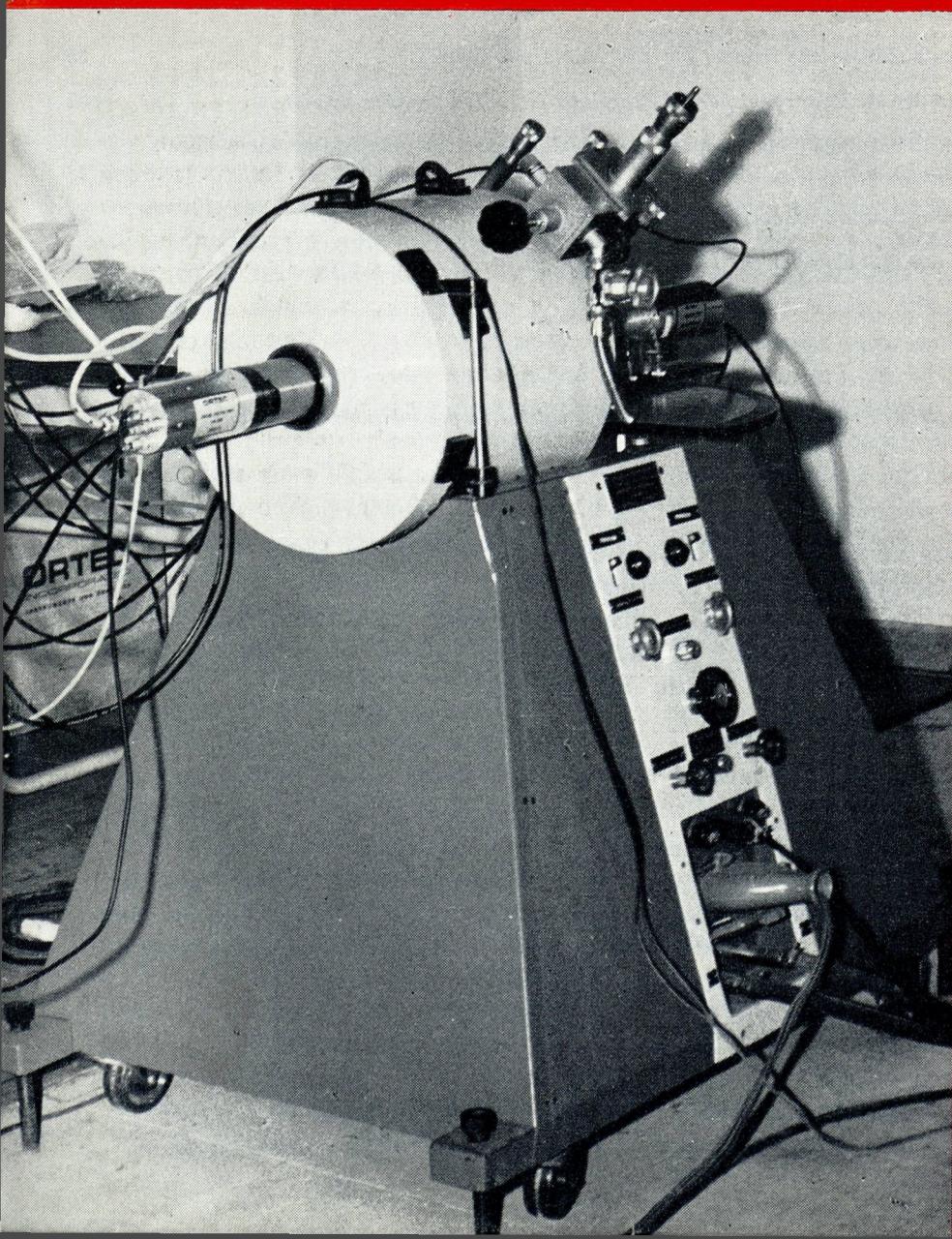


GAZETA DE FISICA

REVISTA DOS ESTUDANTES DE FÍSICA
E DOS FÍSICOS PORTUGUESES



VOL. V, FASC. 2
DEZEMBRO 1970

Espectrómetro magnético,
tipo Gerholm, do Laboratório
de Física da Universidade de
Lisboa (ver artigo, pág. 37).

S U M Á R I O

As possibilidades profissionais dos físicos, <i>por Rui Namorado Rosa</i>	35
Espectrometria Magnética de Electrões, <i>por F. Bragança Gil e J. Carvalho Soares</i>	37
Considerações sobre a resolução de um problema de Mecânica ao nível do 3.º ciclo liceal, <i>por Mário Trigueiros</i>	48
A medida do tempo em Física Nuclear, <i>por J. Sousa Lopes</i>	51
Introdução à Teoria dos Quarks, <i>por M. H. Cardoso</i>	60
Noticiário	64

————— *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)

As possibilidades profissionais dos físicos

por RUI NAMORADO ROSA

A vasta gama de actividades a que o conhecimento da física pode conduzir é raramente apercebida pelos jovens em idade de escolher uma carreira e, até, por muitos dos universitários cursando física. As únicas alternativas que em geral se tomam em conta são a investigação e o ensino. Mas, embora muitos físicos se dediquem a uma ou outra destas actividades, a realidade é bem mais complexa do que esta simples alternativa.

A física é uma ciência fundamental e é por isso um instrumento de trabalho necessário a muitos domínios técnicos e científicos nos quais os conhecimentos e a dedicação dos físicos podem conduzir a novos desenvolvimentos e aplicações. Bastará citar, como exemplo, a aplicação de métodos físicos na investigação arqueológica, os quais vão constituindo o corpo duma nova ciência, a arqueometria.

O estudo da física propriamente dita, o aprofundamento e a expansão dos seus conhecimentos, exige quadros que se dediquem aos detalhes da experimentação ou do cálculo e, bem assim, quadros que se consagrem à interpretação dos resultados obtidos. Todos estes são físicos embora os seus interesses e talentos sejam bem diferentes. Para o progresso da física são

também imprescindíveis quadros técnicos competentes. Estes são pessoas que, interessadas pela física ou pelos aspectos técnicos desta, abandonaram os seus estudos a nível secundário ou seguiram cursos de natureza técnica. Há diversas actividades profissionais para as quais estas qualificações podem ser a base de carreiras úteis e interessantes. E note-se que o trabalho dos próprios quadros técnicos que trabalham num laboratório de pesquisa e desenvolvimento ou numa unidade de indústria moderna não tem que ser um trabalho de rotina.

Procuremos agora as qualidades que convêm ao físico. Como é vasta a gama de actividades que podem ser exercidas por um físico, há latitude para as mais diversas características pessoais deste. Assim, é falsa a ideia corrente de que alguém que siga estudos em física se isola irremediavelmente do contacto humano. De facto, tanto o físico que escolhe o ensino como o que exerce a sua profissão no departamento de medicina nuclear dum hospital, e muitos outros, estão intensamente envolvidos no contacto humano.

Além da natural aptidão para a física, a aptidão para a matemática convêm igualmente ao físico, em especial se ele

for teórico, já que certos domínios, como o estudo das reacções nucleares, partículas elementares e muitos outros, requerem o recurso aos mais recentes progressos da matemática pura. Contudo, em muitos outros domínios é o talento experimental que é mais importante e aí o físico experimentalista tem um papel de relevo a desempenhar.

Curiosidade intelectual é outra qualidade que o físico deve ter. Não chega ser capaz de aprender o que o professor e os livros de física ensinam. O conhecimento científico aprofunda-se através do diálogo entre a inteligência e a natureza. O físico que faz investigação deverá ainda ter determinação e dedicação — determinação para enfrentar um problema que lhe surja na sua pesquisa e paciência para se dedicar a ele mesmo enquanto este pareça intratável. Outra qualidade que lhe convém é inventividade na experimentação e originalidade no modo como aborda os problemas. O jovem que constrói um maquinismo exótico para uma função extravagante virá a ser, certamente, um melhor físico do que aquele que sabe a resposta textual a uma pergunta de exame.

Facilidade de expressão, clara e concisa, é uma importante qualidade, qualquer que seja a carreira profissional seguida. Os programas escolares não prestam suficiente atenção à prática do bom estilo pelo que o estudante consciencioso deverá procurar cultivá-lo por si próprio. Como o texto científico é um meio para transmitir informação e descrever métodos o seu estilo deverá utilizar termos simples e o mínimo de palavras necessárias à exposição das ideias. Estes comentários

aplicam-se quer se trate dum trabalho científico para publicação, um manual técnico para um novo aparelho ou um relato de actividade. A clareza de pensamento reflecte-se tanto no bom trabalho produzido como no bom estilo em que os resultados obtidos são expostos.

A física ocupa uma posição fulcral em relação a muitas outras ciências e tecnologias. Esta posição justifica a vasta gama de actividades a que o físico pode dedicar-se, desde a descoberta de novos métodos de medida até à invenção de novos instrumentos, para aplicação nos mais variados sectores, desde a agronomia à medicina. Por isso mesmo amplas são as diferenças de interesses que os físicos podem encontrar no exercício da sua profissão. Um acha fascinante proceder a medidas muito precisas em espectroscopia óptica enquanto que um outro, que procede a valiosas medidas fisiológicas, se satisfaz com um erro provável de 20%. O denominador comum de todos eles não está tanto no género de física a que se dedicam como na sua atitude mental: procurar descobrir as propriedades da matéria que nos rodeia e procurar dominá-la para dela fazer melhor uso.

BIBLIOGRAFIA

- [1] «*Physics as a carrier*», ed. The Institute of Physics and the Physical Society, London, 1970.
- [2] «*The scientific education of physicists*», ed. The Institute of Physics and the Physical Society, London, 1970.

Espectrometria magnética de electrões

por F. BRAGANÇA GIL⁽¹⁾ e J. CARVALHO SOARES

(Laboratório de Física da Universidade de Lisboa)

1. Introdução

Becquerel observando, em 1896, que sais de urânio emitem radiações, abriu um novo domínio no estudo da natureza — a radioactividade — o qual viria mais tarde colocar nas mãos do homem uma das mais ricas fontes de energia. Observou-se, então, pela primeira vez, uma manifestação do núcleo atómico, o qual, cerca de três décadas depois se iria impôr, com a descoberta da radioactividade artificial, à compreensão do homem, permitindo-lhe iniciar a coordenação dos mais diversos fenómenos à escala sub-atómica. Surgiu assim um dos mais importantes domínios da física actual: a Física Nuclear.

Bem depressa se verificou que a radiação emitida pelas substâncias radioactivas não é simples, sendo constituída, pelo menos, por três tipos, com diferentes poderes de penetração perante um mesmo material absorvente. Não se conhecendo ainda a natureza desses três tipos de radiação, eles foram designados pelas três primeiras letras do alfabeto grego. Na figura 1 ilustra-se esquemáticamente o poder de penetração destas radiações, para uma mesma energia e um mesmo material absorvente.

Da análise do poder de penetração das radiações foi possível tirar conclusões sobre a respectiva energia. Foi este — o método de absorção — o primeiro meio aplicado no seu estudo sistemático.

Para desvendar a natureza das radiações foi, porém, decisivo lançar mão do método que consistiu em as submeter à acção de campos magnéticos. Sabe-se que a trajectória de uma partícula, eléctrica-

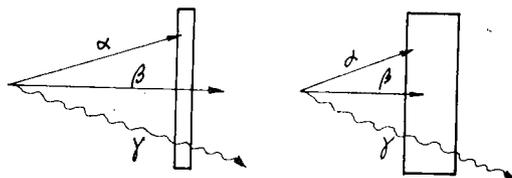


Fig. 1 — Absorção das radiações α , β e γ pela matéria.

mente carregada, não paralela à direcção do campo, é encurvada pela acção deste, estando a sua curvatura relacionada, pela lei de Laplace-Lorentz, com o momento linear da partícula. Desta forma, foi possível identificar três tipos de radiação, (tal como sucede para o poder de penetração através de um material absorvente), dois dos quais sofrem, de modo diferente, a acção do campo magnético, não sendo o terceiro — a radiação gama — influenciável por este campo. A figura 2 ilustra estes factos.

Mais tarde foi possível verificar que a radiação alfa é constituída por núcleos de átomos de hélio e a radiação beta por electrões emitidos pelo núcleo, onde «in actu» não têm existência. A radiação gama, como também se mostrou, é do mesmo tipo da radiação X, revelada nos trabalhos de Roentgen um ano antes da descoberta de Becquerel, sendo, portanto, igualmente uma radiação electromagné-

⁽¹⁾ Bolseiro do Instituto de Alta Cultura.

tica: elas diferem usualmente apenas no comprimento de onda, ou seja, na energia.

A descoberta da radioactividade artificial — obtenção de isótopos radioactivos a partir de isótopos estáveis — veio enri-

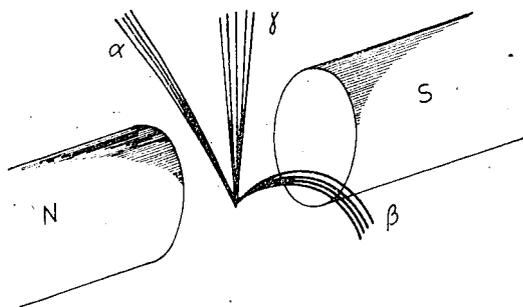


Fig. 2.— Acção do campo magnético sobre as radiações α , β e γ .

quecer sobremaneira o âmbito da Física Nuclear, que bem depressa teve de se ramificar. O domínio que toma como objectivo o estudo dos modos de desexcitação dos núcleos radioactivos bem como a análise das radiações emitidas, ou seja o estudo da energia destas e das correlações existentes entre elas no espaço e no tempo, constitui a chamada Espectroscopia Nuclear. Em síntese, poderemos dizer que é seu objectivo coligir informações que nos permitam uma compreensão tão exaustiva quanto possível do núcleo atómico.

