

GAZETA DE FISICA

REVISTA DOS ESTUDANTES DE FÍSICA
E DOS FÍSICOS PORTUGUESES



VOL. V, FASC. 9
ABRIL 1974

Circulação ciclónica de
uma depressão sobre o
Atlântico Norte.

(Ver contra-capa)

S U M Á R I O

Uma interpretação atomística do princípio de Arquimedes, <i>por João A. Bessa Meneses e Sousa</i>	269
Descoberta de um reactor nuclear pré-histórico, <i>por Jaime da Costa Oliveira</i>	276
A Física fora do Laboratório — Redemoínhos, <i>por C. Marciano</i>	281
Do Carvão à Fusão Nuclear e à Energia Solar, <i>por Rui Namorado Rosa</i>	282
A supercondutividade e o confinamento de plasmas, <i>por J. F. M. Azevedo e Silva</i>	287
Problema estatístico associado à detecção de radiações. Referência à radiação X e gama, <i>por Dirce Milheiro Caldas Guimarães</i>	293
Noticiário	298

COMISSÃO DE REDACÇÃO: Rómulo de Carvalho — Lidia Salgueiro
— J. Gomes Ferreira — F. Bragança Gil — J. Sousa Lopes —
Maria Teresa Gonçalves — Frederico Gama Carvalho — Rui
Namorado Rosa — José C. Soares — João Bessa e Sousa —
Mário Trigueiros

PROPRIEDADE E EDIÇÃO: GAZETA DE MATEMÁTICA, LDA. * CORRESPONDÊNCIA: GAZETA
DE FÍSICA — LABORATÓRIO DE FÍSICA DA FACULDADE DE CIÊNCIAS DE LISBOA — RUA DA
ESCOLA POLITÉCNICA — LISBOA * NÚMERO AVULSO: ESC. 15\$00 * ASSINATURA DE
3 NÚMEROS: ESC. 45\$00 (A COBRANÇA ESC. 50\$00); PARA ESTUDANTES, ESC. 30\$00
(A COBRANÇA ESC. 35\$00)

Publicação subsidiada pelo Instituto de Alta Cultura
e pela Junta de Energia Nuclear

Uma interpretação atomística do princípio de Arquimedes

por JOÃO A. BESSA MENESES E SOUSA

(Prof. Aux. da Faculdade de Ciências do Porto.
Bolsheiro do Instituto de Alta Cultura)

1. Introdução

É bem conhecido o enunciado elementar do princípio de Arquimedes sobre a impulsão, bem como a sua demonstração baseada na consideração de um fluido em equilíbrio, no qual se isola conceptualmente uma porção com um volume V e superfície Σ , de escolha arbitrária; as forças de pressão exercidas sobre Σ pelo fluido restante, com resultante I_0 (fig. 1a), equilibram necessariamente o peso P_0 da porção de fluido considerada ($I_0 = P_0$).

Substituindo a porção de fluido considerada por um corpo com o mesmo volume V e superfície Σ (fig. 1b), as forças de pressão exercidas sobre esta continuam exactamente as mesmas, uma vez que o fluido exterior «ignora» o que está no interior de Σ . A única diferença é que em vez do peso P_0 teremos de considerar o peso P do corpo; a força resultante (F) será então:

$$F = P - I_0 = P - P_0.$$

Daqui que todo o corpo mergulhado num fluido em equilíbrio sofra da parte deste

uma impulsão vertical (I) dirigida de baixo para cima e igual ao peso do volume de fluido deslocado ($I = I_0 = P_0$; princípio de Arquimedes). Observe-se que este princípio deve a sua origem à existência da gravidade, deixando portanto de ter sentido em regiões onde esta se não faz sentir. Os termos «vertical» e «peso» que figuram no enunciado são meros reflexos deste carácter restricto.

Trata-se de uma demonstração do tipo macroscópico, onde não se levanta o problema de *conhecer* a origem física da impulsão. A simplicidade do enunciado e a sua aplicabilidade imediata a casos da observação quotidiana não exigem, do ponto de vista prático, quaisquer tratamentos mais complexos deste princípio. No entanto, julgamos haver muito valor formativo numa interpretação deste princípio à luz de um modelo atomístico da matéria, porque tais interpretações trazem sempre uma maior clarificação dos fenómenos físicos em jogo, contribuindo para uma compreensão mais profunda e intelectualmente mais satisfatória da realidade. Por simplicidade de tratamento, consideraremos aqui apenas o caso de

um corpo mergulhado num fluido gasoso em equilíbrio a uma temperatura constante T (valor absoluto).

2. Noções elementares sobre teoria cinética dos gases

Numa interpretação atomística, um fluido gasoso não é mais do que um agregado de moléculas (ou apenas átomos)

percorre livremente uma distância média de cerca de 1000 \AA antes de colidir com uma outra molécula do gás; esta distância média, característica de cada gás e dependente da sua pressão e temperatura, recebe o nome de livre percurso médio, representando-se aqui pelo símbolo λ .

A energia cinética das moléculas de qualquer gás é tanto maior quanto mais elevada for a sua temperatura T , po-

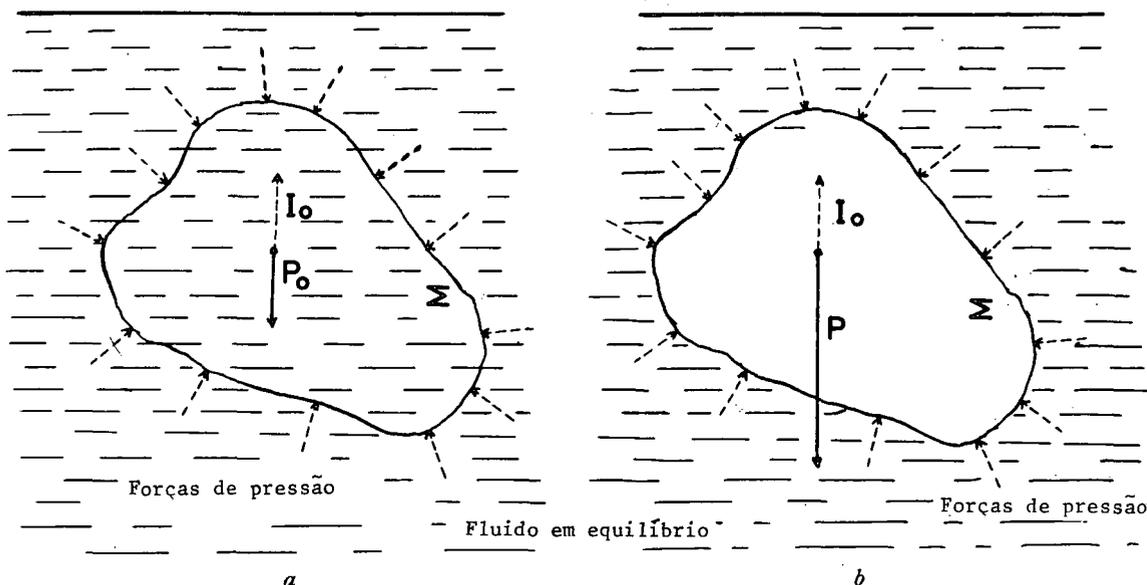


Fig. 1 — *a*. Fluido em equilíbrio; I_0 representa a resultante das forças de pressão exercidas sobre Σ ; P_0 é o peso da porção de fluido isolada conceptualmente. *b*. Quando se substitui a superfície conceptual Σ pela superfície Σ de um corpo real, não se alteram as forças de pressão exercidas do exterior sobre Σ .

em incessante movimento de agitação térmica e suficientemente afastadas umas das outras para que se possam considerar livres na maioria do tempo. Por exemplo, no ar à temperatura e pressão normais há cerca de 10^{19} moléculas em cada cm^3 , distando uma das outras cerca de 30 \AA em média; esta separação é muito superior à dimensão linear das próprias moléculas em causa ($\sim 3 \text{ \AA}$). Quanto ao movimento, e ainda nas condições normais admitidas, cada molécula

dendo mostrar-se que, em média,

$$(1) \quad (1/2) \cdot m v^2 = (3/2) \cdot k T$$

onde m é a massa de uma molécula, v um valor médio da sua velocidade e k uma constante universal (constante de Boltzmann, $k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{K}^{-1}$).

Que acontece se mergulharmos um corpo no seio deste fluido? Como é de esperar, as moléculas do gás, no seu movimento incessante de agitação térmica,

acabarão por chocar muitas vezes com as paredes do corpo, originando cada choque uma pequena força elementar dirigida do gás para o corpo; a pressão habitual p não é mais do que o resultado da sobreposição destas pequenas forças elementares, referidas à unidade de área da parede do corpo. Em média, e para um dado elemento de superfície, haverá tantas moléculas que nele embatem vindas da «direita» como da «esquerda», pelo que a força de pressão resultante terá a direcção da normal ao elemento de superfície, qualquer que seja a orientação deste no espaço.

De que dependerá esta pressão p ? Como é óbvio, será tanto mais elevada quanto maior for o número de moléculas que chocam na unidade de tempo com a unidade de superfície considerada, número que é proporcional à concentração n de moléculas junto à superfície e à sua velocidade v ; por outro lado, p será tanto maior quanto mais elevada for a impulsão (mv) das moléculas ao dirigirem-se para a parede do corpo. Um cálculo rigoroso confirma estas afirmações, mostrando que:

$$(2) \quad p = (1/3) \cdot n v \cdot m v = \frac{1}{3} n m v^2.$$

Como, por (1), a energia cinética só depende da temperatura, segue-se que a pressão depende em última análise da concentração de moléculas n e da temperatura T do gás:

$$(3) \quad p = (2/3) \cdot n \cdot (1/2) m v^2 = \\ = (2/3) \cdot n \cdot (3/2) k T = n k T.$$

3. Interpretação microscópica do princípio de Arquimedes

3.1. Aspectos qualitativos

De posse destes conhecimentos, voltamos novamente ao princípio de Arquimedes,

considerando por comodidade o caso de um corpo de forma cilíndrica mergulhado verticalmente num fluido gasoso à temperatura T . A existência de uma impulsão vertical, dirigida de baixo para cima, significa que a pressão sobre a base inferior é maior que a pressão exercida pelo fluido sobre a base superior; estando o gás à mesma temperatura T em todos os seus pontos, é óbvio (expressão 3) que a diferença de pressões entre as bases só pode resultar de uma diferença na concentração n das moléculas do gás, devendo haver necessariamente um maior número de moléculas junto da base inferior. Porquê?

Precisamente porque as moléculas do gás estão sujeitas à acção da gravidade, que produz nelas acelerações descendentes segundo a vertical que levam à sua gradual acumulação nas regiões de menor altitude. Porém, esta acumulação não continua indefinidamente, porque o efeito da gravidade começa a ser cada vez mais contrariado pelos choques das moléculas que descem com as que estão já nas camadas subjacentes. Estes choques originam portanto um fluxo molecular ascendente que se vai opor ao fluxo descendente devido à gravidade. Claro que se atinge finalmente uma situação de equilíbrio quando estes fluxos se tornam iguais.

Tentemos pôr estas ideias em termos mais objectivos, começando por supôr que não há diferenças de concentração no seio do gás ($\Delta n = 0$), nem na acção da gravidade: cada molécula está então apenas sujeita aos choques com outras moléculas do gás. Por ser $T = \text{const.}$ e $\Delta n = 0$, há, em média, uma completa simetria do gás à volta da molécula considerada, pelo que se compensarão os efeitos dos seus choques sucessivos. Por isso a velocidade de agitação térmica v (ou «molecular») imposta pela temperatura do gás terá uma direcção e sentido variando frequente e

caoticamente no tempo (devido aos choques), de tal modo que ao fim de um elevado número de colisões a molécula tem uma grande probabilidade de se conservar ainda na mesma região inicial do gás. A temperatura confere portanto uma velocidade de agitação molecular v , mas não confere uma velocidade de arrastamento da molécula em qualquer direcção e sentido particulares. A velocidade molecular v depende apenas da temperatura T e da massa m de cada molécula ($1/2 \cdot m v^2 = 3/2 \cdot k T$), apresentando valores muito elevados à temperatura ambiente; por exemplo, para o caso do ar nas condições normais, $v(O_2) \cong 480 \text{ m/s}$ e $v(N_2) \cong 515 \text{ m/s}$.

3.2. Fenómenos de arrastamento e difusão no seio de fluidos gasosos

a) Vejamos agora o que acontece quando está presente a acção da gravidade, mas não há inicialmente diferenças de concentração no seio do gás ($\Delta n = 0$): cada molécula adquire então uma aceleração g segundo a vertical e no sentido descendente. Se só existisse uma molécula, esta aceleração produziria uma velocidade de arrastamento (sobreposta à velocidade molecular v) aumentando indefinidamente no tempo. Havendo outras moléculas no gás, esta velocidade não cresce indefinidamente, porque quando a molécula em causa percorre uma distância da ordem do seu livre percurso médio λ colide com uma molécula vizinha. Como $\lambda \cong 10^3 \text{ A}^0$ para os gases nas condições normais de pressão e temperatura e a velocidade molecular tem valores da ordem de 500 m/s , segue-se que o «tempo de vida média» (τ) durante o qual a molécula considerada se desloca em voo livre (isto é, sem chocar) é da ordem de

$$\tau = \frac{\lambda}{v} \cong \frac{10^3 \text{ A}^0}{500 \text{ m/s}} = 2 \times 10^{-10} \text{ s.}$$

Em tão curto intervalo de tempo a molécula considerada não poderá ter adquirido velocidade de arrastamento apreciável no sentido descendente, pois

$$g \cdot \tau \cong 2 \cdot 10^{-9} \text{ m/s}$$

que é um valor insignificante quando comparado aos valores típicos da velocidade molecular imposta pela agitação térmica, da ordem das centenas de m/s como vimos.

