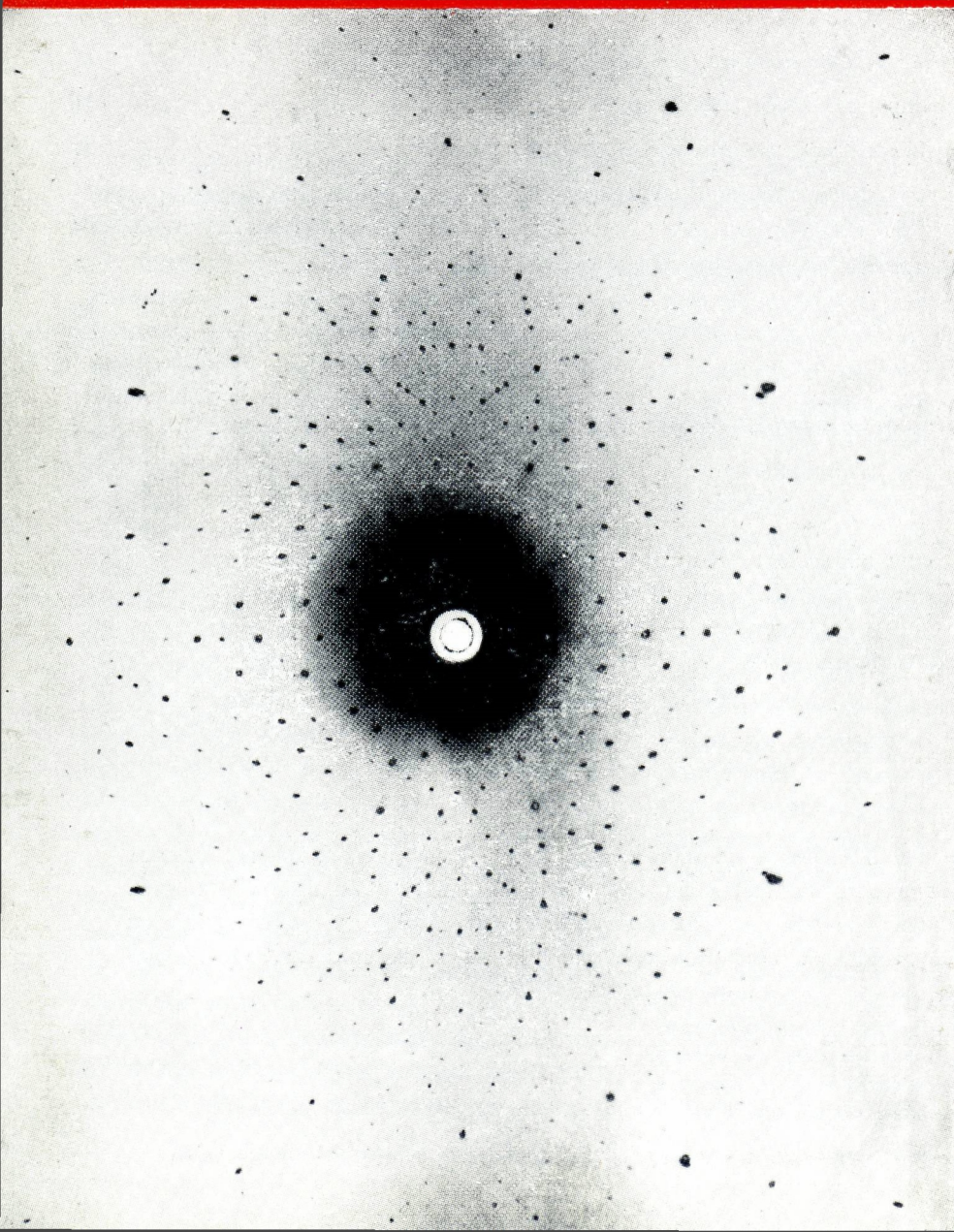


GAZETA DE FISICA

REVISTA DOS ESTUDANTES DE FÍSICA
E DOS FÍSICOS PORTUGUESES

VOL. V, FASC. 3
MARÇO 1971



Lenograma dum cristal de
Disulfito. Obtido no Labora-
tório de Técnicas-Físico-Quí-
micas Aplicadas à Mineralo-
gia e Petrologia

SUMÁRIO

Alguns aspectos da observação da natureza, <i>por Cândido Marciano da Silva</i>	67
Quantificação de um campo, <i>por Filipe Duarte Santos</i>	71
Objectos e imagens reais e virtuais, <i>por Rómulo de Carvalho</i>	77
Neutrões e matéria condensada. Aspectos experimentais. Fontes intensas de neutrões, <i>por Frederico Gama Carvalho</i>	82
Funcionamento e aplicação dos detectores de Ge(Li), <i>por J. Duarte Cunha</i>	89
Noticiário	99

————— *A matéria de cada artigo é tratada sob a inteira responsabilidade do autor* —————

COMISSÃO DE REDACÇÃO: Rómulo de Carvalho — Lídia 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)

Alguns aspectos da observação da natureza

por CÂNDIDO MARCIANO DA SILVA

(Laboratório de Física e Engenharia Nucleares, Sacavém)

No que se segue gostaria de salientar alguns aspectos da mais comum das actividades científicas: a da observação.

Através da observação estabelece-se comunicação com a natureza e dela se recebem informações correspondentes à manifestação de fenómenos naturais. Como parte integrante deste sistema de comunicação, o ser humano impõe restrições na forma e quantidade da informação a trocar entre a natureza e o seu cérebro.

Fácilmente se reconhece que a quase totalidade da nossa percepção do mundo exterior nos vem através dos órgãos de visão e audição. Porém o simples facto de se tratar dum processo de transmissão em série, impõe uma capacidade informativa bastante restrita na audição. A visão é na realidade o principal sistema de comunicação com o mundo exterior, podendo fornecer ao cérebro em cada segundo quantidades enormes de informação. Uma simples fotografia de tamanho reduzido e com uma resolução da ordem de 100 linhas por milímetro tem capacidade para um número da ordem de 10^8 bits⁽¹⁾. Dada a persistência das imagens na retina facilmente se estima que a taxa de transmissão de informação ao cérebro

é bem superior a 10^{10} bits por segundo enquanto por exemplo a televisão comercial transmite cerca de 10^7 e uma ligação telefónica 10^4 . Esta capacidade de transmissão reflecte-se naturalmente numa tendência para codificar qualquer mensagem a transmitir ao cérebro de modo que ela possa ser aceite através dos órgãos visuais. Neste contexto o uso generalizado de representações gráficas e de aparelhos de medida que reproduzem em variações geométricas as variações de grandezas físicas, não directamente percebidas pelo homem, permite codificar de forma visual fenómenos bastante complexos.

A evolução da ciência consiste em grande parte no desenvolvimento de métodos de codificação visual através da introdução de novos aparelhos ou técnicas experimentais que «revelam» feições da natureza até então não «observadas», ou que melhor as evidenciam.

(1) Bit = unidade elementar de informação; esta unidade tem como substrato sistemas físicos com dois estados estáveis a que podem ser atribuídos os significados «sim» ou «não»; no caso presente o «grão», que como se sabe limita a resolução, está ou não está sensibilizado.

Seria interessante acompanhar a evolução dos métodos de codificação visual desde a simples contemplação da natureza que dominou a ciência anterior a Galileu, até às técnicas que fazem parte da nossa vida diária, instrumentos de óptica, fotografia, raios X, etc., ou ainda até às téc-

meiros instrumentos ópticos, lupa e microscópio, para a observação do chamado microcosmos, revelou-se um mundo imenso de objectos desconhecidos, muitos deles animados de vida, e cuja observação ajudou o homem na compreensão do seu mundo convencional, isto é, directamente

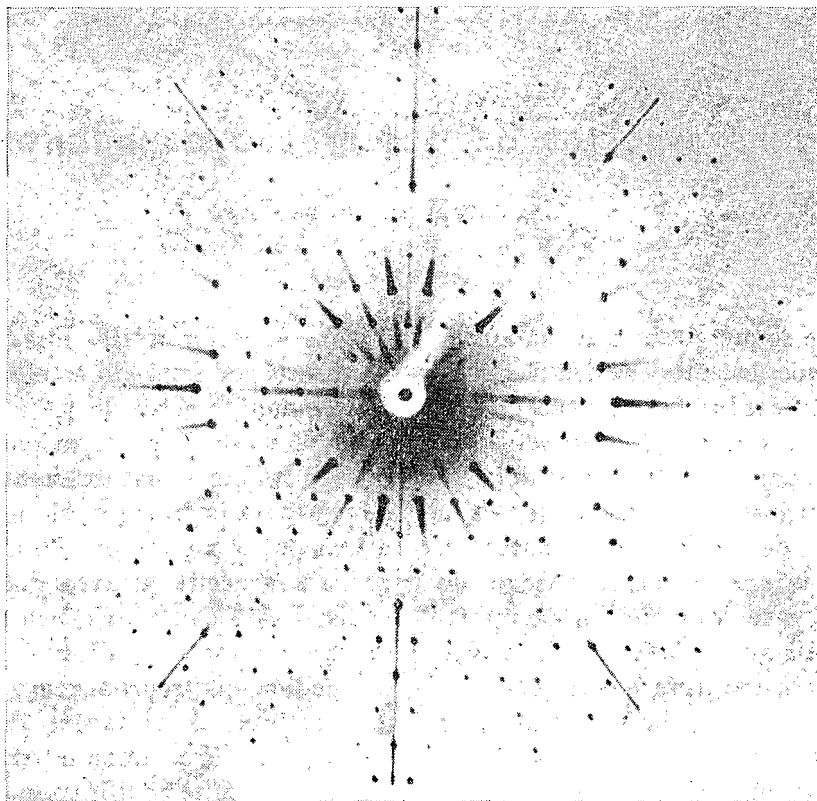


Fig. 1 — Figura de difracção produzida durante a iluminação dum cristal com raios X. A determinação da posição e intensidade de cada mancha permite deduzir as posições dos diversos átomos que constituem a malha cristalina. (Cedido por A. L. Vieira, Laboratório de Técnicas-Físico-Químicas Aplicadas à Mineralogia e Petrologia).

nicas já mais elaboradas e menos comuns, que fazem parte da fronteira do conhecimento onde se processa a investigação científica.

Um dos aspectos interessantes desta evolução envolve o esforço porfiado do ser humano na observação de objectos de dimensões sucessivamente mais reduzidas. Quando se desenvolveram os pri-

detectável com os seus órgãos de percepção. Estes instrumentos têm no entanto limitações naturais que não permitem a observação de objectos muito pequenos.

Como se sabe não se podem detectar na sua forma geométrica objectos ou detalhes dum objecto, cujas dimensões sejam muito inferiores ao comprimento de onda da luz utilizada para os iluminar,

da mesma forma que uma roda de automóvel não pode detectar irregularidades da estrada cujas dimensões sejam muito inferiores ao seu diâmetro. Para observar tais objectos teríamos de os iluminar com uma radiação de comprimento de onda bastante inferior ao da luz visível. Efectivamente o microscópio electrónico realiza esse objectivo e estende o domínio observável no microcosmos. No entanto mesmo esta extensão fica muito aquém das dimensões de objectos que sabemos existir: moléculas, átomos, partículas elementares (electrão, protão, neutrão, etc.). Para ver tais objectos, isto é, analisar a sua forma e dimensões, vemo-nos forçados a iluminá-los com raios X ou mesmo com raios gama bastante energéticos ou ainda com feixes de electrões ou de protões. Estas radiações têm ou comportam-se como tendo um comprimento de onda que é tanto mais pequeno quanto maior for a energia da respectiva partícula. Consequentemente, aumentando suficientemente a energia consegue-se fazer com que o comprimento de onda seja da ordem de grandeza ou inferior às dimensões dos objectos a observar. Porém aqui surgem dois problemas importantes. Por um lado o resultado desta iluminação não só não é detectável pela vista humana como não forma uma imagem convencional, isto é, uma figura geométrica semelhante ao objecto iluminado; o resultado necessita de ser analisado e reduzido a uma forma que traduza a geometria original. Por outro lado existe um problema de intensidade «luminosa» pois estas radiações nem sempre se podem produzir em quantidades copiosas. Todos nós sabemos quão fácil é registar 10^8 bits numa chapa fotográfica quando tiramos habitualmente uma fotografia. Não nos podemos no entanto esquecer que se o Sol é a nossa fonte luminosa ele produz cerca de 10^{18} fotões por segundo sobre cada centímetro quadrado do objecto que se fotografa. Já te-

remos alguma dificuldade embora mínima se quisermos tirar uma fotografia à luz, por exemplo, duma lâmpada de tungsténio de 100 Watts embora ela emita um total de cerca de 10^{17} fotões por segundo. O problema é diferente se utilizarmos um feixe de protões para iluminarmos um núcleo atómico. Aqui uma intensidade de feixe da ordem de $1\mu\text{A}$, já é excessivamente grande para uma vasta gama de observações no núcleo e também não é muito fácil conseguir feixes mais intensos do que cerca de $100\mu\text{A}$, cuja resolução em energia, isto é, em comprimento de onda seja conveniente para observações desse tipo. Ainda com um feixe da ordem de $1\mu\text{A}$, que corresponde a cerca de 10^{15} partículas incidentes por segundo, apenas cerca de 10^4 produzem interações com os núcleos atómicos da amostra iluminada. Apenas com o intuito de dar uma ordem de grandeza, um observador nestas condições espera tipicamente cerca de 10^4 segundos para acumular cerca de 10^5 bits que lhe permitam uma informação estatisticamente significativa. Se o observador pretender cerca de 10^6 bits teria de trabalhar cerca de 3000 horas, isto é, cerca de 10 horas em cada dia útil durante um ano. E mesmo assim os 10^6 bits que numa fotografia produziriam uma imagem de resolução muito modesta comparável à dada por uma televisão sem tons de cinzento, ainda terão de ser analisados para se lhes retirar a exígua informação que contenham acerca da forma dos núcleos atómicos iluminados⁽¹⁾.

Estes problemas definem portanto uma escala de tempo para a observação que se vai juntar ao tempo necessário para a análise e redução da informação obtida.

(1) A informação obtida da iluminação dos núcleos atómicos é mais rica do ponto de vista dinâmico do que do geométrico. Isto explica que se tenha aprendido muito mais sobre a estrutura energética do núcleo do que da sua forma.

Se quisermos «observar» uma molécula complicada como é a da insulina e a iluminarmos com raios X tudo o que obtemos numa chapa fotográfica onde recebemos os raios X difundidos da amostra é um conjunto de numerosas riscas mais ou menos intensas. O estudo detalhado das posições e intensidades de tais riscas permite, à custa de extenso e laborioso cálculo matemático, deduzir as posições relativas ($\sim 10^{-8}$ cm) e a natureza dos átomos que constituem a molécula. Tal processo de análise e redução da informação contida nas chapas fotográficas pode facilmente levar dois ou três anos; isto é, só conseguimos «ver» a molécula cerca de dois a três anos depois de a termos iluminado, mesmo com a ajuda de computadores que executam todo o trabalho de cálculo. É interessante notar que o desenvolvimento da técnica dos computadores é susceptível de produzir resultados surpreendentes neste campo. Com efeito é já comum os próprios aparelhos de raios X serem controlados por computadores, quando se trata de iluminar uma substância cuja estrutura molecular se queira estudar. Este controle diz respeito não apenas à orientação espacial da amostra como também à detecção da radiação X difundida por ela. Igualmente comum é um computador mostrar num ecran semelhante ao duma televisão a imagem dum objecto cuja descrição detalhada lhe tenha sido fornecida. Se entre os dois sistemas intercalarmos um computador suficientemente potente para realizar num tempo muito curto a laboriosa análise matemática necessária, então poderemos ter imagens das moléculas ao vivo, isto é, obtidas durante a sua iluminação. Resultados bastante prometedores neste sentido têm sido obtidos nos últimos anos. Se no caso dum microscópio vulgar não teríamos dúvida em declarar que se vê o objecto em estudo já não é tão claro no caso do sistema anterior se

devemos ou não dizer que vemos a molécula através do computador.