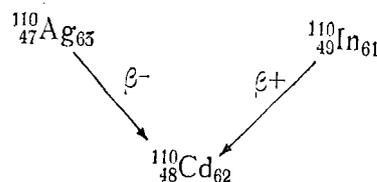
Torna-se, pois, necessário dispor de meios experimentais com que possamos investigar os diferentes modos de declínio dos núcleos radioactivos, medir as energias das radiações emitidas no decurso da desexcitação desses núcleos e determinar as correlações entre elas, no espaço e no tempo. Neste artigo, procuraremos apresentar de uma forma tão simples quanto possível os meios de obter espectros de energia das partículas beta e dos electrões emitidos pelo átomo no decurso de uma desexcitação nuclear (electrões de conversão interna).

Existem diversos tipos de espectrómetros consoante o meio empregado para, de uma forma indirecta, se avaliar a energia cinética dos electrões detectados. Vamo-nos aqui interessar apenas por um destes tipos — os espectrómetros magnéticos.

Depois de apresentarmos de um modo simplificado as linhas fundamentais da espectrometria magnética e a sua importância na Espectroscopia Nuclear, procuraremos descrever com algum pormenor um destes instrumentos, existente no Laboratório de Física da Universidade de Lisboa, e indicaremos os domínios de aplicação nos quais tal espectrómetro pode ser proficuamente usado. Para mais fácil consecução deste objectivo, começaremos por expor algumas ideias fundamentais sobre a emissão beta e o fenómeno da conversão interna.

2. Emissão β e Conversão Interna

2.1. Emissão β — A radiação β , termo com que designaremos a radiação proveniente da emissão de electrões positivos ou negativos pelo núcleo, é característica dos núclidos com excesso, respectivamente, de protões ou neutrões em relação à região de equilíbrio em que os núcleos são estáveis. No caso da emissão de um electrão negativo, β^- , forma-se um novo núcleo com o mesmo número de massa A mas em que o número de protões aumentou de uma unidade, diminuindo igualmente de uma unidade o número de neutrões; dá-se o fenómeno recíproco sempre que a emissão for de um electrão β^+ .



Medindo as energias da radiação β emitida em desintegrações deste género, verifica-se que os electrões que a constituem apresentam um espectro contínuo de energias, isto é, numa determinada desintegração β encontram-se todas as energias, desde valores vizinhos de zero até um valor máximo, E_0 , característico de cada desintegração. Deixamos aqui de lado as dificuldades teóricas que levantou a existência de um tal espectro contínuo de energia e como elas foram resolvidas com a hipótese do neutrino, posteriormente verificada pela experiência. Veremos, todavia, como é possível determinar experimentalmente o valor de E_0 bem como a distribuição das energias num dado espectro com o auxílio de um espectrómetro magnético.

2. 2. Conversão interna — Além da emissão de electrões provenientes do núcleo, pode dar-se a emissão de electrões orbitais do átomo igualmente motivada por uma desexcitação nuclear. Com efeito, após a emissão de partículas β^- ou β^+ (bem como de partículas α , não consideradas aqui) o núcleo poderá dispor ainda de energia que terá de ser emitida para se atingir o estado de equilíbrio que designamos por estado fundamental. Esta desexcitação do núcleo pode dar-se através da emissão de um fóton ou cedendo o excesso de energia a um electrão do cortejo electrónico do átomo, o qual é extraído deste com uma energia cinética igual à diferença entre a energia da transição nuclear em causa e a energia de ligação do electrão no átomo. Trata-se do chamado fenómeno de *conversão interna*, designando-se os electrões emitidos por electrões de conversão interna. Origina-se, em seguida, um processo de reorganização do cortejo electrónico, do qual resultará emissão de fótons X, característicos do átomo, ou de outros electrões do cortejo situados em camadas mais exter-

nas e que aqui se designam por electrões de Auger.

Apenas estaremos interessados, no que se vai seguir, nos electrões de conversão interna que, ao contrário do que sucede com as partículas β^- ou β^+ , apresentam sempre energias características dos estados excitados que originaram a emissão. A figura 3 ilustra o que acabamos de descrever. Trata-se de um espectro de uma fonte de ^{198}Au . O isótopo ^{197}Au é estável; quando um átomo deste isótopo capta um neutrão ele transforma-se em ^{198}Au , que é instável e emite uma partícula β^- passando a ^{198}Hg . Porém, neste declínio, o núcleo de ^{198}Hg não fica no seu estado fundamental estável, mas num estado excitado, de cuja desexcitação surge ou um fóton γ ou um electrão procedente de uma das camadas (K, L, M, \dots) do cortejo electrónico do átomo de mercúrio formado.

No espectro presente vemos dois «picos» sobrepostos a um fundo contínuo. Este último resulta da detecção das partículas beta emitidas pelos núcleos de ^{198}Au presentes na fonte, as quais nos surgem com todas as energias entre 0 e uma energia máxima E_0 que, no caso presente, é $E_0 = 0,96 \text{ MeV}$. Os «picos» bem pronunciados resultam da detecção dos electrões de conversão interna obtidos nas camadas K, L e M do cortejo electrónico do átomo. Aqui, os electrões do nível K encontram-se bem separados dos que provêm dos níveis L e M , os quais, devido à proximidade das suas energias, se apresentam neste espectro constituindo um único «pico».

3. Acção do campo magnético sobre partículas carregadas

Uma carga eléctrica q em movimento com a velocidade \vec{v} fica, quando submetida à acção de um campo magnético \vec{B} ,

com o seu movimento condicionado pela força \vec{F} dada pela equação

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}.$$

Como se vê por esta expressão, a força \vec{F} é perpendicular à direcção do movi-

satisfeita, podemos decompor o vector \vec{v} segundo dois vectores, respectivamente com a direcção de \vec{B} e a direcção que lhe é perpendicular: apenas a componente da velocidade \vec{v} do electrão, perpendicular a \vec{B} , contribui para a força.

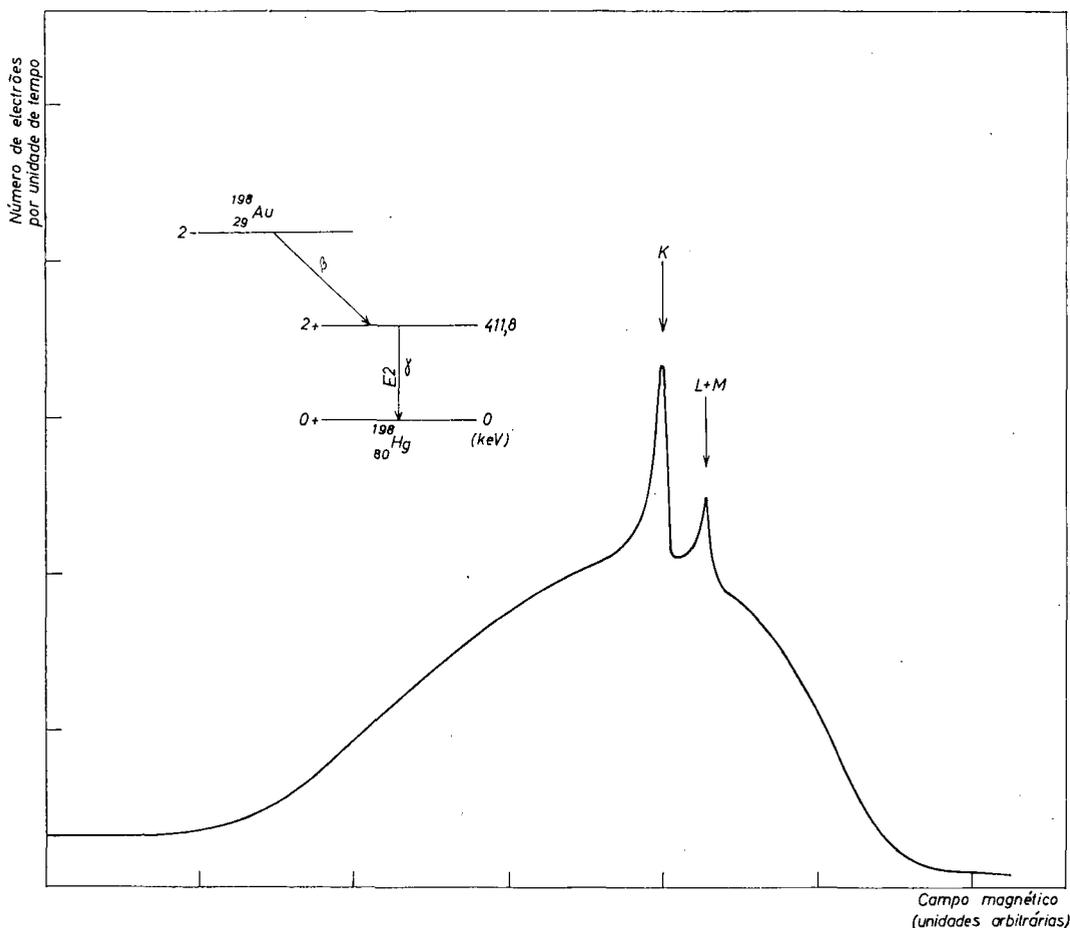


Fig. 3 — Espectro β e de electrões de conversão interna do ^{198}Au (obtido no Laboratório de Física da Universidade de Lisboa).

mento e, conseqüentemente, não realiza trabalho; ela exerce a sua acção apenas sobre a direcção do movimento. Se a trajectória era rectilínea antes da acção do campo, passará a ser circular, com velocidade constante em módulo, se \vec{v} e \vec{B} forem também perpendiculares entre si. No caso desta última condição não ser

Suponhamos então que um electrão com a velocidade \vec{v} entra num domínio em que se exerce um campo \vec{B} cujas linhas de força são perpendiculares à velocidade \vec{v} do electrão. Tal electrão terá a massa m dada pela equação relativista

$$m = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}$$

em que m_0 é a massa do electrão em repouso e c é o módulo da velocidade da luz no vácuo. O momento linear do electrão será

$$(1) \quad \vec{p} = m \vec{v}$$

e a força que sobre ele se exerce será, em módulo,

$$(2) \quad F = e v B$$

sendo a trajectória circular; esta força será equilibrada pela força centrífuga, de onde vem

$$(3) \quad e v B = \frac{m v^2}{r}.$$

Teremos, portanto,

$$(4) \quad p = m v = e B r.$$

As equações (3) e (4) permitem determinar o raio r da trajectória de um electrão de carga e que se desloca sob a acção de um campo magnético homogéneo num plano perpendicular às linhas de força do campo. A velocidade do electrão, expressa em radiano por segundo, é então dada por

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{e B}{m}$$

em que e/m se encontra expresso em coulomb por quilograma, e B em weber por metro quadrado. O período do movimento, em segundo, é, portanto,

$$(5) \quad T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi m}{e B}.$$

Vemos que, enquanto o raio da trajectória circular é directamente proporcional à velocidade da partícula, o período do mo-

vimento é independente desta velocidade. Nestas condições, dado um feixe de electrões em que existam partículas de diferentes energias e, portanto, diferentes velocidades, aquelas que forem mais rápidas descreverão circunferências de raio superior no *mesmo intervalo de tempo* em que as menos rápidas descreverão circunferências de menor raio.

Estas noções foram o ponto de partida para a construção dos diferentes tipos de espectrómetros magnéticos que continuam a prestar relevantes serviços à Espectroscopia Nuclear. São ainda hoje os instrumentos que nos permitem determinar com maior rigor as energias das partículas carregadas. Permitem-nos ainda realizar determinações absolutas, uma vez que o valor da energia, E , apenas depende dos valores de B e de r , e estes podem ser medidos. Este facto tem imensa importância visto que os restantes métodos de que dispomos apenas nos permitem, em geral, fazer determinações relativas.

Tratemos então de alguns tipos de espectrómetros mais frequentemente utilizados.

4. Classificação dos espectrómetros magnéticos

Podemos classificar os espectrómetros magnéticos em dois grandes grupos, cada um deles admitindo diversas variantes. Servir-nos-á de base para esta classificação a orientação do campo magnético que irá actuar sobre as partículas carregadas. Designaremos por:

a) espectrómetros de campo transversal — aqueles em que as partículas entram num domínio em que as linhas de força do campo são perpendiculares ao plano das suas trajectórias;

b) espectrômetros de campo longitudinal ou de lente — aqueles em que as partículas entram no campo com uma componente longitudinal não nula da velocidade.

Examinemos as propriedades mais importantes de cada um destes tipos.

4.1. *Espectrômetros de campo transversal* — Os primeiros espectrômetros de campo transversal que se construíram foram os semicirculares ou de 180° , assim designados pelo facto de as trajectórias das partículas serem semicirculares, como se indica na figura 4. Para que não haja

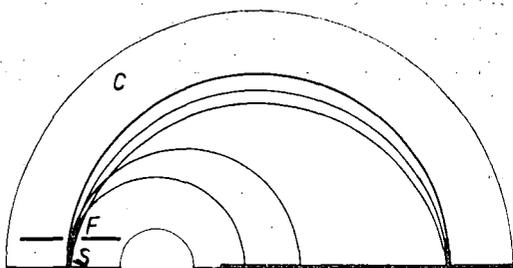


Fig. 4 — Esquema de um espectrômetro magnético transversal (S: suporte com fonte radioactiva; F: fenda limitadora do feixe; C: câmara onde se fez o vácuo).

perturbações devidas ao choque das partículas a analisar com as moléculas do ar, dever-se-á fazer o vácuo que terá que ser tanto mais elevado quanto maiores forem as partículas em estudo bem como as dimensões do espectrômetro. É sempre possível determinar a ordem de grandeza do vácuo apropriado para um determinado problema; basta, para isso, calcular o livre percurso médio da partícula em causa no trajecto que tem de percorrer.

