da expressão sob todas as formas, utilizada para o descrever; e a função de associação, que consiste em compará-lo com outros fenómenos já conhecidos, pondo em evidência as semelhanças e as diferenças. — A observação, a expressão, a associação, libertam pouco a pouco a especificidade do fenómeno estudado e as suas estruturas subjacentes. Elas fazem em seguida a síntese, conduzindo assim à abstracção e à generalização a partir do concreto e do particular.

Uma tal pedagogia conduz naturalmente ao ensino integrado das ciências.

O ensino integrado permite actividades propostas pela turma em função dos seus interesses. Permite a apreensão de um fenómeno sob todos os seus aspectos, sem os compartimentos artificiais que dificultam simultaneamente a compreensão e a motivação.

A observação global conduzirá ao estudo dos conceitos e técnicas necessárias à compreensão no momento pretendido.

Não é absurdo, num ensino clássico, ver o professor de biologia falar da importância da água para os seres vivos, sem explicar a estrutura da molécula e as propriedades físico-químicas que delas decorrem e que explicam o papel biológico de que fala?

Não é absurdo ver o professor de química estudar os iões e a electrólise, enquanto o professor de física estuda as pilhas e a corrente contínua, sem que nenhum deles faça a ligação entre os dois assuntos, ou ainda ver o professor de física ensinar a composição das forças enquanto o programa do seu colega de matemática prevê o estudo da geometria vectorial e da trigonometria seis meses mais tarde?

Nestas condições, não é de estranhar que os laços profundos que existem entre as diferentes ciências e entre as ciências e a matemática, escapem completamente aos alunos e sobretudo que o ensino destas disciplinas seja, tão frequentemente, desligado da realidade em que vivem as crianças.

É evidente que o ensino integrado das ciências e da matemática que praticamos a partir de centros de interesse variados, não pode fazer-se seguindo cronologicamente os programas clássicos tal como são actualmente concebidos na maior parte dos nossos países. Pelo contrário, todos os aspectos (biológicos, químicos, físicos) de um mesmo fenómeno, são abordados paralelamente, assim como a sua medida quantitativa, que conduz à parte matemática do curso. Nos primeiros anos do secundário, parte-se de um plano de trabalho estabelecido a partir do centro de interesse. O concreto serve sempre de ponto de partida; pode ser a observação de um fenómeno natural, uma experiência, uma visita, etc.

Nos alunos mais velhos, que compreendem mais claramente que um saber se organiza por etapas cumulativas sucessivas, o centro de interesse dá lugar a temas de trabalho fixados por nível etário, em função das noções a adquirir,

mas trata-se sempre de integrar diferentes aspectos de um mesmo assunto num só curso.

Nunca se segue um manual ilustração estática de um programa imposto do exterior e estabelecido por disciplina e por ano. Pelo contrário, qualquer que seja a idade, serve-se de uma documentação tão variada quanto possível e relacionada com os temas estudados. A crítica e a confrontação de informações diferentes são encorajadas. O método experimental é rigoroso e a actividade dos alunos é constante (pesquisas, trabalho de grupo, tomada de notas, etc.).

Os resultados das experiências e das pesquisas são registados, pelas crianças, nos cadernos. Utilizam a sua própria linguagem, corrigida, evidentemente, mas que reflecte o seu grau de compreensão e de abstracção nesse momento. Estes cadernos tornam-se o utensílio, pessoal de referência, utilizado para a assimilação de um saber construído passo a passo pela própria criança. As noções e técnicas previstas no programa inserem-se aqui, à medida que vão sendo necessárias, e através de conteúdos muito diferentes. Sínteses são feitas regularmente, depois da utilização frequente das noções quando elas já estão integradas. Estas sínteses aparecem muitas vezes nas paredes da sala de aula, sob a forma de quadros ou esquemas.

Assim chegamos a uma assimilação e a uma compreensão duradoura dos conceitos onde se vê bem a sua relação com a realidade, e evita-se limitar crianças e professores na rigidez esclerosante de um programa dogmático, que tememos não terminar e no qual nos refugiamos para não inovar.

Nas classes superiores (16 a 18 anos), deve-se também ter em conta as diferentes opções que se oferecem aos alunos pelas estruturas oficiais. Nesta idade podem, com efeito, escolher entre dois níveis diferentes de biologia, dois níveis diferentes de química, dois níveis diferentes de física e três níveis diferentes de matemática. O trabalho subordinado a um tema efectua-se sempre num tronco comum constituído por um mínimo de horas obrigatórias de ciências e de matemática. Este tronco comum

está concebido de modo a levar aos alunos uma boa cultura geral no domínio científico.

Por outro lado, os cursos de opções suplementares conduzem a uma formação específica aprofundada em cada disciplina. Os alunos escolhem estas opções suplementares por dois anos, em função dos seus interesses e dos estudos que prosseguirão, eventualmente, ao sair da escola.

Eis agora alguns exemplos que ilustram tudo o que se disse:

EXEMPLO I

Plano de trabalho elaborado a partir do centro de interesse *Alimentação*.

7.º ANO (12 anos)

Plano geral

I—O homem e os animais, comem (as plantas alimentam-se).

- a) O que comem?
- b) Porque comem?
- c) Em que se transformam os seus alimentos?
- d) Sempre comeram a mesma coisa?
- e) Comem a mesma coisa em todo o lado?

Plano particular: Ciências

O que comem?

1 — Alimentos naturais

a) De origem vegetal:

1 — parte da planta que comem:

2 — famílias.

Tubérculos: a batata. Frutos: a maçã, a pera.

Raiz: cenoura. Folhas: alface. Flores: couve-flor. Bolbos: cebola.

Plantas aéreas.

Plantas subterrâneas.

Plantas trepadoras.

b) De origem animal: partes do animal que se comem: costeletas, fígado, língua.

Famílias: ruminantes.

Produtos animais: leite, ovos.

c) De origem mineral: água e sal.

3 — Alimentos transformados, fabricados

Alguns alimentos: cerveja, queijo, chocolate, manteiga, pão.

4 — Preparação dos alimentos

Cozedura: grelhados, fumados, fritos.

Conservação: conservas, doces, congelação, salmoura.

II—Utilização dos alimentos pelo corpo:

- a) Digestão;
- b) Assimilação;
- c) Eliminação dos dejectos;
- d) Funcionamento dos órgãos;
- e) Crescimento e renovação;
- f) Reprodução;
- g) Sobrealimentação e subalimentação;
- h) O regime alimentar.

—sistema endócrino e coordenação das diversas funções.

II—Evolução do sistema nervoso através da evolução animal e durante o desenvolvimento embrionário.

III—Tropismos dos vegetais e dos animais.

IV—Extensão das percepções humanas através da utilização de aparelhos

- a) a luz: instrumentos de óptica, registo fotográfico, radar, etc.
- b) o som: gravação, amplificação.

V—Estudo de certos perigos

- a) Quedas, choques: forças, peso, movimento, energia;
- b) Fogo, explosão: elementos de química mineral, defesa pela água, pressão;
- c) Radioactividade e radiações;
- d) Electrocussão: leis da corrente eléctrica.