Mais recuado ainda do conceito habitual de imagem se encontra o caso dos núcleos dos átomos. Com efeito tais objectos são tão pequenos ($\sim 10^{-13}$ cm) que temos que recorrer a grandes aceleradores para produzir feixes de prótons

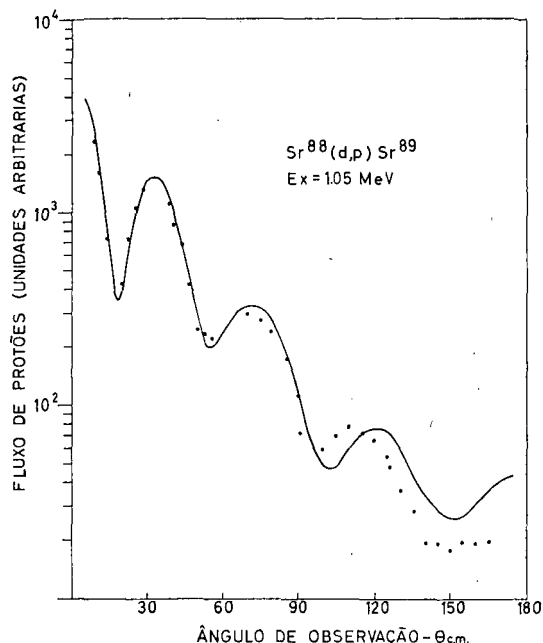


Fig. 2 — Efeito de difração observado quando do bombardeamento de Sr^{88} com deutérios. A linha é o resultado do ajustamento dum modelo teórico aos pontos experimentais. (Cedido por F. D. Santos, Laboratório de Física e Engenharia Nucleares).

ou electrões suficientemente energéticos, já que a obtenção de radiação gama conveniente é geralmente mais difícil ou mesmo impossível.

A iluminação dos núcleos com tais feixes produz fenómenos de difusão cuja análise e estudo ao longo dos últimos 20 anos começam a permitir-nos vislumbrar alguns detalhes embora grosseiros da forma destes objectos. Só agora se começa a poder distinguir directamente uma forma esférica duma forma elipsoidal. E mesmo assim esses vislumbres fazem-se

apenas através de pequenas indicações conseguidas em laboriosos e complexos sistemas experimentais cujo custo é via de regra assombrosamente grande. O custo de cerca de 10^8 - 10^{10} escudos típico de instalações experimentais em construção deve ser comparado com 10^2 escudos preço duma lupa com a qual já conseguimos estender o nosso domínio de observação.

Tais somas astronómicas utilizadas na

pesquisa dessas elusivas percepções da natureza representam um esforço colectivo que os governos das nações investem sem grande esperança dum retorno directo, embora o produto imediato de tais investimentos se manifeste na preparação intelectual e tecnológica da sociedade e possa reverter a curto prazo num benefício económico. São finalmente considerações deste género que limitam a observação da natureza.

Quantificação de um campo

por FILIPE DUARTE SANTOS

(Laboratório de Física e Engenharia Nucleares
e Laboratório de Física da Faculdade de Ciências de Lisboa)

A mecânica quântica não relativista permite uma compreensão unificada e consistente do ponto de vista lógico de um vastíssimo número de fenómenos em física molecular, atómica e nuclear. Esta é a principal razão da sua grande importância na ciência contemporânea. A estrutura de base desta teoria foi lançada entre os anos de 1923 e 1926. Reconheceu-se cedo que esta teoria não podia servir para descrever o comportamento dinâmico de partículas com velocidades próximas da velocidade da luz, deficiência que foi parcialmente superada com o aparecimento da teoria relativista dos electrões de Dirac em 1928. Outra deficiência, talvez mais profunda, resulta da teoria pressupor que o número de partículas num dado sistema é constante, independente do tempo: o integral, estendido a todo o espaço, da distribuição de probabilidade relativa à posição de uma partícula é constante e igual a um. Contudo conhecem-se inúmeros fenómenos nos quais o número de partículas é variável. São exemplos a emissão espontânea de um fóton por um

átomo excitado, na ausência de um campo de radiação exterior e o decaimento nuclear β no qual um neutrão de um núcleo atómico origina um próton, um electrão e um antineutrino. Em física das partículas elementares os processos em que há criação e aniquilação de partículas são frequentíssimos. A teoria quântica dos campos permite incluir a possibilidade destes fenómenos na estrutura da mecânica quântica.

Em mecânica clássica o campo é um conceito que essencialmente permite interpretar a interacção entre dois corpos separados por uma distância finita. Por exemplo, a interacção entre duas cargas eléctricas a e b resulta da interacção da carga a com o campo eléctrico produzido pela carga b . A ideia nova e básica na teoria quântica dos campos é associar a cada tipo de campo uma partícula com uma determinada massa e spin—os quanta do campo. A excitação, ou seja o aumento de energia, do campo corresponde à criação de quanta desse campo.

Para precisar ideias e porque é um

exemplo simples e historicamente importante consideremos um campo electromagnético de radiação. Utilizando um potencial vector $\vec{A}(\vec{r}, t)$ solenoidal as equações básicas deste campo podem escrever-se

$$(1) \quad \vec{B} = \nabla \times \vec{A}, \quad \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t},$$

$$(2) \quad \nabla^2 \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = 0$$

onde \vec{E} e \vec{B} representam respectivamente o vector campo eléctrico e magnético. As ondas descritas pela equação (2) propagam-se no vácuo e numa direcção \vec{k} , perpendicular aos vectores \vec{E} e \vec{B} , com a velocidade da luz, representada por c .

Consideremos o desenvolvimento em série de Fourier do campo vectorial \vec{A} num dado instante t . Podemos admitir, sem perda de generalidade, que o volume V onde se faz o desenvolvimento é um cubo de aresta L centrado na origem. Visto o vector \vec{A} ser real tem-se

$$(3) \quad \vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\vec{k}} \sum_{\alpha=1,2} \left[c_{\vec{k}\alpha}(t) \vec{u}_{\vec{k}\alpha}(\vec{r}) + c_{\vec{k}\alpha}^*(t) \vec{u}_{\vec{k}\alpha}^*(\vec{r}) \right]$$

onde

$$(4) \quad \vec{u}_{\vec{k}\alpha}(\vec{r}) = \vec{\varepsilon}^{(\alpha)} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}, \quad V = L^3.$$

$\vec{\varepsilon}^{(1)}$ e $\vec{\varepsilon}^{(2)}$ são dois versores escolhidos de modo que $\vec{\varepsilon}^{(1)}$, $\vec{\varepsilon}^{(2)}$ e \vec{k} constituam um triedro ortogonal directo e são chamados vectores de polarização. Esta escolha é necessária para o potencial vector ser solenoidal, conforme se supôs de início. Impondo condições de fronteira periódicas

na superfície do volume V as componentes do vector número de onda \vec{k} devem satisfazer as relações:

$$(5) \quad k_x, k_y, k_z = \frac{2\pi n}{L}, \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots$$

O primeiro somatório na equação (3) estende-se a todos os vectores \vec{k} cujas componentes são dadas por estas relações e os vectores $\vec{u}_{\vec{k}\alpha}$ satisfazem às seguintes equações de ortonormalização:

$$(6) \quad \frac{1}{V} \int d\vec{r} \vec{u}_{\vec{k}\alpha}(\vec{r}) \vec{u}_{\vec{k}'\alpha'}^*(\vec{r}) = \delta_{\vec{k}, \vec{k}'} \delta_{\alpha\alpha'}.$$

A dependência no tempo do segundo membro da equação (3) está contida nos coeficientes $c_{\vec{k}\alpha}$. Substituindo a equação (3) na equação (2) conclui-se que satisfazem à equação

$$(7) \quad \left(\frac{d^2}{dt^2} - \omega^2 \right) c_{\vec{k}\alpha}(t) = 0$$

onde

$$(8) \quad \omega = kc$$

e k representa o módulo do vector \vec{k} . Sem perda de generalidade podemos escolher a seguinte solução da equação (7):

$$(9) \quad c_{\vec{k}\alpha}(t) = c_{\vec{k}\alpha}(0) e^{-i\omega t}.$$

As várias grandezas associadas ao campo de radiação podem obter-se facilmente da equação (3). Em particular o hamiltoniano do campo dado pelo integral

$$(10) \quad H = \frac{1}{2} \int (\vec{E}^2 + \vec{B}^2) d^3r$$

no cubo de volume V , exprime-se, utilizando as equações (1), (3) e (6), pela relação

$$(11) \quad H = 2 \sum_{\vec{k}} \sum_{\alpha} k^2 c_{\vec{k}\alpha}^*(t) c_{\vec{k}\alpha}(t).$$

O desenvolvimento em série de Fourier do potencial vector, embora de natureza estritamente formal, sugeriu ideias muito fecundas. Começamos por reparar que a equação (7) é análoga à equação do movimento de um oscilador harmónico clássico de frequência angular ω . Esta analogia torna-se ainda mais patente se utilizarmos as variáveis

$$(12) \quad Q_{\vec{k}\alpha} = \frac{1}{c} (c_{\vec{k}\alpha} + c_{\vec{k}\alpha}^*) \\ P_{\vec{k}\alpha} = -\frac{i\omega}{c} (c_{\vec{k}\alpha} - c_{\vec{k}\alpha}^*)$$

que nos permitem escrever o hamiltoniano sob a seguinte forma;

$$(13) \quad H = \sum_{\vec{k}} \sum_{\alpha} \frac{1}{2} (P_{\vec{k}\alpha}^2 + \omega^2 Q_{\vec{k}\alpha}^2).$$

Desta relação obtém-se

$$(14) \quad \frac{\partial H}{\partial Q_{\vec{k}\alpha}} = -\frac{\partial P_{\vec{k}\alpha}}{\partial t}, \quad \frac{\partial H}{\partial P_{\vec{k}\alpha}} = \frac{\partial Q_{\vec{k}\alpha}}{\partial t}$$

e portanto conclui-se que $P_{\vec{k}\alpha}$ e $Q_{\vec{k}\alpha}$ são variáveis canonicamente conjugadas. Estas equações têm a forma das equações de Hamilton onde $Q_{\vec{k}\alpha}$ e $P_{\vec{k}\alpha}$ desempenham o papel de coordenadas generalizadas da posição e momento. A equação (13) sugere que o campo de radiação se pode considerar como um conjunto de osciladores harmónicos independentes caracterizados por \vec{k} e α e cujas variáveis dinâmicas conjugadas são combinações lineares ortogonais dos coeficientes do desenvolvimento em série de Fourier do potencial vector. Com base nesta descrição Rayleigh e Jeans, no fim do século passado, deduziram a distribuição da energia com a frequência da radiação num corpo negro atribuindo a cada oscilador uma energia

média de KT onde K é a constante de Boltzmann e T a temperatura. Porém verificou-se que a lei obtida estava em desacordo com a experiência para grandes valores de ω qualquer que fosse a temperatura. Planck em 1901 começou por procurar uma fórmula empírica para a lei da radiação do corpo negro. A expressão que encontrou conduziu-o a conceber uma das ideias mais revolucionárias da ciência contemporânea: a energia de cada oscilador em lugar de ser uma quantidade arbitrária é um múltiplo inteiro $\hbar\omega$ onde \hbar é uma constante universal.

É evidente que esta hipótese de natureza fundamental ultrapassa o formalismo que se desenvolveu acima apesar de, sob certos aspectos, ter sido sugerido por ele. Impunha-se a procura de um novo conceito de campo compatível com a hipótese de Planck.

Aqui convém abrir um parêntesis para considerar um oscilador harmónico unidimensional em mecânica quântica, ou mais precisamente, uma partícula de massa m com movimento segundo um eixo q , num potencial da forma $\frac{1}{2}\omega^2 m q^2$. O hamiltoniano da partícula é pois

$$(15) \quad H = \frac{1}{2m} (p^2 + \omega^2 m^2 q^2)$$

onde q e p são respectivamente os operadores de posição e momento linear e satisfazem à equação

$$(16) \quad q p - p q = i\hbar.$$

Em mecânica clássica q e p não são operadores e portanto comutam. Com base na equação (16) é possível concluir, depois de algumas contas, que o espectro de energia do oscilador harmónico quântico é dado por

$$(17) \quad E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega, \quad n = 0, 1, 2, \dots \infty.$$

Note-se que a propriedade dos níveis de energia do oscilador harmónico quântico serem equidistantes de $\hbar\omega$ conjuga-se perfeitamente com a hipótese de Planck acima referida. A aplicação da mecânica quântica ao problema do oscilador harmónico parece pois encaminhar-nos no bom sentido para fundamentar a hipótese de Planck.