Uma parte importante de qualquer espectrômetro é constituída pelo detector das partículas para cuja análise ele foi concebido. Poderemos empregar os mais diversos detectores, como a chapa fotogrâ-

fica, um detector de Geiger-Müller, um cristal de cintilação apropriado. Dentro do tipo de espectrômetros que estamos considerando, a análise da equação (4) sugere-nos imediatamente duas variantes fundamentais:

a) Podemos usar um campo magnético fixo e determinar o raio para as diferentes trajectórias das partículas, usando a chapa fotogrâfica ou um detector móvel;

b) Podemos, de outro modo, fixar o detector e variar a intensidade do campo magnético, actuando assim sobre a curvatura das trajectórias. Em cada uma destas variantes há ainda certos refinamentos técnicos que tornam os espectrômetros mais adaptados a determinados tipos de experiências.

4.2. *Espectrômetros de campo longitudinal ou de lente* — Consideremos agora o outro grande grupo de espectrômetros magnéticos para partículas β e electrões de conversão interna: os espectrômetros de campo longitudinal, também designados por espectrômetros de lente. Devem esta última designação ao facto de que o princípio em que assentam é comparável à focagem da luz por meio de uma lente convergente, em que as radiações visíveis de diferentes frequências (e, portanto, de diferentes energias) são focadas em pontos distintos ao longo do eixo principal da lente.

Nos espectrômetros de lente, os electrões deslocar-se-ão em linha recta até sofrerem a acção de um campo magnético criado no interior de uma bobina percorrida por uma corrente. Do mesmo modo que no caso anterior, os electrões sofrerão a acção de uma força de origem magnética, mas agora a sua trajectória não será circular, devido à existência de uma componente da velocidade com a direcção do campo magnético; os electrões descreverão assim trajectórias helicoidais ao longo

das linhas de força do campo (fig. 5). O percurso efectuado depende, evidentemente, da velocidade dos electrões e, portanto, quando eles emergem da lente magnética, constituirão feixes separados de acordo com as suas energias, sendo focados em pontos diferentes do eixo.

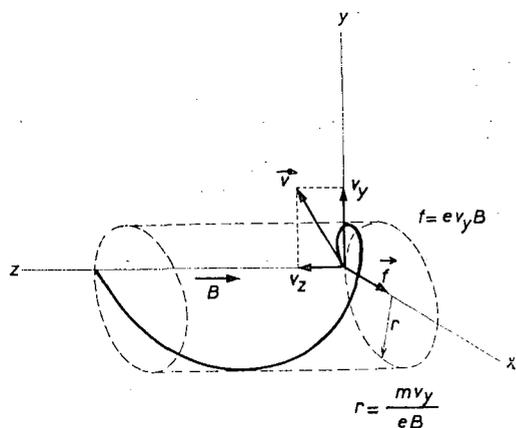


Fig. 5 — Trajectória de um electrão de velocidade \vec{v} num campo magnético \vec{B} .

No que respeita ao princípio de detecção das partículas, mantêm-se as considerações feitas a propósito dos espectrómetros de campo transversal.

Adiante entraremos em mais alguns pormenores dos espectrómetros de lente, visto ser deste tipo o existente no Laboratório de Física da Universidade de Lisboa.

5. Critérios para a escolha de um espectrómetro magnético

Vimos que um espectrómetro magnético permite-nos determinar a energia de partículas carregadas ou — o que é equivalente — o seu momento linear. Do ponto de vista experimental, o valor que determinamos para o módulo deste, p , vem sempre afectado de uma certa margem de erro, Δp . Com efeito, para obtermos p

teremos de medir r ou B (cf. § 3). Suponhamos que medimos r ; na realidade, para determinarmos r teremos de limitar o feixe de partículas com um diafragma de modo que sejam apenas detectadas as partículas cujas trajectórias estão compreendidas num cone de abertura 2α (fig. 6). Supomos ainda que a fonte tem dimensões suficientemente pequenas para que a possamos considerar como pontual. Devido à abertura finita da entrada do espectrómetro, teremos um erro de focalização que se reflecte nas dimensões da «imagem», que é dado por (cf. fig. 6):

$$s = 2r(1 - \cos \alpha) \approx r \left(\alpha^2 - \frac{\alpha^4}{12} + \dots \right).$$

Ora, esta grandeza s pode fazer com que dois grupos de partículas correspondentes a momentos lineares e, consequentemente, a energias distintas, não sejam separados. Suponhamos que tais partículas têm momentos lineares que, em mó-

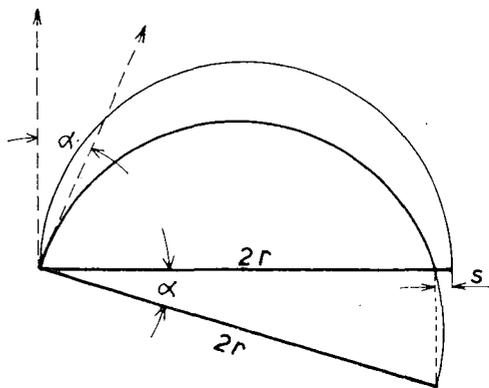


Fig. 6 — Resolução de um espectrómetro em função do ângulo de abertura.

dulo, são respectivamente p_1 e p_2 ; seja $\Delta p = p_1 - p_2$. Dizemos que o feixe de momento linear p_1 está separado daquele cujo momento linear é p_2 , quando Δp é tal que o seu valor possa ser detectado.

Da equação (4) e da figura 6 conclui-se que

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta r}{r} = \frac{s}{2r} \approx \frac{\alpha^2}{2}.$$

A grandeza

$$R = \frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\alpha^2}{2}$$

define-nos, justamente, a *resolução* do espectrómetro. É esta grandeza que nos permite determinar qual o tipo de espectrómetro mais adequado para o estudo de determinado problema; ela é independente da energia, sendo uma constante do espectrómetro. Note-se que nem sempre o instrumento com melhor resolução será o mais indicado. Na verdade, quanto menor for a resolução menor terá que ser a abertura 2α e, conseqüentemente, menor será a *transmissão* do espectrómetro, definindo-se esta grandeza por

$$T = \frac{N_d}{N}$$

em que N_d é o número de partículas detectadas e N o número de partículas emitidas pela fonte.

Num determinado estudo experimental teremos sempre que escolher uma solução de compromisso, em que se procura o melhor acordo possível entre estas duas variáveis.

De todos os tipos de espectrómetros, são os de campo transversal os que apresentam melhor resolução e, conseqüentemente, menor transmissão. Tais instrumentos são naturalmente indicados para medidas de energia com grande rigor quando podemos dispor de fontes radioactivas muito intensas ou quando é possível realizar experiências muito longas. Foram, e continuam a ser, muito usados na determinação rigorosa de energias de partículas, oferecendo ainda a vantagem de permitirem determinações absolutas.

Para problemas em que a transmissão do espectrómetro é mais importante que a sua resolução, são mais úteis os espectrómetros de campo longitudinal ou de lente, que passamos a descrever.

6. Espectrómetro de campo longitudinal ou de lente

Consideremos o espectrómetro esquematicamente representado pela figura 7 em que o campo magnético tem a direcção do eixo que passa pelos centros do detector e da fonte. Identifiquemos este eixo com o eixo dos z de um referencial.

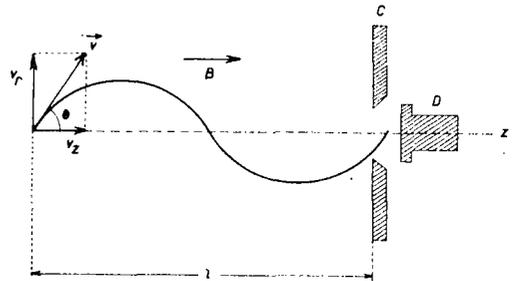


Fig. 7—Esquema de um espectrómetro magnético longitudinal (C: diafragma com abertura circular; D: detector).

Suponhamos que um electrão é emitido pela fonte com uma velocidade \vec{v} fazendo com o eixo dos z um ângulo θ . A componente segundo este eixo será:

$$v_z = v \cdot \cos \theta.$$

Esta componente tem a direcção do campo magnético, não sendo por ele afectada; a equação do movimento nesta direcção é, então, apenas

$$z = (v \cdot \cos \theta) \cdot t.$$

No plano perpendicular ao eixo do espectrómetro, o campo faz com que o electrão execute um movimento circular cujo

período é dado pela equação (5), como vimos. Ao fim de um período T , o electrão terá, então, executado uma rotação completa e, simultaneamente, terá avançado, segundo o eixo dos zz , um comprimento

$$l = (v \cdot \cos \theta) \cdot T = 2\pi \frac{mv}{eB} \cos \theta.$$

Colocando um detector de partículas segundo o eixo do espectrómetro, conseguiremos, para um determinado valor de l , detectar electrões de um certo valor de p dado por

$$B \cdot l = \left(\frac{2\pi}{e} \cos \theta \right) \cdot p.$$

Tal como no caso do espectrómetro transversal, dispomos de uma relação linear entre B ou l e p . Notemos ainda que o coeficiente de proporcionalidade depende do valor de θ ou seja do ângulo que a direcção da trajectória do electrão faz com o eixo do espectrómetro. Na prática, esta direcção é definida por meio de um diafragma que se coloca junto da fonte. Este diafragma consiste numa abertura, regulável ou não, em forma de anel. Junto do detector coloca-se, em geral, um outro diafragma para reduzir o efeito de aberração. Do mesmo modo que nos espectrómetros transversais, a resolução e a transmissão variam de modo inverso.

Enquanto nos espectrómetros transversais é possível usar um campo B constante e analisar os diferentes valores de p pelos diferentes valores de l , nestes espectrómetros isso não é tècnicamente viável. Usa-se então como variável a intensidade do campo magnético, modificando a intensidade da corrente que alimenta a bobina.

Estes espectrómetros são muito usados na análise de radiação β e de electrões de conversão interna, e^- , por apresen-

tarem uma boa resolução e, simultaneamente, uma transmissão razoável.

É deste tipo o espectrómetro de que dispõe o Laboratório de Física da Universidade de Lisboa e que foi concebido pelo Prof. T. R. Gerholm, da Universidade de Estocolmo (1).

Inicialmente, este instrumento, também designado por espectrómetro de coincidências, era constituído essencialmente por uma associação de dois espectrómetros de lente independentes colocados ao longo do mesmo eixo (fig. 8). Os campos magnéticos que podemos criar em cada uma das lentes são independentes, podendo consequentemente focar-se, ao mesmo tempo, electrões de diferentes energias provenientes de uma mesma fonte radioactiva colocada a igual distância de cada uma das lentes.

Este tipo de espectrómetro foi concebido para estudar as relações de interdependência, no tempo, entre partículas β e electrões de conversão interna, e^- , emitidos por uma mesma fonte.

Tornando-se, porém, necessário estudar relações de interdependência, no tempo e no espaço, de electrões com fotões γ ou X emitidos por uma mesma fonte, construiu-se uma outra versão do espectrómetro, que se designou por espectrómetro de correlações angulares, e que consistiu na remoção e substituição de uma das lentes por uma mesa de correlações angulares (cf. figura da capa do presente fascículo). Podemos, assim, utilizando uma ou outra das versões do espectrómetro, de que presentemente dispomos, realizar medições de coincidências $e^- - e^-$, $\beta - e^-$, $e^- - \gamma$ (ou X), $\beta - \gamma$ (ou X);

(1) A aquisição do espectrómetro magnético Gerholm, pelo Laboratório de Física da Universidade de Lisboa, bem como de uma grande parte da instalação electrónica que lhe está associada, foi possível graças à concessão de dois subsídios pela Fundação Calouste Gulbenkian.

igualmente é possível realizar determinações experimentais de correlações angulares $\beta-\gamma$ ou $e^--\gamma$.

Com estas experiências de coincidências, é possível determinar vidas médias de estados nucleares excitados e, daí, in-

versão interna da radiação γ e rendimentos de fluorescência dos níveis atômicos.

Para terminar, vamos apenas ver como se medem energias de electrões com este espectrómetro, visto esta determinação ser a de mais simples compreensão. A

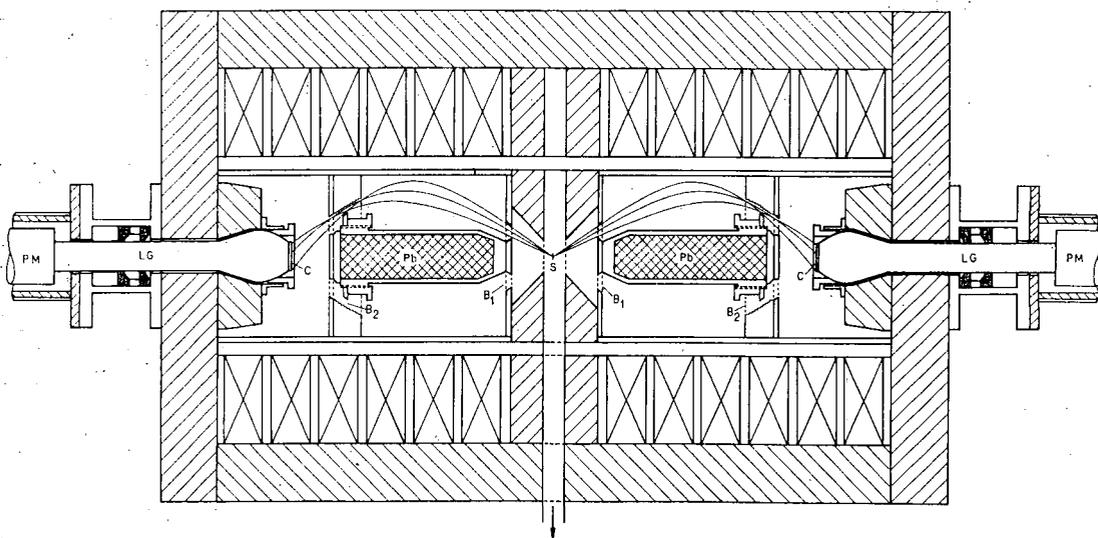


Fig. 8 — Esquema do espectrómetro de coincidências Gerholm. *c*: cristais detectores de cintilação para electrões; LG: guias de luz; PM: fotomultiplicadores; B_1 e B_2 : diafragmas limitadores de feixe; Pb: chumbo. A seta indica a ligação ao sistema de vácuo.