Sendo os efeitos dos choques perfeitamente aleatórios, a molécula considerada perde, em média e ao fim do tempo τ , a velocidade de arrastamento adquirida desde a última colisão, recomeçando em seguida um novo ciclo de aceleração sob a acção da gravidade; diz-se que a molécula perdeu a «memória», pois a direcção da sua velocidade após o choque não conserva qualquer relação com a sua direcção antes do choque.

Calculemos agora a distância média de arrastamento, $\langle Z \rangle$, percorrida segundo a vertical pela molécula considerada, entre duas colisões sucessivas; $\langle Z \rangle$ será a média das diferentes distâncias Z_i de arrastamento na vertical percorridas pela molécula entre as várias colisões sucessivas:

$$\langle Z \rangle = \frac{Z_1 + Z_2 \dots + Z_N}{N}$$

Designemos por Δt_i o intervalo de tempo que medeia entre a colisão de ordem $(i-1)$ e a colisão seguinte (i) ; como entre colisões a molécula está apenas sujeita à acção da gravidade e esta tem sempre a mesma direcção e sentido, teremos um deslocamento na direcção vertical dado por

$$\Delta Z_i = (1/2) \cdot g \cdot (\Delta t_i)^2$$

donde

$$\begin{aligned} \langle Z \rangle &= (1/2) \cdot g \cdot \frac{\Delta t_1^2 + \Delta t_2^2 + \dots + \Delta t_N^2}{N} = \\ &= (1/2) \cdot g \cdot \langle \Delta t^2 \rangle. \end{aligned}$$

O valor médio dos *quadrados dos tempos* Δt_i entre colisões sucessivas da molécula considerada, $\langle \Delta t^2 \rangle$, está intimamente ligado ao valor médio dos *tempos* Δt_i entre colisões sucessivas, $\langle \Delta t \rangle (\equiv \tau)$, podendo mostrar-se que

$$\begin{aligned} \langle \Delta t^2 \rangle &= 2 \langle \Delta t \rangle^2 \\ &\equiv 2 \tau^2. \end{aligned}$$

Introduzindo este resultado na expressão de $\langle \Delta Z \rangle$ temos,

$$\langle \Delta Z \rangle = \frac{1}{2} g \cdot 2 \tau^2 \equiv g \tau \cdot \langle \Delta t \rangle.$$

Vemos que tudo se passa como se a aceleração da gravidade conferisse às moléculas uma velocidade média de arrastamento constante (u) de valor $u = g \tau$; ao fim de um tempo t suficientemente longo relativamente a τ podemos dizer que a molécula considerada percorreu uma distância Z dada por:

$$Z = u \cdot t = g \cdot \tau \cdot t.$$

A figura seguinte ilustra o efeito de arrastamento devido a g , que acabamos de calcular.

Atendendo a que todas as moléculas estão sujeitas à acção da gravidade, e que há n moléculas por unidade de volume, é fácil concluir que o número médio de moléculas que atravessam, na unidade de tempo, um elemento de superfície S num plano horizontal é dado por:

$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_{g(\downarrow)} = S n g \tau.$$

Se só existisse a gravidade ($\Delta n = 0$) haveria portanto o estabelecimento de um fluxo contínuo de moléculas no sentido descendente com o valor dado pela expressão supra. Na prática, este fluxo não pode manter-se, pela simples razão

de originar uma progressiva acumulação de moléculas nas regiões a baixa altitude e uma conseqüente rarefacção de moléculas nas regiões superiores; estas diferenças de concentração (Δn) originam um fenómeno de difusão no sentido ascendente que tende a contrariar a acção

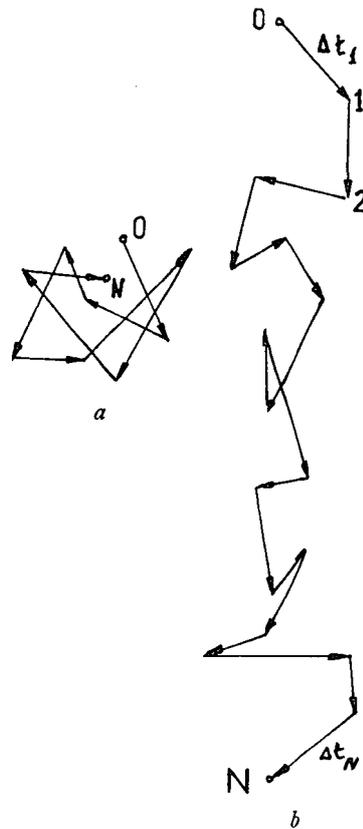


Fig. 2 - a. Movimento de agitação molecular na ausência de forças externas. b. Movimento de arrastamento de uma molécula, produzido pela aceleração da gravidade e sobreposto ao seu movimento de agitação molecular. Ao fim de N choques a molécula desloca-se na vertical de uma distância média $N \cdot \langle s \rangle$, com $\langle s \rangle = g \tau \cdot \tau = g \tau^2$.

da gravidade, estabelecendo-se o equilíbrio ao fim de um tempo característico para cada gás. Antes de tratarmos do equilíbrio entre os dois fluxos antagónicos, será conveniente considerar com mais detalhe o fenómeno da difusão.

b) Por comodidade de tratamento supomos que não há agora a acção da gravidade, mas apenas diferenças de concentração de moléculas segundo a vertical ($dn/dz \neq 0$); quanto à temperatura T , supomo-la constante em todo o fluido gasoso. O número de moléculas que passam, na unidade de tempo e no sentido ascendente, através de um elemento de superfície horizontal S e à altitude z é proporcional à concentração n de moléculas, à sua velocidade molecular v e, naturalmente, à área S da superfície considerada:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\uparrow} = \text{const.} \cdot n \cdot v \cdot S.$$

Em que ponto devemos tomar o valor de n ? Precisamente à cota z correspondente à posição da superfície S ? É claro que não, pois as moléculas que atravessam a superfície vêm de posições que distam da superfície cerca de λ ; em primeira aproximação, poderemos tomar n calculado à cota $(z - \zeta\lambda)$, onde ζ é um factor da ordem da unidade:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\uparrow} = \text{const.} \cdot n(z - \zeta\lambda) \cdot v \cdot S.$$

Do mesmo modo poderemos calcular o número de moléculas que atravessam, por difusão, o elemento S , vindas das camadas superiores:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\downarrow} = \text{const.} \cdot n(z + \zeta\lambda) \cdot v \cdot S.$$

O número de moléculas que *efectivamente* passam, por difusão, de baixo para cima, na unidade de tempo é dado por:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dN}{dt}\right)_{d(\uparrow)} &= \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\uparrow} - \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\downarrow} = \\ &= \text{const.} \cdot v \cdot S \cdot [n(z - \zeta\lambda) - n(z + \zeta\lambda)]. \end{aligned}$$

Desenvolvendo

$$n(z - \zeta\lambda) \cong n(z) - \zeta\lambda \frac{dn}{dz} + \dots;$$

$$n(z + \zeta\lambda) \cong n(z) + \zeta\lambda \frac{dn}{dz} + \dots$$

temos,

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{d(\uparrow)} = \text{const.} \cdot \lambda \cdot v \cdot S \cdot \left(-\frac{dn}{dz}\right).$$

Um cálculo rigoroso mostra que a constante de proporcionalidade vale $1/3$, donde:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{d(\uparrow)} = \frac{1}{3} S \cdot \lambda \cdot v \cdot \left(-\frac{dn}{dz}\right).$$

Usa-se o índice d nesta expressão para distinguir este fluxo de *difusão* no sentido ascendente do fluxo de arrastamento no sentido descendente causado pela *gravidade*:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{g(\downarrow)} = S n g \tau.$$

c) Para um fluido em equilíbrio, estes fluxos tornam-se iguais, podendo escrever-se:

$$\frac{1}{3} S \lambda v \left(-\frac{dn}{dz}\right) = S n g \tau.$$

Como $\lambda = v \tau$, podemos simplificar esta expressão, obtendo

$$\frac{1}{3} v^2 \left(-\frac{dn}{dz}\right) = n g$$

e como $(1/2) m v^2 = (3/2) k T$ temos ainda:

$$dn/n = -(m g / k T) \cdot dz.$$

Esta expressão diz-nos que num gás em equilíbrio tem de haver uma diminuição relativa da concentração das suas moléculas ($dn/n < 0$) com o aumento da altitude ($dz > 0$), tanto maior quanto maior for a massa das moléculas e menor a temperatura do gás.

3.3. O princípio de Arquimedes

Consideremos um corpo cilíndrico mergulhado verticalmente num fluido gasoso, estando este em equilíbrio; seja S a área de cada base do cilindro e dz a altura. As forças de pressão exercidas pelo gás sobre as duas bases do cilindro são diferentes, valendo

$$p(z+dz)S = f_{\downarrow}(z+dz) = n(z+dz) \cdot kT \cdot S$$

$$p(z) \cdot S = f_{\uparrow}(z) = n(z) \cdot kT \cdot S.$$

A força de impulsão resultante vale portanto

$$I(\uparrow) = f_{\uparrow}(z) - f_{\downarrow}(z+dz)$$

$$= kTS[n(z) - n(z+dz)]$$

$$= kTS(-dn/dz) \cdot dz.$$

Mas, como vimos, para um gás em equilíbrio verifica-se que

$$(-dn/dz) = (mg/kT) \cdot n,$$

donde:

$$I(\uparrow) = kTS(mg/kT)ndz =$$

$$= (mg) \cdot (Sdz \cdot n).$$

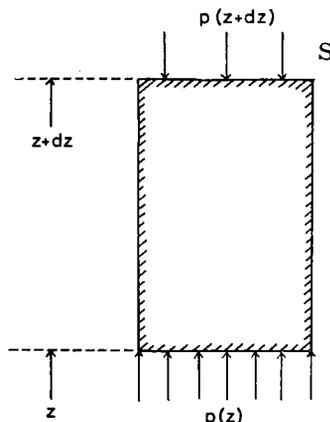
Atendendo a que mg representa o peso de cada molécula do gás e $(Sdz \cdot n)$ representa o número de moléculas de gás contidas num volume igual ao do corpo (Sdz) , concluímos que a força de impulsão é igual ao peso do fluido deslocado pelo corpo, que é afinal o princípio de Arquimedes.

Usámos nesta demonstração, por simplicidade, um corpo de forma cilíndrica; notemos contudo que se o corpo não tiver esta forma, é sempre possível decompô-lo em volumes elementares cilíndricos e aplicar a cada um deles o raciocínio atrás referido.

Referimos também que não se fez intervir na demonstração apresentada a acção das forças exercidas pelo fluido sobre a superfície lateral do cilindro; é fácil ver que estas forças se compensam

em pontos diametralmente opostos, por não haver diferenças de concentração de moléculas em cada plano horizontal.

Por último chamamos a atenção para o facto de a justificação microscópica



Nível de referência

Fig. 3

apresentada se basear num modelo atômístico particular de um estado também particular da matéria — o dos gases perfeitos. Se quiséssemos interpretar microscopicamente o princípio de Arquimedes no caso dos fluidos líquidos, teríamos de usar um modelo atômístico diferente, que fosse capaz de descrever com boa aproximação o comportamento dos líquidos em causa. É este o preço (redução da generalidade dos tratamentos) que se tem de pagar em geral nas interpretações microscópicas, em troca de uma maior penetração no detalhe dos fenómenos físicos em jogo.

BIBLIOGRAFIA

- L. LANDAU, A. KISAIGORODSKI, éditions Mir, Moscou, 1966, cap. XI.
- D. TABOR, *Gases, Liquids and solids*, the Penguin Library of the Physical Sciences (Physics/Chemistry), 1969, cap. 4.
- MAX BORN, *Física Atômica*, ed. Fundação Calouste Gulbenkian, 1965, cap. 1, apêndice II.

Descoberta de um reactor nuclear pré-histórico

por JAIME DA COSTA OLIVEIRA

(Laboratório de Física e Engenharia Nucleares
da Junta de Energia Nuclear, Sacavém)

No domínio nuclear, o ano de 1972 ficou assinalado por uma descoberta espectacular: a dos restos de um reactor nuclear pré-histórico, que terá funcionado num jazigo de urânio da República do Gabão.

Tal descoberta foi mantida secreta até 25 de Setembro de 1972, altura em que o Commissariado de Energia Atómica francês a divulgou à comunidade científica internacional sob a forma de duas comunicações à Academia das Ciências, após se ter assegurado da realidade do fenómeno com algumas provas sérias. No dia seguinte, André Giraud, Administrador Geral Delegado do CEA, anunciava também a descoberta, durante a sessão inaugural da conferência da Agência Internacional de Energia Atómica reunida no México.