Plano de trabalho

I—Defesa do organismo humano

- a) Noção de célula, e de tecido.
- b) Relação do homem com o meio:
 - percepção do meio através dos órgãos dos sentidos;
 - tomada de consciência e reacção através do sistema nervoso;
 - acção sobre o meio pela intervenção dos músculos e do esqueleto;

EXEMPLO II — Trabalho de coordenação baseado numa viagem de dois dias à Flandres Ocidental (centro de interesse: *A Alimentação*).

Observação		Associação			Expressão			
QUIMICA FISICA	BIOLOGIA	GEOGRAFIA	HISTORIA	HISTORIA de ARTE DESENHO MUSICA	FRANCES ORAL	HOLANDES	LATIM	MATEMATICA
		Visita a uma leitaria (junto a Torhout) e a uma das quintas que a abastecem (criação de gado - Cadeia de frio - pasteurização - esterilização)				<u>Organização da viagem</u> (Mapas - Orçamento)	<u>Toponímia</u>	
	CULTURAS	<u>Paisagens</u> da Flandres interior e marítima		<u>Permeke</u> : Os agricultores	<u>Exposições</u> orais. <u>Redacção</u> - Relatório individual	<u>Inquéritos</u> sobre Polders	<u>Descrição</u> de Plínio	<u>Formas</u> : Embalagens de leite
Moinho de Arquimedes (Drenagem)		<u>Polders</u> Nieupoort (Localização - função - plano)	<u>Inundação voluntária</u> (batalha de l'Yser - guerra 14/18)	<u>Música</u> antiga da Flandres	<u>Balanco</u> o ponto de vista atmosférico	<u>Luta</u> contra a água		
	<u>Vegetação</u> os frutos	<u>Cidades da Flandres</u> : Furnes e Ostende	(Período espanhol)	<u>Praça Grande</u> de Furnes em restauro	<u>Contactos</u> com os habitantes			
		<u>Cordão dunar</u>	<u>Abadia</u> das Dunas	<u>Pintores</u> : Ensor				
			<u>OMAR</u>					
<u>Dessanilização</u> da água do mar (Fábrica Brede-ne)	<u>Fauna</u> <u>Pesca</u> Aquário de Ostende - visita matinal	<u>Movimentos</u> : Sedimentação		<u>Canções do mar</u>	<u>Escolha de textos</u> de autores	<u>Vocabulário</u>		

Chego agora à última parte da minha exposição, que trata da organização-prática de um ensino integrado no interior de uma estrutura escolar que não o prevê explicitamente.

Penso que quaisquer que sejam as possibilidades de organização, o projecto só vingará se os professores estiverem empenhados e consentirem numa abertura intelectual reciclando-se nas disciplinas que não constem da sua especialidade.

As «manchas» horárias belgas, prevêm para cada ano do ensino secundário, um número preciso de horas de biologia, química, física e matemática, com um sistema de opções restrito até aos 15 anos, e mais alargado dos 16 aos 18 anos. Há também, evidentemente, os programas. Na escola de Decroly, um só professor assegura todas as horas de ciências e de matemática de uma mesma turma no ciclo inferior e as horas do tronco comum mínimo nas turmas dos alunos mais velhos.

Assim obtemos um único curso integrado de ciências-matemática. Este professor pode ser biólogo, químico, físico ou matemático. Deverá submeter-se a uma formação permanente nas matérias que pior domine.

Uma reunião semanal, comum a todos os professores de ciências e de matemática permite a discussão, a crítica, a reciclagem, a coordenação. A entreatajuda entre colegas é permanente. Não é raro ver um professor assistir às aulas de um colega mais competente para um ou outro assunto, antes de se lançar, ele mesmo, nisso. Os professores jovens e principiantes trabalham sempre paralelamente com os colegas mais experientes. Levam por seu lado, o saber mais recente. São igualmente supervisionados sob o ponto de vista pedagógico. Para os cursos de opção suplementar, cada um ensina, apenas, a sua própria disciplina.

Tudo isto é possível graças ao espírito de equipa, e graças à convicção que as vantagens pedagógicas do sistema, superam as desvantagens. É igualmente possível porque na Bélgica uma agregação universitária, em qualquer ciência, basta para ensinar qualquer outra ainda que na prática oficial cada um ensine apenas a sua própria disciplina.

Por outro lado, se a lei nos dá inteira liberdade pedagógica e metodológica, obrigam-nos a respeitar o conteúdo dos programas oficiais, respeito que devemos garantir diante da comissão de homologação que concede os diplomas.

Integramos os diferentes pontos dos programas oficiais em documentos que nos garantem uma coerência e uma coordenação interna, satisfazendo também as exigências da comissão. Estes documentos não são programas no sentido clássico do termo mas síntese de noções, conceitos e técnicas que devem ter sido vistos de um modo ou de outro, em sucessivas sessões. Isto assegura a continuidade de ensino de um nível para outro mesmo se houver mudança de professor. Estes documentos são periodicamente rediscutidos e readaptados cada vez que a necessidade disso se faz sentir.

No que respeita à documentação científica necessária à formação uma biblioteca bem fornecida está à disposição de alunos e professores e documentos pedagógicos são redigidos regularmente pelas nossas equipas de trabalho e publicados pela escola.

Como vêm, o espírito de equipa e a coerência pedagógica ao nível de toda a escola são muito mais importantes que tal ou tal tipo de horário, de programa ou de estrutura imposta pelo exterior, e que a vontade de conseguir garante o êxito quaisquer que sejam as limitações. Mas também creio que isto é verdade qualquer que seja o fim que se tenha em vista.

Tradução de M. Manuela Chagas

Quotas da SPF

Prezado sócio: se ainda não pagou as suas quotas para o ano de 1989, agradecemos que o faça o mais rapidamente possível junto da respectiva Delegação.

Assegurará desta forma melhores condições para o planeamento e expansão das actividades da Sociedade, bem como a recepção regular da Gazeta de Física.

*Quotas: não estudantes ... 2000 Escudos
estudantes 750 Escudos*

Olimpíadas SPF de Física 1989 (*)

Etapas Regionais

Delegação Regional de Coimbra

(14 de Abril de 1989)

PROVA TEÓRICO-EXPERIMENTAL — 9.º ANO

Para a realização da prova experimental dispões do seguinte material:

- 1 fonte de alimentação dupla;
- 2 bobinas de cobre;
- 1 régua de madeira (balança);
- 2 copos de iogurte vazios;
- 1 pipeta de 5 ml;
- água;
- chumbos de caça;
- papel milimétrico;
- 1 suporte universal;
- 1 multímetro;
- fios de ligação.

1.ª Parte (1h00)

I—Sugestão: (40 minutos)

1. Representa esquematicamente um circuito eléctrico que permita:

- a) Fazer passar corrente numa das bobinas;
- b) Medir de uma forma aproximada a diferença de potencial entre os extremos do fio de cobre que constitui a bobina e a intensidade da corrente que a percorre.