(Figura extraída do artigo *Improved experimental methods for electron - gamma correlation measurements*, de T. R. Gerholm, R. Othaz e M. S. El-Nesr, Ark. Fys., 21: 253, 1962).

ferir os parâmetros nucleares que dependem delas, os quais revestem particular interesse na comprovação experimental de estudos teóricos sobre estrutura nuclear. Por outro lado, as medições de correlações angulares permitem-nos determinar momentos angulares totais e, por vezes, paridades dos níveis nucleares que intervêm numa cascata de desexcitação nuclear, bem como as multipolaridades das radiações emitidas.

Este espectrómetro permite ainda recolher informações úteis, em certos casos, sobre outros parâmetros atômicos e nucleares, em particular, energias de estados nucleares excitados, coeficientes de con-

descrição pormenorizada das restantes determinações indicadas sai do âmbito deste artigo.

7. Energia da radiação β ou de electrões de conversão interna e^-

Vimos anteriormente — equação (4) — que o momento linear do electrão é proporcional ao campo magnético B . Consequentemente, electrões de diferentes momentos lineares são focados com campos magnéticos de diferentes valores, seleccionados através da intensidade de corrente

I , que alimenta a bobina do espectrômetro. Para podermos determinar a energia de uma radiação β ou e^- teremos de proceder a uma calibração do espectrômetro, partindo de radiações de energia conhecida. A curva de calibração é cons-

incluem-se três espectros correspondentes a fontes de ^{198}Au , ^{137}Cs e ^{203}Hg , em que os «picos» de electrões de conversão se encontram bem evidenciados. Nesta mesma figura, encontra-se um diagrama de Fermi-Kurie com o qual se pode deter-

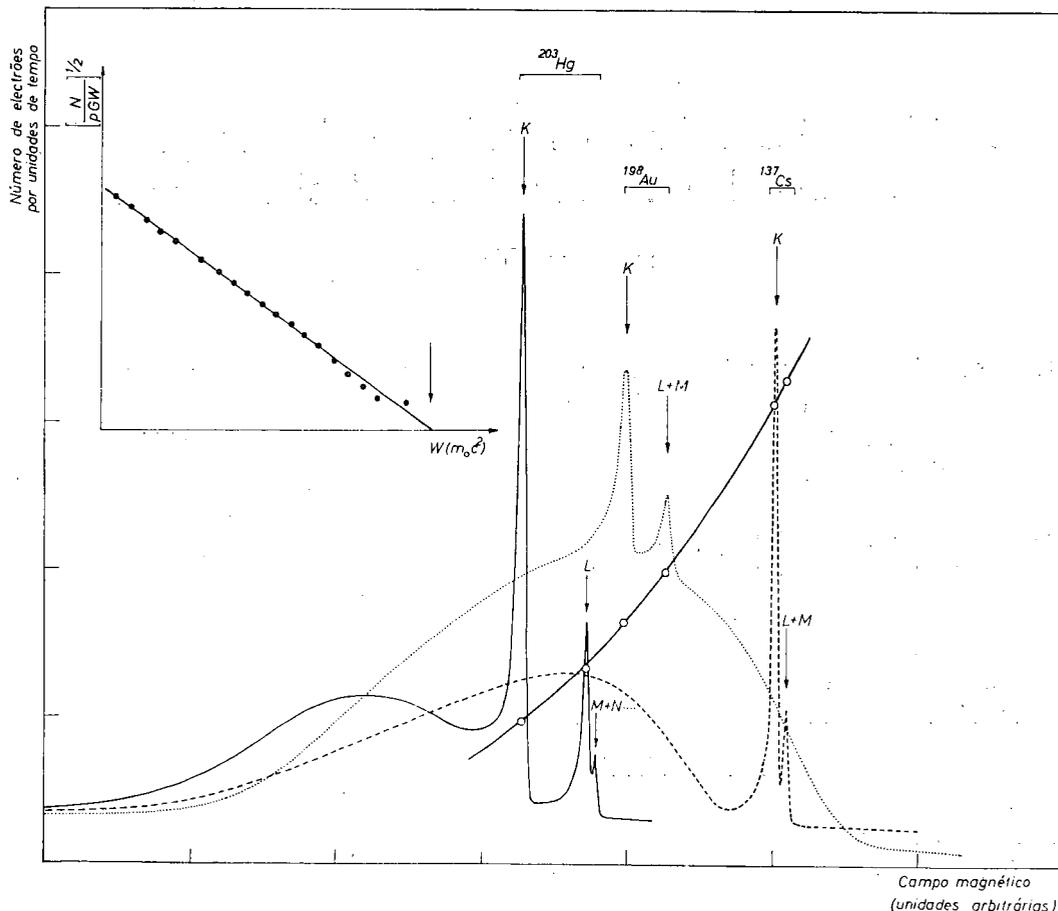


Fig. 9 — Espectros β e de electrões de conversão do ^{137}Cs , ^{198}Au e ^{203}Hg ; curva de calibração do espectrômetro; diagrama de Fermi-Kurie para o ^{137}Cs (obtidos no Laboratório de Física da Universidade de Lisboa).

truida a partir de «picos» correspondentes a electrões de conversão interna e a energias máximas, E_0 , de espectros β , cujos valores são conhecidos. Dispondo de um conjunto destes valores, obtidos em condições idênticas, podemos traçar a curva de calibração do espectrômetro. Na figura 9

minar a energia máxima do espectro β do ^{137}Cs . Procedendo do mesmo modo para o ^{198}Au e ^{203}Hg , disporíamos de um total de dez pontos com os quais é possível traçar, em boas condições, uma curva de calibração do espectrômetro. Por meio desta, podemos determinar qual a inten-

sidade de corrente I necessária para focar electrões cujas energias pretendemos estudar. Ajustando convenientemente o espectrómetro, podemos obter resoluções (em momento linear) da ordem de grandeza de 1 a 3%, com transmissões da mesma ordem de grandeza.

Na sua presente versão, este espectró-

metro pode detectar electrões com energias superiores a cerca de 40 keV; no entanto, a sua adaptação à detecção de electrões abaixo deste limite é técnica-mente viável, desde que se introduza um sistema de detecção de baixo «ruído de fundo» ou um sistema de pré-aceleração dos electrões emitidos pela fonte.

Considerações sobre a resolução de um problema de Mecânica ao nível do 3.º ciclo liceal

por MÁRIO TRIGUEIROS

O exercício cujo enunciado damos a seguir pertence a um tipo de problemas vulgarmente propostos ao nível do último ciclo do ensino liceal:

1) Um corpo com 50 kg resvala por um plano inclinado com 10% de declive, tendo partido do repouso. Ao cabo de 10,0 s de percurso a sua velocidade é de 3,00 m/s. Calcular a quantidade de calor desenvolvida pelos atritos. $g = 9,8 \text{ m/s}^2$.

Res.: 0,52 kcal.

(extraído do *livro único* para a disciplina de Física—3.º ciclo-II vol.; aprovado oficialmente. D. G. 128-II série—1/6/66).

A análise deste enunciado sugere, entre outras, as seguintes observações:

a) Os professores de Física do nosso ensino secundário costumam entender por «declive de um plano inclinado» o valor de $\text{sen } \alpha$, em que α é o ângulo que a linha de maior declive do plano faz com o plano horizontal; no *livro único* (I vol., pág. 94) lê-se: «[...] representando a altura AC do plano

por h e o comprimento BC do mesmo por l , [...] a razão $\frac{h}{l}$ mede a *inclinação* do plano; é o valor do seno do ângulo do plano inclinado com o plano horizontal».

Na disciplina de Matemática os mesmos alunos que têm aquele livro aprendem que o declive de uma recta num referencial cartesiano é o valor da tangente trigonométrica daquele ângulo e não o valor do seno; ao valor do ângulo chama-se *inclinação*.

Estamos perante uma falta de uniformidade de linguagem, que cria dificuldades ao estudante e não se justifica de maneira alguma.

b) A expressão «calcular a quantidade de calor desenvolvida pelos atritos» não é correcta, embora esta expressão esteja de acordo com as ideias sobre o *calor* expostas no citado livro; será mais correcto usar uma expressão como, por exemplo: «calcular, em unidades calorimétricas, o valor da energia dissipada pelos atritos».

No que diz respeito à resolução deste tipo de problemas, é vulgar encontrarmos o seguinte modo de proceder:

1-1) O valor da energia dissipada é calculado pela diferença entre os valores da energia cinética que o corpo adquiriria ao fim de 10,0 s, se *escorregasse* sem atritos, e da energia cinética que ele adquire, nas condições do enunciado, ao fim do mesmo tempo.

$$\epsilon_a = \frac{1}{2} m v_1^2 - \frac{1}{2} m v_2^2$$

com

$$v_1 = g \operatorname{sen} \alpha \cdot t;$$

entrando com os valores numéricos do enunciado, teremos

$$v_1 = 9,8 \times 0,1 \times 10 = 9,8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

e

$$\begin{aligned} \epsilon_a &= \frac{1}{2} \times 50 \times 9,8^2 - \frac{1}{2} \times 50 \times 3^2 = \\ &= 2176 \text{ J} = 0,52 \text{ kcal.} \end{aligned}$$

Esta resolução é incorrecta, como poderemos, facilmente, verificar:

Se o corpo escorregasse sem, atrito, ao fim de 10,0 s encontrar-se-ia em M (fig. 1), ao passo que, nas condições do

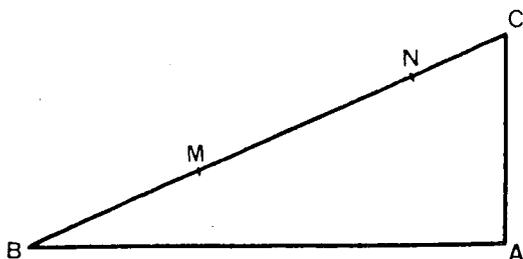


Fig 1

enunciado, encontra-se, ao fim daquele tempo, no ponto N; há uma diferença de valores da energia potencial do corpo,

relativos às duas posições, que não foi considerada na resolução.

Duas maneiras correctas de resolver o problema são as que a seguir se indicam:

1-2) O trabalho da resultante das forças exteriores aplicadas ao corpo, durante o percurso correspondente a um intervalo de tempo t , é igual à soma algébrica da variação do valor da energia do corpo e do valor da energia dissipada pelos atritos, durante o mesmo intervalo de tempo:

$$W = \Delta \frac{1}{2} m v^2 + \Delta m g h + \epsilon_a$$

De

$$v = j t \text{ e } e = \frac{1}{2} j t^2$$

calcula-se $e = 15 \text{ m}$, distância percorrida pelo móvel ao fim de 10,0 s; e, representando por h o desnível correspondente,

$$h = 0,1 \times 15 = 1,5 \text{ m}$$

donde

$$0 = \frac{1}{2} \times 50 \times 3^2 - 50 \times 9,8 \times 1,5 + \epsilon_a$$

$$\epsilon_a = 510 \text{ J} = 0,122 \text{ kcal.}$$

1-3) O valor da energia dissipada é calculado pelo trabalho da resultante das forças de atrito, durante o percurso correspondente a 10,0 s; representando por j_a o valor numérico da aceleração retardadora que os atritos comunicam ao corpo e por F_a a resultante das forças de atrito, será

$$F_a = m j_a = m (g \operatorname{sen} \alpha - j), \text{ com } v = j t;$$

donde

$$j = \frac{3}{10} = 0,3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$$

$$F_a = 50 \times (9,8 \times 0,1 - 0,30) = 34 \text{ N}$$

e, por ser $e = 15$ m, como se calculou anteriormente,

$$W_a = F_a \times e = 34 \times 15 = \\ = 510 \text{ J} = 0,122 \text{ kcal.}$$

A resolução do tipo 1-1) não é correcta, mesmo tratando-se de movimentos no plano horizontal, como se verifica pela resolução do problema seguinte:

2) Um ponto material de 2,00 kg de massa, inicialmente em repouso, escorra ao longo de um plano horizontal sob a acção de uma força de 10,0 N, cuja direcção é paralela ao plano. Ao fim de 6,0 segundos a sua velocidade é 20,0 m/s. Calcular o valor da energia dissipada pelos atritos durante aquele intervalo de tempo.

Vamos resolver este problema utilizando os três processos indicados para a resolução do problema anterior.