Cerca de quatro meses tinham passado desde a observação de importantes anomalias de composição isotópica nos minérios de urânio provenientes do jazigo de Oklo no Gabão. Recordar-se que, desde os anos 30, se admitia que no urânio natural, isto é, no urânio proveniente de uma mina e que apenas foi sujeito a epurações químicas, a percentagem de urânio-235 (^{235}U) era de 0,720 2%. Um grande número de análises efectuadas por diferentes laboratórios sobre minérios provenientes das origens mais diversas (até da Lua) jamais forneceu desvios em relação àquela concentração média superiores a 0,1% (0,000 7% em ^{235}U).

No início do mês de Junho de 1972,

os laboratórios da Direcção de Produções do CEA, ao efectuar análises de controlo do hexafluoreto de urânio natural produzido em Pierrelatte, detectaram concentrações anormalmente baixas em ^{235}U . Os resultados obtidos variavam entre 0,621 e 0,641% para um grande número de lotes de concentrados de minérios provenientes do jazigo de Oklo, representando cada lote algumas toneladas de urânio. Análises efectuadas sobre certas amostras representando algumas centenas de gramas de urânio forneceram mesmo as concentrações espantosas de 0,592 e de 0,440% em ^{235}U , sendo os valores mais baixos encontrados em minérios cujo teor em urânio era mais elevado. Além disso, algumas amostras revelaram um ligeiro enriquecimento em ^{235}U que podia atingir 0,730%. Note-se que estas análises, embora de grande precisão, destinavam-se a um controlo de rotina, dado que o valor de 0,720% constituía um dado científico sólido, como se referiu.

Os geólogos, os químicos e os físicos do CEA, postos ao corrente destes dados imprevistos colhidos pelos laboratórios industriais, iniciaram imediatamente um estudo pormenorizado do fenómeno, chegando à conclusão que as anomalias observadas só podiam ser explicadas pela ocorrência natural, num passado muito remoto, de uma reacção em cadeia de cisões nucleares.

Um primeiro argumento a favor de tal conclusão foi fornecido pela observação de uma repartição anormal na re-

gião dos lantanídeos («terras raras») (fig. 1) em resultado da análise por espectrografia de massa de uma amostra de minério: os picos correspondentes aos elementos de número de massa superior a 166 praticamente não existiam. Todavia, tais elementos figuram de forma apreciável na repartição normal dos lantanídeos. Como os rendimentos de cisão do

didadas as razões $^{140}\text{Ce}/^{142}\text{Ce}$ e $^{149}\text{Sm}/^{147}\text{Sm}$. No Quadro I, estão coligidos os resultados obtidos a partir da análise de duas amostras de minério (Oklo M e Oklo 310), bem como a composição isotópica dos elementos naturais.

A comparação destes valores revela diferenças consideráveis em relação aos elementos naturais. A fraquíssima per-

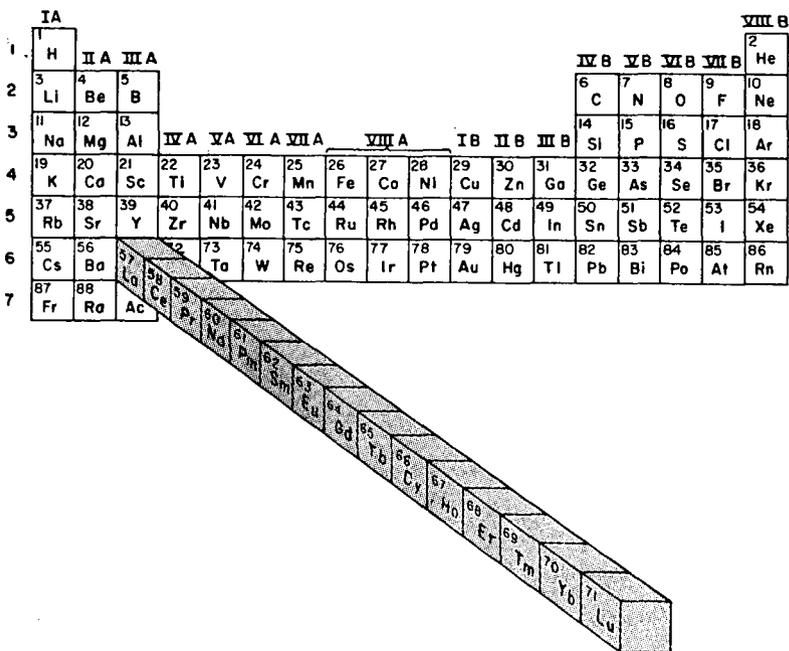


Fig. 1 — Os elementos a sombreado são os lantanídeos («terras raras»).

^{235}U (fig. 2) são muito baixos para números de massa superiores a 166, parecia estar-se em presença de consequências de cisões nucleares em cadeia.

O estudo passou a incidir então sobre os lantanídeos contidos nas amostras de minério, os quais foram separados por meio de uma técnica cromatográfica, sendo o neodímio (Nd) e o európio (Eu), assim obtidos, analisados isotopicamente com um espectrógrafo de massa. Para o cério (Ce) e o samário (Sm) foram me-

centagem de ^{149}Sm (menos de 1% em vez de 13% no samário natural) poderá ser atribuída ao seu desaparecimento por captura neutrónica, uma vez que a secção eficaz (1) é muito elevada ($\sigma = 60 \times 10^3 \text{ b}$),

(1) A secção eficaz, σ , de um núcleo atómico, para uma dada reacção nuclear, define-se por forma que, dado um feixe homogéneo de I partículas por cm^2 e por segundo, o número de interações observadas por segundo é $I\sigma$. Se a secção eficaz, que se exprime em *barn* ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$), é grande, é muito provável que a reacção se dê.

o mesmo se passando com o ^{151}Eu ($\sigma = 9 \times 10^3 \text{ b}$). Estaríamos pois em presença de consequências de uma forte irradiação neutrónica.

Os valores respeitantes ao neodímio (Nd) são particularmente interessantes. É o caso do ^{142}Nd cuja presença é um testemunho do neodímio natural, dado

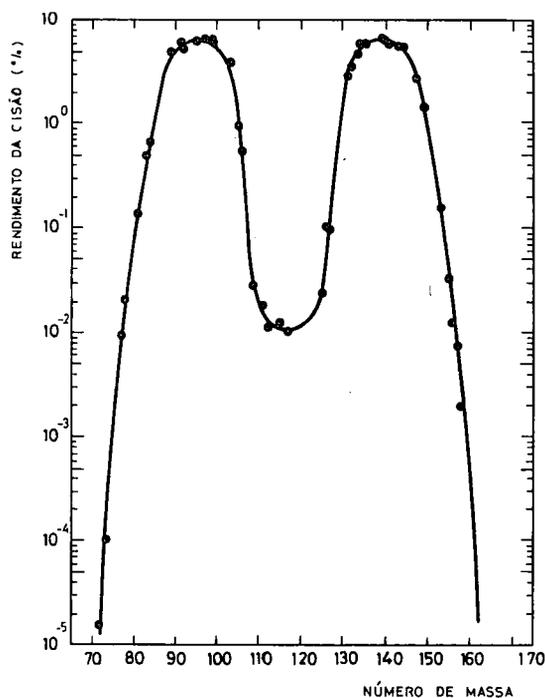


Fig. 2 — PROPORÇÃO DO NÚMERO TOTAL DE CISÕES DO ^{235}U DE QUE RESULTAM FRAGMENTOS COM UM DADO NÚMERO DE MASSA.

que aquele isótopo não é um produto de cisão. É pois possível fazer uma correcção das composições das amostras para ter em conta este facto e compará-las então com as concentrações dos diversos isótopos de neodímio provenientes da cisão do ^{235}U .

Observa-se no Quadro II que o ^{143}Nd aparece com uma concentração ligeiramente inferior à que corresponde ao rendimento de cisão, ao passo que o inverso

se verifica em relação ao ^{144}Nd . Uma compensação análoga, embora mais ténue, ocorre entre os isótopos 145 e 146.

Se agruparmos os pares $^{145}\text{Nd} + ^{144}\text{Nd}$ e $^{145}\text{Nd} + ^{146}\text{Nd}$, obtém-se um acordo no-

QUADRO I

Análise das amostras

	Amostras			
	Oklo M. (38,5% de U)	Oklo 310 (14,3% de U)	Elemento natural	
Composição isotópica (%)	$^{235}\text{U} \dots$	0,440 0	0,592	0,720 2
		$\pm 0,000 5$	$\pm 0,001$	
	$^{142}\text{Nd} \dots$	1,38	5,49	27,11
	$^{143}\text{Nd} \dots$	22,1	23,0	12,17
	$^{144}\text{Nd} \dots$	32,0	28,2	23,85
	$^{145}\text{Nd} \dots$	17,5	16,3	8,30
	$^{146}\text{Nd} \dots$	15,6	15,4	17,22
	$^{148}\text{Nd} \dots$	8,01	7,70	5,73
	$^{150}\text{Nd} \dots$	3,40	3,90	5,62
		99,99	99,99	100,00
Precisão relativa	2 a 3%	1%	0,2%	
$^{151}\text{Eu} / ^{153}\text{Eu} \dots$	0,145	0,852	0,916	
$^{140}\text{Ce} / ^{142}\text{Ce} \dots$	1,57		7,99	
$^{149}\text{Sm} / ^{147}\text{Sm} \dots$	$\approx 0,003$		0,924	

tável entre as concentrações medidas e as deduzidas dos rendimentos de cisão do urânio (Quadro III), parecendo provável que se tenha registado uma taxa de cisões rápidas do ^{238}U da ordem de 5% e uma ausência quase completa de cisões do ^{239}Pu .

É ainda possível corrigir as concentrações dos isótopos que figuram no

Quadro II para ter em conta a elevada secção eficaz do ^{143}Nd ($\sigma_{143} = 346 \text{ b}$) e do ^{145}Nd ($\sigma_{145} = 70 \text{ b}$, secção eficaz sensível à fracção de neutrões epitérmicos). Para efectuar este cálculo, é necessário estimar

QUADRO II

Composição isotópica do Nd corrigida da contribuição devida ao elemento natural

	Oklo M	Oklo 310	Cisão ^{235}U
^{142}Nd	0%	0%	0%
^{143}Nd	22,6	25,7	23,8
^{144}Nd	32,4	29,3	26,5
^{145}Nd	18,05	18,4	18,9
^{146}Nd	15,55	14,9	14,4
^{148}Nd	8,13	8,20	8,26
^{150}Nd	3,28	3,46	3,12

a fluência de neutrões $\tau = \int \phi dt$ (ϕ é a densidade de fluxo neutrónico), o que se pode fazer a partir das relações que regem a evolução dos isótopos de neodímio. Obtém-se assim $\tau = 1,28 \times 10^{21} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ para a amostra Oklo M e $\tau = 0,62 \times 10^{21} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ para a Oklo 310.

Os resultados apresentados permitem, por conseguinte, apoiar a ideia de que a ocorrência de uma reacção em cadeia de cisões nucleares poderá explicar as anomalias isotópicas encontradas nos resultados das análises do hexafluoreto de urânio preparado a partir de minérios provenientes do Gabão.

O facto de se poder excluir quase por completo as contribuições devidas à cisão do ^{239}Pu (já assinalado a propósito do Quadro III) indicaria que a reacção em cadeia terá sido lenta em relação ao período deste isótopo ($24\,400 \text{ a}$):

$$\sigma \phi \ll \lambda \quad \text{ou seja} \quad \sigma \phi t \ll \lambda t$$

donde

$$\sigma \phi t \approx 10^{-21} (\text{cm}^2) \times 10^{21} (\text{cm}^{-2}) = 1 \ll \lambda t.$$

A duração da reacção terá sido, portanto:

$$t \gg 35 \times 10^5 \text{ anos.}$$

Tendo em conta o valor do período do isótopo ^{236}U ($T = 24 \times 10^6 \text{ a}$), a sua ausência nas amostras de minério ($^{236}\text{U}/^{238}\text{U} < 10^{-5}$) indica que uma reacção em cadeia só poderia ter ocorrido no jazigo de Oklo há mais de cem milhões de anos. Ora a medição da idade da bacia sedimentar de Franceville, onde está situado

QUADRO III

Composição do neodímio: valores medidos e deduzidos dos rendimentos de cisão

	Oklo M	Oklo 310	Cisão			
			^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	$95\% \text{ } ^{235}\text{U}$ $+5\% \text{ } ^{238}\text{U}$
$^{143}\text{Nd} + ^{144}\text{Nd}$	55,0%	55,0%	55,3%	46,4%	50,3%	54,85%
$^{145}\text{Nd} + ^{146}\text{Nd}$	33,6	33,3	33,3	36,4	33,5	33,45
^{148}Nd	8,13	8,20	8,26	10,7	10,3	8,38
^{150}Nd	3,28	3,46	3,12	6,61	5,87	3,30

o jazigo, forneceu o resultado de 1740 ± 20 milhões de anos (pré-câmbrico). Por essa altura, atendendo aos períodos do ^{235}U ($7,1 \times 10^8$ a) e do ^{238}U ($4,5 \times 10^9$ a), o enriquecimento em ^{235}U era de 3% (Quadro IV), aproximadamente o valor do enriquecimento do urânio utilizado como combustível nos reactores a água natural actuais.

