

Espectroscopia α

André B. Cunha N°53757, Alexandra S. Gouveia N°53757, Tiago G. Marques N°53757

Física Experimental V

Instituto Superior Técnico

(Dated: 6 de Junho de 2006)

Com este trabalho experimental estudou-se a espectroscopia α e a perda de energia de partículas α na matéria. Para o efeito, usou-se um detector de semiconductor de barreira de superfície, bastante eficiente e com boa resolução para este tipo de partículas. Assim, fez-se uma calibração com o auxílio de um *Pulser* electrónico e usando o pico de energia de uma fonte de ^{210}Po efectuou-se a respectiva gradação. De seguida, estudaram-se uma fonte inicialmente desconhecida, identificada como de ^{241}Am e uma outra de ^{226}Ra protegida por uma pequena película de alumínio. Para analisar a perda de energia de partículas α no ar, variou-se a distância da fonte ao detector sem se realizar vácuo. Ainda se estudou esta propriedade no cobre, interpondo-se folhas deste metal de diferentes espessuras entre a fonte e o detector.

I. INTRODUÇÃO

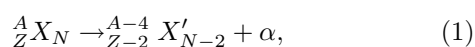
A. Contexto Histórico

A descoberta da radiação, quase accidental, por Becquerel em 1896 marcou o início da física nuclear. É importante referir que esta descoberta foi feita anteriormente à era da mecânica quântica quando as únicas interacções conhecidas eram a gravítica e a electromagnética. Quando se começaram a estudar fontes radioactivas, constatou-se que na presença de campos magnéticos, existiam vários tipos de trajectórias possíveis para as partículas emitidas. Assim, designaram-se raios α , β , e γ conforme as trajectórias observadas [2]. As partículas α para além de serem fortemente deflectidas na presença de campos magnéticos foram identificadas como as menos penetrantes dos vários tipos de radiação. Em 1903, Rutherford mediu a razão entre a carga e a massa destas partículas deflectindo-as em campos electro-magnéticos. 6 anos depois, em 1909, Rutherford mostrou que estas partículas eram núcleos de hélio. Foi este último tipo de radiação que se foi estudar neste trabalho experimental.

B. Origem da Radiação α

À medida que o número de massa (A) de um elemento aumenta, aumenta também a repulsão colombiana entre protões o que leva a um afastamento da diagonal $Z = N$ (N número de neutrões e Z número atómico). Assim, para núclídeos estáveis de número de massa intermédio e alto tem-se que $N > Z$.

Em núclídeos pesados como ^{210}Po , ^{238}Pu , ^{241}Am e ^{242}Cm pode-se dar a emissão de um núcleo de ^4He (constituído por dois protões e dois neutrões) por efeito de túnel. Este processo pode ser equacionado da seguinte forma:



decaindo o núcleo para um estado de energia menor, de

configuração nuclear mais estável. Dada a grande estabilidade do ^4He , a sua emissão coerente é energeticamente mais vantajosa que a emissão de nucleões isolados. Nalguns casos, os núclídeos decaem para estados instáveis, o que dá origem a uma sequência de decaimentos (nesta experiência utilizaram-se não só fontes onde o decaimento era único (^{210}Po) mas também que originavam uma sequência de sucessivas emissões).

Ao contrário do decaimento β onde há duas partículas a serem emitidas que partilham a energia, no decaimento alpha, só esta partícula é emitida, o que faz com que o espectro de energia seja discreto. As energias típicas desta partícula variam de 4 MeV a 6 MeV.

C. Interação da radiação α com a matéria

Para o estudo das partículas alpha, para além da sua análise espectral, é fundamental o estudo da interacção com a matéria. Ao atravessarem a matéria, as partículas por serem pesadas e carregadas, vão perdendo energia por sucessivas colisões inelásticas com os electrões do material que atravessam. As colisões elásticas com o núcleo fazem apenas com que as partículas se difundam, mudando a sua direcção, mas não perdendo energia. Para além disto, a probabilidade de difusão elástica num núcleo é muito menor que a difusão inelástica em cada electrão da nuvem electrónica. As colisões inelásticas com os electrões da matéria atravessada são portanto responsáveis por uma atenuação praticamente contínua da energia da partícula até que esta atinge o seu alcance máximo. Para partículas alpha, mais pesadas que as partículas beta, a deflecção é feita a ângulos pequenos e as suas trajectórias são aproximadamente em linha recta. A deflexão é máxima para partículas de massas iguais, o que acontece para as colisões electrão-electrão, na radiação β . Quando a energia da partícula se torna suficientemente pequena para capturar electrões rapidamente se torna num átomo neutro, acabando por parar em colisões com os átomos do material.