2-1) Sendo $v_1 = \frac{F t}{m}$ a velocidade adquirida pelo móvel no instante t , se escorregasse sem atritos, teremos

$$v_1 = \frac{10 \times 6}{2} = 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

e

$$\epsilon_a = \frac{1}{2} \times 2 \times 30^2 - \frac{1}{2} \times 2 \times 20^2 = 500 \text{ J}$$

2-2) Como $\Delta m g h = 0$

e

$$e = \frac{1}{2} \times 20 \times 6 = 60 \text{ m}$$

teremos

$$10 \times 60 = \frac{1}{2} \times 2 \times 400 + \epsilon_a$$

$$\epsilon_a = 200 \text{ J}$$

2-3) De $F_a = F - m j$, com $v = j t$, virá

$$F_a = 10 - 2 \times \frac{20}{6} = \frac{10}{3} \text{ N}$$

e, por ser $e = 60$ m, como se calculou em 2-2)

$$W_a = \frac{10}{3} \times 60 = 200 \text{ J}$$

Como neste caso não há variação do valor da energia potencial do móvel, como se explica que a resolução 2-1) não conduza a uma solução idêntica às que se obtêm pelas resoluções 2-2) e 2-3)?

Seja O (fig. 2) a posição do móvel no momento inicial. Se o corpo escorregasse sem atrito, ao fim de 6,0 s encontrar-se-ia em M, ao passo que, nas condições do enunciado, se encontra em N, ao fim do mesmo tempo.

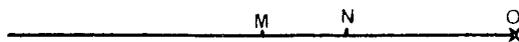


Fig. 2

Ora o facto de o trabalho das forças de atrito se referir a um percurso determinado, \overline{ON} , implica que uma resolução do tipo 1-1) ou 2-1) só é admissível se as velocidades do corpo, não sujeito a atrito, forem referidos ao instante em que o móvel passa por N; isto é, a resolução implica o cálculo do valor de velocidades simultâneas no espaço e não no tempo.

Desta maneira para o problema 2) virá a resolução

$$2-4) \quad v^2 = 2 j e$$

com

$$j = \frac{10}{2} = 5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$$

e

$$e = 60 \text{ m}$$

donde

$$v^2 = 2 \times 5 \times 60 = 600 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$$

e

$$\epsilon_a = \frac{1}{2} \times 2 \times 600 - \frac{1}{2} \times 2 \times 400 = 200 \text{ J.}$$

Analogamente, para o problema 1) teremos uma resolução equivalente:

$$1-4) \quad v^2 = 2 j e$$

com

$$j = 9,8 \times 0,1 = 0,98 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$$

$$e = 15 \text{ m}$$

$$v^2 = 2 \times 0,98 \times 15 = 29,4 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$$

e

$$\begin{aligned} \epsilon_a &= \frac{1}{2} \times 50 \times 29,4 - \frac{1}{2} \times 50 \times 9 = \\ &= 510 \text{ J} = 0,122 \text{ kcal.} \end{aligned}$$

Estas soluções coincidem com os valores encontrados nas resoluções 2-2) e 2-3), 1-2) e 1-3), respectivamente.

A medida do tempo em Física Nuclear

por J. SOUSA LOPES

(Laboratório de Física e Engenharia Nucleares, Sacavém)

1. Introdução

Os intervalos de tempo em que decorrem os fenómenos nucleares têm ordens de grandeza compreendidas entre cerca de 10^{-22} e 10^{18} segundos. Num extremo está o intervalo em que, por exemplo, se realiza uma reacção nuclear directa e que é essencialmente determinado pelo tempo de passagem dum partícula incidente através de um núcleo; no outro situa-se o período de vida do ^{187}Re .

A esta enorme dispersão nas ordens de grandeza dos intervalos de tempo têm de corresponder métodos diversos de medida, mesmo quando os fenómenos a medir sejam da mesma natureza. O período de vida de sistemas nucleares é uma das quantidades de maior significado em física nuclear, e este artigo limita-se a considerar a medição desses períodos; exclui-se, por exemplo, a medição do período de precessão dum protão num campo magnético.

Os sistemas nucleares aqui referidos constituem núcleos de átomos que, como

se sabe, são constituídos por protões e neutrões. Quando estas partículas estão organizadas por forma a que o seu conjunto tenha um mínimo de energia potencial, diz-se que o núcleo está no seu estado fundamental. Partindo deste estado é possível fornecer energia ao núcleo que, assim, fica num estado excitado; o núcleo regressa depois ao estado inicial, em geral por emissão de radiação electromagnética (radiação gama)—houve uma desexcitação. Por outro lado, pode acontecer que o estado fundamental não seja estável; neste caso o núcleo vai emitir uma partícula α , β^- ou β^+ (ou absorver um electrão, transformando num neutrão um dos seus protões) e o núcleo final tem um número de protões e neutrões diferente do do núcleo inicial — houve uma desintegração.

Num caso e noutro, o número de transformações por unidade de tempo é proporcional à quantidade N de sistemas ainda não transformados:

$$(1) \quad \frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

ou, o que é equivalente,

$$(2) \quad N = N_0 e^{-\lambda t}$$

$$(3) \quad \frac{dN}{dt} = -\lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

onde N_0 é o número inicial de núcleos e λ uma constante. O tempo necessário para que o número de núcleos se reduza a metade, $T = \frac{\log_e 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$, é designado por semi-vida ou período da espécie nuclear em questão.

O facto de a lei de declínio ser exponencial implica que o tempo de vida de cada núcleo possa ter um valor qualquer, de zero a infinito; ou, por outras palavras, torna impossível prever o instante em que determinado núcleo se irá desexcitar ou desintegrar. A vida média expectável de um núcleo,

$$\tau = \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} / \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} = 1/\lambda$$

é, em qualquer instante, independente do tempo que passou desde a sua formação; os núcleos não envelhecem! Por outro lado, é claro que a probabilidade de um núcleo, observado a partir do instante $t=0$, se transformar no intervalo dt (suposto pequeno) é proporcional a $e^{-\lambda t} dt$.

Quando os períodos a medir têm uma ordem de grandeza entre, digamos, alguns segundos e alguns anos ($\approx 10^8$ s) a determinação do período pode fazer-se contando, em intervalos de tempo sucessivos e numa mesma amostra, o número de desintegrações por unidade de tempo e verificando qual o λ (eq. 3) que melhor reproduz os resultados experimentais. Neste caso, como o leitor pode verificar, não é necessário nem determinar o número total dos núcleos inicialmente na

amostra, nem medir o número absoluto das desintegrações havidas: basta determinar o número relativo de desintegrações (isto é, não é necessário fazer correcções sobre a eficiência do detector, ângulo sólido de detecção, etc., mas apenas fazer medidas sucessivas, nas mesmas condições). Também não é necessário conhecer o instante em que se formaram os núcleos que constituem a amostra.

Na secção seguinte vão discutir-se os métodos usados para a determinação de períodos longos; e nas restantes secções os métodos directos e indirectos aplicáveis à determinação de períodos curtos e muito curtos. Deve talvez frisar-se que se não tratam aqui os múltiplos detalhes associados a cada método; e também que não existem fronteiras rígidas entre os domínios dos períodos longos, curtos ou muito curtos.

2. Determinação de períodos longos

Quando os períodos a medir são longos ($> 10^8$ s) quase não há variação do número de transformações observadas em intervalos de tempo que não sejam tão afastados entre si que tornem as medidas impraticáveis. Assim, para um núcleo com o período de 10^5 anos, a diferença entre duas contagens separadas pelo intervalo de 1 ano é da ordem de 0,1%. A determinação do período pelo método indicado na secção anterior viria afectada de erros grandes, e para períodos ainda mais longos seria, de facto, impossível.

A medição de períodos desta ordem de grandeza pode fazer-se, embora se trate dum processo tecnicamente difícil, usando a eq. 1 e determinando o número absoluto N de núcleos presentes e o número absoluto $\frac{dN}{dt}$ de desintegrações num dado intervalo de tempo.

Outro processo corrente é baseado no chamado equilíbrio secular; trata-se dum processo usado para a determinação de alguns períodos de desintegração de elementos de famílias radioactivas. Aqui um núcleo A produz, por desintegração, um núcleo B cujo período é muito menor do que o de A. Nestas condições, e depois de passado um tempo suficientemente longo para que haja equilíbrio, o número de núcleos das espécies A e B que se desintegram por unidade de tempo é o mesmo, isto é,

$$N_A \lambda_A = N_B \lambda_B .$$

A vida média do núcleo A é obtida através desta equação, conhecendo λ_B e determinando N_A e N_B (por separação química e pesagem, por exemplo). Assim se determinou a semi-vida do ^{238}U como sendo $4,5 \times 10^9$ anos; o núcleo B foi, neste caso, o ^{226}Ra cujo período é de $1,6 \times 10^5$ anos. A amostra foi tirada de um minério de urânio (talvez seja interessante recordar que a idade da Terra é da ordem dos 3×10^9 anos).

Existem também métodos indirectos para a determinação destes períodos. Certas equações, verificadas empiricamente em muitos núcleos radioactivos α e β , relacionam o período com a energia das partículas emitidas; embora estas relações não sejam exactas, elas são úteis para uma determinação aproximada das vidas médias.

Assim, a regra de Geiger-Nuttal relaciona, para emissores α , o período com a energia da partícula emitida, pela equação

$$\log \lambda = a \log E + b$$

onde a e b são constantes conhecidas aproximadamente e E , a energia da partícula alfa. As constantes são tais que a uma variação dum factor de 2 na energia corresponde um factor da ordem de 10^{24}

no período; esta enorme variação tem, aliás, uma explicação simples no contexto da mecânica quântica.

A outra relação, aplicável aos emissores β , é conhecida pelo nome de regra de Sargent,

$$\lambda = k E_{\max}^5$$

onde E_{\max} é a energia máxima das partículas beta emitidas e k é uma constante conhecida aproximadamente. (O valor de k é de facto diferente consoante a desintegração é «permitida» ou «proibida» em certa aproximação; estes detalhes não cabem, todavia, neste artigo). Menos precisa do que a de Geiger-Nuttal, esta regra permite contudo uma estimativa razoável do período de desintegração.

3. Determinação de períodos curtos

Os métodos para a determinação de períodos curtos são aqui separados em métodos directos e indirectos. Classificamos como métodos directos aqueles que envolvem alguma forma de «relógio» como aparelho de medida; e como métodos indirectos os que envolvem, de facto, medidas de energia ou de outras grandezas.

3.1. Métodos indirectos

Para períodos inferiores a cerca de 10^{-14} s, a medição é sempre indirecta e faz-se por vários métodos. Num deles mede-se a largura em energia ⁽¹⁾ do estado

⁽¹⁾ Os estados não estáveis não têm uma energia bem definida. Os valores possíveis da energia têm uma distribuição com uma forma aproximadamente gaussiana de valor médio E e largura a meia altura ΔE . Esta imprecisão no valor da energia está relacionada com o princípio da incerteza.

excitado. Este processo baseia-se no facto de a energia e de o tempo serem grandezas intimamente relacionadas (a própria lei de conservação da energia pode ser deduzida a partir das propriedades do tempo). Em particular, prova-se em teoria quântica (tomando como válidas certas aproximações) que

$$\Delta E \cdot \tau = \hbar$$

onde ΔE é a largura a meia altura e τ o período do estado excitado; \hbar é a constante universal de Plank. A largura do nível vai evidentemente corresponder a mesma largura na energia da radiação emitida: a radiação tem uma distribuição em energia com a forma aproximada de uma curva de Gauss, com centro em E e largura a meia altura ΔE .

A medição da largura energética de um nível é, assim, equivalente à determinação da sua vida média. Contudo, razões técnicas limitam este tipo de medidas a vidas médias inferiores a cerca de 10^{-10} segundos, excepto quando as técnicas associadas ao chamado efeito Mössbauer podem ser usadas.

Neste artigo estamos mais interessados em medidas directas de tempo, e não se vão apresentar os vários métodos para a medida de larguras de níveis (ou, o que é equivalente, da dispersão em energia da radiação emitida). Mas talvez seja interessante dar aqui um exemplo no campo das partículas elementares, que aliás estende a gama de intervalos de tempo para além dos 10^{-22} s.

A partícula designada por N^* , é formada na difusão (scattering) dum mesão π com um protão desde que a energia do mesão π incidente tenha um valor contido num intervalo centrado a cerca de 1620 MeV — o que implica que a energia da partícula N^* não é bem definida. De facto, a probabilidade de formação

depende da energia incidente; um gráfico desta probabilidade em função da energia tem uma forma de tipo gaussiano, com uma largura a meia altura de cerca de 120 MeV. Esta largura está relacionada com o período de N^* dum maneira análoga à que se descreveu acima; o período que assim se determina é de cerca de 5×10^{-24} s.

Terminamos esta breve referência aos métodos indirectos aludindo a dois outros métodos importantes: a excitação de Coulomb e a difusão (scattering) de electrões de energia elevada. Em ambos os casos, mede-se a probabilidade de o núcleo passar do estado fundamental ao estado excitado de interesse; o período deste estado está relacionado com aquela probabilidade.

Na excitação de Coulomb, a passagem ao estado excitado é provocada através da interacção electromagnética (essencialmente do tipo electrostático) do núcleo em estudo com um ião incidente. Na difusão dos electrões, a excitação é provocada por choque inelástico de electrões sobre o núcleo; esta interacção é também quase exclusivamente electromagnética.

3.2. Métodos directos

Consideram-se aqui os métodos que utilizam alguma forma de relógio, isto é, aqueles em que o intervalo de tempo a determinar se vai comparar com um intervalo de tempo conhecido.

No caso de períodos curtos, é claro que se tem que estar constantemente a produzir os estados nucleares cujo período se pretende determinar. As observações necessárias a essa determinação têm agora que fazer-se em cada núcleo isoladamente, e é do conjunto dessas observações que se vai extrair o valor do período.