Finalmente, o estudo geológico das condições de formação deste depósito sedimentar revelou a presença de água na época da mineralização.

QUADRO IV

Variação do enriquecimento com a idade

Idade ($\times 10^9$ a)	0	1	1,5	1,75	2	3
$\frac{^{235}\text{U}}{^{235}\text{U} + ^{238}\text{U}}$ (%)	0,72	1,6	2,4	3	3,6	7,8

Jazigo antigo, contendo grandes volumes de urânio com elevado teor, presença de água muito provável e fraca concentração de elementos absorventes de neutrões formam um conjunto de circunstâncias propícias ao estabelecimento de uma reacção em cadeia de cisões nucleares. A simultaneidade destas condições é, todavia, muito rara o que explica que o fenómeno de Oklo seja, até agora,

o único do género de que se tem conhecimento.

Não está terminado o estudo deste reactor nuclear fóssil: as questões relativas ao arranque da reacção, ao mecanismo da sua regulação, à sua duração (1 milhão de anos?), à potência desenvolvida (alguns quilowatt?), à migração do plutónio formado e dos produtos de cisão para fora da zona reactiva, e muitas outras, apresentam um interesse inegável do ponto de vista científico, sendo difícil imaginar onde tal descoberta poderá conduzir. Já no plano económico, o interesse que lhe podem dedicar os produtores de urânio natural ou enriquecido parece ser pequeno: mesmo que outros reactores fósseis se revelem, não é de esperar que tais descobertas os levem à fortuna ou à ruína, quer, como já foi referido, pela pequena probabilidade de realização simultânea das condições propícias à ocorrência de um fenómeno como o de Oklo, quer pela reduzida porção de jazigo afectada pela reacção em cadeia de cisões nucleares.

BIBLIOGRAFIA

- R. BODU et al., *Sur l'existence d'anomalies isotopiques rencontrées dans l'uranium du Gabon*. C. R. Acad. Sc. Paris, t. 275, Série D, p. 1731 (1972).
- M. NEUILLY et al., *Sur l'existence dans un passé reculé d'une réaction en chaîne naturelle de fissions dans le d'uranium d'Oklo (Gabon)*. C. R. Acad. Sc. Paris, t. 275, Série D, p. 1847 (1972).



A FÍSICA FORA DO LABORATÓRIO

REDEMOINHOS

Em face do silêncio dos leitores, a quem nos dirigimos, verificamos que esta secção, inaugurada há dois números, não recebeu ainda da parte desses mesmos leitores a contribuição que se pediu logo de início. Por isso lembramos que a secção está ao dispôr de todos, seja para comentar os casos já expostos, seja para apresentar outros, fruto da observação «científica» de cada um fora do laboratório.

Pela mesma razão, sentiu-se desta vez a necessidade de recorrer à experiência dos nossos colegas de trabalho mais próximos. Deste modo surgiu, diria melhor, ressurgiu o fenómeno da formação de redemoinhos no escoamento dum fluido. Trata-se dum fenómeno correntemente observado em lavatórios, tanques e, em geral, onde quer que haja um buraco para escoamento de líquidos, adquirindo grande proeminência nas banheiras. Trata-se, felizmente, por esta circunstância, dum fenómeno bastante familiar, notado por muita gente, sempre, porém, fonte abundante de discussões, sobretudo quando se trata de saber se o líquido ao escoar-se se põe em rotação para a esquerda ou para a direita. Ao pensar neste fenómeno convém ter em mente que a existência, no recipiente, dum buraco por onde se escoo o líquido, cria na

sua vizinhança uma concavidade mais ou menos profunda e estreita, a qual dá origem a correntes no fluido, que para ela se dirigem. Estas correntes são afectadas pela forma interior do recipiente e pelas irregularidades da sua superfície, e é muito pouco provável que sejam todas dirigidas exactamente na direcção que passa pelo eixo da concavidade, isto é, que sejam todas radiais.. Assim, dado que o líquido transportado por correntes não radiais terá que acabar por sair junto ao eixo da concavidade, haverá necessariamente uma deformação das trajectórias e rotação do líquido. Se o líquido estiver inicialmente em repouso, o momento angular correspondente àquela rotação será o que apareceu por força da forma e irregularidade do recipiente.

Parece suficientemente claro que o facto de se verificar a rotação para a esquerda ou para a direita depende essencialmente da forma e da qualidade da superfície do recipiente, bem como de perturbações produzidas no acto de destapar o buraco. Porém, não é difícil imaginar, e talvez com cuidado se possa fabricar, um recipiente de geometria cilíndrica «perfeita» e irregularidades tão pouco notáveis que o momento angular por estas introduzido venha a ser suficientemente pequeno para não impôr ao líquido rotação apreciável. Talvez um recipiente de forma cilíndrica, de raio muito maior do que a altura, devidamente nivelado e com o orifício ao centro, ou um recipiente de forma esférica, com o orifício colocado no seu ponto mais baixo. O próprio orifício é uma irregularidade que deverá ser tida em conta, podendo adaptar-se-lhe um tubo não muito curto, com uma torneira na extremidade de saída. Essa torneira, abrindo a qual se iniciaria o escoamento, deverá assim estar tão longe da zona de interesse que não afecte a geometria cilíndrica ou «vicie» o escoamento, à partida.

Nestas condições, pode perguntar-se novamente se será observável alguma rotação e em que sentido. Sem irregularidades ou outras causas ligadas ao recipiente que desviem as correntes de fluido, há que tomar em conta

que o movimento de rotação da Terra faz aparecer a força de Coriolis que actua perpendicularmente à velocidade de transporte. É esta força, que é responsável pelo des'ocamento para ocidente das correntes marinhas e dos ventos alísios que se dirigem para o Equador, quer no hemisfério norte quer no hemisfério sul. Note-se também que a circulação dos ventos em torno dum anticiclone ou duma depressão atmosférica é causada pela força de Coriolis e os seus sentidos são opostos nos dois hemisférios. Também no escoamento de líquidos em recipientes, o mesmo se deverá passar, pelo menos nas condições ideais referidas acima.

Assim, é de supor que um recipiente cuidadosamente preparado para pôr em evidência o escoamento determinado pe'a força de Coriolis, mostre num Liceu da Metrópole o escoamento com rotação para a esquerda e, com

rotação no sentido oposto, quando experimentado num Liceu de Lourenço Marques. Em S. Tomé, praticamente sobre o Equador, o escoamento far-se-ia sem rotação.

A realização, a experimentação e o intercâmbio de recipientes apropriados (com as características indicadas ou outras sugeridas pe'o engenheiro do experimentador) poderia constituir uma «experiência» interessante.

Agradeço aos colegas que participaram na discussão deste assunto e, em particular, a E. Martinho que indicou alguns livros de texto [1, 2] onde se aborda o problema.

C. MARCIANO

- [1] *Newtonian Mechanics*, A. P. French (1971) (WW Norton & Co, Inc., N. Y.).
- [2] *An Introduction to Physical Oceanography*, William Von Arx (1962) (Addison-Wesley Publ. Co.).

Do Carvão à Fusão Nuclear e à Energia Solar

por RUI NAMORADO ROSA

Recursos energéticos e perspectivas globais

Os recursos energéticos ao dispor da humanidade são de duas categorias: fluxos contínuos de energia provenientes de fontes exteriores ao globo terrestre ou do seu próprio interior; energia química, nuclear ou térmica armazenadas na litosfera e nos oceanos.

O fluxo de energia de longe mais importante é a radiação solar ($1,8 \times 10^{17}$ W) do qual quase 1/4 acciona a circulação geral da água (mas sendo apenas 3×10^{12} W a potência hídrica mundial explorável) e quasi 1/4000 é acumulado quimicamente por via fotosintética. O fluxo global de

energia geotérmica é muito inferior (só 3×10^{15} W) do qual talvez 1/200 apenas será explorável, e menor ainda é a energia das marés (3×10^{12} W) do qual só 1/50 será acessível à exploração.

Estes valores deverão ser apreciados em face da actual taxa mundial de consumo de energia sob todas as suas formas: $0,7 \times 10^{15}$ W.

Das diversas fontes de energia armazenada a menos importante é a geotérmica. Seguem-se os combustíveis fosseis — $0,6 \times 10^{17}$ kWh de carvões e lenhites, mais $0,7 \times 10^{16}$ kWh de petróleos e gás natural — exauríveis, os primeiros, em poucos séculos e, os últimos, em algumas décadas apenas. Avaliada na escala de

tempo de alguns milênios de história da humanidade a era de exploração e esgotamento de recursos fósseis que hoje vivemos é um acontecimento efêmero de poucos séculos.

As reservas de combustíveis nucleares são suficientemente abundantes para que

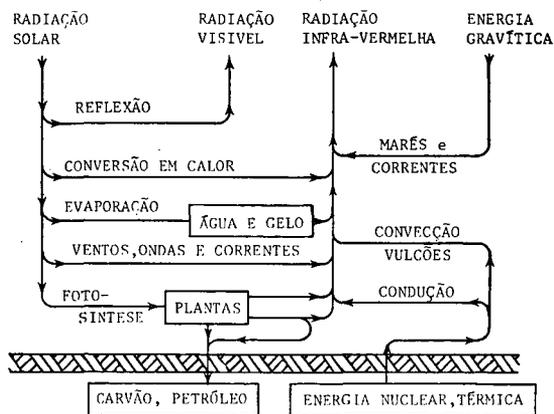


Fig. 1 — Esquema do balanço energético terrestre. Assinalem-se os fluxos contínuos, os processos de conversão e degradação de energia e os reservatórios naturais de energia armazenada.

desempenhem um papel decisivo no abastecimento energético mundial. Requeira-se, porém, o desenvolvimento e a implementação rápida de reactores nucleares reprodutores — por forma a tornar fissionáveis os isótopos férteis de urânio e tório, de longe os mais abundantes isótopos destes dois elementos naturais — o que assegurará as necessidades mundiais por séculos ou alguns milênios até. Da energia nuclear, a energia de fusão nuclear apresenta recursos ainda superiores ou, praticamente, inesgotáveis.

A longo termo, a energia de fusão nuclear e a energia solar acabarão por ter de desempenhar funções chave no abastecimento energético da humanidade.

Combustíveis fósseis e energia nuclear

Pensando em termos de acessibilidade das fontes de energia logo se assinala que o consumo de combustíveis fósseis (carvão, petróleo e gás) e nucleares (urânio, tório, deutério e lítio) implica a destruição permanente da fonte a que se recorre pelo que se é conduzido à comparação das taxas de consumo com as respectivas reservas naturais.

A quantidade de carvão de que se dispõe equivale a cerca de $0,6 \times 10^{17}$ kWh o que, supondo que a sua taxa de extracção se expanda moderadamente, levará à sua exaustão em 3 ou 4 séculos. 70% das reservas globais localiza-se na Eurásia.

Tal como o carvão, o petróleo e o gás derivam de restos não oxidados de materiais da biosfera e ocorrem, de igual modo, no seio de bacias de rochas sedimentares ou sua imediata vizinhança. Quanto ao petróleo e ao gás as estimativas dão, para o primeiro, uma reserva de 4×10^{15} kWh (incluindo as reservas contidas em areias e depósitos betuminosos) e, para o segundo, uma reserva de 3×10^{15} kWh. Em face do consumo actual ambos estarão esgotados em 40 a 60 anos.

Do que fica dito se apreciará o carácter efêmero da época que se vive hoje no recurso aos combustíveis fósseis como fontes primordiais de energia; e assinala-se o contraste entre o período geológico de 700 milhões de anos ao longo do qual se processou a acumulação dessa energia e o período de poucos séculos da história humana durante o qual se presencia o seu aniquilamento.

A energia de origem nuclear é libertada por dois processos distintos: a cisão de núcleos pesados e a fusão de núcleos leves. Consideremos, em primeiro lugar, a produção de energia por cisão (ou fissão) nuclear, aliás, o único dos dois processos

que está para já desenvolvido e industrializado.

Dos elementos naturais aquele que apresenta secções eficazes e rendimentos mais favoráveis é o urânio. Os reactores nucleares da presente geração consomem o isótopo U^{235} (0,7% do urânio natural) e apenas uma pequena fracção (menos de 1%) do isótopo U^{238} (com 99% de abundância). A quantidade de urânio economicamente acessível corresponde a apenas 2×10^{15} kWh e estaria provavelmente

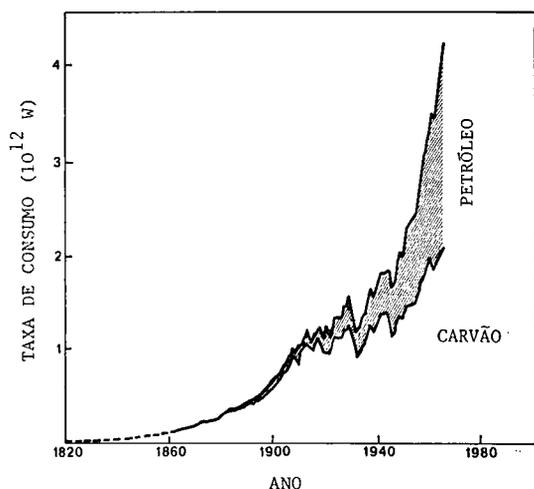


Fig. 2 — Taxa de consumo de combustíveis fósseis — carvão e petróleo — expressa em unidades de potência entre 1860 e 1965.

esgotada em cerca de 20 anos. A próxima geração de reactores nucleares — os reactores reprodutores (ainda em desenvolvimento) — consumirá integralmente o urânio e tório naturais através da conversão dos isótopos férteis destes elementos — U^{238} e Th^{232} — em isótopos físséis e sua ulterior cisão. Deste modo o grau de «combustão» do urânio natural será elevado mais de 50 vezes. Assim, também, o custo do combustível se tornará muito reduzido no balanço económico. Combustível de elevado custo de extracção — pre-

sente em baixa concentração em minérios pobres e na água do mar até — mas muito abundante, passará então a ser acessível. A quantidade de combustível nuclear disponível — então extraordinariamente elevada — será limitada, na prática, por critérios económicos apenas. Tais reservas poderão assegurar o abastecimento energético mundial durante séculos ou milénios.