Para o cálculo da perda de energia das partículas alpha na matéria será utilizado o resultado fornecido pela teoria

de Bethe, na qual a perda de energia é baseada na aproximação de Born aplicada às colisões entre a partícula carregada e os electrões atômicos. Para que a aproximação de Born possa ser utilizada, é necessário que a amplitude da onda retrodifundida pelo campo dos electrões seja mais pequena que a da onda incidente não perturbada, ou seja, que se verifique o seguinte critério

$$\frac{Z_1 e^2}{\hbar v} \ll 1, \quad (2)$$

onde Z_1 e v são respectivamente a carga e a velocidade da partícula incidente. Esta condição verifica-se para grandes velocidades e cargas pequenas, já que quando a partícula começa a diminuir a sua velocidade, começa a capturar electrões acabando por parar. O cálculo da perda de energia na matéria pode tornar-se mais simples se se considerar, para além da condição anterior que a velocidade da partícula incidente é muito maior que a velocidade dos electrões no átomo

$$E \gg \frac{M_1}{m_e E_e}. \quad (3)$$

Uma vez verificadas estas duas condições, a perda de energia por centímetro de percurso ou *stopping power* é dada por:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Z_1^2 e^4}{M_2 v^2} n B x, \quad (4)$$

$$B = Z_2 \ln \left[\frac{2M_2 v^2}{I} \right], \quad (5)$$

Onde a M_2 , Z_2 e I são respectivamente a massa, o número atômico e a energia de ionização dos átomos do meio.

Para velocidades relativistas, (5) deve ser reescrita tal que:

$$B = Z_2 \left\{ \ln \left[\frac{2m_e v^2}{I} \right] - \ln [1 - \beta^2] - \beta^2 \right\}, \quad (6)$$

onde $\beta = v/c$.

Na zona das baixas energias surgem alguns problemas no que se refere à validade da equação 4. De facto, para partículas alpha com energias inferiores a 5 MeV, surge o fenómeno da captura electrónica, não contemplado na teoria de Bethe. Para além disto a aproximação de Born deixa de ser satisfeita nestas condições e não se podem desprezar os efeitos de blindagem dos electrões atômicos mais internos. Por este motivo não é possível determinar uma expressão explícita da perda de energia na matéria na zona de baixas energias. Geralmente, para confirmação da validade de valores obtidos experimentalmente recorrem-se a tabelas e expressões, elas próprias empíricas.

É relevante verificar se o comportamento das partículas é ou não relativista, tendo em vista a necessidade de utilização de (6). Utilizou-se para o efeito a expressão relativista da energia

$$(E_c + m_\alpha c^2)^2 = p^2 c^2 + m_\alpha^2 c^4. \quad (7)$$

Sabendo que a energia cinética das partículas alpha ronda os 5 MeV e aproximando $m_\alpha \approx 4m_p$ obtém-se que $p \approx 10^{-19} \text{ Kgms}^{-1}$ ou seja, que $\beta \approx 0.05$. Isto leva a concluir que as partículas alpha a estudar não têm velocidades relativistas e que portanto é válida a equação 4 para o *stopping number*.

Como o termo no logaritmo em (4 e 5) varia lentamente, pode-se considerar que a perda de energia varia aproximadamente com $1/E$.

Como foi referido acima, a perda de energia de partículas alpha por colisões elásticas com o núcleo é desprezável, bem como a energia perdida por radiação de desaceleração. São as colisões com os electrões atômicos que contribuem significativamente para a perda de energia; são precisas milhares de colisões frontais ou periféricas para fazer parar uma partícula alfa. A ionização do meio causada pela partícula em função da sua distância ao ponto de paragem cresce, à medida que a velocidade diminui uma vez que o tempo de interação gasto pela partícula perto do átomo aumenta. O percurso realizado por uma partícula α até esta deixar de poder ionizar o meio, denomina-se alcance e é um fenómeno estatístico devido à variação de ionização em cada interação, o que implica que para a mesma energia inicial das partículas alpha o alcance pode ter flutuações. O alcance é então dado por

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE, \quad (8)$$

onde E_0 é a energia da partícula incidente. Substituindo a expressão de $\frac{dE}{dx}$,

$$R \approx \int_{E_0}^0 \frac{E}{2\pi Z_1^2 e^4 n Z_2} \frac{1}{\ln \left[\frac{2M_2 v^2}{I} \right]} dE \Rightarrow \quad (9)$$

$$R \approx \frac{m M_2}{2\pi Z_1^2 e^4 n Z_2} \int_{v_0}^0 \frac{v^3}{\ln \left[\frac{2M_2 v^2}{I} \right]} dv. \quad (10)$$

Desprezando a lenta dependência logarítmica de v , segue que o resultado do integral é um termo em v^4 , pelo que $R \propto E^2$.