Em 1927 Dirac guiado pelas analogias entre o campo de radiação e um conjunto de osciladores harmónicos independentes e apoiando-se na teoria quântica dessa época propôs que as variáveis P e Q canonicamente conjugadas, definidas na equação (12), se considerassem como operadores não comutáveis satisfazendo a equações análogas às que verificam os operadores q e p do oscilador harmónico unidimensional:

$$(18) \quad \begin{aligned} [Q_{\vec{k}\alpha}, P_{\vec{k}'\alpha'}] &= i\hbar \delta_{\vec{k}\vec{k}'} \delta_{\alpha\alpha'}, \\ [Q_{\vec{k}\alpha}, Q_{\vec{k}'\alpha'}] &= [P_{\vec{k}\alpha}, P_{\vec{k}'\alpha'}] = 0, \end{aligned}$$

onde o comutador de duas variáveis A e B se representou por $[A, B]$,

$$AB - BA = [A, B].$$

Este foi o passo decisivo na construção da teoria quântica do campo de radiação. Consideremos as seguintes combinações lineares dos operadores P e Q :

$$(19) \quad \begin{aligned} a_{\vec{k}\alpha} &= \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega}} (\omega Q_{\vec{k}\alpha} + iP_{\vec{k}\alpha}), \\ a_{\vec{k}\alpha}^{\dagger} &= \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega}} (\omega Q_{\vec{k}\alpha} - iP_{\vec{k}\alpha}) \end{aligned}$$

onde a^{\dagger} é o operador adjunto do operador a . Verifica-se facilmente a partir das equações (12) que os operadores a e a^{\dagger} são as variáveis análogas aos coeficientes de Fourier c e c^* , a menos de uma constante:

$$(20) \quad c_{\vec{k}\alpha}(t) \rightarrow c \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega}} a_{\vec{k}\alpha}(t).$$

Estes operadores satisfazem às seguintes relações de comutação;

$$(21) \quad \begin{aligned} [a_{\vec{k}\alpha}, a_{\vec{k}'\alpha'}^{\dagger}] &= \delta_{\vec{k}\vec{k}'} \delta_{\alpha\alpha'}, \\ [a_{\vec{k}\alpha}, a_{\vec{k}'\alpha'}] &= [a_{\vec{k}\alpha}^{\dagger}, a_{\vec{k}'\alpha'}^{\dagger}] = 0 \end{aligned}$$

que se deduzem das equações (18) e (19). Nas equações (18) a (21) as componentes dos vectores \vec{k} continuam a satisfazer às relações (5) e α para cada vector \vec{k} toma os valores 1 e 2. É conveniente introduzir o operador

$$(22) \quad N_{\vec{k}\alpha} = a_{\vec{k}\alpha}^{\dagger} a_{\vec{k}\alpha}.$$

Representemos por $|n_{\vec{k}\alpha}\rangle$ um vector próprio normalizado do operador $N_{\vec{k}\alpha}$ pertencente ao valor próprio $n_{\vec{k}\alpha}$:

$$(23) \quad N_{\vec{k}\alpha} |n_{\vec{k}\alpha}\rangle = n_{\vec{k}\alpha} |n_{\vec{k}\alpha}\rangle.$$

Demonstra-se com base nas relações de comutação (21) que os valores próprios de $N_{\vec{k}\alpha}$ são os números inteiros não negativos,

$$(24) \quad n_{\vec{k}\alpha} = 0, 1, 2, \dots, \infty$$

e ainda que os operadores a e a^{\dagger} satisfazem às equações,

$$(25) \quad a_{\vec{k}\alpha} |n_{\vec{k}\alpha}\rangle = \sqrt{n_{\vec{k}\alpha}} |n_{\vec{k}\alpha} - 1\rangle,$$

$$(26) \quad a_{\vec{k}\alpha}^{\dagger} |n_{\vec{k}\alpha}\rangle = \sqrt{n_{\vec{k}\alpha} + 1} |n_{\vec{k}\alpha} + 1\rangle.$$

Voltemos de novo à interpretação física do formalismo que estamos a desenvolver. O que se fez de essencial foi considerar

P e Q como operadores em lugar de números. Porém, as vantagens deste passo não se manifestaram ainda. O hamiltoniano do «novo» campo obtém-se substituindo na equação (11) os coeficientes c e c^* pelos operadores a e a^+ de acordo com a relação (20):

$$H = \sum_{\vec{k}} \sum_{\alpha} a_{\vec{k}\alpha}^+ a_{\vec{k}\alpha} \hbar \omega = \sum_{\vec{k}} \sum_{\alpha} N_{\vec{k}\alpha} \hbar \omega.$$

Estabelecida uma correspondência biunívoca entre o conjunto dos números inteiros e positivos e o conjunto dos valores possíveis das quatro variáveis k_x, k_y, k_z e α os estados do campo são representados pelos vectores

$$(28) \quad |n_{\vec{k}_1\alpha_1}, n_{\vec{k}_2\alpha_2}, \dots\rangle = |n_{\vec{k}_1\alpha_1}\rangle |n_{\vec{k}_2\alpha_2}\rangle \dots$$

Na sucessão $\vec{k}_1\alpha_1, \vec{k}_2\alpha_2, \dots$ estão incluídos todos os diferentes valores que $\vec{k}\alpha$ pode tomar.

De acordo com as equações (23), (27) e (28) estes vectores são vectores próprios do hamiltoniano do campo pois satisfazem à equação

$$(29) \quad H |n_{\vec{k}_1\alpha_1}, n_{\vec{k}_2\alpha_2}, \dots\rangle = \left(\sum_{i=1}^{\infty} n_{\vec{k}_i\alpha_i} \hbar \omega_i \right) |n_{\vec{k}_1\alpha_1}, n_{\vec{k}_2\alpha_2}, \dots\rangle$$

onde $\omega_i = k_i c$ para $i = 1, 2, 3, \dots \infty$. A quantidade entre parêntesis no segundo membro desta equação é obviamente a energia do campo quando ele se encontra no estado representado pelo vector (28). Consequentemente a energia do campo só pode variar de um modo discreto por saltos de $\hbar \omega_i$. A hipótese de Planck surge-nos agora como um resultado da quantificação do campo de radiação.

Ao campo de radiação está associada uma partícula chamada fotão de massa

nula e spin igual a um. O estado de um fotão fica caracterizado por \vec{k} e α : $\hbar \vec{k}$ é o momento linear do fotão e α descreve o seu estado de polarização. Qual a energia de um fotão num estado \vec{k}, α ? Aplicando a equação relativista que relaciona a energia total de uma partícula com o seu momento linear, ao fotão obtém-se

$$(30) \quad E = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2} = p c = \hbar k c = \hbar \omega.$$

Esta equação permite interpretar os números $n_{\vec{k}\alpha}$. Visto a energia do campo num determinado estado ser a soma das energias dos fotões presentes nesse estado, da equação (29) conclui-se que $n_{\vec{k}_i\alpha_i}$ é o

número de fotões no estado $\vec{k}_i\alpha_i$. Esta a razão porque se chama a $n_{\vec{k}\alpha}$ número de

ocupação do estado $\vec{k}\alpha$. O estado do campo de radiação fica completamente caracterizado pelos números de ocupação $n_{\vec{k}_i\alpha_i}$ ($i = 1, 2, \dots \infty$). O estado do campo em que apenas existe um fotão $\vec{k}_1\alpha_1$ corresponde evidentemente a $n_{\vec{k}_1\alpha_1} = 1$ e é representado pelo vector $|1000\dots\rangle$. A energia deste estado é $\hbar \omega_1$, de acordo com a equação (29).

A interpretação física dos operadores a e a^+ é agora imediata com base nas equações (25) e (26): $a_{\vec{k}\alpha}^+$ e $a_{\vec{k}\alpha}$ são respectivamente operadores de criação e aniquilação de fotões $\vec{k}\alpha$.

O formalismo da quantificação do campo de radiação permite fazer o estudo rigoroso de grande número de fenómenos. São exemplos importantes a emissão e absorção de fotões por átomos e núcleos atómicos.

As equações de Maxwell continuam válidas na teoria quântica do campo electromagnético? De acordo com as

equações (3) e (20) o potencial vector do campo de radiação é

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\vec{k}} \sum_{\alpha} c \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega}} \cdot [a_{\vec{k}\alpha}^{\rightarrow}(t) \vec{u}_{\vec{k}\alpha}^{\rightarrow}(\vec{r}) + a_{\vec{k}\alpha}^{\dagger}(t) \vec{u}_{\vec{k}\alpha}^{*\rightarrow}(\vec{r})]$$

As componentes deste vector, em lugar de funções reais de x, y, z e t são operadores. Os operadores vectoriais \vec{E} e \vec{B} obtêm-se a partir de \vec{A} utilizando as equações (1) e as suas componentes podem não comutar. Por exemplo demonstra-se que

$$E_x(\vec{r}, t) B_y(\vec{r}', t) - B_y(\vec{r}', t) E_x(\vec{r}, t) = \\ = ic\hbar \frac{\partial}{\partial z} \delta(\vec{r} - \vec{r}')$$

onde δ representa a função de Dirac. Sob o ponto de vista físico isto significa que não é em geral possível obter valores de precisão tão grande quanto se queira numa medição simultânea de \vec{E} e \vec{B} . Se prosseguíssemos poderia começar a parecer que o preço da quantificação do campo é muito elevado devido à relativa complexidade do seu formalismo e ao número de fenómenos peculiares que implica. A quantificação do campo permite uma descrição mais detalhada de certos fenómenos porém essa descrição deve aproximar-se daquela que já conhecíamos se não estivermos interessados no «detalhe». Por outras palavras: em que condições podemos utilizar as equações de Maxwell na sua interpretação clássica sem grandes preocupações? Essencialmente quando o número de fótons correspondentes a uma onda electromagnética de comprimento de onda λ num volume $(\lambda/2\pi)^3$ for muito maior do que 1. Por exemplo para uma

estação de rádio que emite na frequência de 98.7 Mc ($\lambda/2\pi = 48$ cm) com uma potência de 135 kW o número de fótons num volume $(\lambda/2\pi)^3$ a cerca de 5 milhas da antena é aproximadamente 10^{17} . Por outro lado é evidente que existem hoje em dia domínios da física nos quais é indispensável utilizar o formalismo da quantificação do campo.

Mencionou-se apenas a quantificação do campo electromagnético de radiação. Porém, para outro tipo de campo o processo de quantificação utiliza essencialmente as mesmas ideias fundamentais. Se considerássemos o campo nuclear a sua quantificação levar-nos-ia a falar dos mesões que são os quanta desse campo. Os números de ocupação $n_{\vec{k}\alpha}$ para fótons podem tomar qualquer valor inteiro. Isto é podemos ter qualquer número de fótons num certo estado $\vec{k}\alpha$. As partículas com esta propriedade chamam-se bósons e satisfazem à estatística de Bose-Einstein. Existem na natureza outras partículas cujos números de ocupação apenas podem tomar os valores 0 e 1, o que significa não poder existir mais de uma partícula num certo estado. Estas partículas denominam-se férmions e satisfazem à estatística de Fermi-Dirac. São exemplos os electrões, prótons e neutrões. De acordo com a teoria quântica relativista dos campos as partículas com spin semi-inteiro são férmions e as partículas com spin inteiro bósons.

BIBLIOGRAFIA

- A. MESSIAH, *Mecanique Quantique*, Vol. II.
 P. A. M. DIRAC, *The Principles of Quantum Mechanics*.
 J. J. SAKURAI, *Advanced Quantum Mechanics*.
 F. MANDL, *Introduction to Quantum Field Theory*.
 W. HEITLER, *The Quantum Theory of Radiation*.

Objectos e imagens reais e virtuais

por RÓMULO DE CARVALHO

1. Definições e terminologia

Consideremos uma lente esférica e um plano que passe pelo respectivo centro óptico e seja perpendicular ao seu eixo principal. Este plano divide o espaço em duas regiões, uma situada à esquerda e outra à direita da lente. A uma dessas regiões chamaremos *espaço-objecto* e, à outra, *espaço-imagem*.

Estabeleçamos a convenção de que o sentido de propagação da luz que incide na lente é o da sua esquerda para a sua direita. Nestas condições o *espaço-objecto* é o que fica situado à esquerda da lente, e o *espaço-imagem* o que fica à direita.

Diremos que *um objecto é real* quando estiver colocado no *espaço-objecto*, e que *uma imagem é real* quando se formar no *espaço-imagem*. Inversamente, e por extensão de linguagem, diremos que um *objecto é virtual* quando estiver situado no *espaço-imagem*; e que *uma imagem é virtual* quando se formar no *espaço-objecto*. Admite-se que um *objecto* possa ser considerado virtual desde que se encontre colocado no *espaço-imagem* visto que, por convenção, se supõe que a luz se dirige do *espaço-objecto* para o *espaço-imagem*, isto é, da esquerda para a direita. Sendo assim, para construirmos a imagem de um *objecto* situado no *espaço-imagem*, teremos que recorrer a supostos raios luminosos que virão do *objecto* para a lente e que, portanto, se dirigem da direita para a esquerda.

Analogamente uma imagem formada no *espaço-objecto* é virtual porque os raios luminosos que contribuem para a

sua formação terão de vir da lente para a imagem e, portanto, será necessário supôr que se dirigem da direita para a esquerda.

Em cada um dos espaços considerados existe um ponto privilegiado chamado *foco principal*. Um deles designa-se por *foco principal objecto* e o outro por *foco principal imagem*. (Na continuação diremos apenas «foco-objecto» e «foco-imagem»).

Foco-imagem de uma lente é um ponto situado no seu eixo principal onde convergem todos os raios emergentes (reais ou virtuais) que provêm de raios incidentes (reais ou virtuais), vindos do *objecto* (real ou virtual) paralelamente àquele eixo.

Analogamente o *foco-objecto* de uma lente será um ponto situado no seu eixo principal onde convergem todos os raios emergentes (reais ou virtuais) provenientes de uma imagem (real ou virtual), paralelamente àquele eixo.

Os focos podem ser reais ou virtuais. Diz-se que um *foco-imagem* é real quando está situado no *espaço-imagem*, e é virtual quando está situado no *espaço-objecto*. Analogamente um *foco-objecto* é real quando está situado no *espaço-objecto*, e é virtual quando está situado no *espaço-imagem*. Assim, nas lentes convergentes o *foco-objecto* e o *foco-imagem* são reais porque estão situados nos respectivos espaços do mesmo nome. Nas lentes divergentes ambos os focos são virtuais porque o *foco-imagem* está situado no *espaço-objecto*, e o *foco-objecto* no *espaço-imagem*.

2. Convenções usadas nas construções geométricas

Nas construções geométricas que se destinam a determinar a localização, posição (direita ou invertida) e o tamanho da imagem de um objecto dada por uma lente (que se supõe ser esférica e delgada), devem respeitar-se as seguintes regras:

- 1) todos os raios luminosos que se dirigem da esquerda para a direita (portanto reais) são traçados a cheio; todos os raios que se dirigem da direita para a esquerda (portanto virtuais) são desenhados a tracejado.
- 2) os objectos e as imagens, representados por uma seta, serão desenhados a cheio se forem reais, e a tracejado se forem virtuais.

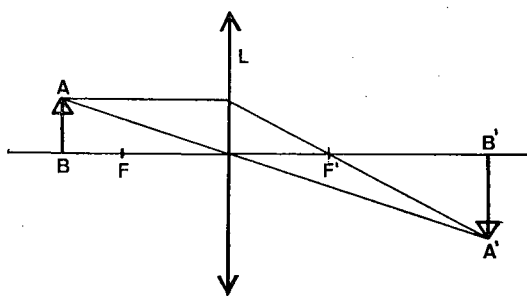


Fig. 1

b) *Objecto real* (colocado entre o foco-objecto e o centro óptico) (fig. 2).

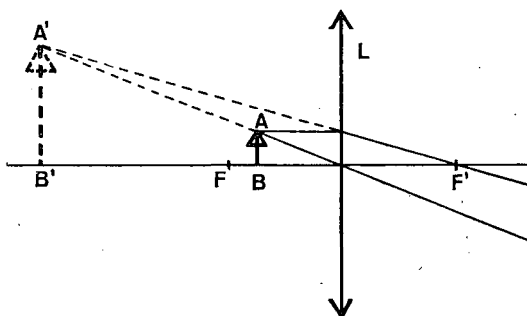


Fig. 2

3. Exemplificações

Nas exemplificações que se seguem o foco-objecto é sempre representado pela letra F e o foco-imagem por F' ; o objecto por AB e a sua imagem por $A'B'$. Recorde-se que os focos-objectos e os focos-imagens estão localizados, em relação a cada tipo de lente (convergentes ou divergentes), em pontos fixos e nada têm que ver com o facto de os objectos ou as imagens, consideradas nas construções, serem reais ou virtuais.

I — Lentes convergentes

- a) *Objecto real* (colocado entre o foco-objecto e o infinito) (fig. 1).

O objecto real produz uma imagem real.

O objecto real produz uma imagem virtual.

A imagem é virtual porque é obtida à custa de supostos raios luminosos dirigidos no sentido contrário ao da propagação da luz.

- c) *Objecto virtual* (fig. 3).