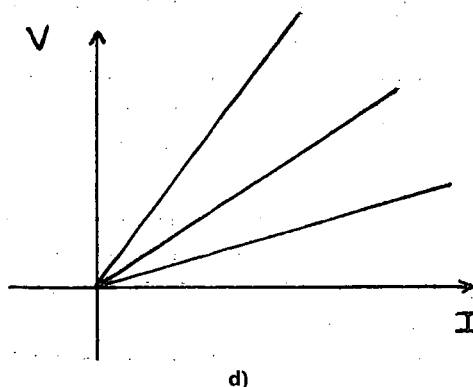
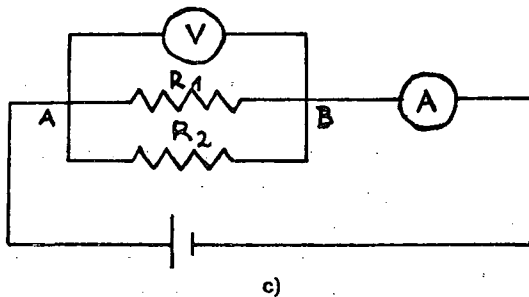
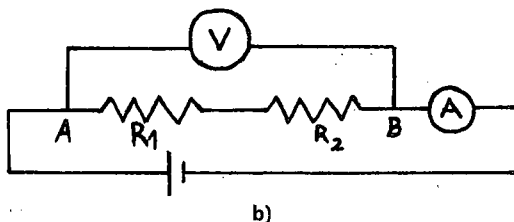
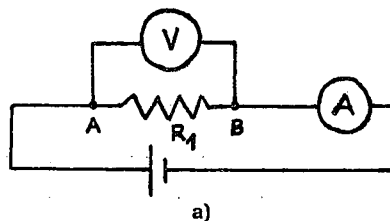
2. Com o material disponível monta o circuito eléctrico representado e obtém um conjunto de leituras que permitam representar em papel milimétrico o gráfico da diferença de potencial nos extremos do fio em função da intensidade da corrente que o percorre.

Que conclusões podes tirar do gráfico obtido?

3. Sabendo que um fio de cobre com 1 m de comprimento e 1 mm de diâmetro tem uma resistência R de $0,022 \Omega$, calcula o comprimento total do fio que constitui a bobina (o seu diâmetro é de 0,48 mm).

II—Sugestão: (20 minutos)

1. Supõe agora que montavas os circuitos *a*, *b* e *c* indicados na figura, utilizando para isso as bobinas de fio de cobre cujas resistências



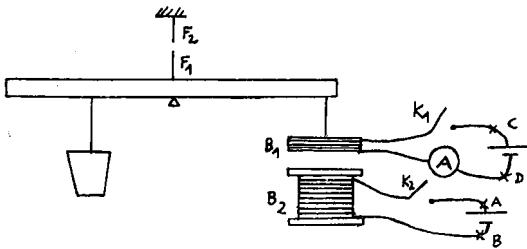
(*) 5.ªs Olimpíadas de Física. Vide Fís., 12, 123-126 (1989).

eléctricas são respectivamente R_1 e R_2 . Em condições ideais deverias obter para cada um deles uma das rectas do gráfico da figura. Identifica cada uma das rectas em d com o respectivo circuito e justifica a resposta.

2. Podes observar que o fio de cobre aquece um pouco quando há passagem de corrente. Supõe que a diferença de potencial entre os pontos A e B nos circuitos a , b e c é sempre a mesma. Compara, justificando, o grau de aquecimento do fio da resistência R_1 para os 3 casos.

2.ª Parte (1h45)

1. Observa o dispositivo experimental montado e esquematicamente representado na figura. Liga os interruptores K_1 e K_2 .



O que acontece quando a ligação é estabelecida?

2. Tenta investigar como varia a força de interacção com o sentido das correntes nas bobinas. Regista as tuas observações.

3. Irás agora investigar a dependência entre a intensidade da força de interacção F entre as bobinas e a intensidade da corrente I que atravessa a bobina B_1 .

Para a realização desta experiência liga cada uma das bobinas à fonte de alimentação de maneira a que elas se atraiam e fiquem encostadas uma à outra.

Coloca água no interior do copo de iogurte com o auxílio de uma pipeta até que o fiel F_1 da balança volte a ficar alinhado com a agulha fixa F_2 . O valor de F pode então ser calculado a partir do conhecimento do peso total da água colocada no copo.

Repete a operação de medida acima descrita para alguns valores diferentes de I .

Representa em papel milimétrico o gráfico de F em função de I e faz uma análise dos resultados obtidos.

4. Introduz na parte central da bobina B_2 uma peça de ferro e faz um estudo das alterações produzidas na intensidade da força exercida entre as bobinas. Repete este procedimento substituindo a peça de ferro por uma peça de madeira.

Apresenta um pequeno relatório deste estudo.

PROVA TEÓRICO-EXPERIMENTAL — 11.º ANO

Para a realização da prova experimental dispões do seguinte material:

- 1 placa de madeira revestida com platex;
- 1 roldana fixada na placa de madeira;
- 1 bloco de madeira de massa conhecida;
- 6 blocos de ferro de massa conhecida;
- fio de pesca;
- 1 garrafa em plástico de massa conhecida;
- 1 pipeta de 20 ml;
- água;
- papel milimétrico;
- 2 cavilhas de latão.

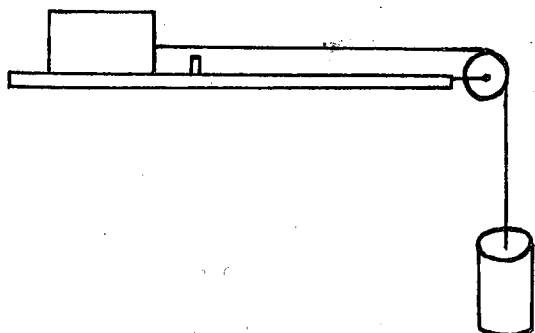
1.ª Parte (2h00)

I—Sugestão: (30 minutos)

1. Coloca a placa de madeira em posição horizontal sobre a mesa de trabalho. Sobre a placa coloca o bloco de madeira com uma das faces de maior área assente sobre a face mais lisa do platex. Como podes observar, existe uma marca de referência próxima de dois orifícios feitos na placa de platex. Nestes dois orifícios introduz as cavilhas de latão para limitar o avanço do bloco. O bloco deve ser colocado junto da marca referida ficando um pouco afastado das cavilhas.

—Identifica as forças que actuam sobre o bloco e relaciona entre si as características destas forças.

2. Prende uma das extremidades do fio de pesca à garrafa e a outra à argola do bloco de madeira de forma a que o fio passe pela roldana como indica a figura.



—Identifica as forças que actuam sobre o bloco nestas condições indicando as características (direcção, sentido e intensidade) de cada uma delas.

3. Coloca 20 ml de água na pipeta e vai despejando cuidadosamente a água na garrafa suspensa até que o bloco entre em movimento. Regista a quantidade de água colocada na garrafa assim como o respectivo peso.