Para cada sistema nuclear mede-se o intervalo de tempo entre o instante em que o estado de interesse se formou e o instante em que se transformou noutro. A lei expressa na eq. 3 indica que a probabilidade de um núcleo, formado no instante $t=0$, se transformar *depois* do instante t , é proporcional a $e^{-\lambda t}$; a comparação desta função com os resultados experimentais indica o valor de λ apropriado a cada caso.

Os estados nucleares que estamos a considerar são, em geral, produzidos por um de dois processos: ou resultam da transformação espontânea doutro sistema nuclear (acompanhada da emissão de alguma espécie de radiação) ou duma reacção nuclear provocada por partículas aceleradas. No primeiro caso, o instante de detecção da radiação emitida pelo sistema inicial define o instante da formação do estado de interesse (isto é, o instante em que se deve iniciar a marcha do nosso relógio). No segundo caso pode, por exemplo, aproveitar-se uma radiação emitida a quando da formação do estado excitado ou pulsar-se o acelerador de partículas, conseguindo desta maneira que o feixe só atinja o alvo em instantes bem definidos (supõe-se que a duração de cada impulso de feixe é muito menor do que o período a determinar). Mas, neste segundo caso, podem também ser usados outros processos que permitem uma determinação mais rigorosa do intervalo de tempo entre a formação e a transformação do estado cujo período se pretende determinar: são os processos que não dependem da resolução temporal dos detectores de radiação e da electrónica associada, e que se vão referir adiante.

Três tipos de «relógios» são usados na determinação destes períodos. No que vai seguir-se os métodos de medida serão, em correspondência, divididos em três grupos: electrónicos, tempo de voo e efeito Doppler atenuado.

3.2.1. Métodos electrónicos

Estes métodos são aplicáveis até cerca de 10^{-11} s e têm variantes consoante a ordem de grandeza do período a medir. Aqui limitamo-nos a indicar os dois métodos mais representativos.

Para descrever o primeiro método tomemos um exemplo clássico: a determinação do período do estado excitado a 615 KeV no ^{181}Ta . Este estado forma-se no decaimento β do ^{181}Hf ; o instante de detecção da partícula β marca o instante inicial, $t=0$. A detecção da radiação γ resultante da desexcitação marca o instante t em que se deu a transformação.

A experiência pode realizar-se como segue. Coloca-se uma amostra de ^{181}Hf entre 2 detectores, um dos quais detecta a radiação β inicial e o outro a radiação γ final. O impulso proveniente do detector γ é tratado electrónicamente de maneira a ter uma forma rectangular (quando visto num osciloscópio), isto é, é transformado num impulso normalizado de amplitude A e duração ΔT (pode tomar-se, por exemplo, $A=1\text{ V}$ e $\Delta T=0,1\ \mu\text{s}$). O impulso proveniente do detector β é atrasado dum tempo T ; este atraso consegue-se, por exemplo, através dum multivibrador monostável (circuito electrónico do tipo que se usa na base de tempo dos osciloscópios para definir o tempo de varrimento). Ao fim daquele intervalo T , gera-se um novo impulso rectangular idêntico ao que se formou a partir do impulso do detector γ . Finalmente é necessário um circuito susceptível de determinar se os impulsos normalizados provenientes dos dois detectores se sobrepõem no tempo (ou, como é costume dizer, se estão em coincidência) dando, quando houver sobreposição, um impulso de coincidência a ser contado. Faz-se então variar o atraso T e para cada valor deste atraso conta-se o número de coincidências correspondentes a um

número fixo de raios β detectados. Em forma gráfica os resultados apresentam-se na fig. 1; a escala semi-logarítmica torna muito simples a determinação do valor de λ que, neste caso, corresponde a um período de cerca de $22 \mu s$, como o leitor pode verificar. Talvez se deva acrescentar que a actividade da fonte deve ser suficientemente baixa para que decaimen-

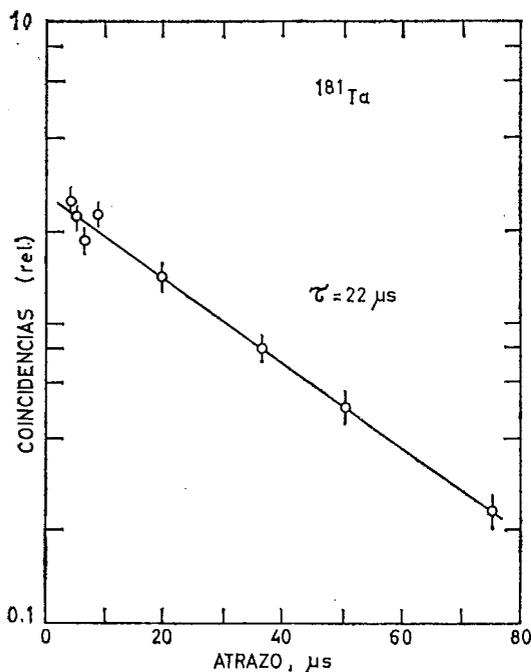


Fig. 1 — Resultados experimentais relativos à determinação do período do estado a 615 KeV no ^{181}Ta . A escala das ordenadas é logarítmica e representa o número relativo de coincidências observadas. As barras verticais em cada ponto indicam o erro da respectiva determinação.

tos β sucessivos tenham uma probabilidade muito pequena de ocorrerem em intervalos de tempo da ordem de alguns períodos (não temos, de facto, possibilidade de verificar se as radiações em coincidência provêm do mesmo núcleo).

Tal como se acabou de descrever, o método permite determinações até à ordem dos 10^{-8} - 10^{-9} s; claro que neste limite

têm que usar-se sinais normalizados de muito curta duração, e os monostáveis são substituídos por outro tipo de circuitos (linhas de atraso).

O método acabado de referir tem um inconveniente sério: como a observação do decaimento se faz em intervalos de tempo previamente fixados, perde-se essa observação para um grande número de núcleos cuja formação foi registada. Este inconveniente pode ser obviado de duas maneiras. Numa delas faz-se com que o atraso T seja incrementado automaticamente, a partir de $T=0$, por degraus ΔT e regista-se o número de incrementos ao fim do qual se detectou o decaimento. Obtém-se um gráfico semelhante ao da fig. 1 representando T no eixo das abcissas e o número de decaimentos observados em cada degrau no das ordenadas. Em geral utiliza-se a memória dum analisador multicanal para registar o número de decaimentos, e o atraso é introduzido incrementando o canal em que se faz o registo ao fim de cada intervalo ΔT . Os períodos a medir por este processo têm um limite inferior de $\sim 10^{-5}$ s. (O analisador pode também ser usado desta forma quando se observa o decaimento de uma amostra).

A outra maneira consiste em usar um circuito susceptível de associar ao intervalo de tempo entre os dois acontecimentos (formação e decaimento) um impulso cuja amplitude seja proporcional àquele intervalo. A distribuição em amplitude dos impulsos assim obtidos, isto é, o gráfico com a amplitude (e portanto, o tempo) em abcissas e número de impulsos observados em ordenadas, é análogo ao da fig. 1, e dele se tira a mesma informação.

O circuito apropriado à conversão intervalo de tempo-amplitude não é mais do que a versão electrónica do relógio de água que os gregos designavam por clepsidra. Com efeito, na clepsidra o inter-

valo de tempo era medido pela altura da água num reservatório que se enchia através de uma fonte que fornecia um débito de água tão constante quanto possível. No circuito electrónico, geralmente designado conversor tempo-amplitude, carrega-se um condensador através duma fonte de corrente i constante. A variação da tensão nos bornes do condensador, $\Delta V = \frac{i}{C} \Delta t$, é assim proporcional ao intervalo Δt durante o qual o condensador de capacidade C se esteve a carregar. Este sistema permite medidas até cerca de 10^{-11} s.

Uma versão muito simples dum circuito deste tipo, que a seguir se descreve rapidamente, está indicada na fig. 2. No estado inicial o transistor⁽¹⁾ designado por T3 comporta-se como uma fonte de corrente constante: como a base está à massa (0V), o emissor tem uma tensão bem definida e a resistência de $2K\Omega$ é atravessada por uma corrente bem determinada (~ 10 mA). Esta corrente passa pelo transistor T1, cujo emissor (e portanto um dos bornes do condensador C) está a 9,3 V. Por T2 não passa corrente visto que tem a base negativa relativamente ao emissor.

O sinal que define o início do intervalo de tempo é aplicado na base de T1;

(1) Um transistor é um elemento com 3 terminais: base, colector e emissor, cuja representação esquemática (para o tipo $n p n$) se indica na fig. 2. Quando o transistor é do tipo $n p n$, a tensão no colector deve ser positiva relativamente aos outros terminais. Nestas condições, o transistor tem a propriedade de conduzir corrente entre o emissor e o colector se, e só se, a base for suficientemente positiva em relação ao emissor; a diferença de tensão entre a base e o emissor varia pouco com a corrente que passa entre o emissor e o colector, tendo um valor típico de 0,7 V para um transistor de silício; em condições usuais aquela corrente é quase independente da tensão entre colector e emissor.

o sinal é negativo por forma a que T1 deixa de conduzir e toda a corrente de 10 mA que passa em T3 é extraída do condensador C. O sinal que define o fim do intervalo Δt é positivo e aplicado à base de T2; em consequência, a tensão no emissor deste transistor sobe e T3 deixa de conduzir. A tensão num dos bornes do condensador, inicialmente 9,3 V é agora $\left(9,3 - \frac{10 \text{ mA}}{100 \text{ pF}} \times \Delta t\right)$ volt.

Depois dum tempo suficiente para se fazer a leitura deste valor, eliminam-se os sinais aplicados a T1 e T2 e o circuito volta ao estado inicial.

3.2.2. Tempo de voo

A determinação de períodos pelo método do tempo de voo é, em princípio, muito simples. O estado excitado é produzido através duma reacção nuclear provocada por uma partícula acelerada. Tome-se, como exemplo, a reacção $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$ que pode ser usada para formar o estado excitado a 871 KeV no ^{17}O ; a partícula acelerada é o deutério e o alvo, muito fino, contém oxigénio de massa 16. O deutério tem uma certa energia cinética e um correspondente momento linear (vector com a direcção do feixe incidente, também designado por quantidade de movimento). Como o momento linear se conserva, a soma dos momentos lineares do ^{17}O e do protão tem que ser igual ao momento linear do deutério; em particular, a protões emergentes a 180° relativamente ao feixe incidente correspondem núcleos de ^{17}O que se deslocam na direcção desse feixe. A sua velocidade pode ser exactamente calculada usando as leis de conservação da energia (incluindo a energia libertada na reacção) e do momento linear. As velocidades típicas dos núcleos excitados nestas experiências têm um valor da ordem de

10^8 - 10^9 cm/s. A determinação da distância desde o ponto em que o núcleo se transformou até o alvo, fornece, dado que a velocidade é conhecida, uma medida do intervalo de tempo entre a formação e o decaimento. Estas distâncias podem ser medidas a partir dum valor mínimo de

alvo coloca-se um anteparo metálico plano; os núcleos excitados, formados na reacção, vêm chocar neste anteparo, onde são parados (o tempo de paragem é $\leq 10^{-12}$ s). O número N de núcleos que chega ao anteparo *antes* de se desexcitarem é função da distância anteparo-alvo; e

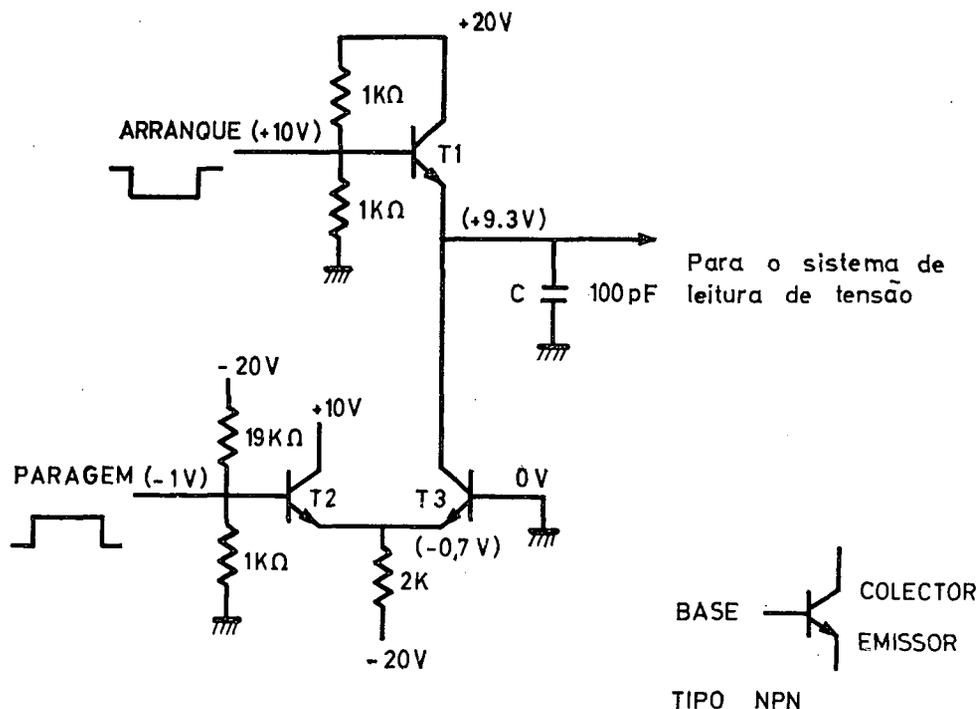


Fig. 2 — Esquema dum conversor tempo-amplitude. Entre parênteses indicam-se valores aproximados da tensão que se estabelece em vários pontos do circuito na ausência dos sinais de arranque e paragem. Os outros valores da tensão indicados são os das fontes de alimentação (+20 V, +10 V, -20 V). No canto inferior direito indicam-se os terminais dum transistor *n p n* na representação usual.