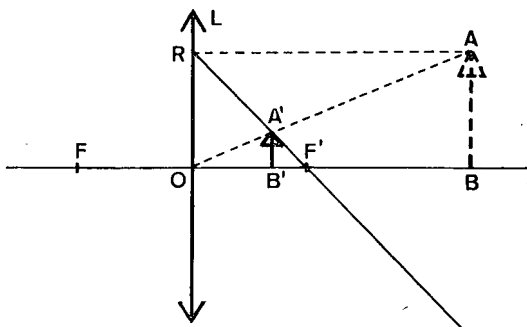


Fig. 3

O objecto virtual produz uma imagem real.

Notas:

- 1 — O objecto é virtual por estar situado no espaço-imagem.
- 2 — Os raios que se supõe saírem dele são virtuais porque se orientam no sentido contrário ao da propagação da luz (da direita para a esquerda).
- 3 — Ao raio AR , paralelo ao eixo principal, corresponderá um raio emergente RF' que é real por ter o sentido da propagação da luz, e é esse o raio emergente correspondente ao raio (virtual) incidente, AR , porque a todo o raio que parte de um objecto para uma lente, paralelamente ao seu eixo principal, corresponde um raio emergente que passa pelo foco-imagem, que é F' . A qualquer outro raio (virtual), proveniente de A , corresponderá um raio (real) que se propaga no espaço-imagem. Se ao raio (virtual) AR corresponde o raio (real) RF' , ao raio (virtual) AO corresponde o raio (real) OA . A imagem A' é, portanto, real, por ser definida pelo cruzamento de raios reais (como sejam RF' e OA).

Este caso corresponde, na realidade, ao de um feixe de luz que deveria produzir, de um determinado objecto (fig. 4),

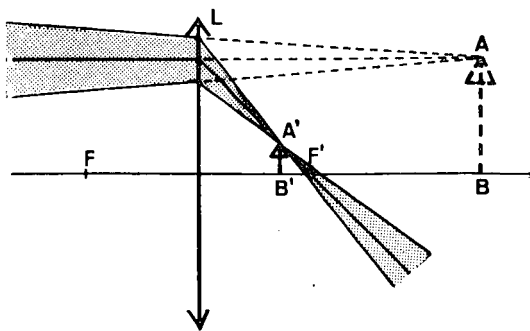


Fig. 4

uma imagem AB , se não existisse a lente (L) que intersecta o feixe luminoso. Esta lente, ao ser interposta, já não permite que se forme a imagem AB , a qual passa a funcionar como objecto virtual, em relação à lente, formando-se então a imagem real $A'B'$.

II — Lentes divergentes

a) *Objecto real* (fig. 5).

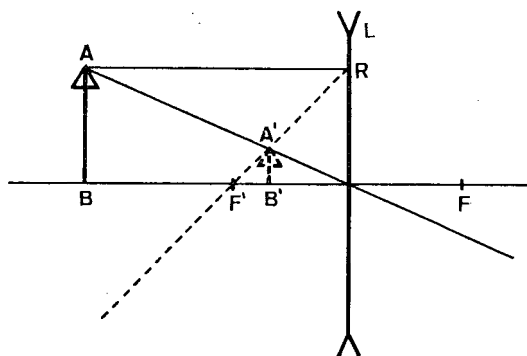


Fig. 5

O objecto real produz uma imagem virtual.

O raio incidente, real, AR , parte do ponto-objecto real, A , paralelamente ao eixo principal da lente. Como o foco-imagem é virtual por estar no espaço-

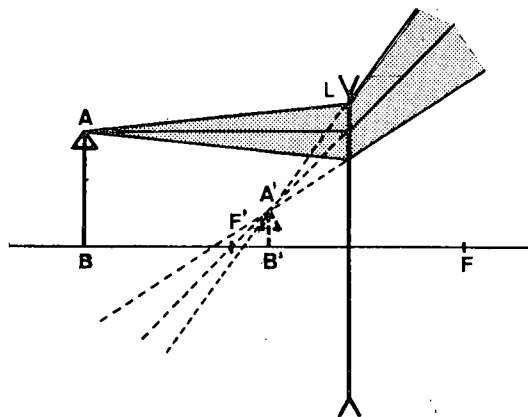


Fig. 6

-objecto, o raio RF' é virtual. A figura 6 representa o trajecto real de um feixe de luz correspondente a este caso.

b) *Objecto virtual* (situado entre o foco-objecto e o infinito) (fig. 7).

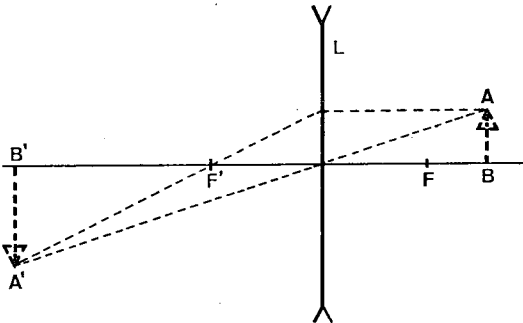


Fig. 7

O objecto virtual produz uma imagem virtual.

Tanto os raios incidentes que provêm do objecto como os respectivos raios emergentes são virtuais porque se dirigem da direita para a esquerda. Corresponde este caso ao de um feixe de luz, real, que fosse produzir, de um determinado objecto (fig. 8), uma imagem AB , a qual passasse a funcionar como objecto virtual em relação a uma lente divergente (a das figuras 7 e 8) que dela produzisse, por sua vez, a imagem virtual $A'B'$.

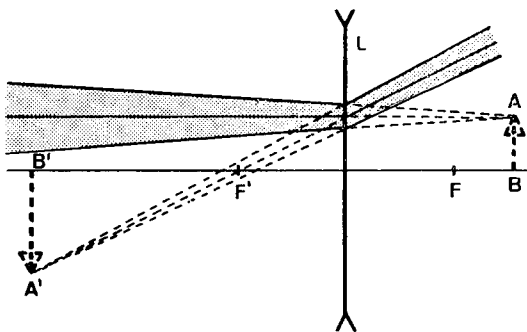


Fig. 8

c) *Objecto virtual* (colocado entre o foco-objecto e o centro óptico).

O objecto virtual produz uma imagem real (fig. 9).

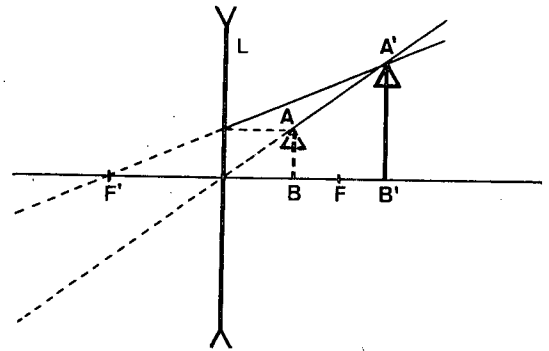


Fig. 9

4. Aplicações das regras anteriores aos instrumentos de óptica

As regras que expusemos têm aplicação, por exemplo, nas construções geométricas destinadas a conhecer a imagem de um objecto obtida por meio de um instrumento onde os raios luminosos sejam obrigados a prosseguir através de vários sistemas ópticos como sucede nos microscópios e nos telescópios, usando estas designações no seu significado mais geral.

Tomemos para exemplo a luneta de Galileo, inventada em 1609, e que é um dos instrumentos de óptica mais interessantes pela simplicidade com que aquele investigador resolveu o problema de endireitar a imagem observada.

Nesse instrumento, (fig. 10) uma lente convergente (L_1 , de focos F_1 e F_1')

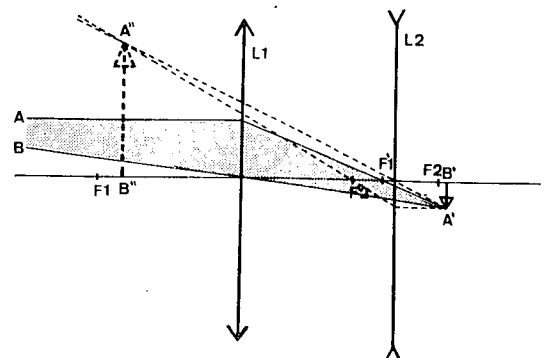


Fig. 10

produz uma imagem real e invertida $A'B'$, do objecto AB , visado. Para endireitar a imagem, visto haver conveniência em observar o objecto direito, usou Galileo uma lente divergente (L_2), de modo que o seu foco-objecto (F_2) ficasse situado um pouco antes da imagem ($A'B'$) obtida. Esta imagem, que passa a funcionar como objecto virtual (em relação a (L_2)) vai produzir uma imagem, $A''B''$, invertida em relação a $A'B'$, e direita em relação ao objecto AB .

A formação desta imagem final corresponde ao caso considerado anteriormente na fig. 7.

A figura 11 representa, para o caso da luneta de Galileo, o trajecto de um feixe de luz vindo do objecto, que se dirige para o olho do observador.

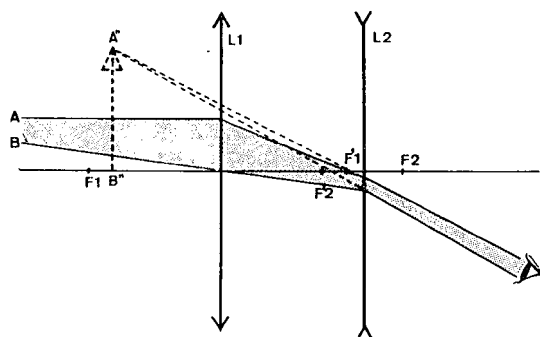


Fig. 11

5. Notas

I) Não se deve pensar que sejam somente as imagens virtuais que possam comportar-se como objectos virtuais. O caso a que se referem as figuras 10 (e 7) mostra que uma imagem *real* que não chegue a formar-se, poderá desempenhar, por esse motivo, o papel de objecto virtual.

O objecto virtual (que, como o nome indica, não tem existência real) poderá corresponder a uma imagem, real ou virtual, que, por ter sido impedida de se formar pela interposição de um dado sistema óptico no trajecto dos raios que a definiriam, foi dar origem a nova imagem. Seja como for, a figura considerada como objecto virtual, em relação a dada lente, ou sistema óptico, terá de estar situada no espaço-imagem dessa lente ou sistema de lentes.

II) O conceito de reversibilidade da luz pode conduzir à conclusão errada de que a um dado ponto-objecto corresponderá determinado ponto-imagem, de tal modo que, supondo o objecto colocado no lugar do ponto-imagem, a sua imagem se irá formar no ponto onde estava o objecto. Em casos, porém, como o da figura 2, reconhece-se que isso não é assim. Ao ponto-objecto, A , dessa figura, corresponde o ponto-imagem A' ; mas se A' fosse um ponto-objecto a sua imagem não estaria em A mas do outro lado da lente (caso da figura 1). O erro estaria em se considerar a equivalência entre as posições do ponto-objecto e do ponto-imagem supondo-se, entretanto, que a luz continuava a dirigir-se da esquerda para a direita. Ao pensar-se na reversibilidade da luz tem que se entender que houve inversão no sentido da sua propagação. Sendo assim, fica esclarecido o exemplo assinalado na figura 2. Se a luz vem da direita para a esquerda, o ponto-objecto colocado em A' é virtual, porque estará então no espaço-imagem da lente. A imagem, A , desse ponto será real e estará também situada no espaço-imagem (que é o que corresponde ao caso exemplificado na figura 3).

Neutrões e matéria condensada

Aspectos experimentais

Fontes intensas de neutrões

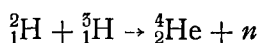
por FREDERICO GAMA CARVALHO

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

A aplicação ao estudo dos agregados materiais, sólidos e líquidos, do método experimental poderosíssimo que é a dispersão de neutrões, está dependente da existência de fontes intensas dessas partículas, de características adequadas à experimentação. As fontes mais intensas de neutrões de que se dispõe actualmente podem classificar-se em dois grandes grupos: aceleradores de partículas e reactores nucleares. Pertencem ao primeiro grupo os aceleradores de baixa energia ($< 1 \text{ MeV}$) do tipo Cockcroft-Walton e os aceleradores lineares de electrões. Em todos eles os neutrões resultam de reacções nucleares provocadas pelo bombardeamento, com partículas carregadas, dum alvo convenientemente escolhido.

1. Aceleradores do tipo Cockcroft-Walton

Uma das reacções mais frequentemente utilizadas nos aceleradores de baixa energia é a reacção $T(d, n)^4\text{He}$



provocada pelo bombardeamento dum alvo de trítio (que é um gás e por isso se encontra adsorvido num suporte apropriado, p. ex. titânio) por um feixe de deuterões acelerados por um potencial

electrostático de 100 kV a 300 kV. O rendimento da reacção permite atingir facilmente intensidades da ordem de 10^{11} s^{-1} (neutrões por segundo) para uma intensidade da corrente de iões da ordem de 1 mA.

Nestas condições, a emissão neutrónica é aproximadamente isotropa e a energia dos neutrões emitidos é vizinha de 14 MeV, com um espectro de energias limitado a uma estreita faixa em torno desse valor: $(14 \pm 1) \text{ MeV}$.

Fazendo incidir no alvo de trítio uma corrente de intensidade constante, obtém-se uma fonte de neutrões *estacionária*, isto é, de intensidade independente do tempo (pelo menos enquanto o alvo usado não se deteriorar). Para certas experiências, todavia, é indispensável dispor de fontes intermitentes ou *pulsadas* de neutrões, em particular quando se utiliza o «método de tempo de voo», no qual a energia dos neutrões é determinada através da medida do tempo gasto em percorrer uma distância conhecida. Este objectivo pode atingir-se, sem grande dificuldade, pulsando ou modulando a intensidade da corrente de iões do acelerador. No caso da pulsação (feixe intermitente) a duração dos impulsos poderá ser da ordem de $10 \mu\text{s}$.

O alvo de trítio adsorvido põe alguns problemas: deve ser convenientemente arrefecido e não poderá, em regra, dissipar mais do que cerca de 100 W cm^{-2} .

O princípio e os aspectos construtivos gerais dos aceleradores Cockcroft-Walton foram estabelecidos há já algumas dezenas de anos (o aparelho original data de 1932); todavia, a sua utilização como fonte pulsada intensa de neutrões estimulou a construção de variantes consideravelmente aperfeiçoadas. No duoplasmatrão, por exemplo, apresentado em Genebra, em 1964, por ocasião da 3.^a Conferência das Nações Unidas sobre Aplicações Pacíficas da Energia Atómica, encontram-se resolvidos, num dispositivo compacto, de volume inferior a 1 m^3 , os difíceis problemas tecnológicos ligados à produção de correntes elevadas na fonte de iões, e ao arrefecimento adequado do alvo de trítio. Neste aparelho, a tensão de aceleração é de 120 kV, elevando-se a 500 mA a intensidade instantânea da corrente de deuterões no alvo. A duração dos impulsos pode variar entre 5 e $50\ \mu\text{s}$, a uma frequência de repetição até $400\ \text{s}^{-1}$.