Considere-se, seguidamente, a produção de energia por fusão nuclear. De entre as reacções de fusão a mais acessível do ponto de vista de exigências técnicas e, portanto, aquela que mais proximamente poderá ser explorada é a fusão de H^3 (trítio) com H^2 (deutério). O trítio não ocorre naturalmente e tem de ser produzido a partir de lítio por bombardeamento neutrónico (o que pode ser efectuado no próprio reactor de fusão

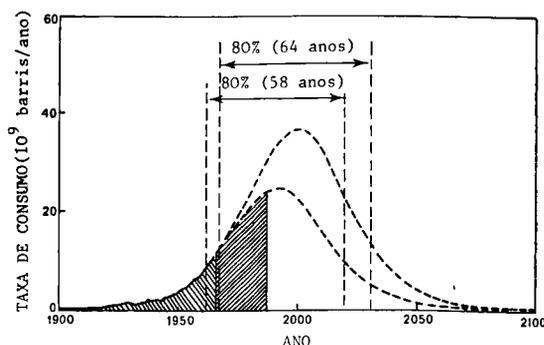


Fig. 3 — Esquema representativo do ciclo completo de consumo mundial de petróleo. Foram utilizadas duas hipóteses razoáveis sobre as reservas globais exploráveis.

nuclear). O deutério, presente na proporção 1:6500 no hidrogénio natural, existe em quantidades praticamente inesgotáveis na hidrosfera. O lítio é pouco abundante na crosta terrestre mas o conteúdo energético da reacção de fusão é tal que as reservas prováveis de minérios de lítio correspondem a cerca de

2×10^{18} kWh. Quando condições técnicas mais severas sejam realizáveis o reactor de fusão nuclear poderá consumir exclusivamente deutério. A disponibilidade de combustível será então praticamente inesgotável e o custo modesto.

Energia geotérmica, das marés e hídrica

Vamos, agora, referirmo-nos a fontes de energia permanentes, isto é, fluxos de energia que a natureza assegura ao longo de escalas de tempo geológicas ou astronómicas. Tais fontes energéticas há que serem apreciadas do ponto de vista da densidade do seu fluxo e do ponto de vista económico (custos de manutenção e exploração assim como de capital posto na estação captora e conversora de energia; a fonte é obviamente gratuita). Existe, note-se, uma forte correlação entre a densidade do fluxo e o custo de capital; sendo a densidade do fluxo energético em geral muito baixo o custo de capital será, em geral, correspondentemente muito elevado; este o principal óbice que tem retardado o desenvolvimento e a implementação de técnicas de exploração destas fontes de energia.

A energia geotérmica é particularmente acessível em condições geológicas favoráveis. O fluxo convectivo, em áreas vulcânicas, é cerca de $1,5 \times 10^{11}$ W. A maior estação instalada, em Lardarello (Itália), tem 370 MW de potência. O fluxo condutivo de energia geotérmica, associado ao gradiente natural de temperatura através da crosta terrestre, é uniformemente acessível. Tal fonte de energia, de muito baixa densidade, se efectivamente explorada em larga escala comportar-se-ia como uma fonte de energia armazenada pois que a taxa natural da sua renovação, sendo localmente excedida pela taxa de extracção, a fonte de energia estaria exaurida dentro de um prazo relativa-

mente breve (em talvez 50 anos à potência instalada de 60 GW eléctricos — estimativa elaborada sobre o exame de regiões geologicamente favoráveis).

A energia das marés, explorável em albufeiras, golfos e estuários, está associada à amplitude das marés e à capacidade dos reservatórios naturais. Os recursos acessíveis em condições geográficas favoráveis estimam-se em $0,6 \times 10^{11}$ W o que corresponde a apenas 2% da dissipação global das marés. A estação de exploração mais notável é a de La Rance (França) com 320 MW instalados.

Outro importante fluxo natural de energia é o que está associado à circulação geral da água; em face do volume de precipitação e da altitude média dos continentes a potência hídrica global estima-se em 10^{15} W da qual cerca de $1/3$ será praticamente explorável e, desta, apenas $1/10$ (em Portugal continental já perto de $1/2$) está já sendo correntemente explorada. No contexto mundial, a potência hidroeléctrica contribui com 2,5% da potência total instalada (perto de 80% no nosso país). As regiões mundiais mais ricas em recursos hídricos localizam-se entre as duas faixas tropicais de tal modo que a África e a América do Sul possuem, entre si, 45% desses recursos.

Energia solar

A densidade de fluxo de energia solar é baixa; o seu valor diurno médio é 240 W/m^2 à superfície do globo. A continuidade e a intensidade deste fluxo são mais favoráveis entre as latitudes $\pm 35^\circ$. Para a produção industrial de energia eléctrica encaram-se como viáveis dois métodos — cujas tecnologias aguardam ainda o seu devido desenvolvimento — (i) captação e conversão via células fotovoltaicas e (ii) captação fototérmica, via superfícies planas selectivas (transparentes).

tes no visível e opacas no infravermelho) ou superfícies focalizantes, seguida de conversão via turbina a vapor. O segundo destes métodos é compatível com a acumulação expedita de energia, na forma de calor, em reservatórios de ligas metálicas ou sais minerais com baixo ponto de fusão e elevado calor latente — o que é um aspecto interessante em face das oscilações diurnas e da irregularidade a que está sujeita a colecção do fluxo de energia solar.

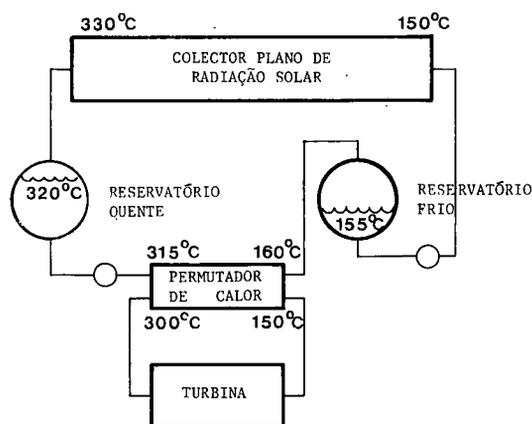


Fig. 4 — Esquema de uma instalação de aproveitamento de energia solar para fins industriais fazendo uso de um coletor plano e de dois reservatórios térmicos.

A utilização da energia solar na produção industrial de electricidade parece ainda remota, em face da tecnologia actual, por incorrer em despesas de capital comparativamente muito elevadas embora a fonte de energia seja em contrapartida gratuita. No entanto, a exploração da energia solar em pequena escala e em regiões remotas ou de ocupação dispersa — condições em que os critérios económicos são secundários ou o investimento de capital é pequeno em valor absoluto ou a extensão da rede de transmissão joga a favor da maior economia da disseminação de pequenas, ainda que relati-

vamente dispendiosas, estações individuais — é não só viável como é já uma realidade em diversos empreendimentos piloto. Entre estes citemos:

(i) Destilação de água salobre ou salgada; instalações de alto rendimento de aproveitamento energético ($\sim 50\%$) em condições de boa insolação ($\sim 600 \text{ kcal/m}^2 \cdot \text{dia}$) produzem cerca de $5 \text{ l/m}^2 \cdot \text{dia}$ de água destilada; encontram-se plantas piloto em Las Marinas (Espanha), Universidade da Califórnia, etc..

(ii) Conversão em energia mecânica através de um ciclo térmico convencional (o que exige a focalização do fluxo solar para assim obter a elevada temperatura requerida) ou um ciclo térmico de baixa temperatura (com o recurso a simples colectores planos); encontram-se plantas piloto, utilizando o ciclo de baixa temperatura, destinadas ao bombeamento de água do subsolo em zonas tropicais áridas para abastecimento de pequenas comunidades e sua economia agro-pecuária, na Nigéria, Alto-Volta e Mauritânia; tais instalações experimentais comportam uma altura manométrica de 10 a 20 m e um débito de 1 a $10 \text{ m}^3/\text{h}$ consoante a potência, ou seja, a área do coletor (10 a 90 m^2).

(iii) Refrigeração para condicionamento de ar e para refrigeração industrial; a Universidade da Flórida tem desenvolvido instalações experimentais as mais avançadas das quais funcionam com um único ciclo térmico de amoníaco; assinala-se a vantagem intrínseca da refrigeração solar: a acção refrigeradora e a sua necessidade estão ambas em fase com a intensidade do fluxo solar.

(iv) Produção de altas temperaturas através de elevada focalização do fluxo solar; as vantagens de tais instalações são as excepcionais temperaturas assim atingíveis e a pureza da fonte calorífica; estes são dois importantes factores na

metalurgia de materiais refractários e de extrema pureza; uma grande planta piloto encontra-se em funcionamento em Mont-Louis (França).

Em face dos exemplos enunciados conclui-se que a energia solar poderá desempenhar um papel relevante no desenvolvimento das regiões tropicais onde se encontra maior grau de insolação e grande disseminação de populações de economia basicamente agro-pecuária. Assinale-se, ainda, que as energias solar e

hídrica se encontram, em termos gerais, geograficamente associadas o que, aliás, tem fundamento geofísico facilmente compreensível. Em regiões de clima temperado-mediterrânico podem esses dois fluxos energéticos naturais considerar-se de algum modo complementares: o verão é seco e insolado ao passo que o inverno é nublado e chuvoso; esta circunstância poderia ser vantajosamente explorada para a produção industrial de energia eléctrica.

A supercondutividade e o confinamento de plasmas

por J. F. M. AZEVEDO E SILVA

(Laboratório de Física da Faculdade de Ciências de Lisboa)

1. Introdução

O objectivo deste artigo é chamar a atenção para alguns aspectos das aplicações dos magnetes supercondutores quando se trate da produção de campos magnéticos intensos e, principalmente, quanto às possibilidades dessas aplicações no confinamento de plasmas. Para isso relembra-se previamente o que se considera necessário sobre supercondutividade e confinamento de plasmas.

Finalmente, aproveita-se para salientar (embora a esse respeito se não faça referência especial no texto) um aspecto curioso do assunto que é o facto de as técnicas das baixas temperaturas poderem, eventualmente, ser utilizadas para resolver problemas da física dos plasmas que envolvem, muitas vezes, temperaturas cinéticas da ordem dos milhões de graus Kelvin.

2. Supercondutividade

Denomina-se supercondutividade a propriedade que algumas substâncias podem apresentar quando a sua temperatura desce abaixo duma determinada temperatura crítica, T_c , (característica da substância e normalmente inferior a 18°K) e que consiste, aparte outros efeitos que não nos vão interessar, no facto de a sua resistência óhmica ser praticamente nula. Designaremos tais substâncias por supercondutores, quer estejam ou não abaixo da temperatura crítica.

A temperatura à qual se dá a transição para a fase supercondutora depende (para determinado material) da pressão e do campo magnético exterior sendo, na ausência de qualquer campo magnético exterior, igual a T_c . Se, pelo contrário, o supercondutor se encontra mergulhado num campo exterior, que pode ser criado

pela própria corrente que o percorre, a temperatura de transição diminui à medida que aumenta a intensidade do campo. Quando essa intensidade ultrapassa um certo valor crítico o supercondutor passa ao estado normal. O valor crítico do campo, H_c , é portanto função da temperatura sendo $H_c = 0$ para $T > T_c$; a forma da curva $H_c = H_c(T)$ depende do supercondutor e o valor de H_c para $T = 0^\circ\text{K}$, que se obtém por extrapolação, (e que se pode designar por H_c^0), é também uma sua característica.

É usual dividirem-se os supercondutores em dois tipos: tipo I e tipo II. No que respeita aos do tipo I, o seu baixo valor de H_c^0 torna-os de pouca utilidade na produção de campos magnéticos elevados, pelo que não os consideraremos aqui. Os supercondutores do tipo II apresentam um intervalo de transição (para uma dada temperatura $T < T_c$) entre dois valores críticos do campo exterior, H_{c1} e $H_{c2} > H_{c1}$, comportando-se nesse intervalo como se fossem constituídos por regiões supercondutoras impregnadas no material no estado normal. Para valores do campo exterior mais elevados que o limite superior, H_{c2} , desse intervalo, todo o material está no estado normal. Ora esse valor, H_{c2} , ao qual se acaba de dar a transição para o estado normal, é consideravelmente maior que o correspondente valor para os supercondutores do tipo I, e daí o maior interesse dos primeiros na produção de altos campos magnéticos.