- Qual a resultante das forças que actuam sobre o bloco enquanto este se mantém em repouso?
- Das forças que actuam sobre o bloco, quais as que variam e quais as que se mantêm constantes enquanto se coloca água na garrafa?
- Que relação existe entre as forças que não se mantêm constantes enquanto se coloca água na garrafa?

Justifica a tua resposta.

- Como explicas que o bloco deixasse de estar em repouso?

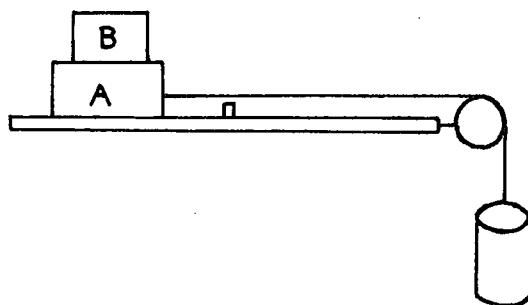
II — Sugestão: (1h00)

1. Certamente que terás identificado a força de atrito entre o bloco e o platex como uma das forças que actuavam sobre o bloco. Do estudo anterior (I) pode concluir-se que a intensidade da força de atrito é igual à da força que o fio exerce sobre o bloco enquanto este se mantém em repouso. Esta força é igual, em

grandeza, ao peso da água mais o da garrafa e vai variando à medida que se vai adicionando água na garrafa; contudo, ela atinge um valor máximo, a partir do qual já não aumenta. Se, nessa situação, for introduzida mais água no recipiente, deixa de ser nula a resultante das forças que actuam no bloco, porque a força horizontal exercida pelo fio é agora mais intensa do que a força de atrito entre o bloco e a superfície horizontal do platex. Então o bloco deixa de estar em repouso e inicia um movimento acelerado até embater nas cavilhas.

De que factores dependerá o valor máximo da intensidade da força de atrito?

Para responderes a esta questão começa por recolocar o bloco de madeira assente sobre a mesma face na marca de referência e sobre este coloca um bloco de ferro B como indica a figura.



- Quais as forças que actuam sobre o bloco de madeira A?
- Qual a intensidade da força vertical que a placa de platex exerce sobre o bloco de madeira A?

Justifica a tua resposta.

2. À água existente na garrafa adiciona, cuidadosamente, mais água com a pipeta, até que o bloco entre de novo em movimento. Regista a quantidade total de água existente na garrafa e calcula o seu peso.

Qual é agora o valor máximo da força de atrito entre o platex e o bloco?

3. Empilhando vários blocos de ferro sobre o bloco de madeira e procedendo sucessivamente como foi sugerido em 2 estarás em condições de estudar a relação entre o valor máximo da intensidade da força de atrito e a

intensidade da força vertical que a placa de latex exerce sobre o bloco de madeira.

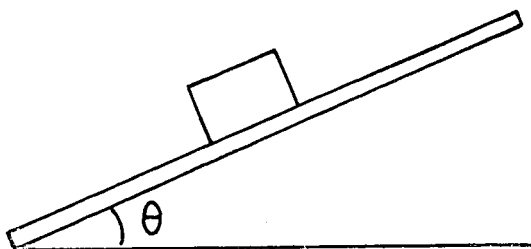
- a) Representa em papel milimétrico o conjunto de pontos (N, F_a) onde N representa a intensidade da força vertical que o latex exerce sobre o bloco e F_a o valor máximo da intensidade da força de atrito entre o bloco e o latex.
- b) Que conclusões podes tirar da análise deste gráfico?

4. Repete as experiências colocando uma das faces de menor área do bloco em contacto com a face mais lisa do latex.

Comenta os resultados obtidos.

III—Sugestão: (30 minutos)

Para realizar a experiência que se segue utilizarás apenas a placa de madeira e o bloco. Coloca o bloco de madeira sobre a face mais lisa do latex. Inclina lentamente a placa de madeira como indica a figura.



1. Que forças actuam sobre o bloco?
Indica as suas direcções e sentidos.
2. Calcula, em função do ângulo θ , o valor da intensidade N da força perpendicular à superfície que o latex exerce sobre o bloco.
3. Com base no estudo experimental feito em II e utilizando a relação obtida em III-2., indica a relação entre o valor máximo de F_a , a massa m do bloco e o ângulo θ .
4. Como se pode explicar o facto de o bloco se manter em repouso até um determinado valor do ângulo θ e depois entrar em movimento acelerado se aumentarmos a inclinação da placa de madeira? Justifica a tua resposta estabelecendo uma relação entre o valor de F_a e o valor da componente do peso paralela ao plano inclinado.

5. Como deverias proceder para confirmar os resultados experimentais obtidos em II utilizando o plano inclinado?

Justifica a tua resposta obtendo uma relação entre F_a , N e θ .

6. Considera dois blocos do mesmo material igualmente polidos e de massas m_A e $2m_A$. Se num plano inclinado o bloco m_A começar a escorregar para um ângulo θ_A para que ângulo entrará em escorregamento o bloco de maior massa?

2.ª Parte (45 minutos)

Após a observação do comportamento de um pequeno corpo colocado sobre o disco que roda sob a acção de um motor eléctrico de um gravador, procura responder às seguintes questões:

1. Quais as forças que actuam sobre o corpo quando o disco está a girar em condições tais que a trajectória descrita pelo corpo é circular?

- a) Se a velocidade angular do disco for constante?
- b) Se a velocidade angular do disco for aumentando?

Quais as suas direcções e sentidos?

2. Como se comportam as intensidades de cada uma das forças que actuam sobre o corpo enquanto a velocidade angular do disco aumenta mantendo-se o corpo sobre a mesma trajectória circular?

3. Por que razão o corpo abandona a trajectória circular quando a velocidade angular do movimento atinge um determinado valor?

4. Como explicas o facto do corpo «fugir» da trajectória circular para uma velocidade angular menor quando é colocado num ponto mais distante do eixo de rotação?

5. Considera dois corpos de forma cúbica de massas m_A e $3m_A$, feitos do mesmo material e com as faces igualmente polidas, colocados a igual distância do eixo de rotação do disco. Calcula a relação entre as velocidades angulares para as quais cada um dos dois corpos abandona a trajectória circular.

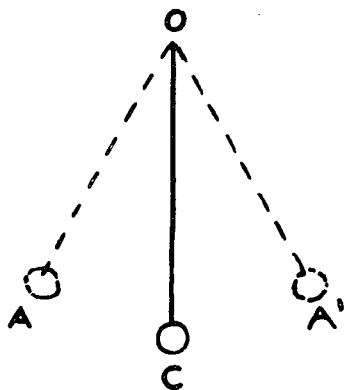
1.ª Parte (90 minutos)

«Uma preocupação do Homem foi desde sempre a medição do tempo. Desde os relógios de Sol, de água (clepsidras), de areia (ampulhetas) aos actuais relógios electrónicos, o Homem foi procurando formas cada vez mais precisas de fazer esta medição.

Um contributo importante foi dado por Galileu ao utilizar o movimento pendular na medição do tempo.

Conta-se que teria sido o movimento de um candelabro na catedral de Pisa o que teria levado Galileu a estudar o movimento pendular».