2. Aceleradores lineares de electrões

Um outro tipo de acelerador de partículas — o acelerador linear de electrões — tem hoje considerável interesse como fonte pulsada de neutrões. Nestas máquinas, designadas em inglês, abreviadamente, por «(electron) LINAC», os electrões são acelerados no interior de um longo tubo rectilíneo guia-de-onda, no qual é gerada e se propaga uma onda electromagnética. Os electrões são produzidos por um dispositivo semelhante ao tubo de raios catódicos e injectados numa extremidade do tubo acelerador; sob a acção do campo electromagnético existente no interior do tubo, as partículas são forçadas a agrupar-se, sendo simultaneamente arrastadas, a velocidade crescente, ao longo daquele. Durante quase todo o trajecto, a velocidade dos electrões é vizinha da velocidade da luz e, por isso, experimenta uma variação relativa de

valor que é pequena. O comprimento do tubo acelerador pode ser de algumas dezenas de metros.

Na extremidade oposta ao injector de electrões, é colocado o alvo, que vai receber a corrente intermitente de partículas de alta energia (50 a 100 MeV). Escolhe-se um elemento de número atómico elevado para que a interacção dos electrões com o alvo dê origem a emissão intensa e fortemente direccionada (para a frente) de radiação de travagem («bremsstrahlung»). Esta radiação, por sua vez, arranca neutrões aos núcleos-alvo por efeito fotonuclear (reacção (γ, n)).

Como alvo, usa-se, correntemente, o urânio. A quantidade de calor que aí se liberta é considerável e pode atingir o equivalente a uma potência de algumas dezenas de kW. Para maior facilidade de extracção do calor, pode substituir-se o alvo sólido por uma corrente de metal líquido, p. ex. mercúrio. Quando se usa o urânio, juntam-se aos neutrões produzidos por efeito fotonuclear os que aparecem em consequência de fenómenos de fotocisão; deste modo o rendimento da fonte melhora. Pode aumentar-se ainda o número de neutrões produzidos envolvendo o alvo num material cindível pelos neutrões gerados naquele, p. ex. ^{235}U . Obter-se-á assim uma multiplicação do número original de neutrões desde que, como acontece com o urânio, em cada cisão se liberte, em média, mais do que um neutrão. Em duas instalações deste tipo funcionando, uma no centro nuclear britânico de Harwell, outra em Dubna, na União Soviética, obtiveram-se factores de multiplicação, respectivamente, de 10 e 100 (Fig. 1)⁽¹⁾.

Os neutrões produzidos num LINAC,

(1) Estes dispositivos designam-se em inglês por «accelerator-booster»; trata-se dum reactor sub-crítico associado a uma fonte modulada (injecção de neutrões provenientes do alvo do acelerador).

com ou sem multiplicação adicional, têm um espectro de energias semelhante aos dos neutrões de cisão por neutrões térmicos do ^{235}U . É um espectro contínuo que se estende até cerca de 10 MeV, com um máximo a 1 MeV e valor médio 2 MeV. A intensidade média típica duma fonte

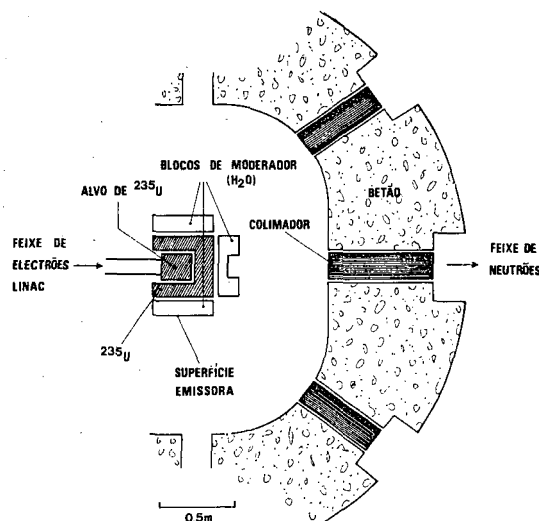


Fig. 1 — Esquema dum terminal de LINAC, fonte de neutrões, com multiplicação («accelerator booster»). A parede de betão destina-se a proteger da radiação os experimentadores e a aparelhagem experimental.

LINAC atinge 10^{14} s^{-1} , para uma corrente de electrões de 1 mA. A duração do impulso de electrões no alvo é ajustável, podendo ir de $0,01 \mu\text{s}$ a $5 \mu\text{s}$, enquanto a frequência de repetição dos impulsos pode atingir algumas centenas por segundo. A intensidade instantânea da fonte atinge valores, muito elevados, da ordem de 10^{17} s^{-1} .

3. Energia dos neutrões

O espectro de energias dos neutrões provenientes das fontes a que fizemos referência situa-se na região dos MeV (*neutrões rápidos*). Para o estudo da estrutura de sólidos ou de líquidos é, porém, necessário dispor de neutrões de energia

muito mais baixa. Em regra, a energia deverá ser inferior a 1 eV, valor que tomaremos para definir o limite superior da gama dos chamados *neutrões lentos*. Efectivamente, para estes estudos, convem que a energia dos neutrões seja, *grosso modo*, da ordem de grandeza da separação entre níveis discretos de energia característicos dos movimentos atómicos nos agregados materiais. Ao mesmo tempo, tratando-se de neutrões, o comprimento de onda das partículas será da ordem de grandeza do valor médio do afastamento entre átomos vizinhos, nesses agregados materiais.

Na prática, a condição anterior é quase sempre satisfeita quando a energia dos neutrões for da ordem de grandeza do valor médio da energia de agitação térmica, por átomo do agregado material, à temperatura ambiente. Exige-se, ainda, que o dispositivo experimental a usar permita determinar, com suficiente rigor, a energia dos neutrões incidentes na amostra em estudo e, também, a sua direcção de incidência. A imprecisão com que uma e outra serão conhecidas exprime-se numericamente pelos valores da *resolução em energia* e da *colimação do feixe incidente*, no dispositivo. Ambas são, em regra, desvios padrão de distribuições normais ou grandezas de significado físico análogo.

Em geral, trabalha-se com um feixe bem definido, alimentado por uma *superfície emissora* de neutrões cujas energias, compreendidas entre 5 meV e 100 meV, aproximadamente, pertencem ao intervalo de valores a que corresponde uma probabilidade apreciável na distribuição de Maxwell para a temperatura ambiente (valor mais provável: $E = (1/2) k T = 12,6 \text{ meV}^{(1)}$). Estes neutrões recebem a designação de *térmicos*.

(1) k , é a constante de Boltzmann, e T , a temperatura absoluta.

Para criar uma tal superfície emissora é necessário recorrer a um processo susceptível de reduzir suficientemente a energia dos neutrões rápidos da fonte. Esta é envolvida num material pouco absorvente, contendo núcleos leves (*material moderador*), aos quais os neutrões comunicam, em sucessivos choques, quase toda a energia cinética que possuem inicialmente. Se o volume de material moderador for suficientemente grande, acaba por atingir-se a *termalização* dos neutrões, isto é, o estabelecimento, no seio do moderador, de uma população (um «gás») de neutrões em equilíbrio térmico com o meio. Esse gás é alimentado pela fonte (de neutrões rápidos), por um lado, consumindo-se, por outro, gradualmente, por absorção no meio moderador e por emissão para o exterior através das superfícies limitrofes. Para uma boa termalização, exige-se uma quantidade mínima de moderador, que depende, naturalmente, das características do material escolhido. Se o volume de moderador é pequeno, os neutrões acabam por perder-se, pelas razões apontadas, sem que tenha sido atingida a situação de equilíbrio que corresponde à termalização. Quando se usam fontes pulsadas, o impulso original de neutrões rápidos dá origem a um impulso muito mais longo de neutrões, mais ou menos bem termalizados, consoante as dimensões do moderador. Em regra, exige-se que a largura do impulso de neutrões lentos não seja superior a algumas dezenas de microsegundos, o que leva a reduzir as dimensões do moderador a valores da ordem do decímetro (ver fig. 1). Nestas condições, a intensidade neutrónica utilizável na região térmica é apreciavelmente reduzida, pois grande número de neutrões deixa o moderador sem ter sofrido o número de colisões necessário para diminuir suficientemente a sua energia inicial.

4. Reactores nucleares

Nos reactores nucleares os neutrões aparecem em resultado da cisão de núcleos pesados (^{235}U ou ^{239}Pu), provocada pela captura de um neutrão nesses núcleos. Os neutrões de cisão têm um espectro contínuo de energias com as características atrás apontadas (energia mais provável: 1 MeV; energia média: 2 MeV). Como a energia total libertada numa cisão nuclear vale cerca de 200 MeV (ou $30\mu\text{J}/10^6$ cisões) e o número médio de neutrões produzidos por cisão é, aproximadamente, 2,5, um reactor de 1 MW de potência produz cerca de 10^{17} neutrões por segundo ou, em termos de massa, cerca de 0,6 mg/h. Nos reactores em que as cisões são provocadas, predominantemente, pela captura de neutrões térmicos (*reactores térmicos*), o material cindível, ou combustível nuclear, encontra-se sempre distribuído no seio de um material moderador (p. ex. H_2O , D_2O , grafite) que se destina a conseguir a termalização dos neutrões de cisão. No reactor térmico, portanto, a existência duma população de neutrões termalizados aparece como exigência do próprio funcionamento do sistema, o que não acontecia nas outras fontes.

O *núcleo do reactor* — zona central onde se encontra o combustível nuclear e o moderador — é envolvido, normalmente, por uma massa adicional considerável do mesmo ou de outro material moderador (o *reflector*), destinada a dificultar a fuga de neutrões para o exterior. A região do espaço ocupada pelo reflector constitui uma espécie de reservatório onde se acumulam os neutrões utilizáveis na experimentação, obtendo-se aí densidades (neutrões por cm^3) muito superiores às que se teria no vazio a igual distância da fonte. Normalmente, abre-se no reflector uma cavidade alongada para ir recolher o desejado fluxo de neutrões a um lugar onde seja desprezável a perturbação devida às

superfícies confinantes. Procura-se sempre trabalhar com uma superfície emissora tão grande quanto possível e define-se a direcção de emergência dos neutrões a aproveitar, instalando na cavidade, ou canal de extracção, um colimador conveniente. Este pode ser constituído por lâminas paralelas ou por um feixe de tubos de pequeno diâmetro, de um material absorvente de neutrões (Fig. 2). A superfície emissora é alimentada pela população de neutrões existente numa região circunvizinha do reflector, cujo volume, que designaremos por *voluma emissor*, não excederá, na prática 10^{-2} m^3 .

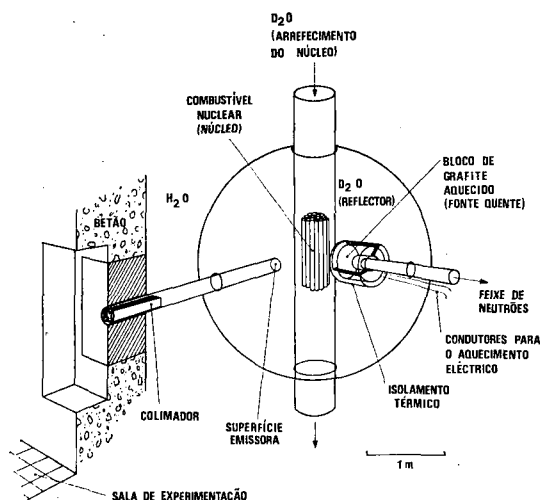


Fig. 2 — Esquema dum reactor com dois tubos de feixe radiais, um deles equipado com uma fonte quente. A água pesada serve de moderador e reflector de neutrões, e de fluido de arrefecimento.

5. Fontes quentes e fontes frias

Se a temperatura do reflector ou de uma região deste, for diferente da ambiente, a termalização dos neutrões nessa região conduzirá, através do acoplamento energético entre o gás de neutrões e os átomos do meio, a um equilíbrio térmico, em que a distribuição de probabilidades dos valores da energia dos neutrões é a

distribuição de Maxwell correspondente à temperatura imposta⁽¹⁾.

Convém notar que a grandeza que directamente interessa, quando se pretende estimar a intensidade do feixe de neutrões proveniente duma certa superfície emissora, é o fluxo, $\phi(E) = vn(E)$, na superfície, em que v é a velocidade, E , a energia cinética dos neutrões, e $n(E)$ o número de neutrões por unidade de volume num intervalo de energias unidade. Se a termalização no meio for perfeita, $\phi(E)$ é máximo para $E = kT$. A posição deste máximo deslocar-se-á, conforme a temperatura escolhida, para valores da energia superiores ou inferiores ao correspondente à temperatura ambiente ($E = 25,3 \text{ meV}$); assim, a 1000°C o máximo encontra-se em 112 meV , e a $-263,2^\circ\text{C}$ (10°K), em $0,85 \text{ meV}$ (aprox. 10 \AA). Diz-se que se dispõe de uma «fonte fria» quando a temperatura do volume emissor com que se trabalha for inferior à ambiente, ou de uma «fonte quente», no caso contrário. Na prática, num caso como no outro, procede-se à inserção na massa considerável de moderador normalmente associada à fonte de neutrões, de um volume relativamente reduzido de um material moderador conveniente, termicamente isolado do que o envolve, cuja temperatura se regula (ver fig. 2). Os moderadores mais usados são, nas fontes frias, hidrogénio ou deutério liquefeitos; nas fontes quentes, grafite, berílio ou óxido de berílio. As temperaturas atingem, no primeiro caso, 10 a 100°K ; no segundo, 1000 a 2500°C . O ganho no fluxo de neutrões referido ao valor correspondente à mesma energia, à temperatura ambiente, pode

(1) Esta afirmação não é inteiramente correcta porque a absorção de neutrões no meio e as fugas para o exterior perturbam o estabelecimento do equilíbrio térmico nas condições referidas; a perturbação é tanto maior quanto menor for o volume da região aquecida, ou arrefecida, e quanto maior for a absorção no meio.

atingir 20 a 30 numa fonte fria, na região dos 10 Å, e 5 a 10 numa fonte quente, na região dos 200 meV.

Podem obter-se deste modo feixes de neutrões de intensidade apreciavelmente superior às que é possível atingir partindo duma fonte em equilíbrio térmico com o moderador à temperatura ambiente, quer na região das baixas energias ($E < 5$ meV, *neutrões frios*), quer na das centenas de meV. Os neutrões de muito baixa energia têm especial interesse para as experiências de óptica neutrónica (refracção, reflexão total) e no estudo de defeitos de materiais (determinação de dimensões de vazios e de tamanhos de grãos); por seu turno, os neutrões na região dos 100 a 300 meV têm interesse particular no estudo de vibrações moleculares, por excitação.