$\sim 10^{-3}$ cm e portanto o método é aplicável a períodos superiores a $\sim 10^{-12}$ s; na prática o outro extremo da região de aplicabilidade situa-se em $\sim 10^{-7}$ s.

Até recentemente o ponto em que o núcleo se transformava era determinado usando colimadores em frente do detector de radiação. Depois, com o advento (1963) de detectores de Ge(Li) de grande resolução, tornou-se cómodo determinar aquele ponto observando a energia da radiação gama detectada. Em frente do

o leitor pode facilmente verificar que

$N = N_0 e^{-\frac{d}{v_0 \tau}}$, onde N_0 é o número total de núcleos formados, d a distância, v_0 a velocidade e τ o período. A radiação detectada tem uma energia que depende da velocidade do núcleo emissor (ou melhor, da sua componente segundo a direcção núcleo-detector): é o conhecido efeito Doppler que se resume na fórmula

$$E = E_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right)$$

onde E é a energia observada do raio γ , E_0 a energia do raio γ quando emitido em repouso, v a velocidade do núcleo emissor, c a velocidade da luz e θ o ângulo que a direcção de observação faz com a direcção do movimento do núcleo. Por exemplo, no caso da radiação de 871 KeV do ^{17}O , a uma velocidade de $\sim 10^9$ cm/s e a um ângulo de observação de $\sim 120^\circ$, o efeito Doppler provoca um abaixamento de cerca de 16 KeV na energia observada. Esta diferença é suficiente para que um detector de Ge(Li) separe a radiação emitida pelos núcleos parados da emitida pelos núcleos em movimento.

O método de tempo de voo foi recentemente aplicado no campo da física atómica e está tendo grande sucesso na determinação de períodos de estados excitados de átomos e iões. Aqui, um feixe de iões é acelerado e passa através duma folha metálica com cerca de $1\ \mu\text{m}$ de espessura; com probabilidades que dependem da energia incidente, os iões podem captar ou perder vários electrões na folha e ficam em estados excitados. Mede-se a intensidade das linhas espectrais correspondentes em função da distância à folha, e faz-se a análise para a determinação dos períodos duma maneira análoga à descrita anteriormente. Note-se de passagem que este método criou um novo ramo na física atómica (designado em inglês por *beam-foil spectroscopy*) e que os seus resultados têm aplicações em muitas áreas, em particular na astrofísica onde se observam muitas riscas de átomos fortemente ionizados.

3. 2. 3. Efeito Doppler atenuado

O efeito Doppler já foi referido na secção anterior como um efeito que permite determinar a velocidade do núcleo emissor de radiação γ : naquele caso estávamos apenas interessados em saber se o

núcleo ainda se deslocava no vazio (portanto com a sua velocidade inicial) ou se já estava em repouso no anteparo. Indicou-se de passagem que o tempo que o núcleo demora a reduzir a sua velocidade desde $\sim 10^9$ cm/s até um valor negligível era $\leq 10^{-12}$ s. Assim, utilizando o efeito Doppler para determinar a velocidade do núcleo no instante da emissão γ , e dado que se conhece aproximadamente a lei de variação da velocidade do núcleo no interior do anteparo, temos um relógio que se pode utilizar na determinação de períodos $< 10^{-12}$ s (isto é, inferiores ao tempo de paragem dos núcleos).

Uma das dificuldades técnicas deste método é consequência da resolução dos detectores, mesmo dos de Ge(Li). Como o desvio Doppler é dado por

$$\Delta E = \frac{v}{c} E_0 \cos \theta$$

uma variação de velocidade $\Delta v \approx 10^7$ cm/s dá, para $E_0 \approx 1$ MeV, um desvio $\Delta E \approx 0,3$ KeV: com os detectores actuais isto está perto do limite da resolução possível. Outra dificuldade resulta do conhecimento pouco preciso da lei de variação com o tempo da velocidade do núcleo emissor dentro do anteparo.

O limite inferior dos períodos que se podem determinar por este método é $\sim 10^{-14}$ s. Valores inferiores são determinados por métodos indirectos; e só foi possível atingir aquele limite através de métodos que, embora envolvam uma medida directa do tempo, não dependem da resolução temporal dos detectores de radiação e da electrónica associada.

BIBLIOGRAFIA

- S. DEVONS, in *Nuclear Spectroscopy*, Part A, ed. F. Ajzenberg-Selove (Academic Press, New York, 1960).
- R. E. BELL, in *Alpha-Beta and Gamma-Ray Spectroscopy*, ed. K. Siegbahn (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1966), Vol. 2, Cap. XVII.

Introdução à Teoria dos Quarks

por M. H. CARDOSO

(Bolsista do I. A. C. no Instituut voor Kernphysisch Onderzoek, Amsterdão)

1. Generalidades

Um dos campos mais interessantes da Física é o da investigação e estudo das partículas elementares. Desde 1896 quando Thomson observou o desvio de raios catódicos por campos eléctricos e magnéticos, e identificou essa radiação como feixes de partículas de carga negativa, os electrões, uma grande história teria de ser contada até hoje em que foram descobertas à volta de 100 partículas a que ainda chamamos elementares, embora o nome de subatómicas, para algumas, fosse mais apropriado. As partículas elementares têm sido encontradas em fontes radioactivas e radiação cósmica (radiação de proveniência extraterrestre, constituída essencialmente por partículas positivas, a maior parte protões, que colidindo a grande velocidade com os componentes da atmosfera produz electrões, positões, fotões, muões, mesões, bariões). Mas o mais eficiente processo de estudo e descoberta de partículas elementares tem sido o da produção artificial em aceleradores, seguida de observação em grandes câmaras de bolhas, onde se produzem reacções que são registadas em centenas de milhar de fotografias. São necessárias grandes energias para produzir reacções novas, e por isso têm-se construído máquinas cada vez maiores. Os maiores valores de energia até hoje atingidos foram obtidos em Serpukhov (USSR) 70 GeV (protões), em Brookhaven (USA) 33 GeV (protões) e no CERN (Europa) 28 GeV (protões), estando já projectada a construção no CERN dum

sincrotrão de protões de 200 GeV com possibilidade de aumento até 300 GeV. O maior acelerador de electrões existe em Stanford (USA) e atinge os 20 GeV.

2. Tipos de interacção entre partículas

O modo de interacção de partículas pode ser forte ou fraco conforme as partículas em jogo. Os nucleões (protões e neutrões), por exemplo, interactuam fortemente, enquanto que reacções com leptões (electrões, muões, neutrinos) envolvem interacções fracas.

Atribui-se a interacção forte a um campo mesónico (mesões π e K). Assim, por exemplo, a interacção entre nucleões é devida a uma transferência de píões virtuais de massa em repouso diferente de zero, da mesma forma que o campo electromagnético é transportado por fotões de massa em repouso igual a zero. Os píões têm spin zero (são portanto bosões), paridade negativa, podem ter carga positiva, negativa ou nula e por terem massa em repouso diferente de zero, e portanto grande energia, as forças que originam são de pequeno alcance (1 a 2 fm) embora extremamente fortes.

As interacções fracas, responsáveis por exemplo pelo declínio β ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$) e pelo declínio do muão ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$) supõem-se ser devidas a um bosão intermediário que terá grande massa e vida muito curta mas que nunca foi encontrado.

Se atribuímos o valor 1 à intensidade

da interacção forte, a interacção fraca terá uma intensidade 3.1×10^{-12} , estando portanto entre a interacção electromagnética ($1/137$) e a gravitacional (0.8×10^{-36}).

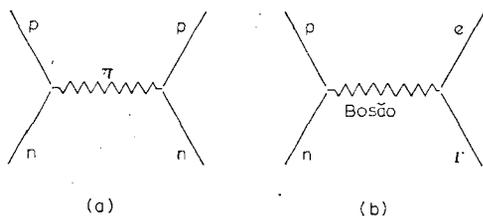


Fig. 1—(a) Troca de um píon virtual entre nucleões. (b) O bóson intermediário origina um par de léptões que, conjuntamente com o prótão, constituem os produtos finais do decaimento do neutrão.

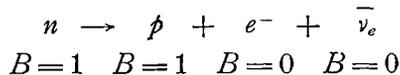
3. Números quânticos na classificação das partículas

Em todos os processos até hoje estudados, de macroscópicos até subatômicos, há conservação de energia, de carga, de momento linear e de momento angular dos sistemas. É no entanto útil introduzir outros parâmetros cuja conservação só é violada em determinadas interacções, sendo essa interacção revelada precisamente pela violação da conservação do parâmetro. É o caso dos números quânticos paridade e estranheza que não são conservados em interacções fracas. Há também parâmetros que são introduzidos sem que qualquer significado físico lhes seja associado, mas apenas com o objectivo de que certas leis de conservação sejam satisfeitas, como no caso da estranheza e do número bariónico.

Vejamus então a definição dos números quânticos mais importantes associados às partículas elementares, assim como as respectivas leis de conservação:

B —Número bariónico—número 0, 1 ou -1 . Os bariões ($p, n, \Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$)

possuem número bariónico 1, e as respectivas antipartículas -1 . Todas as partículas que não sejam bariões têm número bariónico zero. Verifica-se sempre a conservação aditiva de número bariónico, o que significa que um barião só pode ser originado por outro barião e que um antibarião corresponderá ao desaparecimento de um barião. Por exemplo, na reacção



B é conservado igual a 1. A lei da conservação do número bariónico é a única justificação para o facto de a reacção $p \rightarrow e^+ + \gamma$ não se verificar.

S —Estranheza—número associado às partículas chamadas estranhas, e que assim são consideradas porque a sua vida média é longa em relação ao tempo da sua produção. As partículas estranhas são ou bariões que decaem para prótons e píões, ou mesões que decaem para píões ou léptões. Como as partículas estranhas são sempre produzidas em pares, por exemplo $p + \pi^- \rightarrow \Lambda^0 + K^0$, supõe-se que há um número quântico S que lhes está associado e que é conservado nas interacções fortes e electromagnéticas (assim Λ^0 tem $S=-1$; em K^0 tem $S=1$ uma vez que p e π^- não sendo estranhas, têm $S=0$). Esse número quântico, de que a partícula estranha não se pode ver livre, seria o responsável pela sua longa vida média, pois só pode decair violando a conservação de S ($\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$; $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$). No dia em que pudessemos ter alvos de K^0 por exemplo, que bombardeados com Λ^0 , produzissem p e π^- com a mesma velocidade da reacção inversa, teríamos um elemento a favor das razões que levaram os físicos a considerar o número S .

T —Spin isotópico—Este número quântico apareceu primeiro apenas asso-

ciado aos nucleões. Uma vez que p e n têm massas não muito diferentes e propriedades semelhantes, diferindo essencialmente na carga, podemos considerá-los como dois aspectos de uma mesma partícula N , e dizemos que N é um dublete. Imagine-se então uma função T que tem o valor $1/2$ para N e cuja projecção T_3 no eixo dos z dum sistema fictício de eixos coordenados, só pode ser $1/2$ ou $-1/2$. No primeiro caso temos o protão e no segundo caso o neutrão. De forma semelhante, dizemos que os piões por exemplo, formam um triplete, pois existem π^- , π^0 e π^+ . Então $T=1$ para π , e $T_3=1, 0, -1$ dará os três aspectos da partícula π . Tanto Λ^0 como Ω^- (bariões) são singletes: têm $T=0$ e portanto $T_3=0$. As partículas são assim distribuídas em grupos de multiplicidade $2T+1$, cada grupo possuindo partículas que essencialmente só diferem na carga. Nas interacções que são independentes da carga (interacções fortes) verifica-se conservação do spin isotópico T .

Q — Carga — conservada em todas as reacções qualquer que seja a interacção em jogo.

Y — Hipercarga — $Y = 2(Q - T_3) = B + S$ (fórmula de Gell-Mann e Nishijima). Uma vez que B é sempre conservado, Y é conservado nas interacções fortes e electromagnéticas, tal como o número quântico S .

As antipartículas têm todas estes números quânticos com o sinal contrário das respectivas partículas, mas têm a mesma massa e a mesma vida média.

4. Quarks

Enquanto que os leptões parecem ser partículas simples, os bariões e os mesões apresentam uma estrutura complexa. Estes últimos são em conjunto denominados hadrões, no sentido de que são as

partículas que interactuam fortemente. Os 6 números quânticos $B S T T_3 Y Q$ associados aos hadrões propõem-nos uma questão essencial: são essas partículas independentes umas das outras ou apresentam uma estrutura básica comum? Assim como os números A (número de massa), Z (número atómico) e T (spin isotópico) do núcleo, que provêm aditivamente dos números quânticos N (número nucleónico), Q e T de cada um dos nucleões, nos sugeririam que o núcleo é formado por nucleões, mesmo que nunca os tivéssemos observado, também os números quânticos dos hadrões sugerem a existência de blocos na constituição de cada um dos hadrões, e esses blocos, ou partículas, ou elementos de simetria, são os quarks.

TABELA — Números quânticos dos quarks

Os números quânticos dos antiquarks obtêm-se invertendo todos os sinais da tabela. p e n não significam protão e neutrão, pelo que daqui em diante escreveremos o símbolo dos nucleões com letras maiúsculas.

	T	T_3	S	B	Y	Q
p	$1/2$	$1/2$	0	$1/3$	$1/3$	$2/3$
n	$1/2$	$-1/2$	0	$1/3$	$1/3$	$-1/3$
λ	0	0	-1	$1/3$	$-2/3$	$-1/3$

Quark é então um triplete unitário q de elementos p, n, λ .