De um modo geral chama-se pêndulo a qualquer corpo que pode oscilar em torno de um eixo de suspensão que não passe pelo seu centro de gravidade, como por exemplo um corpo C suspenso por um fio que pode oscilar em torno da posição de equilíbrio OC.



Chama-se comprimento de um pêndulo à distância entre O e o centro de gravidade do corpo C.

Se desviarmos o pêndulo da posição de equilíbrio e o abandonarmos em seguida, ele executará um movimento de vaivém em torno de OC — movimento pendular.

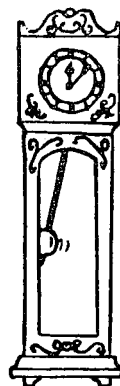
Quando o pêndulo passa de uma posição extrema A à outra posição extrema A' e regressa a A, executa uma oscilação completa.

A duração de uma oscilação completa designa-se por período.

A amplitude do ângulo AOC designa-se por amplitude de oscilação.

As oscilações cuja amplitude não excede 5° têm todas sensivelmente o mesmo período, para um dado pêndulo.

Nos relógios de pêndulo (ver fig.) uma das peças fundamentais é um pêndulo constituído por um disco metálico que pode subir ou descer ao longo de uma haste metálica que oscila em torno de uma posição de equilíbrio. O movimento de vaivém do pêndulo é transmitido a um mecanismo relativamente complexo que por sua vez permite que o pêndulo mantenha a amplitude de oscilação.



1. Tendo por base as informações contidas no texto, pretende-se que investigues se o período do movimento pendular depende do comprimento do pêndulo.

Material: pêndulo; suportes; cronómetro; transferidor; fita métrica.

- 1.1. Planeia a experiência a realizar.
- 1.2. Executa o planeamento.
- 1.3. Indica a conclusão a que a experiência te permite chegar.
- 1.4. Elabora um relatório pormenorizado do trabalho.

2. Supõe que determinado relógio de pêndulo se atrasa.

Indica, justificando, como procederias para o acertar.

3.ª Parte (40 minutos)

Supõe que pretendias montar um dispositivo de alarme dispondo de 7 lâmpadas A, B, C, D, E, F e G, 4 interruptores I_1, I_2, I_3, I_4 , fios de ligação e uma fonte de alimentação.

Esquematiza o circuito a montar supondo que pretendias que:

—Ao abrir apenas I_1 todas as lâmpadas apagassem.

—Ao abrir apenas I_2 só apagassem a lâmpada B.

—Ao abrir apenas I_3 só apagassem as lâmpadas C, D e E.

—Ao abrir apenas I_3 e I_4 mantendo I_1 e I_2 fechados, apenas A e B acendessem.

PROVA TEÓRICO-EXPERIMENTAL — 11.º ANO

1.ª Parte (90 minutos)

1. Pretende-se que, a partir da montagem esquematizada e dispondo ainda de um cronómetro e 1 fita métrica, determines a intensidade:

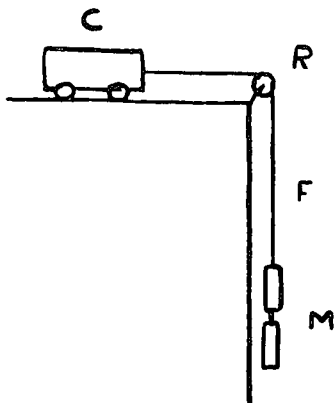
- Da resultante das forças que actuam no carrinho.
- Da força de atrito entre o carrinho e a superfície supondo que é a única que se opõe ao movimento.

1.1. Planeia a experiência a realizar.

1.2. Realiza a experiência planeada.

1.3. Elabora um relatório do trabalho.

Nota: Caso não consigas fazer o planeamento, ser-te-á fornecido um protocolo experimental.



M = Massas marcadas; R = Roldana;
F = Fio de massa desprezável; C = Carrinho.

2.ª Parte (40 minutos)

2. Supõe que pretendias determinar a resistência de um condutor X dispondo do seguinte material:

- Fonte de alimentação;
- Fios condutores;
- Voltímetro de resistência R_V ;
- Amperímetro de resistência R_A ;
- Condutor X.

2.1. Esquematiza o circuito eléctrico que montavas para cada uma das situações A e B, justificando a opção feita em cada caso:

Situação A — R_A não desprezável; R_V muito elevado.

Situação B — R_A desprezável; R_V não muito elevado.

Delegação Regional de Lisboa

(27 de Maio de 1989)

PROVA TEÓRICO-EXPERIMENTAL — 9.º ANO

Actividade 1

Na vida corrente utilizam-se máquinas simples, como por exemplo, tesouras, pinças e roldanas.

Estas máquinas são utilizadas na maioria das vezes para exercer um esforço (potência) inferior à resistência.

Todas as máquinas simples ou associação de máquinas simples se podem caracterizar pela vantagem mecânica:

$$v.m. = \frac{\text{resistência}}{\text{potência}}$$

Verifiquem se na vossa mesa de trabalho se encontra o seguinte material:

3 roldanas; 1 alavanca; 1 suporte; 1 noz; 1 régua; 1 dinamómetro; massas marcadas; fio e clips.

1. Concebam e façam o esquema de um dispositivo que possa funcionar com a máxima vantagem mecânica e em que seja utilizado o material acima indicado.

2. Marquem nesse esquema as forças aplicadas.

3. A partir da representação das forças, calculem a vantagem mecânica do dispositivo.

4. Com o material de que dispõem montem o dispositivo que planearam.

5. Determinem experimentalmente a vantagem mecânica do dispositivo que montaram.

6. Confrontem o resultado obtido experimentalmente com aquele que obtiveram em 3. Comentem.

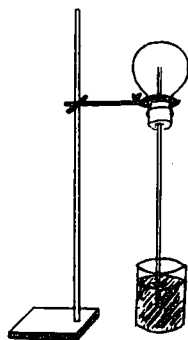
Actividade 2

Verifiquem se sobre a mesa de trabalho se encontra o seguinte material:

Lamparina; fósforos; 1 copo com água corada; 1 suporte com noz e pinça; 1 balão com rolha e tubo de vidro longo; 1 lâmina bimetálica e 1 pinça de madeira.

1.^a Parte

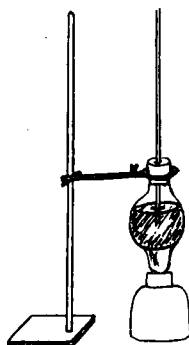
Vão realizar algumas experiências simples e tentar interpretar o que observarem.



A. Mergulhem o tubo em água corada como mostra a figura. Aqueçam o balão com as mãos. Passados alguns instantes retirem-nas.

1. Registem as observações.
2. Apresentem uma explicação para o que observaram.

B. Coloquem água corada dentro do balão utilizado na experiência anterior. Aqueçam durante poucos minutos.



1. Registem as observações.
2. Apresentem uma explicação para o que observaram.

C. Nesta experiência têm à vossa disposição uma lâmina bimetálica.

Uma lâmina bimetálica é constituída por dois metais diferentes, sobrepostos.