6. Reactores de alto fluxo e reactores pulsados

Do ponto de vista do experimentador interessado na utilização de feixes de neutrões lentos, o mérito das diferentes fontes de neutrões deverá avaliar-se pela comparação das características do fluxo que se obtém na superfície emissora onde termina o canal de extracção. Nos reactores nucleares o fluxo, por MW libertado, que se estabelece no seio do moderador, depende muito da natureza dos materiais utilizados e da sua disposição relativa. Nos últimos anos, o interesse em dispor de fontes cada vez mais poderosas levou a conceber e a projectar reactores de alto fluxo de características especialmente apropriadas à experimentação com feixes de neutrões. Tais reactores, nos quais o fluxo atinge o valor de $10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, são todavia ainda pouco numerosos⁽¹⁾. A título de comparação indica-se o valor máximo do fluxo de neutrões térmicos no reactor de investigação da Junta de Energia

Nuclear, em Sacavém, que é aproximadamente $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Um outro tipo de reactor com interesse para a experimentação com feixes de neutrões é o reactor pulsado. Trata-se duma

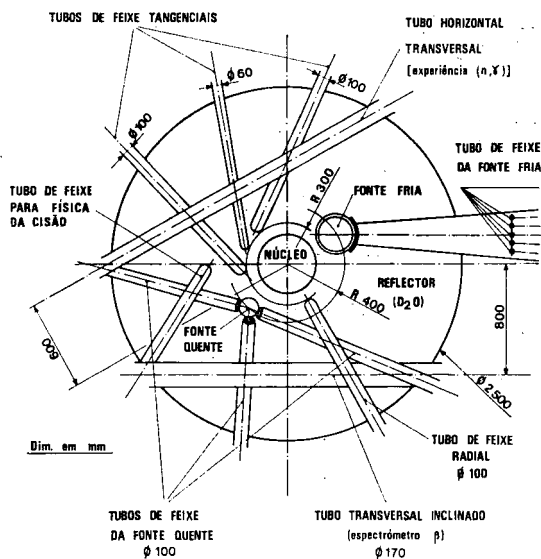


Fig. 3—Esquema da disposição dos tubos de feixe num reactor de alto fluxo (projecto do Reactor Franco-Alemão de Alto Fluxo, em Grenoble).

(De «Proceed. Seminar on Intense Neutron Sources», Santa Fé, New Mexico (1966) CONF—660925).

fonte intermitente de neutrões (como o LINAC) em que a reacção de cisão em cadeia é provocada bruscamente por uma

(1) São os seguintes os reactores de alto fluxo de que temos conhecimento: o «High Flux Breeder Reactor» do Laboratório Nacional de Brookhaven (EUA), em funcionamento desde Outubro de 1965; o «High Flux Isotope Reactor», do Laboratório Nacional de Oak Ridge (EUA), em funcionamento desde Agosto de 1965; o «Argonne Advanced Research Reactor», do Laboratório Nacional de Argonne (EUA) e o Reactor Franco-Alemão de Alto Fluxo (ver fig. 3), em Grenoble, que se espera entrem em funcionamento em 1971. Todos estes reactores oferecem fluxos térmicos máximos nas superfícies emissoras dos dispositivos experimentais, entre 5×10^{14} e $10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

variação rápida da quantidade de combustível nuclear reunida no reactor, ou pela extracção, igualmente brusca, duma certa quantidade de material absorvente, ou ainda pela introdução dum volume apropriado de moderador. Os reactores pulsados que despertam mais interesse são aqueles em que o espectro de energias

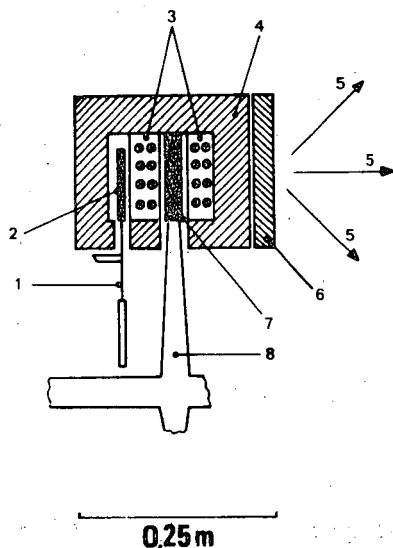


Fig. 4 — Esquema do reactor rápido pulsado IBR. 1 — rotor auxiliar; 2 — combustível nuclear móvel auxiliar (^{235}U); 3 — combustível nuclear fixo (^{239}Pu); 4 — refletor; 5 — neutrões; 6 — bloco moderador; 7 — combustível nuclear móvel (^{235}U); 8 — rotor principal.

(De GUREVICH, I. I. e TARASOV, L. V., «Low-Energy Neutron Physics», North-Holland Publ. Co. Amsterdam, 1968).

dos neutrões que provocam a cisão ocupa a região das centenas de keV. Nestes reactores, que se designam por *rápidos*, não se procura moderar e termalizar os neutrões de cisão, o que permite reduzir a duração dos impulsos gerados. Utiliza-se todavia um material leve e pouco absorvente (o *refletor*) para limitar a fuga de neutrões para o exterior. O combustível é o urânio fortemente enriquecido no

isótopo ^{235}U , ou o ^{239}Pu . Junto a uma das faces do reactor colocar-se-á um certo volume de material moderador destinado a termalizar o impulso original. A superfície emissora encontra-se por vezes no fundo duma cavidade, de forma conveniente, aberta no moderador. O protótipo deste tipo de fontes pulsadas é o reactor IBR instalado em Dubna (URSS) onde funciona desde 1960 (Fig. 4). A potência média deste reactor é apenas de 6 kW mas atinge durante os impulsos cerca de 2MW; a duração dos impulsos produzidos é de cerca de $50\ \mu\text{s}$ e a frequência de repetição, variável entre 8 e $80\ \text{s}^{-1}$. A intensidade da fonte durante o impulso de neutrões é da ordem de $10^{16}\ \text{s}^{-1}$.

A um reactor rápido pulsado pode associar-se um LINAC. A injeção no núcleo do reactor do impulso de neutrões gerado no alvo do acelerador é sincronizada com a pulsação própria do reactor, obtendo-se uma enorme multiplicação do número de partículas. Os dispositivos deste tipo designam-se, em inglês, por «accelerator-booster pulsed reactors».

BIBLIOGRAFIA

1. Proceed. Seminar on Intense Neutron Sources, Santa Fé, New Mexico (1966) CONF-660925.
2. Proceed. 4th IAEA Symposium on Neutron Inelastic Scattering Vol. II, IAEA, Vienna (1968).
3. Proceed. IAEA Panel on Instrumentation for Neutron Inelastic Scattering Research, IAEA, Vienna (1970).
4. BECKURTS, K. H. e WIRTZ, K., *Neutron Physics*, Springer Verlag (1964).
5. BACON, G. E., *Neutron Physics*, The Wykeham Science Series for Schools and Universities, Wykeham Public. Ltd., London (1969).

Funcionamento e aplicação dos detectores de Ge(Li)

por J. DUARTE CUNHA

(Laboratório de Física e Engenharia Nucleares, Sacavém)

1. Introdução

Desde 1964 que os detectores de Ge(Li) têm vindo a ocupar um lugar cada vez mais importante nos estudos de espectrometria γ , a ponto de serem actualmente o instrumento mais largamente usado nesse domínio da Física Nuclear.

O objectivo do presente artigo consiste em expor o princípio de funcionamento deste tipo de detectores, compará-los com outros usados para o mesmo fim, mostrando as vantagens e desvantagens que nos oferecem, e apontar alguns exemplos que dêem uma ideia do contributo que da sua utilização tem advindo para o conhecimento da estrutura do núcleo atómico.

2. Métodos de medida da energia dos raios γ

Dá-se o nome de radiação γ ou raios γ à radiação electromagnética emitida na desexcitação de estados nucleares.

Esta radiação pode ser descrita em termos de ondas de comprimento λ , propagando-se no vácuo com uma velocidade c e tendo uma frequência $\nu = \frac{c}{\lambda}$ e, complementarmente, em termos de fótons de energia $E = h\nu$ e momento linear de módulo $p = \frac{h}{\lambda} = \frac{E}{c}$.

Atendendo à relação relativista entre energia e momento

$$E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2$$

é fácil concluir que o fóton tem massa em repouso nula, isto é, $m_0 = 0$.

A energia dos raios γ pode medir-se por métodos directos e indirectos. Na primeira hipótese, mede-se o comprimento de onda λ provocando a dispersão da radiação γ numa rede cristalina, tal como no caso da luz ou dos raios X. É este o método usado no espectrómetro de cristal encurvado, o qual permite medir energias com incertezas da ordem de 1:10 000 para $E=72$ keV⁽¹⁾ ou 1:1800 para $E=686$ keV. Este método tem uma precisão superior à de qualquer outro, mas só é aplicável no caso de se dispor de fontes localizadas e muito intensas.

Nos métodos indirectos a energia do fóton é total ou parcialmente transmitida a um electrão cuja energia cinética é posteriormente medida.

Convém ainda distinguir os casos em que essa medida é feita directamente — caso dos espectrómetros magnéticos — daqueles em que essa energia é, por sua vez, dissipada numa série de processos secundários.

Pertencem a este último grupo quer os detectores de Ge(Li) quer os de cintilação, precisamente os dois tipos que, pela sua comodidade e eficiência, são usados na grande maioria das instalações de espectrometria γ .

A transmissão de energia aos electrões, característica comum a todos os métodos

(1) 1 keV = 10^3 eV.

1 eV é a energia adquirida por um electrão acelerado pelo potencial de 1 V.

1 eV = $1,6 \cdot 10^{-12}$ erg.

indirectos, faz-se por vários mecanismos. De entre eles destacam-se três que, por terem uma probabilidade de ocorrência várias ordens de grandeza acima das restantes, dominam todo o processo de absorção de energia. Trata-se do efeito Compton, do efeito fotoeléctrico e da criação de pares electrão-positão.

O leitor menos familiarizado com estes conceitos pode encontrar uma descrição detalhada de todos eles em qualquer dos livros citados na bibliografia. Quanto à criação de pares convém ter especialmente presente que ela só é possível se a energia do fotão for superior a $2mc^2 \approx 1022 \text{ keV}$ (mc^2 é a energia equivalente à massa em repouso de qualquer das partículas) e ainda que, sendo o positão instável, se verifica uma aniquilação positão-electrão logo após a sua paragem. Desta aniquilação resultam dois fotões de 511 keV os quais podem ser ou não absorvidos no detector.

3. Funcionamento do detector de Ge (Li)

Consideremos um sólido cristalino qualquer e passemos em revista, de uma forma sumária, algumas conclusões que se tiram do estudo da sua estrutura.

Estamos interessados nas propriedades eléctricas e, em particular, na condutividade do cristal. Para este efeito é adequada a descrição fornecida pela teoria das bandas da qual se dão a seguir os traços essenciais.

Num átomo isolado os electrões ocupam estados de energia caracterizados por um espectro discreto. Num cristal a interacção entre os diferentes átomos, provoca um desdobramento dos níveis de energia, passando a existir um espectro em que os estados de energia permitidos, se agrupam em zona ou bandas as quais estão separadas uma das outras por bandas proibidas.

Este desdobramento é uma exigência do princípio da exclusão de Pauli para o sistema complexo formado por todos os electrões do cristal.

Pelo que diz respeito aos electrões menos ligados, os únicos que interessam para o estudo da condutividade, existem 2 bandas permitidas, a banda de condução e a banda de valência, separadas pela banda proibida cuja largura designaremos por W_g . Estes nomes devem-se ao facto de se encontrarem, na primeira, os electrões responsáveis pelas ligações interatómicas, e na segunda os responsáveis pela condutibilidade eléctrica do cristal.

A existência de corrente eléctrica pressupõe a possibilidade de haver deslocamento de cargas de um para outro ponto do cristal e isso só é possível se houver bandas parcialmente preenchidas. Caso contrário, o único movimento possível é a permuta de dois electrões e não corresponde à existência de qualquer corrente macroscópica.

Num semiconductor à temperatura de 0°K , e tal como sucede nos isolantes, a banda de valência está totalmente ocupada e não há electrões na banda de condução. Logo, a esta temperatura, o semiconductor comporta-se como isolante. A diferença entre isolantes e semicondutores reside na largura da banda proibida, ou seja, na energia que é necessário fornecer a um electrão para o fazer transitar da banda de valência à banda de condução. Esta energia é da ordem de 1 eV nos semicondutores (0,7 eV no Ge e 1,1 eV no Si) e de 5 a 10 eV nos isolantes.

Isto faz com que, devido à energia de agitação térmica, KT , o número de electrões na banda de condução seja, à temperatura ambiente, desprezável nos isolantes mas bastante apreciável no caso dos semicondutores.

Por cada electrão que transita para a banda de condução, passa a existir na banda de valência um estado de movi-

mento não preenchido, designado por buraco.

Os electrões da banda de condução e os buracos da banda de valência são conhecidos pela designação comum de portadores de carga. Para compreender a razão de ser desta designação suponhamos que se aplica a um semiconductor com electrões na banda de condução e buracos na banda de valência, um campo eléctrico de intensidade conveniente. Os electrões da banda de condução deslocam-se em sentido oposto ao do campo, originando uma corrente eléctrica cujo sentido é o mesmo do campo. Na banda de valência, sempre que um electrão se desloca de A para B e, simultaneamente, um buraco transita de B para A , a corrente produzida é a mesma que apareceria se uma partícula de carga $+e$ e massa m se deslocasse de B para A . Esta 2.^a descrição é conveniente sempre que a banda está quase completamente preenchida, falando-se então dos buracos, como partículas de massa m e carga $+e$.

Justifica-se, portanto, que se chame portadores de carga aos electrões da banda de condução e aos buracos da banda de valência, sendo as suas concentrações designadas daqui em diante por N_e e N_b , respectivamente. Num semiconductor puro $N_e = N_b$ como facilmente se compreende.

Vejam agora o que se passa se o cristal contiver impurezas. E, para assentar ideias, imaginemos um cristal de Ge ($Z=32$) ao qual se juntam alguns átomos de As ($Z=33$). Alguns nós da rede cristalina passam a ser constituídos por átomos de As em vez de Ge.

As ligações entre os átomos de Ge são ligações de covalência com quatro graus de liberdade, utilizando portanto, quatro electrões periféricos. O As tem um electrão periférico a mais, o qual não podendo ser utilizado nas ligações com os átomos vizinhos, fica fracamente ligado. Por outras palavras, a presença do

As vai criar níveis de energia no topo superior da banda proibida, perto da banda de condução, nos quais existem electrões que não têm o correspondente buraco na banda de valência. Passamos pois, a ter $N_e > N_b$ e o semiconductor diz-se do tipo n .

Se em vez de As usarmos Ga como impureza ($Z=31$), dá-se o fenómeno inverso: há defeito de electrões e surgem buracos ou estados vagos no topo inferior da banda proibida sem os correspondentes electrões na banda de condução. Teremos $N_b > N_e$ e o semiconductor diz-se do tipo p .

Resumindo, a condutividade de um cristal é determinada pelo número de portadores de carga existentes. Num cristal sem impurezas esse número depende apenas da temperatura T e a condutividade respectiva, igualmente função da temperatura, diz-se condutividade intrínseca. Se houver impurezas é, em geral, $N_b > N_e$ (semiconductor de tipo p) ou $N_e < N_b$ (semiconductor do tipo n) e a temperatura deixa de ser o factor principal a condicionar a condutividade do cristal.

Dispomos agora dos elementos necessários para abordar o problema da utilização dos semicondutores na detecção dos raios γ .

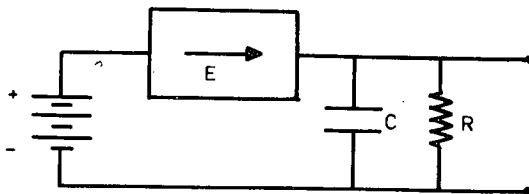


Fig. 1 — Circuito eléctrico equivalente de um cristal utilizado como detector.

Consideremos um cristal homogéneo de material semiconductor, Ge por exemplo, mantido a uma temperatura suficientemente baixa para que a condutividade intrínseca seja quase nula.

Vamos inserir esse cristal num circuito eléctrico como o representado na figura 1,

em que R é o paralelo da resistência do cristal com a resistência do circuito de carga e C a soma da capacidade do detector com as capacidades parasitas (1).