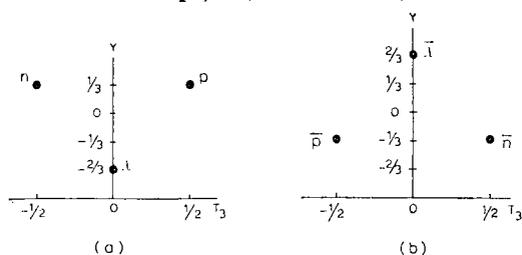


Fig. 2 — (a) Quark q . (b) Antiquark \bar{q} .

A teoria matemática de grupos chamada $SU(3)$ — «special unitary group of arrays of size 3×3 » — é a ferramenta

matemática usada no processo de Gell-Mann (chamado «the eightfold way») para, a partir dos tripletes unitários q e \bar{q} , obter os hádrões. O processo chama-se «the eightfold way» ou «modo de multiplicidade 8» porque são usados 8 números quânticos: as três componentes do spin isotópico, a hipercarga e as duas componentes de dois novos spins U e V relacionados com os números quânticos atrás definidos. Pela teoria $SU(3)$, os hádrões ficam distribuídos em grupos de 1, 8, 10 e 27 componentes. Esses grupos são supermultipletes de um determinado spin e paridade em relação aos 8 números quânticos referidos.

Os mesões obtêm-se por composições $q\bar{q}$, os bariões por qqq , e os antibariões por $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$, sendo os respectivos números quânticos obtidos aditivamente dos números quânticos dos quarks constituintes. Assim, por exemplo, um neutrão N é formado por $nn\bar{p}$, Ω^- por $\lambda\lambda\lambda$, K^- por $\bar{p}\lambda$.

Vejam os quais são os spins e paridades que os hádrões podem ter nos seus estados de menor energia, isto é, quando o seu momento angular é zero. Se supusermos que os quarks têm spin intrínseco $1/2$, os mesões, que são formados por elementos $q\bar{q}$, podem ter spin 0 ou 1. Para que a paridade dos mesões seja negativa (como corresponde à realidade) supõe-se que os antiquarks têm paridade oposta à dos quarks. Assim, obtemos para os mesões estados 0^- e 1^- . Os bariões, formados por elementos qqq , terão spin $1/2$ ou $3/2$, e paridade positiva. Obtemos assim para os bariões estados $1/2^+$ e $3/2^+$. Quer dizer, os spins dos hádrões resultam duma soma vectorial dos spins dos quarks.

Bariões $1/2^+$ formam um octuplete, e bariões $3/2^+$ um decuplete. Tanto os mesões 0^- como 1^- formam um singlete e um octuplete.

A descoberta da partícula Ω^- , pre-

vista pelo «modo de multiplicidade 8», foi a grande vitória desta teoria, dando razões à continuação do estudo de partículas elementares seguindo esta via.

Este método não só prevê as dimensões dos supermultipletes, como explica a di-

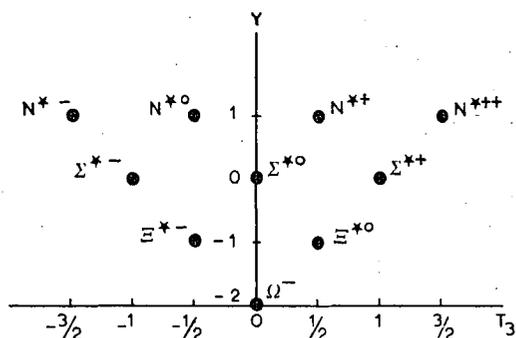


Fig. 3 — Representação de bariões $3/2^+$.

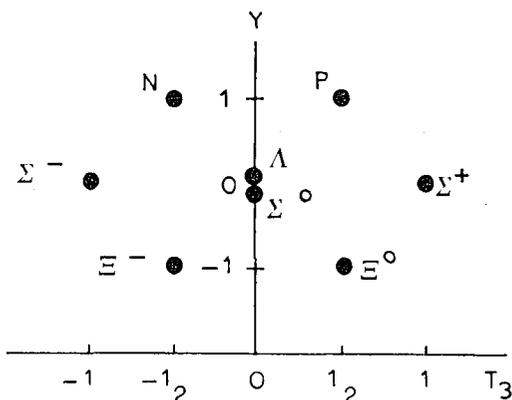


Fig. 4 — Representação de bariões $1/2^+$.

ferença de massas entre os respectivos elementos. Generalizações do $SU(3)$ têm sido feitas, existindo por exemplo o $SU(6)$ que considera quarks com spins em direcções opostas, portanto quarks com 6 elementos, n , \bar{p} , λ com uma direcção de spin e n , \bar{p} , λ com spin oposto.

5. Conclusão

Até agora falámos de quarks como se eles na verdade existissem, o que está longe de estar provado. Embora os físicos

experimentais procurem quarks nos produtos de colisões a grandes energias, até 1969 ninguém tinha comprovado a existência de um quark.

Tendo os quarks propriedades muito pouco usuais, tais como uma fracção da carga do electrão e número bariónico fraccionário, a sua identificação não pareceria difícil pela primeira propriedade. Ora se um protão é formado por três quarks, a massa do quark seria à volta de $1/3$ da massa do protão, no caso de os quarks não estarem fortemente ligados. Mas nessas circunstâncias, produzir-se-iam quarks em grande quantidade nas colisões de partículas de grandes energias, o que não acontece. O que pode portanto suceder é os quarks terem massa muito superior à do protão e estarem assim sujeitos a grandes energias de ligação. Neste caso a impossibilidade de observação de quarks seria devida a uma dificuldade técnica — a obtenção de energias maiores do que as actualmente disponíveis.

Em Setembro de 1969, dois físicos australianos declararam ter observado quatro traços em câmaras de bolhas, que apenas se podem atribuir a partículas de carga $2e/3$, provenientes de «chuveiros» produzidos por radiação cósmica. Todavia este trabalho não foi considerado pelos especialistas suficientemente claro.

A questão está portanto ainda em aberto. Mesmo que os quarks não apresentem existência independente, têm certamente valor pedagógico, pois constituem uma forma elegante e prática do estabelecimento duma «hierarquia» entre os hadrões. De qualquer forma, a possibilidade de encontrar quarks não está posta de lado; talvez venham a ser observados em Serpukhov (cujo acelerador há pouco tempo começou a funcionar) ou daqui a uns anos na CERN.

BIBLIOGRAFIA

- M. GELL-MANN, Y. NE'EMAN, *The Eightfold Way*, New York: W. A. Benjamin, Inc., 1964.
- H. ENGE, *Introduction to Nuclear Physics*, Addison-Wesley publishing company, 1966.
- L. BROWN, *Quarkways to Particle Symmetry*, Physics Today, Vol. 19, No. 2, p. 44, February 1966.
- R. GOUIRAN, *Particles and Accelerators*, Weidenfeld and Nicolson Limited, 1967.
- V. BARGER, D. CLINE, *High Energy Scattering*, Scientific American, Vol. 217, No. 6, p. 77, December 1967.
- L. VAN HOVE, *Quarks as Additive Constituents of Mesons and Baryons*, Comments on Nuclear and Particle Physics, Vol. 1, No. 1, p. 8, 1967.
- C. B. A. MC CUSTER, I. CAIRS, *Evidence of Quarks in Air-shower Cores*, Physical Review Letters, Vol. 23, No. 12, p. 658, September 1969.

Noticiário

Encontro de estudo sobre trabalho científico

Com o patrocínio da Secção Regional de Lisboa da Ordem dos Engenheiros, um grupo de profissionais de Ciência promoveu, nos dias 1 e 3 de Junho passado, um encontro de estudo subordinado aos temas:

- 1.º — Concepção e organização do trabalho científico (moderador: Dr. David-Ferreira).
- 2.º — O trabalho científico como profissão (moderador: Prof. Torre de Assunção).

Nos debates foram focados o interesse da ciência como factor de desenvolvi-

mento sócio-económico e a necessidade da sua planificação. As participações oficial e privada nos investimentos em investigação científica e em desenvolvimento tecnológico foram também discutidas pela assembleia, com particular atenção para o caso nacional.

Foi sublinhada a conveniência em realizar trabalho de prospecção no campo das potencialidades nacionais em quadros técnicos e científicos e a necessidade da contribuição efectiva dos trabalhadores científicos para o progresso do país, através da sua intervenção na planificação e na administração do trabalho científico. Foi assinalada a conveniência em procurar definir as responsabilidades assim como os direitos específicos dos trabalhadores científicos.

Por fim, foi proposta a constituição de uma comissão executiva com a função de trabalhar no sentido da organização de uma Associação de Trabalhadores Científicos que congregue todos os que se ocupem profissionalmente em ciência natural, exacta ou social — fundamental ou aplicada — incluindo o ensino da ciência. Depois da proposta aprovada foi eleita uma comissão compreendida por um geólogo, um médico, um químico, um engenheiro agrónomo e um físico.

Portugal na European Physical Society

Em fins de 1965 foi esboçada a ideia de criar uma Sociedade Europeia de Física, que permitisse centralizar os assuntos de interesse comum a todos os físicos, nomeadamente no que respeita a publicações de física, colaboração entre laboratórios, discussão de problemas a nível internacional.

O primeiro encontro para tratar da organização dessa sociedade teve lugar em Pisa a 16 de Abril de 1966, sob a orientação do Prof. Bernardini, agrupando

uma centena de físicos europeus. Constituiu-se então um grupo de trabalho, que mais tarde tomou o nome de «Steering Committee», tendo o número de componentes deste grupo aumentado gradualmente até atingir um total de 50 elementos na data da fundação da Sociedade.

Organizaram-se entretanto reuniões sucessivas dos delegados das várias Sociedades Nacionais de Física, para discutir as possíveis estruturas e campo de actividade da projectada Sociedade, destacando-se uma no CERN (Novembro 1966), uma em Londres no IPSS (Maio 1967), outra em Genebra (Janeiro 1968) e outra em Praga (Maio 1968).

A 26 de Setembro de 1968 foi fundada, em Genebra, a «European Physical Society» (E. P. S.) unindo físicos dos mais diversos países da Europa. Estavam presentes sessenta e dois membros individuais e representantes de vinte e duas Sociedades, Laboratórios ou grupos nacionais de físicos.

Esta Sociedade tem por finalidade contribuir para o avanço da física na Europa, e países vizinhos, podendo destacar-se alguns exemplos práticos da sua importância:

— Há vários campos da física que ultrapassam a capacidade de países individuais; a Sociedade permite que possam ser discutidos estes problemas supranacionais envolvendo todas as comunidades físicas e aproximando-as.

— As publicações de Física na Europa são bastante numerosas; a Sociedade pode coordenar estas publicações e produzir revistas especializadas de nível muito elevado.

— Existem vários cursos de verão, por vezes abrangendo os mesmos assuntos, competindo uns com os outros para conseguir a colaboração dos cientistas mais ilustres; a Sociedade pode ultrapassar estes aspectos exercendo um papel coordenador não só nesses cursos, como em

encontros e conferências nos vários países e fazendo uma distribuição razoável e harmónica dos físicos que neles colaboram.

— Outro assunto complexo e de muita importância, onde a Sociedade pode ter um papel central de troca de experiências e informações, diz respeito ao ensino da Física.

A Conferência Inaugural desta Sociedade teve lugar em Florença, em Abril de 1969, na qual esteve presente um delegado português, como representante da Sociedade Portuguesa de Química e Física. O título geral da Conferência foi «The Growth Points of Physics», sendo oradores, na primeira sessão, V. F. Weisskopf sobre «Physics in Europe in the 20th Century» e P. M. S. Blackett sobre «The old days at the Cavendish». Seguiram-se quatro meios-dias de sessões plenárias e três meios-dias de sessões restritas sobre os seguintes temas:

- a) Astronomia, astrofísica, cosmologia e relatividade
- b) física nuclear e de partículas elementares
- c) física da matéria condensada
- d) física atómica, molecular e de plasmas
- e) electrónica e óptica quânticas.

Os relatos sobre esta Conferência Inaugural foram publicados como número especial de «Suplemento al Nuovo Cimento» e em edição própria da Sociedade em 25 de Fevereiro de 1970.

Podem ainda encontrar-se descrições detalhadas de tudo o que se refere a organizações e actividades da E. P. S. no bo-

letim da Sociedade, «Europhysics News», recebido pela «Sociedade Portuguesa de Química e Física», que, desde Fevereiro de 1970, foi aceite como membro colectivo da European Physical Society.

É de salientar o elevado interesse desta nossa integração num agrupamento internacional como a E. P. S., onde se debatem, com toda a actualidade, os diversos problemas da Física, e será de desejar que possamos vir a participar activamente nalgumas destas reuniões. Seria também vantajoso que, muitos dos que em Portugal se interessam pela Física, se inscrevam como sócios ordinários individuais da E. P. S., chamando-se a atenção para o facto de que, a sua cotização será apenas 1/4 do valor normal, se forem membros da Sociedade Portuguesa de Química e Física.

Há diversos grupos onde podem integrar-se, pois, desde Julho de 1969 têm desenvolvido grande actividade algumas divisões especializadas, de entre as quais se destacam a de espectroscopia atómica, a da matéria condensada, a das baixas temperaturas, a de física dos plasmas, a de electrónica quântica, tendo posteriormente sido criadas outras como a de física nuclear e a das altas energias e partículas elementares, além dum grupo interdivisões sobre computadores.

Existem ainda várias comissões consultivas, entre as quais anotamos a de Conferências, a de Física Aplicada e Física na Indústria, a de Física e Sociedade, a de Publicações, a do Boletim EPS, prevendo-se outras como as de Cursos de Verão e de Intercâmbio de Estudantes.

MARIA TERESA GONÇALVES