Segurem a lâmina bimetálica com a pinça de madeira e aqueçam-na à chama da lamparina.

1. Registem as observações.
2. Apresentem uma explicação para o que observaram.

2.^a Parte

1. Escolham uma das experiências anteriormente realizadas por vós e expliquem como poderia ser aproveitada para fabricar um termómetro.

2. Descrevam o processo que utilizariam para a sua calibração.

3. Indiquem vantagens e desvantagens de cada tipo de termómetro, cujo funcionamento se baseasse nas experiências anteriormente realizadas.

PROVA TEÓRICO-EXPERIMENTAL — 11.º ANO

Introdução

Uma das leis da Física (1.^a lei da Termodinâmica) traduz a ideia de que a energia se conserva. A importância do conceito de energia deriva de séculos de experiências e pensamento científico procurando confirmar que numa variedade sem fim de interações entre sistemas, em que muitas propriedades mudam, algo se conserva.

A conservação da energia implica que o calor é uma forma de energia — um conceito que só foi aceite após séculos de debate e depois de experiências de homens como James Prescott Joule, sobre o acréscimo de energia interna de um sistema por fornecimento de energia de maneiras diversas. Joule mostrou que o calor corresponde em rigor ao trabalho realizado.

1. Tendo por base a última afirmação estabeleçam, experimentalmente, o equivalente mecânico da caloria, ou seja, a relação entre caloria e joule.

Em baixo encontram a indicação do material que têm ao vosso dispor para o efeito e uma sugestão de um procedimento experimental possível

2. Comparem o valor obtido experimentalmente por vós, com o valor que é geralmente aceite (1 cal. = 4,18J).

3. Sugiram alterações ao procedimento experimental, de forma a melhorar os resultados obtidos.

Verifiquem se sobre a mesa de trabalho se encontra o seguinte material:

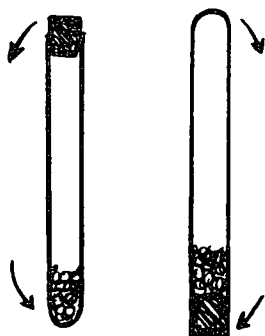
1 tubo de vidro; 1 rolha; 1 termómetro; 1 régua; 1 «gobelet» com água e gralha de chumbo.

Procedimento experimental sugerido:

1. Meçam a temperatura a que se encontra a gralha de chumbo.

2. Tapem o tubo com a rolha. Segurem no tubo e rodem-no de 180°, como se sugere na figura, 50 vezes.

3. Meçam a temperatura final da gralha de chumbo.



Nota: Admitam que a energia potencial gravítica da gralha de chumbo se transformou totalmente em energia térmica.

Tenham em conta que a massa de chumbo percorre 50 vezes uma determinada distância e que 1 g de chumbo necessita de 31 cal para que a sua temperatura se eleve de 1°C.

1. Com base na última afirmação da Introdução estabeleçam, experimentalmente, o equivalente eléctrico da caloria.

Em baixo encontram a indicação do material que têm ao vosso dispor para o efeito e uma sugestão de um procedimento experimental possível.

2. Comparem o valor obtido experimentalmente por vós, com o valor que é geralmente aceite $1\text{KWh} = 8,6 \times 10^5 \text{ cal}$.

Comentem.

3. Sugiram alterações ao procedimento experimental, de forma a melhorar os resultados obtidos.

Verifiquem se sobre a vossa mesa de trabalho se encontra o seguinte material:

1 extensão; 1 resistência de aquecimento; 1 balança; 1 «gobelet» com água e 1 cronómetro.

Procedimento experimental sugerido:

1. Procedam à montagem de acordo com a figura.

Equilibrem a balança.

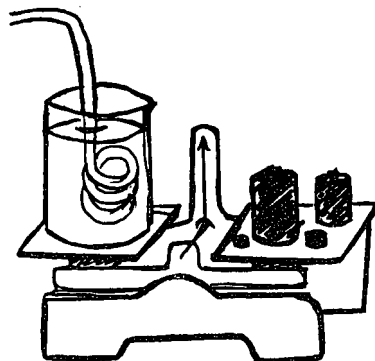
2. Retirem 20 g de forma a desequilibrar a balança.

3. Liguem a resistência de aquecimento.

4. No instante, em que a balança voltar ao equilíbrio, destravem o cronómetro.

5. Retirem 50 g da balança.

6. Travem o cronómetro quando a balança retomar a posição de equilíbrio.



Nota: Tenham em conta que 1 g de água necessita de 536 cal para vaporizar.

Admitam que a energia eléctrica se transforma totalmente em energia térmica.

EPS

THE PHYSICS OF MATERIALS FOR FUTURE ELECTRONICS

Lisbon, 9-12 April, 1990

Physics of Materials for Future Electronics is a Symposium jointly organized by the European Physical Society (EPS) and the European Materials Research Society (E-MRS), as a special part of the 10th General Conference of the Condensed Matter Division of EPS, to be held in Lisbon from 9 to 12 April 1990. The local organization of the Conference and Symposium belongs to the Portuguese Physical Society.

The EPS/E-MRS Symposium includes conference plenary lectures (6), special invited talks (20) and contributed papers (mainly posters).

Particular emphasis will be given to the fundamental aspects of the Physics of Materials, exploiting their relevance for new devices and materials for future electronics.

The Symposium is open to all interested scientists from Europe and abroad.

Main Topics

- Materials needs for Optoelectronics and new devices
- Metal-semiconductor interfaces
- Electron transport
- New materials and structures
- Device physics
- Modeling of devices and processing

Plenary Lectures

- Superlattices • Surfaces and interfaces
- High-Tc superconductivity • Non-equilibrium phenomena • Polymer liquid crystals
- GaAs versus Si technology.

Conference Chairman: Prof. J. B. Sousa
Lab. Física, Fac. Ciências do Porto,
4000 Porto

Chairman Prog. Committee: Prof. A. F. Martins
CFMC, Av. Prof. Gama Pinto, 2 1699 Lisboa
Codex

Conference Secretary: Prof. L. Alcácer
10th Condensed Matter Physics Conference
LNETI, 2686 Sacavém Codex

**Deadline: Registration and Abstracts before 31
January 1990 (Registration form is the same as for
the 10th EPS Cond. Matter Conference)**

EPS

SOUTHERN EUROPEAN SCHOOL OF PHYSICS

Physics of Novel Semiconductor Structures & Devices

Istanbul, Turquia, 10-29 Setembro 1990

A Sociedade Europeia de Física acaba de lançar um importante programa para a realização de uma Escola Europeia de Física, todos os anos, a ter lugar em diferentes países do Sul da Europa, organizada em estreita coordenação com as respectivas Sociedades nacionais de Física. Este programa tem o apoio financeiro e o patrocínio da UNESCO, do Parlamento Europeu e da Comissão das Comunidades Europeias.

Visa-se alcançar um alto nível científico na formulação dos temas de cada Escola, bem como proporcionar aos participantes uma adequada familiarização com os avanços mais recentes nas respectivas aplicações tecnológicas.