II. MONTAGEM E PROCEDIMENTO

A. Fontes utilizadas

Para esta experiência usaram-se as fontes de ^{210}Po , ^{226}Ra e mais uma fonte desconhecida em que se procedeu à sua identificação. A fonte de ^{210}Po decaí emitindo uma partícula α com 5,305 MeV para o ^{206}Pb que por sua vez é um isótopo estável. Assim sendo, o espectro desta fonte deverá possuir apenas um pico.

Por sua vez o ^{226}Ra pertence à cadeia de decaimento do ^{238}U apresentando sucessivos descendentes. Os decaimentos α desta família encontram-se esquematizados na figura 2.

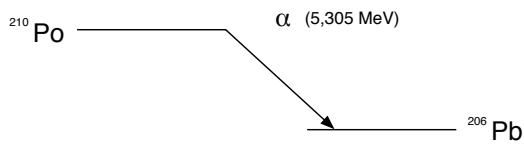


Figura 1: Decaimento do ^{210}Po

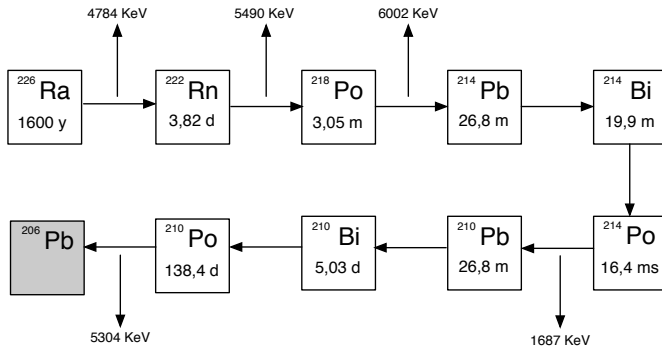


Figura 2: Família de decaimento do ^{226}Ra

B. Aparato experimental

Para a realização desta experiência foi necessária a utilização de um dispositivo experimental algo complexo, que consiste numa câmara de vácuo que contém o detector de partículas alfa e a fonte, ligado a um gerador de tensão regulado a +50V (*Detector Bias Supply*), um gerador de impulsos electrónicos (*Pulser*), aos quais se seguem um conjunto pré-amplificador, amplificador de tensão, amplificador de janela, bem como um osciloscópio e uma placa analisadora multicanal (MCA). Este dispositivo está esquematizado na figura 3.

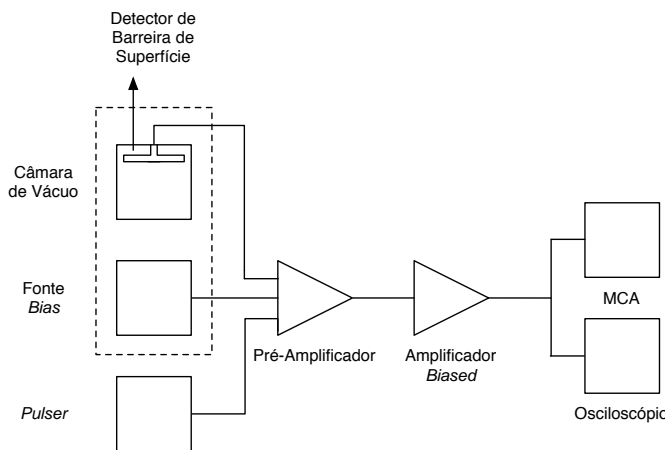


Figura 3: Esquema do aparato experimental

A câmara de vácuo é de importância vital no trabalho, já que as partículas alfa são muito ionizantes, perdendo bastante energia até chegarem ao detector. Ao criar o vácuo dentro da câmara evita-se a perda de energia no ar,

possibilitando a chegada das partículas ao detector com aproximadamente a mesma energia com que foram emitidas. O vácuo criado não é total, mas primário, da ordem de 10^{-4} Bar, valor este suficiente para que as partículas cheguem ao detector sem terem interagido significativamente com o ar no interior da câmara.

