

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^* duma 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 noutra. 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-

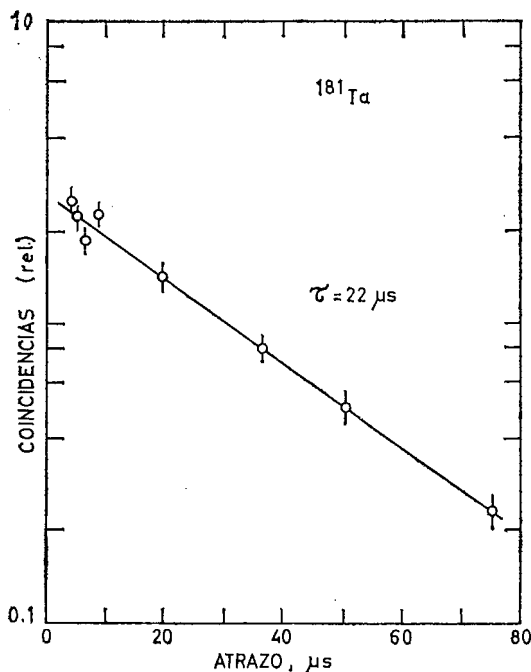


Fig. 1 — Resultados experimentais relativos à determinação do período do estado a 615 KeV no ^{181}Ta . A escala das ordenadas é logarítmica e representa o número relativo de coincidências observadas. As barras verticais em cada ponto indicam o erro da respectiva determinação.

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

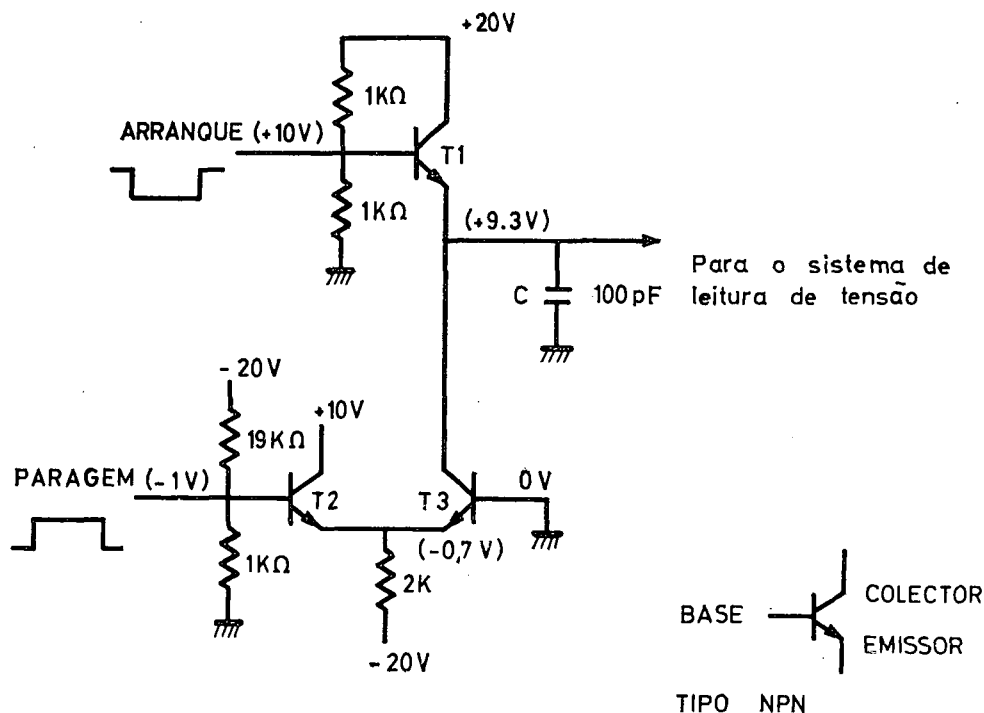


Fig. 2 — Esquema dum conversor tempo-amplitude. Entre parênteses indicam-se valores aproximados da tensão que se estabelece em vários pontos do circuito na ausência dos sinais de arranque e paragem. Os outros valores da tensão indicados são os das fontes de alimentação (+20 V, +10 V, -20 V). No canto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