Outra característica dos supercondutores do tipo II que se reveste de particular interesse para as presentes considerações é a sua capacidade de transporte de elevadas densidades de corrente, sem passar ao estado normal.

Por fim, salienta-se que estes supercondutores são geralmente ligas de elementos metálicos, ligas essas que no estado normal possuem resistências óhmi-

cas muito grandes, o que pode constituir um grave problema na construção de ímãs supercondutores, ou superímãs, como os designaremos daqui em diante.

A tabela I e a figura 1 permitem ilustrar algumas das principais diferenças entre os dois tipos de supercondutores.

TABELA I*

MATERIAL	H_c (kgauss) [†] (a $4,2^\circ\text{K}$)	T_c ($^\circ\text{K}$)	Densidades críticas de corrente (A.cm ⁻² a $4,2^\circ\text{K}$ e 50 kgauss)
Sn (Tipo I)	—	3,8	—
Nb (Tipo I)	1	9,2	—
Nb Zr (Tipo II)	80	11	2×10^5
Nb Ti (Tipo II)	120	9,5	2×10^5
Nb ₃ Sn (Tipo II)	220	18,5	10^6

(*) Todos os valores tabelados são aproximados.

(†) Para os supercondutores do tipo II o valor tabelado é o de H_{c2} .

3. Confinamento de plasmas

O termo plasma é habitualmente usado para designar um gás completa ou parcialmente ionizado. Um plasma é portanto composto, fundamentalmente, de iões e electrões. Cerca de 99% da matéria que constitui o Universo existe no estado de plasma, pelo que os três estados convencionais (sólido, líquido e gasoso não ionizado) não passam, na realidade, de estados muitíssimo raros quando considerados à escala universal.

Uma das principais razões do interesse pela investigação no domínio da física dos plasmas é a procura de uma forma

rentável de obter energia através da fusão termonuclear controlada.

Os problemas que se põem no estudo dos plasmas são muitos e variados, sendo o problema do confinamento um dos mais importantes, visto que para certas utilizações práticas a sua temperatura deverá ser da ordem dos milhões (ou bilhões) de graus Kelvin.

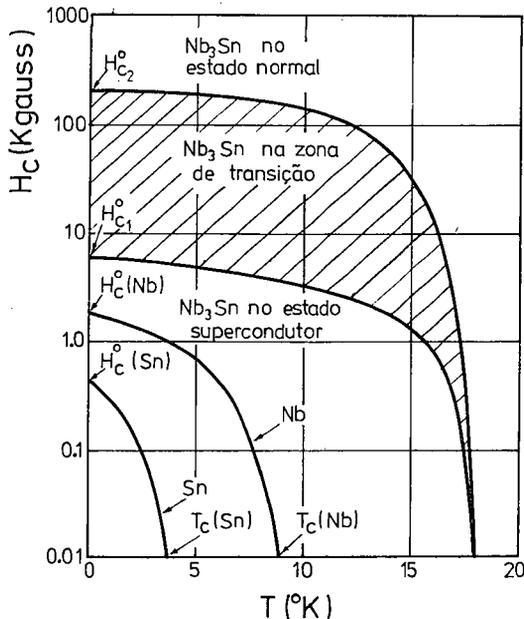


Fig. 1 — Campos críticos em função da temperatura para um supercondutor do tipo II (Nb_3Sn) e para os dois supercondutores do tipo I que entram na sua composição (Nb e Sn).

A realização de paredes materiais para confinar um plasma a tais temperaturas é evidentemente impensável, uma vez que o intervalo de tempo necessário para que *todas* as suas partículas constituintes entrem em colisão com as referidas paredes — aí perdendo a sua energia — é extraordinariamente curto. O plasma arrefeceria portanto instantaneamente sem ser possível a sua utilização ou, sequer, o seu estudo. O confinamento deverá ser então realizado à custa de paredes não materiais, que reflectam as partículas

sem lhes absorver a energia; o facto de o plasma ser constituído por partículas carregadas sugere o emprego de campos magnéticos para tal fim, que é na realidade a solução adoptada na maioria dos casos (1).

Os tipos de confinamento magnético são vários, mas em todos eles os campos envolvidos são bastante elevados. Embora muitos dos problemas do confinamento magnético (entre os quais os referentes à estabilidade do plasma confinado) não estejam ainda totalmente resolvidos (especialmente quando se trata de plasmas de fusão) tem sido possível construir e fazer funcionar várias máquinas para investigação, que utilizam esse tipo de confinamento. As geometrias que se têm estudado são muito diversas, embora aqui apenas sejam referidas duas: a geometria toroidal porque se prevê actualmente que será, pelo menos em princípio, a mais susceptível de poder ser utilizada nos futuros reactores de fusão, e a geometria dita de «espelho magnético» por ser aquela que ilustrará, na secção seguinte, o uso de supermagnetes na produção do campo.

O confinamento toroidal consiste, basicamente, em manter o plasma no interior dum toro em torno do qual estão os enrolamentos que criam o campo magnético.

No confinamento do tipo «espelho magnético» (Fig. 2), o plasma é mantido na região central dum tubo cilíndrico, em cujas extremidades existem duas bobinas percorridas por correntes com o mesmo sentido. O campo assim criado é, portanto, mais elevado nas extremidades do tubo do que na região intermédia, pelo que as partículas carregadas do plasma

(1) Outros tipos de confinamento não envolvendo campos magnéticos têm sido estudados. Um deles é o confinamento electrostático por inércia que apenas envolve campos electrostáticos.

são sucessivamente reflectidas nessas regiões de campo mais intenso (que são os espelhos magnéticos propriamente ditos) obtendo-se deste modo a retenção de todo o plasma na zona central do tubo.

Note-se mais uma vez que estas geometrias, como aliás todas as outras estudadas até agora, são fonte de instabilidades que limitam o tempo de vida útil

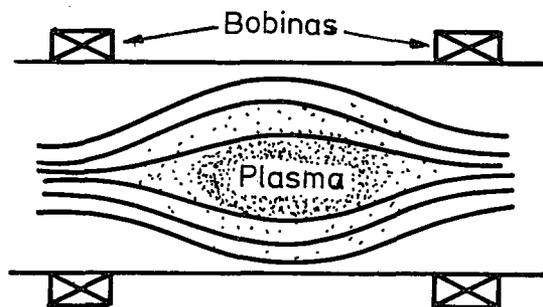


Fig. 2 — Confinamento de um plasma num «espelho magnético».

do plasma. No entanto é possível actualmente controlar parte dessas instabilidades de modo a poder estudar, com certo detalhe, alguns plasmas de interesse científico e prático.

4. A construção e o uso de supermagnetes. Um exemplo: o confinamento de um plasma numa máquina do tipo «espelho magnético»

A necessidade cada vez mais frequente do emprego de elevados campos magnéticos em determinados domínios de investigação levou a pensar-se na utilização dos supercondutores do tipo II para os produzir, dado que a sua produção pelos métodos clássicos levanta várias dificuldades de ordem prática e económica. Uma delas é a exigência de potências de alimentação proibitivas, em grande parte

devido às perdas por efeito Joule; essa energia dissipada exige, por sua vez, um complicado sistema de arrefecimento das bobinas. Os valores dos campos magnéticos atingíveis economicamente pelos métodos clássicos são, por consequência, relativamente modestos.

Um dos primeiros supermagnetes a ser experimentado no laboratório foi construído usando uma liga de nióbio e estanho (Nb_3Sn) e deitando mão a uma técnica de fabrico razoavelmente sofisticada. A partir daí, no entanto, os progressos na produção de pequenos supermagnetes capazes de criar campos intensos, embora de reduzido volume (alguns cm^3), foram rápidos, sendo já relativamente fácil encontrá-los no mercado especializado.

A construção e o uso de supermagnetes de maiores dimensões põe, em contrapartida, alguns problemas de desenho e de segurança, além, é claro, do problema económico proveniente do aumento substancial do material supercondutor necessário. No que respeita à segurança de operação, basta notar que enquanto numa pequena bobina a energia armazenada no campo magnético raramente excede algumas dezenas ou centenas de joule, nos grandes supermagnetes essa energia pode ser da ordem dos 10^7 - 10^9 joule, sendo por isso necessária a existência dum sistema capaz de controlar, ou evitar, a sua dissipação no caso de alguma região do material supercondutor passar subitamente ao estado normal⁽²⁾, e isto pela seguinte razão: conforme já foi referido anteriormente, os bons supercondutores têm, em geral, uma resistência óhmica elevada no estado normal; portanto a transição dum pequena porção do material para esse estado, dá origem (além

(2) A passagem súbita ao estado normal dum determinada região pode ter diversas causas, às quais não nos referiremos.

duma grande libertação de calor por efeito Joule) a uma brusca variação da corrente a qual induz uma tensão cujo valor pode ser suficientemente alto para causar um arco, levando à destruição do supermagnete.

Este problema pode ser evitado providenciando um caminho alternativo para a corrente no caso duma tal ocorrência. No que respeita apenas à construção e desenho dos supermagnetes, a solução actual é usar um grande número de filamentos de supercondutor (geralmente NbTi) de pequeno diâmetro (cerca de 5×10^{-2} mm) embebidos numa matriz de cobre que fornece o referido caminho⁽³⁾.

Nota-se finalmente que a necessidade de manter a temperatura dos supermagnetes abaixo do valor crítico para o material que os constitui, obriga ao emprego de hélio líquido na refrigeração com os problemas adicionais que daí advêm. No entanto, as vantagens da sua utilização em algumas aplicações começam hoje em dia a sobrepôr-se de maneira decisiva às suas desvantagens, como se pode ver através do exemplo que se segue.

J. Reece Roth e colaboradores [1], construíram, sob o patrocínio da NASA, uma máquina do tipo «espelho magnético» com as características principais seguintes:

O campo magnético é criado por meio de duas bobinas supercondutoras, cada uma das quais com 19 cm de diâmetro interno e 32 cm de diâmetro externo. Cada bobina é constituída por um enrolamento de Nb(25%)Zr, com cerca de 26 km de comprimento e 0,25 mm de diâmetro, revestido por uma camada de cobre de 0,025 mm de espessura, e ainda por uma camada de substância isoladora.

Note-se que estes enrolamentos (construídos em 1965), embora capazes de suportar densidades de corrente da ordem dos 5×10^4 A.cm⁻², não são do tipo

multifilar conforme a tendência actual⁽⁴⁾.

A densidade operacional de corrente nas bobinas foi fixada em 3×10^4 A.cm⁻² sendo o valor máximo da intensidade do campo, com as bobinas ligadas em série, de 20 kgauss aproximadamente (Fig. 3).

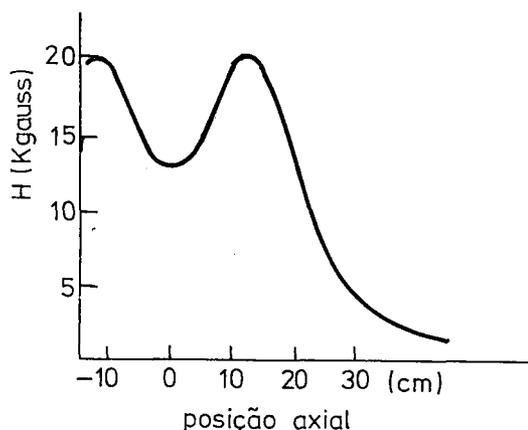


Fig. 3 — Distribuição dos valores do campo com as duas bobinas ligadas em série e à distância de 26,2 cm uma da outra. Em abcissas estão as distâncias ao centro do eixo comum das duas bobinas.

A energia máxima armazenada no campo magnético é da ordem dos 5×10^4 joule. O arrefecimento das bobinas é conseguido

(3) Esta solução tem também a vantagem de eliminar uma das causas da transição ao estado normal. O limite superior das densidades de corrente em condutores deste género situa-se, actualmente, pelos 2×10^4 A.cm⁻². Pode estranhar-se o facto de este limite ser inferior por um factor de 10 aos valores das densidades críticas de corrente dados pela tabela I. Isto é devido às grandes quantidades de cobre que se tornariam necessárias na construção de grandes supermagnetes, se se pretendesse atingir densidades de corrente da ordem das tabeladas.

(4) A razão do abandono dos condutores deste tipo em favor dos condutores multifilamentares é devida a várias desvantagens dos primeiros, entre as quais as duas seguintes: o seu desenho óptimo é diferente dumas bobinas para as outras; é difícil variar rapidamente o campo sem causar a libertação de grandes quantidades de calor.

utilizando «dewars» (contendo hélio líquido) especialmente concebidos para o efeito.

O conjunto (bobinas e «dewars») está dentro de um recipiente de forma cilíndrica com 0,92 m de diâmetro e 1,83 m de comprimento onde se faz o vácuo por meio de uma bomba de difusão com a velocidade efectiva operacional de 1000 l.s^{-1} . O «backing» é feito por uma rotativa de 20 l.s^{-1} . A pressão limite atingível com todo o sistema à temperatura ambiente é de 2×10^{-6} torr.