Na ausência de qualquer perturbação a corrente que atravessa o cristal é condicionada apenas pela condutividade intrínseca e, portanto, é muito pequena (alguns nA).

Mas se um fóton penetrar no cristal e comunicar energia a um electrão por um dos mecanismos que vimos atrás, a energia cinética desse electrão passa a ser muitas vezes superior a Wg . Logo, ao colidir com outros electrões, faz com que eles passem para a banda de condução, ou seja, provoca o aparecimento de pares electrão-buraco (não confundir com os pares electrão-positão).

Sob o efeito do campo aplicado, os electrões e os buracos deslocam-se em sentidos opostos e vão carregar a capacidade C . Esta descarrega-se com uma constante de Tempo $\tau = RC$, após o que tudo regressa à normalidade até à chegada de um novo fóton.

Em rigor há que referir que o cristal não é um dieléctrico perfeito, ou seja, tem um tempo de relaxação τ_0 finito. Após esse tempo o cristal regressa ao estado neutro por recombinação de electrões com buracos. Se houver cargas que levem um tempo superior a τ_0 para serem colectadas, elas serão neutralizadas e a carga Q deixa de ser proporcional à energia cedida pelo fóton.

Em qualquer bom detector $\tau_0 \gg \tau \gg \tau_c$ e, numa primeira análise, podemos considerar $\tau_0 \rightarrow \infty$.

Se a constante de tempo τ for grande comparada com o tempo médio da recolha das cargas, τ_c , a tensão dos terminais da capacidade evolui tal como se mostra na figura 2. Nos detectores de Ge $\tau_c \approx 50$ ns e o τ usado é, tipicamente, da ordem de $50 \mu s$.

Se for $Q = \frac{E}{W^{(2)}}$ a carga libertada pelo fóton no cristal, teremos

$$V_{\max} = \frac{Q}{C}$$

ou seja, quer a carga Q depositada na capacidade C , quer a tensão V_{\max} , são

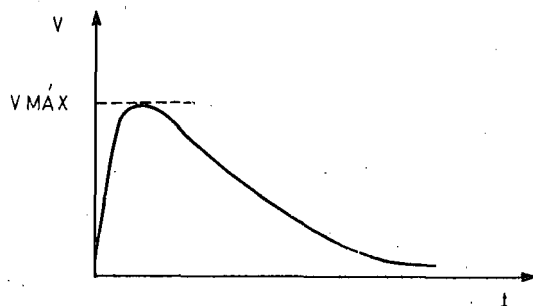


Fig. 2 — Evolução no tempo da tensão aos terminais do circuito da figura 3.

proporcionais à energia E depositada pelo fóton no cristal.

Saliente-se que esta proporcionalidade só se verifica se $\tau_c \ll \tau$, isto é, se pudermos considerar que toda a carga foi já colectada quando o condensador começa a descarregar-se.

Se a condutividade do cristal na ausência de qualquer excitação for elevada, teremos uma corrente contínua cujas flutuações mascaram os verdadeiros impulsos.

(1) Em funcionamento normal, o detector está ligado a um pré-amplificador de carga, cuja impedância de entrada é praticamente nula, de forma que toda a carga é essencialmente colectada na capacidade de realimentação do pré-amplificador. Mas como o sinal de saída do pré-amplificador tem uma constante de tempo de descida com um valor típico de $50 \mu s$, podemos usar o esquema simplificado da figura 3 com $\tau = 50 \mu s$ para salientar aquilo que para nós é relevante neste momento.

(2) W é a energia gasta, em média, na criação de um par electrão-buraco.

soos constituindo uma fonte de ruído em relação à informação relevante.

É isto precisamente o que sucede com os cristais de Ge mais puros que é possível obter, pois eles contêm ainda um teor de impurezas (especialmente boro) que lhes confere um carácter acentuadamente p e uma condutividade demasiadamente alta.

Por isso, se lhes adiciona Li (o qual é um dador) segundo uma técnica adequada, a qual permite obter uma zona compensada em que as concentrações de Li e B são idênticas e, como consequência, a condutividade iguala a condutividade intrínseca.

A técnica referida é conhecida pelo nome de «Lithium ion-drift technique», nome que dá conta do arrastamento dos iões de Li por um campo eléctrico aplicado em condições de temperatura apropriadas. Compõe-se de duas fases: na primeira injecta-se Li a partir de uma das extremidades e, seguindo as leis normais da difusão térmica, atinge-se uma situação de equilíbrio em que as concentrações de dadores (Li) e aceitadores (B) são as representadas na figura 3-A).

Estamos em presença de uma junção $p-n$, isto é, de um bloco de semiconductor com características p de um lado ($x > c$) e n do outro, a qual tem características direccionais quanto à passagem de corrente. A junção diz-se polarizada directamente quando a tensão aplicada faz passar a corrente no sentido de passagem fácil; caso contrário, diz-se polarizada inversamente.

A segunda fase de preparação dos detectores de Ge(Li) consiste precisamente em polarizar no sentido inverso a junção obtida na primeira, mantendo-a a uma temperatura em que a mobilidade dos iões de Li seja elevada. Nestas condições, os iões são arrastados para a direita acabando a sua concentração por se tornar igual à do B numa zona que se

estende para a esquerda e para a direita de $x = c$, zona essa cuja largura é determinada pela competição dos dois mecanismos que tendem a alterar a concentração das impurezas: difusão térmica e arrastamento pelo campo eléctrico. Nesta zona central o Li e o B compensam-se mutuamente, o cristal não tem carácter

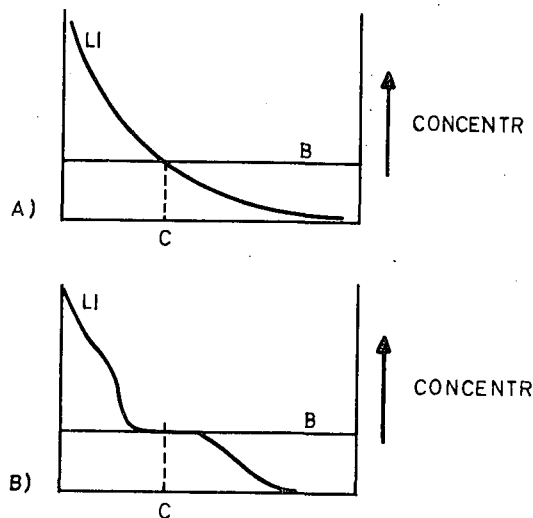


Fig. 3 — Preparação de um detector de Ge(Li).
Concentração das impurezas Li e B.

A) Depois da difusão do Li.

B) Depois do arrastamento do Li pelo campo eléctrico aplicado.

(Figura extraída do livro de Dearnaley e Northrop citado na bibliografia, pág. 151).

n ou p e a condutividade é igual à condutividade intrínseca do Ge. Como a temperatura ambiente essa condutividade atinge valores elevados, os detectores de Ge(Li) têm de ser operados a temperaturas muito inferiores, sendo arrefecidos por meio de ar ou azoto líquidos. Aliás a própria estabilidade do processo de compensação das duas impurezas é destruída à temperatura ambiente, o que obriga a que o arrefecimento seja permanente e não só durante a operação. O funcionamento deste detector não é diferente do que vimos atrás para o bloco homogéneo

de semiconductor, à parte o sentido do campo aplicado, que lá era arbitrário e aqui tem de corresponder a uma polarização inversa da junção. Sendo assim, sabemos já que, desprezando em primeira aproximação os problemas decorrentes do tempo de recolha das cargas, a capacidade C se carrega com uma carga Q proporcional à energia deixada pelo fotão no detector. É este sinal que tem de ser amplificado antes de ser objecto de qualquer tipo de análise ou contagem. A amplificação é feita em 2 fases: pré-amplificação e amplificação própria dita.

Sobre os amplificadores nada diremos. Quanto aos pré-amplificadores utilizados com os detectores de Ge(Li) trata-se de pré-amplificadores de carga, assim chamados porque o sinal de saída V_0 depende apenas da carga Q depositada na capacidade C (figuras 1 e 4), sendo independente das flutuações dessa mesma capacidade. Este efeito consegue-se conjugando um ganho muito elevado no andar de entrada (tipicamente da ordem de 10^4) com uma realimentação capacitiva, o que produz uma capacidade equivalente à entrada muito superior a C e uma impedância de entrada praticamente nula. A vantagem deste sistema é evidente uma vez que é Q e não $V = \frac{Q}{C}$ que contém informação sobre a energia deixada pelo fotão no detector.

Por outro lado, e ao contrário do que sucede, por exemplo, com os detectores de cintilação em que o ruído intrínseco é suficientemente grande para que a contribuição electrónica se possa desprezar, no caso do Ge(Li) as duas contribuições, intrínseca e electrónica, são da mesma ordem de grandeza. Daí que se tomem todas as precauções para melhorar a relação sinal/ruído.

A figura 4 representa o circuito equivalente de um pré-amplificador de carga.

O ganho do pré-amplificador (em malha fechada) é aproximadamente $\frac{C}{C_f}$ de forma que o sinal de saída é dado por

$$V_0 = V_i \cdot \frac{C}{C_f} = \frac{Q}{C} \cdot \frac{C}{C_f} = \frac{Q}{C_f}.$$

Isto justifica a afirmação feita atrás de que a amplitude do sinal de saída é proporcional a Q e não a $V = \frac{Q}{C}$.

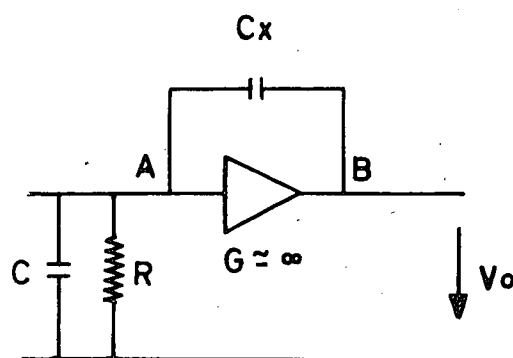


Fig. 4 — Circuito equivalente de um pré-amplificador de carga.

Mas se a amplitude do sinal é independente de C , o mesmo não sucede já com a sua energia e, portanto, com a relação sinal/ruído.

Com efeito a energia do sinal é dada por

$$E = \frac{1}{2} C V^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}$$

donde se conclui que há toda a vantagem em minimizar C , o que se faz colocando o pré-amplificador junto do detector para eliminar a capacidade própria dos cabos de ligação. Esta medida é duplamente eficaz, uma vez que contribui também para diminuir o ruído electrónico e, portanto, não só aumenta o numerador como

diminui o denominador da relação sinal/ruído.

A utilização de transistores de efeito de campo de baixo ruído no primeiro andar de amplificação, contribui igualmente para a redução do ruído electrónico.

Conseguem-se hoje pré-amplificadores cuja contribuição para o ruído total é, para energias da ordem de 1000 keV, de cerca de $1/3$ do ruído intrínseco.

4. A forma dos espectros

Dado um núcleo excitado que emite radiação γ pretendemos conhecer o espectro de energias dos fotões emitidos. Na realidade, vamos determinar o espectro das energias absorvidas pelo detector o qual depende simultaneamente das energias dos fotões emitidos e dos mecanismos de absorção.

Olhando para os espectros da figura 5, obtidos com uma fonte de Y^{88} a qual, de acordo com o esquema de decaimento apresentado, emite raios γ com 898 e 1836 keV (além de um outro, de maior energia mas muito menos intenso), vemos que se trata de espectros contínuos com vários picos, cuja largura é muito maior no caso do $INa(Tl)$ do que no caso de $Ge(Li)$.

Os dois picos mais intensos correspondem a fotões totalmente absorvidos no detector, quer por efeito fotoeléctrico, quer por criação de pares seguido de absorção dos dois fotões de 511 keV, quer ainda por efeito Compton simples ou múltiplo, seguido de efeito fotoeléctrico.

Tendo os fotões perdido uma energia bem definida (E) o facto de obtermos um pico com uma certa largura e não uma risca, traduz a presença de ruído introduzido pelo detector e pela electrónica associada. A grandeza desse ruído

é medida pela resolução do sistema, a qual, para os detectores de $Ge(Li)$, é geralmente indicada como a largura em keV do pico de absorção total a meia altura.

Só através dos fotões totalmente absorvidos é possível determinar com precisão a energia dos fotões emitidos. Daí a vantagem de termos picos de absorção total intensos (eficiência de pico elevada) e estreitos (boa resolução).

A eficiência do pico define-se como a razão entre o número de fotões completamente absorvidos no detector e o número total de fotões incidentes. A resolução, por outro lado, cresce com a energia dos fotões por razões que adiante teremos oportunidade de conhecer.

Voltando ao espectro da figura 5, os dois picos mais pequenos que nele aparecem têm energias que diferem de 1836 keV em 511 e $2 \times 511 = 1022$ keV, respectivamente. Foram originados por fotões que criaram pares electrão-positão, tendo um ou os dois raios γ produzidos no aniquilamento do positão saído do detector sem perder energia. Atenta a sua origem estes picos são conhecidos por picos de 1.º e 2.º escape.

Finalmente temos um espectro contínuo no qual aparecem dois degraus (barreiras de Compton) em pontos correspondentes às energias máximas que cada um dos dois tipos de fotões emitidos (898 e 1836 keV) pode perder num só choque elástico. Como este espectro contínuo não fornece informação relevante, convém que seja o mais pequeno possível a fim de que as suas flutuações não impeçam a visibilidade de quaisquer picos que, por provirem de fotões de menor energia, lhe fiquem sobrepostos. Daí a importância de um terceiro parâmetro usado para caracterizar os detectores de raios γ , a relação pico-Compton, isto é, a razão entre as alturas do pico de absorção total e da barreira de Compton.