A primeira Escola tem como tema «Physics of Novel Semiconductor Structures & Devices», e terá lugar em Istanbul, Turquia, de 10 a 29 de Setembro de 1990.

A 1.^a circular e a ficha de inscrição poderão ser obtidas directamente do Coordenador da Divisão de Física da Matéria Condensada (J. Bessa Sousa, Lab. de Física, Fac. Ciências do Porto, 4000 Porto; fax 02-319267).

**Chama-se a atenção para o facto
das candidaturas deverem ser reme-
tidas, antes de 10 de Março de 1990,
à Sociedade Portuguesa de Física:**

Sociedade Portuguesa de Física
EPS Southern European School of Physics
Av. República, 37-4.º
1000 Lisboa

Prémio Nobel de Física 1989

N. Ramsey, H. Dehmet, W. Paul

O prémio Nobel deste ano foi atribuído aos cientistas Norman Ramsey (Univ. Harvard, USA), Hans Dehmet (Univ. Washington, USA) e Wolfgang Paul (Univ. Bonn, RFA), pela concepção e desenvolvimento independente de um conjunto de técnicas experimentais originais de extrema precisão e resolução (1 parte em 10^{15} ou melhor), hoje insubstituíveis em estudos de precisão em Física Atómica.

Estas técnicas permitiram a realização dos modernos relógios atómicos, com precisão inultrapassável por qualquer outro tipo de relógio existente. Os relógios atómicos têm importantes aplicações na navegação e em sistemas avançados de comunicações. Foram também usados para medir *directamente* as derivas dos continentes, e para detectar a diminuição do período de rotação da Terra (1 segundo de atraso em cada 10.000 anos).

As técnicas desenvolvidas permitem *isolar e manter* um ião, electrão ou partícula carregada, numa região bem definida do espaço, por longos períodos (meses; sempre a mesma partícula!), *retirando-lhe praticamente toda a energia de agitação térmica*. Um quanto de radiação emitido por um ião nestas condições traduzirá *rigorosamente* a diferença dos níveis atómicos correspondentes, $h\nu = E_1 - E_2$. Pode-se assim testar, em condições ideais, as teorias e os cálculos desses níveis energéticos nos átomos.

Pelo princípio da incerteza de Heisenberg, a localização de uma partícula leva à existência de uma energia puramente de origem quântica, e não térmica — a chamada *energia do ponto zero*. Na ausência de efeito térmico perturbador dos níveis e movimentos atómicos abrem-se assim perspectivas fascinantes para o estudo de fenómenos fundamentais em Mecânica Quântica.

J.B.S.

Noticiário SPF

Delegação Regional de Coimbra

1. Olimpíadas Nacionais de Física 1989

As provas nacionais das V Olimpíadas de Física, cuja organização esteve a cargo da Delegação de Coimbra da S.P.F., realizaram-se no Departamento de Física da Universidade de Coimbra, nos dias 28 e 29 de Novembro, com o seguinte programa:

28 de Novembro:

11h00 — Chegada das equipas participantes à sede da Delegação. Partida para um passeio, em autocarro, por locais de interesse do concelho de Coimbra. Almoço-convívio.

29 de Novembro:

09h30 — Provas facultativas.

Passeio guiado na «Alta Coimbrã» para os alunos que não participaram nestas provas.

14h30 — Provas teórico-experimentais. Distribuição de prémios de presença.

Visita de trabalho para os professores acompanhantes: observação de dispositivos para trabalhos experimentais no Ensino Secundário.

21h00 — Serão na sala da Cooperativa Bonifrates (edifício Avenida). Representação da peça «A Tia Lucrecia» pelo GEFAC.

Proclamação dos vencedores.

As equipas vencedoras foram:

i) *Provas teórico-experimentais:*

9.º ano — Escola Sec. Dr. Manuel Gomes de Almeida — Espinho

Rui Luís Vieira Marques
Pedro Manuel de Castro Pereira
Rui Miguel Dias de Sá Monteiro

11.º ano — Escola Sec. Dr. Manuel Gomes de Almeida — Espinho

Marta Esmeralda Simões Rola
Glória Maria Pires da Silva Leite
Rui Miguel Neto Marinheiro

ii) *Provas de criatividade:*

Equipa do 11.º ano da Escola de St.º André — Barreiro

António Cabral Capelo
Carlos Manuel Fernandes Cargaleiro
Nuno Miguel de Almeida Sousa

Para esta realização a Delegação contou com o apoio e patrocínio das seguintes entidades: Reitoria da Universidade de Coimbra, Direcção da FCTUC, Direcção do Departamento de Física, Departamento de Cultura da Câmara Municipal de Coimbra, Cooperativa Bonifrates, J. Morais Rocha Lda., M. T. Bran-

dão Lda., Gradiva Publicações Lda., FOC Escolar, Banco Pinto e Sotto Mayor, Banco Espírito Santo e Comercial de Lisboa, Caixa Geral de Depósitos e Fundação Calouste Gulbenkian.

2. **Ações nas Escolas**

Com o patrocínio da Delegação foram realizadas as seguintes acções:

— «Universo e Partículas» pelo Prof. Doutor Manuel Fiolhais, na Escola Secundária da Marinha Grande, em 20-4-89.

— «A Física e o Desporto» pela Prof. Doutora Margarida Ramalho, na Escola Secundária de Seia, em 7-12-89.

GAZETA DE FÍSICA

Publicidade

Tiragem actual — 2200

Periodicidade — trimestral

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

Preços por fascículo*:

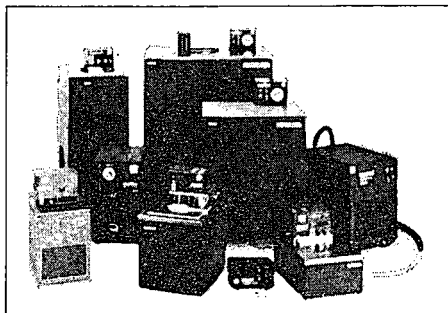
Fracção de página	1/4	1/2	1/1
Preto e branco	6	10	20
Com cor adicional	7	12	24

* em contos; these costs also apply to foreign advertisers (1 conto = 1000 Esc.)

Assinatura anual: 20 % de desconto

Contactos telefónicos: SPF, Lisboa 773251 (Maria José Couceiro)
Porto 310290-21653 (Prof. J. M. Moreira)

**FECHE A TORNEIRA
E ABRA O RECIRCULADOR DE ÁGUA FRIA «NESLAB»**



NESLAB INSTRUMENTS

FABRICA TAMBÉM:

REFRIGERADORES DE IMERSÃO ATÉ - 100° C
BANHOS MARIA DE - 35° C a 120° C
BANHOS CRIOSCÓPICOS - 80° C a 80° C
E DE ALTA TEMPERATURA 0° C a 250° C

Poupe água e dinheiro com os recirculadores de água refrigerada. Terá uma constante provisão de água refrigerante limpa, e à desejada temperatura e pressão.



**ELIMINE OS PROBLEMAS
DE ÁGUA CORRENTE.**

Representante exclusivo:



Geoequipamentos-importação,lda.