Passamos agora às vantagens deste sistema de confinamento em relação a outros do mesmo género que são, entre outras, as seguintes:

a) Grande volume experimental útil (cerca de 5000 cm^3) o que contribui para um melhor acesso visual e instrumental à região onde está confinado o plasma. (Nos sistemas convencionais, o recipiente de vácuo tem de ser colocado no interior das bobinas que criam o campo, perdendo-se deste modo uma grande quantidade de volume útil).

b) A potência de alimentação necessária para criar o campo é muitíssimo menor do que nos sistemas convencionais (onde pode atingir valores da ordem dos megawatts).

No caso dos supermagnetes, a existência de um dispositivo que curto-circuite as bobinas uma vez atingido o valor desejado do campo, permite que a fonte de alimentação possa ser retirada (deixando, portanto, de haver consumo de energia) mantendo-se constante esse valor enquanto, evidentemente, a temperatura se mantiver dentro dos limites de funcionamento da máquina.

c) A criobombagem que se obtém através das superfícies dos «dewars» expostas ao vácuo dá origem a um decréscimo da pressão final por um factor de 10^{-2} .

d) Finalmente, mas não menos importante, o custo total deste sistema de supermagnetes é menos de metade do de um sistema convencional com as mesmas características aproximadas. Deve notar-se que o elevado custo dos sistemas convencionais é, na sua maior parte, devido às grandes potências de alimentação necessárias.

Quanto à segurança de operação dos supermagnetes neste confinamento pode dizer-se que uma transição brusca ao estado normal, com a consequente dissipação de energia, causa, na pior das hipóteses, a vaporização de todo o hélio líquido contido nos «dewars» e o aquecimento dos enrolamentos até uma temperatura que não excede os 25°K , não exigindo, por conseguinte, precauções especiais.

5. Nota final

Não deixa de ser interessante considerar a hipótese do possível emprego de supermagnetes no confinamento do plasma nos futuros reactores de fusão termonuclear. Até agora, no entanto, pouco se estudou nesse sentido dado que existem ainda muitos outros delicados problemas a resolver antes que um protótipo dum reactor possa ser construído, sendo um dos principais o alcance dos tempos de confinamento do plasma necessários para o seu efectivo funcionamento.

A título de curiosidade dão-se alguns números acerca deste assunto.

A temperatura dos plasmas de fusão situa-se por volta dos $10^8 - 10^9^\circ\text{K}$; o plasma tem de ser mantido a esta temperatura durante um intervalo de tempo que é dado pelo critério de Lawson:

$$n\tau > 10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$$

em que n é a densidade do plasma (número de partículas por unidade de volume).

Ora os valores de n não excedem os 10^{14} (densidade inferior por um factor de 10^6 à densidade do ar a P. T. N.), o que dá para τ o seguinte limite inferior aproximado:

$$\tau > 1 \text{ s.}$$

Até agora os melhores valores que se conseguiram experimentalmente são da

ordem dos 10^{-2} s estando-se, portanto, ainda abaixo do limite de Lawson por um factor de, pelo menos, 10^2 .

A geometria do confinamento será provavelmente toroidal, havendo já algum trabalho teórico (bastante recente) em que é encarado o uso de supermagnetes na produção do campo magnético, numa tal geometria.

[1] J. REECE ROTH, Rev. Sci. Inst. 36 n.º 10 (1965) p. 1481-1485.

Problema estatístico associado à detecção de radiações Referência à radiação X e gama

por DIRCE MILHEIRO CALDAS GUIMARÃES

(Equiparada a bolsreira no País. Bolsreira do I. A. C.)

A detecção de radiação X, bem como de radiações de origem nuclear, tem como fundamento a interacção da radiação com a matéria.

Actualmente, a espectrometria de raios X e a de raios gama assenta quase inteiramente em duas espécies de sistemas detectores — os detectores de cintilação e os detectores de semiconductor.

Faz-se a seguir uma breve referência a cada um destes tipos de detectores para se verificar que dão origem a perturbações aleatórias — a somar a uma grandeza a medir que por si apresenta já uma distribuição estatística e não um valor bem determinado.

Por último indica-se o modo de corrigir a perturbação introduzida pelo detector nos resultados experimentais.

1. Detectores de cintilação

Os raios X, ou os raios gama, na passagem através do meio material que constitui essencialmente o detector, trans-

ferem parte ou toda a sua energia para electrões (por efeito fotoeléctrico ou por efeito Compton). Por sua vez, estes electrões dissipam a sua energia por excitação de átomos ou moléculas do meio. Designa-se por cintilador o meio material em que se dá esta interacção; pelo facto de ser luminescente, ele é também muitas vezes denominado «phosphor», visto se dar emissão de radiação electromagnética no processo de retorno de moléculas ou átomos às condições iniciais, após terem sofrido excitação.

Os fotões assim produzidos vão incidir num cátodo fotossensível que faz parte de um fotomultiplicador.

Este dispositivo é constituído por dois sistemas electrónicos montados na mesma unidade: (a) o referido cátodo fotossensível que converte os fotões em fotoelectrões; (b) um tubo multiplicador onde o número de electrões é repetidamente multiplicado por emissão secundária a partir de eléctrodos que se denominam dínodos. Dez a catorze dínodos sucessivos

multiplicam o número de electrões por um factor da ordem de 10^5 — 10^8 e, finalmente, um impulso de tensão é recebido no ânodo.

Como factor de perturbação no processo de transmissão de energia citamos o ruído do fotomultiplicador; trata-se de uma distribuição de impulsos, observada na ausência de radiação incidente no detector, e que resulta de electrões solitários que atingem o primeiro dínodo, sendo particularmente importante a emissão termiônica.

No seu vasto campo de aplicação, utilizam-se cintiladores orgânicos e inorgânicos. (Observe-se que este tipo de aparelhos é também utilizado na espectrometria de partículas materiais altamente ionizantes e de raios beta). Os iodetos de sódio e césio activados com tálio são particularmente adequados à detecção de raios X e gama porque têm uma elevada eficiência para detecção fotoeléctrica.

2. Detectores de semiconductor

Pode considerar-se um detector de semiconductor como o equivalente, no estado sólido, ao detector por ionização gasosa.

Radiação gama, radiação X ou partículas carregadas perdem energia na interacção com o meio que constitui o detector. Estas interacções levam electrões da banda de valência, ou electrões mais profundamente ligados, para a banda de condução. Os electrões de mais elevada energia interactivam com outros electrões e depois de um intervalo de tempo muito curto, da ordem de 10^{-12} s, é atingida uma situação estacionária quando a banda de condução fica totalmente preenchida. Um campo eléctrico orienta estas cargas através do material, de modo que é obtido um impulso eléctrico que permite detectar e medir a radiação incidente.

A vantagem da utilização dos detectores de semiconductor reside na mais elevada resolução em energia. É da ordem de 3 eV a energia necessária para a produção de um par electrão-lacuna positiva num detector de semiconductor, enquanto que no caso de um detector por ionização gasosa são necessários cerca de 30 eV para criar um par electrão-ião positivo. Nos detectores de cintilação, a transferência de energia através do processo de cintilação é relativamente ineficiente: são necessários cerca de 300 eV para criar um fotoelectrão no fotocátodo.

A recolha completa da carga produzida pela radiação não é um problema simples. Além disso, a aplicação de um campo eléctrico ao detector provoca a orientação de electrões móveis, excitados termicamente, e que são arrastados pelo campo eléctrico do mesmo modo que os electrões produzidos pela radiação.

Para que este efeito resulte desprezável é exigido um semiconductor quase intrínseco com um suficiente intervalo de banda proibida. Com um tal material, o funcionamento do detector a uma temperatura suficientemente baixa, reduz a densidade dos transportadores de carga gerados termicamente a um valor insignificante.

O facto de, até agora, o germânio e o silício serem os únicos materiais utilizados para a construção de contadores de ionização do estado sólido resulta da pureza e da perfeição cristalina com que esses materiais são actualmente obtidos.

3. Correção dos resultados experimentais. Convolução de distribuições

Uma determinada radiação X ou gama detectada apresenta uma repartição de intensidade em torno de um comprimento

de onda λ_0 para o qual a intensidade é máxima.

Na figura indica-se a «largura a meia altura», $\Delta\lambda$, da risca que supomos observada.

A risca emitida não é monocromática, mas uma parte da largura experimentalmente medida é devida aos efeitos de alargamento dos aparelhos utilizados.

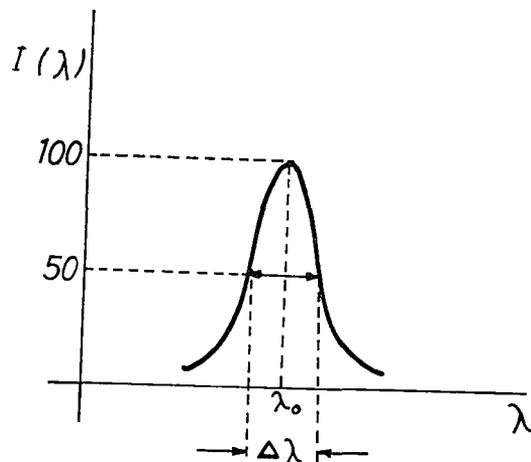


fig.1

Aquilo que pretendemos determinar é o que chamamos a *largura verdadeira* de uma risca espectral: a que nos seria dada por um dispositivo ideal com um efeito de alargamento nulo.

Analisemos, do ponto de vista estatístico, o problema em causa. Obtemos experimentalmente valores de uma variável aleatória que corresponde à soma de duas outras — a distribuição «verdadeira», expressa em comprimentos de onda, da risca observada e a distribuição introduzida pelo instrumento de medida. Pretendemos deduzir os valores «verdadeiros» dos valores medidos experimentalmente.

a) *Distribuição de uma variável aleatória.*

Consideremos a variável aleatória X e um número real x , que pode assumir

qualquer valor entre $-\infty$ e $+\infty$, e estudemos a probabilidade do acontecimento $X < x$.

Esta probabilidade é uma função de x e denomina-se a função distribuição de X

$$(1) \quad F(x) = P(X < x).$$

Têm especial interesse as funções distribuição $F(x)$ que são contínuas e possuem derivada.

A primeira derivada

$$(2) \quad f(x) = \frac{dF(x)}{dx} = F'(x)$$

chama-se a função densidade de probabilidade de X .

Note-se que

$$(3) \quad \begin{aligned} dF(x) &= f(x) dx = F(x+dx) - F(x) = \\ &= P(X < x+dx) - P(X < x) = \\ &= P(x \leq X < x+dx). \end{aligned}$$

No limite, $x \rightarrow \infty$, teremos

$$(4) \quad \lim_{x \rightarrow \infty} F(x) = \lim_{x \rightarrow \infty} P(X < x) = 1.$$

No limite, $x \rightarrow -\infty$, teremos analogamente

$$(5) \quad \lim_{x \rightarrow -\infty} F(x) = \lim_{x \rightarrow -\infty} P(X < x) = 0.$$

(Observe-se que

$$P(X \geq x) = 1 - F(x) = 1 - P(X < x)$$

ou

$$P(X < x) = 1 - P(X \geq x).$$

Sendo

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} P(X \geq x) = 1$$

teremos

$$\begin{aligned} \lim_{x \rightarrow -\infty} F(x) &= \lim_{x \rightarrow -\infty} P(X < x) = \\ &= 1 - \lim_{x \rightarrow -\infty} P(X \geq x) = 1 - 1 = 0. \end{aligned}$$

Poderemos escrever

$$(6) \quad P(X < a) = F(a) = \int_{-\infty}^a f(x) dx$$

e também

$$(7) \quad P(a \leq X < b) = \int_a^b f(x) dx = \\ = F(b) - F(a).$$

Temos ainda o resultado, atendendo a (4) e (5),

$$(8) \quad \int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = [F(x)]_{-\infty}^{\infty} = 1.$$

b) Função distribuição e densidade de probabilidade de duas variáveis aleatórias.

Consideremos agora a probabilidade de ser simultaneamente $X < x$ e $Y < y$, problema de significado idêntico ao considerado para uma variável.

Em casos de interesse prático verificam-se sempre as condições para a existência de uma função distribuição F tal que

$$(9) \quad F(x, y) = P(X < x, Y < y).$$

Se F é uma função continua de x e y , a densidade de probabilidade das duas variáveis X e Y associadas é

$$(10) \quad f(x, y) = \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} F(x, y).$$

Então

$$(11) \quad P(a \leq X < b, c \leq Y < d) = \\ = \int_a^b \int_c^d f(x, y) dx dy.$$

Pode dar-se o caso de só ser de interesse o comportamento de X .

Integramos (11) ao longo de todo o campo de variação de y e obtemos

$$P(a \leq x < b, -\infty < y < \infty) = \\ = \int_a^b \left[\int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dy \right] dx = \int_a^b g(x) dx$$

sendo

$$(12) \quad g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dy$$

$g(x)$ é a densidade de probabilidade de x e denomina-se distribuição marginal de X .

A correspondente distribuição marginal de Y é

$$(13) \quad h(y) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dx.$$

As variáveis aleatórias X e Y dizem-se independentes se

$$(14) \quad f(x, y) = g(x) \cdot h(y).$$

c) Convolução de distribuições.

Voltemos ao problema de detecção de radiações que estamos a considerar.

Designemos por X a variável aleatória associada à distribuição «verdadeira» de determinada radiação incidente no detector e por Y a variável aleatória associada ao processo de detecção dessa radiação.