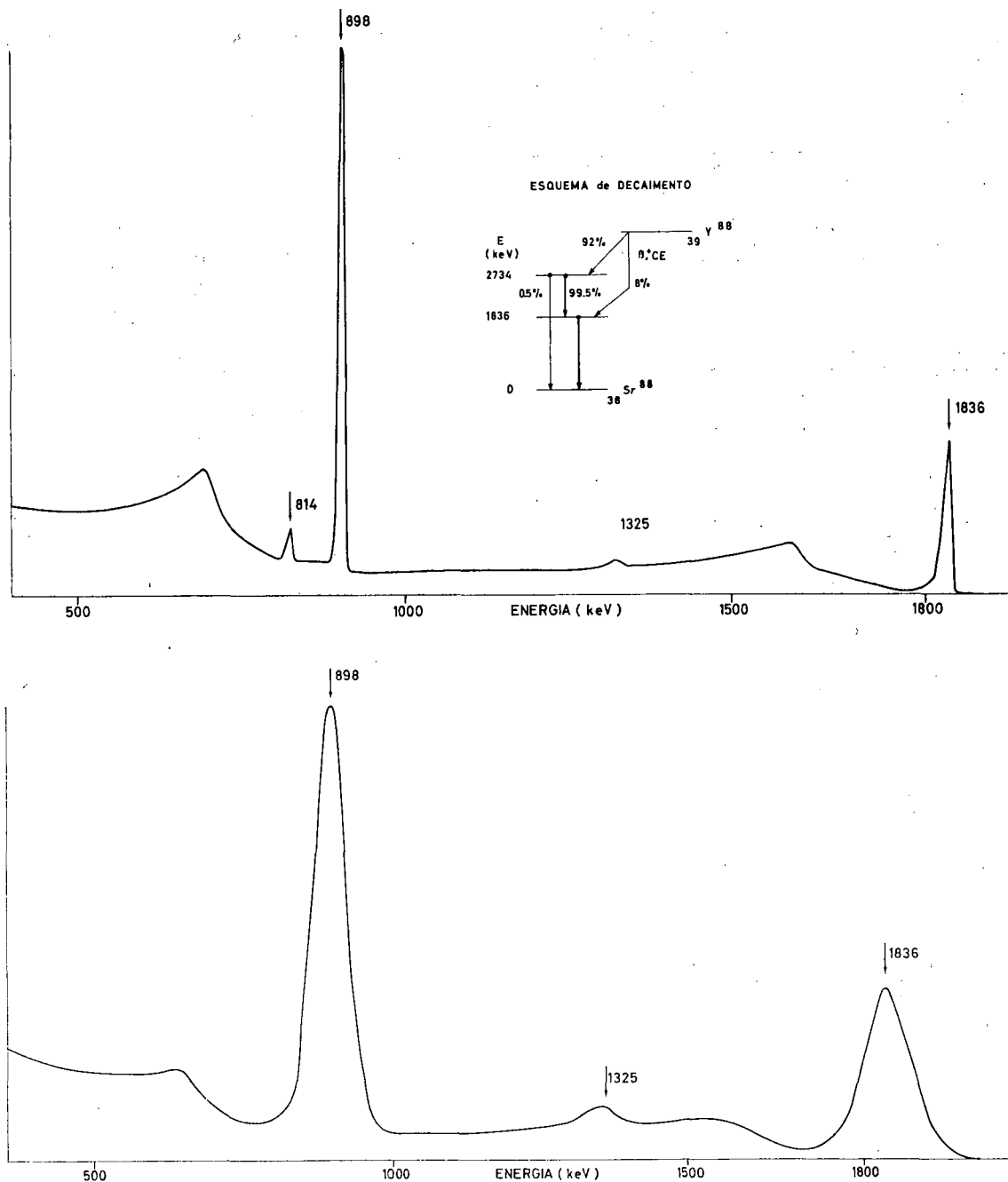


Fig. 5 — Espectros γ obtidos com uma fonte de Y^{88}
 Em cima : Detector de Ge (Li) de 30 cm^3
 Em baixo : Detector de INa (Tl) de $3'' \times 3''$

5. Comparação do detector de Ge(Li) com os detectores de cintilação

Antes do advento dos detectores de Ge(Li) o vasto campo da espectrometria γ era dominado pelos cristais de cintilação, particularmente pelos cristais de INa activados com Tl. É por este motivo que na figura 5 se comparam os espectros obtidos com um detector de Ge(Li) e com um cristal de INa(Tl), com o objectivo de pôr em evidência as vantagens e desvantagens de cada um deles.

A diferença mais saliente entre os dois espectros reside na resolução, isto é, na largura dos picos⁽¹⁾. É também visível que a relação pico-Compton é superior no caso do Ge(Li). A par destas vantagens o detector do Ge(Li) tem o inconveniente de ser bastante menos eficiente.

É costume definir a eficiência de um detector de Ge(Li) como a razão entre o número de fotões de 1332 keV do Co⁶⁰ que perdem toda a sua energia no cristal, e o mesmo número referente a um detector de INa(Tl) de 3" \times 3", sendo a fonte de Co⁶⁰ colocada, em ambos os casos, a 25 cm do detector.

A principal razão pela qual os detectores de Ge(Li) são menos eficientes que os de INa(Tl) reside no facto de o seu volume activo (volume da zona compensada) ser pequeno comparado com o daqueles. No entanto os progressos tecnológicos têm aumentado consideravelmente o volume das zonas compensadas que é possível obter a ponto de se conseguirem hoje eficiências que vão até 10%.

A relação pico-Compton é um parâmetro que depende do volume do detector, da sua resolução e da sua geometria, bem como do Z do material de que ele é feito. Nos detectores de INa, tomando ainda para ref. o raio γ de 1332 keV do Co⁶⁰, o valor típico desta relação é 5:1 enquanto nos de Ge(Li) aparecem valores de 28:1.

Resta-nos analisar o problema da re-

solução, sem dúvida o grande responsável pelo incremento que a utilização dos detectores de Ge(Li) tem sofrido nos últimos anos. Vimos já que a resolução é uma consequência do ruído e que este provém, essencialmente, do detector e do pré-amplificador. Pelo que toca ao detector, a principal fonte de ruído é a flutuação estatística do número de pares electrão-buraco criados pela energia E dissipada pelo fotão no cristal. Uma parte desta energia pode provocar excitação ou aquecimento da rede cristalina sem formação de portadores de carga.

Seja Y o n.º de pares criados pela energia E

$$Y = \frac{E}{W}$$

Como a repartição de energia entre os dois processos — criação de pares e aquecimento da rede — é de natureza estatística, tem sentido falar da variância de Y , σ^2 .

Vejamos como se relaciona a variância σ^2 com W e E , por um lado, e com a resolução do detector pelo outro.

Se toda a energia fosse usada na criação de pares, deveria ser $\sigma^2 = 0$. Pelo contrário, se a criação de pares for um processo pouco provável quando comparado com o aquecimento da rede, é aplicável a estatística de Poisson e teremos

$$\sigma = \sqrt{Y} = \sqrt{\frac{E}{W}}$$

Podemos assim definir um factor F (factor de Fano) compreendido entre 0 e 1, tal que

$$\sigma^2 = FE/W.$$

(1) O detector de Ge(Li) usado para obter o espectro representado, é um detector que além de relativamente antigo (1968), tem sido submetido a bombardeamento com neutrões. Daí que a sua resolução esteja muito longe dos valores óptimos que adiante se referem.

Por outro lado, na ausência de qualquer outra fonte de ruído, a largura a meia altura do pico correspondente aos fótons de energia E deve ser dada por $\sigma \cdot W$ vezes um factor de forma que, se o pico tivesse a forma de uma curva de Gauss, valeria 2,35. Nos casos reais, a forma do pico não é muito diferente da gaussiana e podemos escrever para expressão da largura a meia altura

$$E = 2,35 \cdot \sigma \cdot W = 2,35 \cdot \sqrt{E \cdot F \cdot W}.$$

Fazendo $E = 1332$ keV e tomando para F e W os valores típicos de 0,13 e 2,9 eV, respectivamente, vem

$$\Delta E = 1,65 \text{ keV}.$$

Este, portanto, o limite inferior que devemos esperar para a resolução de um detector de Ge(Li) se $F = 1,33$ MeV. Combinando este valor com a contribuição electrónica para o ruído, cujo limite inferior se situa hoje na ordem dos 0,6 keV, vemos que

$$E_{\text{final}} = \sqrt{1,65^2 + 0,6^2} \approx 1,8 \text{ keV}.$$

Comparemos agora com o que se passa num detector de INa. O fóton cede a sua energia a um electrão por um dos três mecanismos que vimos atrás. O electrão, por sua vez, vai originar a excitação de átomos da impureza activadora (Tl, p. ex.) os quais se desexcitam com emissão de luz ultravioleta. Estes fótons ultravioletas vão incidir no fotocátodo de um fotomultiplicador provocando a emissão de electrões os quais, depois de multiplicados ao longo da cadeia de dínodos, são recolhidos no ânodo. A carga total correspondente é proporcional à energia da radiação incidente.

Neste caso, a principal causa de ruído reside na flutuação do número de fótons luminosos produzidos por unidade de

energia dissipada no cristal. Como a energia média gasta na criação de um fóton luminoso é 300 eV, conclui-se imediatamente que a resolução dos detectores de INa tem de ser necessariamente pior que a dos de Ge(Li).

Na realidade, sendo o processo de conversão energia da radiação γ —carga eléctrica menos directa do que no caso do Ge, a análise das flutuações é mais complicada. A conclusão que dela se tira é que a resolução, expressa em percentagem da energia E , nunca será inferior a 6,6% o que, ainda no caso dos fótons de 1332 keV, conduz a $E \approx 85$ keV.

Na prática, os melhores valores obtidos, são da ordem de 7%, enquanto que os fabricantes da especialidade oferecem hoje conjuntos detector de Ge(Li)—pré-amplificador cuja resolução global é de 2,2 keV para $E = 1332$ keV.

Veremos a seguir alguns exemplos de situações em que a boa resolução dos detectores de Ge(Li) é decisiva para o nosso conhecimento da estrutura nuclear.

6. Importância dos detectores de Ge(Li)

Já se afirmou que a excelente resolução dos detectores de Ge(Li) foi o estímulo para o seu rápido desenvolvimento. Resta mostrar porque é tão importante dispor de uma boa resolução.

Em primeiro lugar, quanto melhor for a resolução, menor precisa de ser a diferença de energia entre duas radiações para que possamos observá-las separadamente. Assim a utilização de detectores de Ge(Li) tem permitido descobrir que muitos níveis de energia que se julgavam simples são na realidade duplos, isto é, que existem dois níveis com uma diferença de energia da ordem de alguns keV apenas. Como exemplo, podemos citar dois níveis do $^{13}\text{Al}^{28}$ com energias de excitação de 1620 e 1624 keV respectiva-

mente, cuja separação foi feita há cerca de um ano.

De uma maneira geral podemos dizer que a utilização de detectores de Ge(Li) permite descobrir novas feições nos espectros γ o que justifica a afirmação de que vale a pena repetir com eles muitos dos trabalhos anteriormente realizados com INa.

Um exemplo mais específico da importância deste tipo de detectores é fornecido pela medição de vidas médias de estados nucleares excitados produzidos em reacções nucleares feitas pelo método do efeito Doppler atenuado.

Este método já era usado com detectores de INa mas a sua precisão vem grandemente melhorada quando se utilizam cristais de Ge(Li). Na realidade, o método baseia-se na possibilidade de medir o desvio de energia sofrida pelos raios γ emitidos por núcleos em movimento relativamente ao detector. Como este desvio é, em geral, pequeno (desde alguns keV até poucas dezenas de keV) a boa resolução oferecida pelos detectores de Ge(Li) é muito importante para a sua medida e, portanto, para a determinação de vida média.

Esta a razão pela qual o método do efeito Doppler atenuado sofreu um enorme

incremento com o advento deste tipo de detectores, tendo sido aplicado durante os últimos dois ou três anos a muitas dezenas de núcleos, sobretudo no domínio dos núcleos leves.

7. Conclusão

Procurámos neste artigo fazer uma análise rápida duma classe importante de detectores usados em Física Nuclear. Embora houvesse necessidade de passar por cima de muitas questões importantes, tivemos a intenção de eliminar saltos que dificultassem a compreensão do conjunto.

Para o leitor interessado, indica-se a seguir uma bibliografia muito sumária mas na qual os assuntos aqui aflorados são tratados em grande detalhe.

Ao Dr. Sousa Lopes são devidos agradecimentos pelas muitas sugestões com que contribuiu para completar ou precisar várias passagens do presente trabalho.

BIBLIOGRAFIA

- G. DEARNALEY and D. C. NORTHROP, *Semiconductor Counters for Nuclear Radiation*, E. & F. N. SPON Ltd.
 W. J. PRICE, *Nuclear Radiation Detection*, McGraw-Hill Book Company, Inc.

Noticiário

Um ano de actividade mundial no domínio da exploração do espaço exterior

O propósito desta nota é apresentar um breve sumário dos acontecimentos relacionados com a exploração espacial verificados no decurso do ano de 1970.

Nos Estados Unidos, a N. A. S. A. — que é o organismo governamental que coordena toda a actividade civil no domínio da exploração do espaço exterior —

teve o seu orçamento severamente reduzido. Em Abril realizou-se o voo da nave Apolo-13 o qual quase viria a tornar-se num desastre em consequência duma explosão no módulo de serviço. O talento demonstrado pelo centro de controle em Houston proporcionou, felizmente, o regresso a salvo da equipa de astronautas. A redução do orçamento da N. A. S. A., e este acidente em voo, concorreram para o atraso da execução do programa Apolo

e para a revisão do seu desenvolvimento futuro tendo até sido cancelados alguns dos voos anteriormente planeados.

Na U. R. S. S. verificou-se apreciável progresso segundo duas linhas de acção distintas. Em Junho, o voo da na ve Soyuz-9 bateu o record da mais longa permanência do homem no espaço exterior. Esta experiência teve como expressa finalidade o estudo dos efeitos fisiológicos da imponderabilidade prolongada em preparação das condições para o eventual estabelecimento de estações espaciais permanentes.

A segunda linha de acção prosseguida pela U. R. S. S. diz respeito à exploração do espaço exterior por meio de naves automáticas não tripuladas. Assim, em Setembro, Luna-16 pousou na Lua, recolheu amostras da superfície lunar e regressou à Terra por meios exclusivamente automáticos. Em Novembro, Luna-17 colocou na superfície lunar um veículo motorizado, Lunokhod-1, o qual transporta aparelhagem destinada ao estudo do solo assim como equipamento de telecomunicações e telecomando. Este permite a execução de experiências científicas e a recolha de dados e, bem assim, o comando do veículo, nomeadamente a sua condução, a partir do centro de comando em Terra.

No que diz respeito à actividade espacial europeia há que assinalar o primeiro lançamento bem sucedido do veículo britânico Black Arrow, o que se verificou em Março. Em Junho foi lançado o veículo comunitário ELDO-F9 o qual falhou ao nível do terceiro andar daí resultando que o satélite transportado não fosse colocado em órbita.

Ainda no âmbito europeu há que assinalar duas opções políticas relevantes para o futuro da Europa. Queremos referir, em primeiro lugar, a decisão, tomada pela Conferência Espacial Europeia, de integrar a E. S. R. O. e a E. L. D. O. numa

organização única. A E. S. R. O. (European Space Research Organisation) e a E. L. D. O. (European Launchers Development Organisation) são, de momento, os dois organismos comunitários europeus encarregados da promoção do estudo e exploração do espaço exterior, o primeiro, e do desenvolvimento de veículos de lançamento, o segundo.

Outro facto de relevo foi a proposta dirigida pela N. A. S. A. aos países das comunidades espaciais europeias para a co-participação no programa pós-Apolo. Esta cooperação proporcionaria a duplicação do actual potencial da N. A. S. A. para a investigação do espaço, abriria o caminho para o estabelecimento de contratos entre aquela agência e as indústrias europeias de tecnologia avançada e facilitaria a participação dos grupos europeus de investigação nas missões espaciais norte-americanas. Alguns países, o Reino Unido e a Dinamarca nomeadamente, não estão de momento dispostos a associar-se ao programa pós-Apolo, aliás ainda pouco bem definido. Mas a Bélgica, a França, e a Alemanha Ocidental são desde já favoráveis à futura cooperação. Um dos objectivos centrais deste programa seria o desenvolvimento dum veículo de transporte, recuperável, a ser utilizado na ligação com futuras estações orbitais permanentes.

Finalmente, em Portugal, há que assinalar a criação, no seio da Junta Nacional de Investigação Científica e Tecnológica, da Comissão Permanente de Estudo do Espaço Exterior. É seu objectivo promover a coordenação dos estudos e aplicações relativas ao espaço extra-atmosférico, fomentar a especialização de pessoal técnico e científico, apoiar a execução dos programas nacionais e também manter relações de cooperação com organismos estrangeiros.