EQUIPAMENTOS DE LABORATÓRIO

AV. JOÃO XXI, 20, 1.º ESQ. - 1000 LISBOA - TEL. 88 68 76 - TLX. 60 377 GEO

PARA:

DIFRATÓMETROS
ESPECTROFOTOMETROS
MICRO-SONDAS
LASERS
CROMATÓGRAFOS
ULTRA CENTRÍFUCAS
N₂ LÍQUIDO
CO₂ SÓLIDO
TESTES DE PETRÓLEO
REFRATÓMETROS
CURVAS DE FUSÃO
CRISTALIZAÇÕES
MICROCÓPIO ELECTRÓNICO
ETC...

ÍNDICE DO VOLUME 12

Vol. 12—Fasc. 1 (Janeiro a Março 1989)

As duas caras de um fotão. A experiência de Grangier, Roger e Aspect (J. M. B. Lopes dos Santos)	1
Propagação de feixes Laser. I - Estudos teóricos (M. B. Marques e José R. Salcedo)	11
A introdução à mecânica no ensino secundário (Marília Fernandes Thomaz e Nilza Vasconcelos)	16
Actividades em Electrostática (Norberto Ferreira)	27
Noticiário da Sociedade Portuguesa de Física	34

Vol. 12—Fasc. 2 (Abril a Junho 1989)

Proposta de introdução de problemas de semelhança nas cadeiras de Física (António Brotas)	41
Descoberta de um pulsar num sistema binário eclipsante - Evaporação de uma anã branca por um pulsar (João Lin Yun)	50
Propagação de feixes Laser. II - Estudos experimentais (M. Arcelina Marques, Carlos A. Rego, José H. Rodrigues, Luís Bernardino e José R. Salcedo)	53
Um dispositivo experimental simples para obtenção de linhas equipotenciais do campo eléctrico (V. A. Esteves, L. F. Peralta, A. M. A. Costa, J. P. Marques e A. I. Seruya)	60
O Trabalho Experimental nas aulas de Física e Química - Uma perspectiva nacional (A. Cachapuz, I. Malaquias, I. P. Martins, Marília F. Thomaz e N. Vasconcelos)	65
Resolução de problemas em Física - Necessidade de uma ruptura com a didáctica tradicional (Maria Odete Valente, António José Neto e Mariana Valente)	70
Olimpíadas de Física - 88	78

Vol. 12—Fasc. 3 (Julho a Setembro 1989)

O Interferómetro de Neutrões (J. M. B. Lopes dos Santos)	81
Fusão Fria (Carlos Fiolhais)	90
Big Bang e inflação (II) (A. L. L. Videira)	94
Os estudantes portugueses do Lab. Curie no Instituto do Rádio, em Paris, e os Pioneiros do Estudo do Cancro em Portugal (Krystyna Kabzinska)	102
Conteúdos programáticos integrados de Ciências Físico-Químicas para o Ensino Secundário (Fernando Cãbrita e António Armando da Costa)	116
Noticiário da Sociedade Portuguesa de Física	123

Vol. 12—Fasc. 4 (Outubro a Dezembro 1989)

Uniformização das notações utilizadas no ensino da Física. Um contributo baseado nas recomendações internacionais (Jorge Valadares e Guilherme de Almeida)	129
Fotões ou Fantasmas? A experiência de Aspect e as correlações de EPR (J. M. B. Lopes dos Santos)	134
Ruído de fase de lasers semicondutores — I Parte (M. F. Ferreira, J. F. Rocha e J. L. Pinto)	144
Leis da termodinâmica e relações estatísticas básicas (D. M. C. Guimarães e M. A. R. Talaia)	148
Ensino integrado das Ciências (Aline Bosquet-Bigwood)	156
Olimpíadas SPF da Física 1989. Etapas Regionais	161
Prémio Nobel de Física 1989	170
Noticiário da Sociedade Portuguesa de Física	170

EPS 10th General Conference of the Condensed Matter Division

Lisbon, 9-12 April 1990

This General Conference of the EPS Condensed Matter Division will be the tenth of a series which started in 1980. As usual the scientific sessions will cover the entire field of Condensed Matter Physics, basic and applied.

The local organisation of the Conference belongs to the Portuguese Physical Society with a special collaboration and sponsorship from UNESCO.

The conference will include plenary lectures (6), contributed papers (mainly posters) and individual invited talks (76). Particular attention will be paid to «hot topics».

The program will be organized into three parallel Symposia on i) *Soft Matter and Polymers* ii) *Solid State Physics* and iii) *Physics of Materials for Future Electronics*.

Main Topics

- i)
 - *Surfaces and interfaces; static and dynamic aspects*
 - *Lamellar and macroscopic random systems*
 - *Liquid crystal polymers and conventional polymers*
 - *Nonlinear physics, chaos and turbulence*
 - *Computer simulations*
- ii)
 - *Nonlinear optical properties*
 - *Cooperative phenomena in insulators*
 - *Quasicrystals*
 - *Topics on magnetism and magnetic materials*
 - *Novel phenomena in superfluid helium*
 - *Electrons in low dimensional systems*
 - *Heavy fermions and high-T_c superconductivity*
 - *Superlattices and quantum wells*
 - *Clusters and metallic particles*
 - *New techniques in condensed matter*
- iii)
 - *Materials needs for optoelectronics and new devices*
 - *Metal-semiconductor interfaces*
 - *Electronic transport*
 - *New materials and structures*
 - *Device physics*
 - *Modeling of devices and processing*

Plenary Lectures

- *Superlattices* • *Surfaces and interfaces* • *High-T_c superconductivity* • *Non-equilibrium phenomena* • *Polymer liquid crystals* • *GaAs versus Si technology*.

Conference Chairman: J. B. Sousa
Lab. Física, Fac. Ciências do Porto, 4000 Porto

Chairman Prog. Committee: A. F. Martins
CFMC, Av. Prof. Gama Pinto, 2 1699 Lisboa Codex

Conference Secretary: L. Alcácer
10th Condensed Matter Physics Conference
LNETI, 2686 Sacavém Codex

Deadline: Registration and Abstracts before 31 January 1990



VOL. 12 • FASC. 4 • OUTUBRO 1989

SUMÁRIO

Uniformização das notações utilizadas no ensino da Física. Um contributo baseado nas recomendações internacionais	129
<i>Jorge Valadares e Guilherme de Almeida</i>	
Fotões ou Fantasmas? A experiência de Aspect e as correlações de EPR	134
<i>J. M. B. Lopes dos Santos</i>	
Ruído de fase de lasers semicondutores — Parte I	144
<i>M. F. Ferreira, J. F. Rocha e J. L. Pinto</i>	
Leis da termodinâmica e relações estatísticas básicas	148
<i>D. M. C. Guimarães e M. A. R. Talaia</i>	
Ensino integrado das Ciências	156
<i>Aline Bosquet-Bigwood</i>	
Olimpíadas SPF da Física 1989	161
Prémio Nobel de Física 1989	170
Noticiário da Sociedade Portuguesa de Física	170