A distribuição detectada corresponderá a uma variável aleatória que é a soma das variáveis X e Y .

$$(15) \quad U = X + Y.$$

As variáveis aleatórias X e Y são independentes. A densidade de probabilidade das duas variáveis associadas será dada, atendendo a (14), pelo produto

$$(16) \quad f(x, y) = f_x(x) \cdot f_y(y).$$

A função distribuição de U será

$$(17) \quad F(u) = P(U < u) = P(X + Y < u).$$

Para a calcularmos podemos servir-nos do seguinte diagrama auxiliar

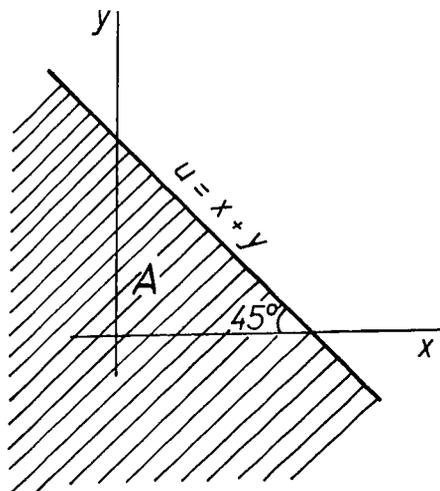


fig. 2

estendendo o integral da equação (16) à área tracejada.

Vem

$$\begin{aligned} F(u) &= \int \int_A f_x(x) \cdot f_y(y) dx dy = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} f_x(x) dx \int_{-\infty}^{u-x} f_y(y) dy = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} f_y(y) dy \int_{-\infty}^{u-y} f_x(x) dx. \end{aligned}$$

A densidade de probabilidade é então obtida por diferenciação de $F(u)$

$$\begin{aligned} f(u) &= \frac{dF(u)}{du} = \int_{-\infty}^{\infty} f_x(x) \cdot f_y(u-x) dx = \\ (18) \quad &= \int_{-\infty}^{\infty} f_y(y) \cdot f_x(u-y) dy. \end{aligned}$$

Estas expressões designam-se por «folding integrals» por estabelecerem a forma que assume a densidade de probabilidade

correspondente à soma ou junção de duas variáveis aleatórias. Os integrais (18) constituem a *convolução* das distribuições das variáveis X e Y .

Pretendemos conhecer a distribuição da variável aleatória X , isto é, a distribuição da intensidade de dada radiação antes da perturbação introduzida pelo detector.

Experimentalmente, determinamos a distribuição da variável aleatória U , a soma das variáveis X e Y , correspondendo Y à perturbação inerente ao instrumento de medida.

A equação (escolhemos o primeiro dos integrais (18))

$$(19) \quad f(u) = \int_{-\infty}^{\infty} f_x(x) \cdot f_y(u-x) dx$$

é uma equação integral de Fredholm da 1.^a espécie.

Atribuem-se às funções f_x e f_y formas indicadas por estudos prévios, tanto teóricos como experimentais, da forma das riscas espectrais e da resposta fornecida pelo detector.

A partir de (19), mediante soluções aproximadas com intervenção de computador, calculam-se os valores da variável X que correspondem a valores experimentais da variável U .

Assim é corrigida, tanto quanto possível, a perturbação inerente à presença do detector e ao seu poder de resolução finito.

REFERÊNCIAS

- BIRKS, J. B., *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press, New York, 1964.
- DEARNALEY, G., and NORTHROP, D. C., *Semiconductor Counters for Nuclear Radiation*, EFN Spon., London, 1966.
- BRANDT, SIEGMUND, *Statistical and Computational Methods in Data Analysis*, North-Holland Publish. Comp., London, 1970.
- M. PAGANINI FIORATTI and S. RICCI PIERMATTEI, *Nucl. Inst. & Meth.* **98** (1972) 131-134.

NOTICIÁRIO

O ensino da Física na Faculdade
de Ciências de Lisboa

Ano lectivo 1973-1974

LICENCIATURA EM FÍSICA

4.º Ano

a) *Especialização em Física Atómica e Nuclear*

1.º Semestre	T. P.
Mecânica Quântica Complem. I	2 + 3
Física Atómica Complementar	2 + 4
Física Nuclear Complementar	2 + 4
Seminário	4
	<hr/>
	21

2.º Semestre

Mecânica Quântica Complem. II	2 + 3
Electrónica Complementar	2 + 4
Espectroscopia de Raios X	2 + 4
Seminário	4
	<hr/>
	21

b) *Especialização em Física dos Ambientes*

1.º Semestre	T. P.
Meteorologia I	3 + 3
Geofísica I	3 + 3
Complementos de Métodos Matemáticos da Física I	2 + 3
Seminário	4
	<hr/>
	21

2.º Semestre

Meteorologia II	3 + 3
Geofísica II	3 + 3
Complementos de Métodos Matemáticos da Física II	2 + 3
Seminário	4
	<hr/>
	21

c) *Especialização em Física dos Meios Contínuos*

1.º Semestre

	T. P.
Mecânica dos Meios Contínuos I	2 + 2
Física Estatística I	2 + 2
Termodinâmica Generalizada I	2 + 3
Seminário	4
	<hr/>
	17

2.º Semestre

Mecânica dos Meios Contínuos II	2 + 2
Termodinâmica Generalizada II	2 + 3
Física Estatística II	2 + 2
Seminário	4
	<hr/>
	17

5.º Ano

a) *Especialização em Física Atómica e Nuclear*

1.º Semestre

	T. P.
Espectroscopia Nuclear I	2 + 4
Espectroscopia de Raios X Complementar	2 + 4
Física do Estado Sólido Complementar	2 + 4
Estágio ou Monografia	4
	<hr/>
	22

2.º Semestre

Espectroscopia Nuclear II	2 + 4
Reacções Nucleares	2 + 4
Estágio ou Monografia	4
Seminário	4
	<hr/>
	20

b) *Especialização em Física dos Ambientes*

1.º Semestre

	T. P.
Oceanografia I	2 + 4
Dinâmica da Atmosfera	2 + 3
Sismologia	2 + 4
Seminário	4
	<hr/>
	21

2.º Semestre	T. P.
Prospecção Geofísica	
Oceanografia II	2 + 4
Física do Espaço Exterior	2 + 3
Estágio ou Monografia	4
Seminário	4
	<hr/> 19

6 e 13 de Março:

«Processos de reorganização atómica. Utilização de elementos radioactivos no estudo destes processos».

Prof. Aux. Doutora Maria Inês Macias Marques

20 e 27 de Março:

c) *Especialização em Física dos Meios Contínuos*

«Genética Quântica».

Prof. Aux. Doutor Eduardo Ducla Soares

1.º Semestre	T. P.
Complementos de Métodos Matemáticos da Física I	2 + 3
Meteorologia I	3 + 3
Estágio ou Monografia	4
Seminário	4
	<hr/> 19

17 e 24 de Abril:

«A Corrente Mediterrânica na Costa Sul de Portugal».

Assistente Licenciado Daniel Rodrigues

2.º Semestre	T. P.
Dinâmica dos Gases Reais	2 + 3
Física do Espaço Exterior	2 + 3
Estágio ou Monografia	4
Seminário	4
	<hr/> 18

LICENCIATURA EM FÍSICA

5.º Ano

Os termos de Estágios e monografias propostos para o Ano Universitário 1973-74 são os seguintes:

Opção Científica

4.º Ano

Os Seminários previstos para o ano universitário 1973-74 são os seguintes:

9 e 16 de Janeiro:

«Introdução aos sistemas dinâmicos de 2.ª ordem. Teorema de Liapounov-Poincaré».

Prof. Aux. Doutor José Vassalo Pereira

23 e 30 de Janeiro:

«A Problemática do Ambiente. Alguns aspectos da poluição atmosférica».

Prof. Doutor J. Pinto Peixoto

I — Opção científica

A) *Grupo de Física dos ambientes*

- 1 — Camada fluida planetária
- 2 — Interação oceano-atmosfera
- 3 — Modelos planetários: optimização

B) *Grupo de Espectroscopia nuclear*

- 1 — Montagem e estudo de um espectrómetro Hoogenboom com cintiladores
- 2 — Método de correlações angulares em espectroscopia nuclear

C) *Grupo de Reacções Nucleares*

- 1 — Fenómenos de polarização na reacção (d, p)
- 2 — Reacção de transferência entre iões pesados
- 3 — Difracção de neutrões em cristais

D) *Grupo de Mecânica Quântica*

- 1 — A aproximação clássica do formalismo quântico
- 2 — Análise teórica da medida de L_z por um aparelho de Stern-Gerlach

E) *Grupo de Espectrometria de Raios X e fenómenos de interacção do núcleo com o cortejo electrónico*

- 1 — Estudo, por espectrometria de cintilação, das bandas satélites das riscas L_α na zona de número atómico onde se verificam discrepâncias entre os resultados experimentais existentes ($Z = 75$)
- 2 — Determinação de larguras dos níveis L_{II} e L_{III} do molibdénio a partir da largura de riscas K e dos rendimentos de fluorescência w_2 e w_3 , por espectrometria Cauchois com detecção em placa fotográfica e por contador de cintilação
- 3 — Determinação de intensidades relativas de radiação X ou radiações γ de pequena energia, utilizando como detector uma junção de $Si(Li)$

F) *Grupo de Mecânica Quântica aplicada à Física Molecular teórica*

- 1 — Fundamento do método de pesquisa da função de onda que descreve a estrutura electrónica das moléculas.

- 2 — Dinâmica dos núcleos nas moléculas quase-rígidas. Níveis de energia de vibração-rotação

G) *Grupo de Física Molecular*

- 1 — Estudo de processos atómicos e moleculares por espectrometria de massa (instalação e calibração de um espectrómetro de tempos de voo para iões)

II — Opção educacional

- 1 — Estudo da possível integração da Física Atómica e Nuclear no ensino secundário. Aspectos teóricos e experimentais
- 2 — Análise dos programas de Mecânica para as classes terminais do ensino secundário
- 3 — Verificação experimental da teoria da relatividade restrita
- 4 — Fundamentos electromagnéticos e princípios variacionais da óptica geométrica
- 5 — A óptica geométrica
- 6 — Instrumentos ópticos
- 7 — A evolução do conceito do átomo
- 8 — Os fundamentos da óptica no ensino liceal
- 9 — O fenómeno das interferências: aspectos experimentais e técnicos.
- 10 — Efeitos giromagnéticos em sistemas atómicos
- 11 — Estudo de processos atómicos e moleculares por espectrometria de massa (determinação de tempos de vida de iões metaestáveis).

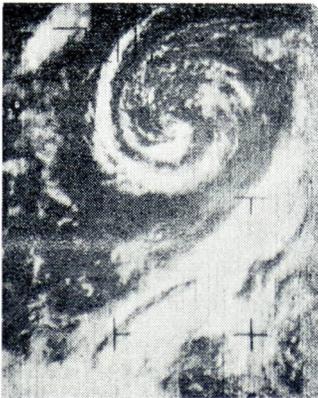
NOTAS PARA OS AUTORES

A *Gazeta de Física* convida os seus leitores a contribuir com originais para publicação. Embora o conteúdo dos trabalhos publicados seja da responsabilidade dos autores, os originais apresentados para publicação são previamente sujeitos a uma leitura crítica por um especialista da matéria versada. Os originais não publicados serão devolvidos e acompanhados da respectiva justificação.

Recomenda-se aos autores que, na medida do possível, sigam as normas seguintes:

- 1 — Indicar, sob o título do trabalho, o nome dos autores na forma em que estes desejam subscrever a sua colaboração e, facultativamente, o nome da instituição a que eventualmente estejam ligados. Por outro lado, deverão sempre indicar o endereço para o qual serão enviadas as provas tipográficas.
- 2 — Os originais deverão ser dactilografados a dois espaços.
- 3 — O texto e as figuras deverão ser apresentados sob forma definitiva para publicação. Não é desejável introduzir alterações profundas durante o processo de composição tipográfica. As provas tipográficas destinam-se a permitir aos autores a correcção de «gralhas» e, se estritamente indispensável, a introdução de ligeiras alterações ou adições.
- 4 — As figuras deverão ser executadas, separadamente, a tinta da china e com o rigor necessário à sua reprodução definitiva. Todos os seus detalhes, e os símbolos em especial, deverão ser de dimensões compatíveis com a redução a que a figura será sujeita para publicação, tendo em atenção que qualquer alteração numa figura implica a execução de uma nova foto gravura. Quando se trate de fotografias estas deverão ser a preto e branco sobre papel brilhante.
- 5 — Deverá ser apresentada, em separado, uma lista das figuras com as respectivas legendas.

A *Gazeta de Física* oferecerá aos autores 50 separatas de cada artigo publicado. Para tal, os autores deverão solicitá-lo quando da revisão das provas.



GRAVURA DA CAPA

Imagem da distribuição de núvens na circulação ciclónica de uma depressão sobre o Atlântico Norte, recebida na estação do Sal (Cabo Verde) do Serviço Meteorológico Nacional. (Satélite meteorológico NOAA-1, a 1450 km de altitude, às 15 h. 22 TMG de 6 de Junho de 1971).

(Ver pág. 282)