A detecção de partículas alfa é feita com um detector de semiconductor de barreira de superfície de silício cuja eficiência intrínseca para partículas carregadas é de sensivelmente 100% sendo por isso muito utilizado na detecção de partículas alfa e beta. A gama de energias detectáveis por este dispositivo vai desde os 20KeV aos 100MeV. Este é constituído por uma junção de semiconductor dopado tipo p com um metal (alumínio). Como existe uma diferença nos níveis de Fermi destes dois materiais fazendo com que as bandas de condução do semiconductor baixem, estabelece-se uma diferença de potencial na junção semiconductor-metal que dá origem a uma região desprovida de portadores de carga, ou seja, uma zona de depleção, à semelhança do que acontece numa junção pn. Quando uma partícula carregada, neste caso uma partícula alfa, passa pelo semiconductor ioniza-o, dando origem a pares electrão-buraco. A criação de cada par retira 3,6 eV de energia à partícula incidente. Devido ao campo eléctrico que se forma, o electrão é enviado para o semiconductor e o buraco para o metal, gerando-se uma alteração na diferença de potencial entre os dois, observável num dispositivo electrónico. Uma partícula alfa com energia da ordem dos 5 MeV cria, até parar, cerca de 1.39×10^6 pares electrão-buraco. Daqui se conclui que o número de pares medido é proporcional à energia inicial. No entanto, devido a diversos factores físicos não controláveis, como por exemplo a dispersão de alguns pares criados, ao invés de se obterem deltas de dirac obtêm-se picos gaussianos com um dado σ , associado a uma dispersão estatística.

Há ainda que ter em conta a existência de um tempo de resolução intrínseco ao detector, denominado tempo morto, ou seja, o tempo que engloba as interações da partícula incidente com a matéria, a criação de pares e o seu desvio para os lados da junção. Se existirem muitas partículas incidentes por unidade de tempo, pode acontecer que o detector tenha de lidar com mais de uma partícula em simultâneo, o que prejudica a sua eficiência.

Encontra-se directamente ligado à saída do detector, o pré-amplificador, cuja função é pré-amplificar o sinal vindo do detector, de forma a minimizar todo o tipo de ruído electrónico que tenha origem em cabos ou noutras fontes e que dada a fraca amplitude do sinal pode ser bastante prejudicial.

O *Pulser* permite simular impulsos como se estes fossem oriundos do detector. Tal como este, encontra-se directamente ligado ao pré-amplificador, bastando, para escolher se o sinal provém do *Pulser* ou do detector, seleccionar o interruptor no modo desejado (*Pulser* ou *Bias Amplifier*). A amplitude do sinal emitido pelo *Pulser* pode ser igualmente regulada numa gama de 0V a 10V através de uma resistência variável. Assim, podem-se

simular picos de partículas com uma dada energia, o que permite a calibração da electrónica associada à experiência. Ao pré-amplificador segue-se o amplificador linear. Partindo do princípio de que a amplitude do sinal de entrada é proporcional à energia da partícula que o originou é necessário que este amplificador tenha um ganho estável para que se mantenha esta proporcionalidade. O amplificador linear amplifica o sinal de entrada de forma a que o sinal de saída esteja delimitado pela gama de tensões de 0V a 10V do analisador multicanal (MCA). O sinal de saída do amplificador pode ter duas formas: unipolar e bipolar. No primeiro caso, o sinal é sintetizado através de uma cascata de filtros RC (passa-baixo) e CR (passa-alto) e consiste num sinal longo e positivo. No segundo caso, o sinal tem a mesma duração mas inicialmente é positivo e de seguida negativo. Como a parte positiva é mais curta, o sinal é mais facilmente contabilizado pelo MCA, sendo assim mais preciso. Evita-se com este procedimento o empilhamento e o *undershoot* e por isso, experimentalmente utiliza-se o sinal bipolar, funcionando o sinal unipolar como uma referência de forma a se poder visualizar o sinal no osciloscópio.

O amplificador de janela faz com que o sinal de entrada seja cortado de forma a que apenas as tensões acima de um dado limiar (regulável) passem, enquanto que as que estão abaixo deste limiar são cortadas. Este dispositivo permite assim eliminar de forma eficaz o ruído de fundo e restringir a gama de aquisição de forma a expandir as energias que se pretendem estudar. No caso da experiência em questão usou-se um *Energy Range* de 5-7 MeV.

Finalmente, a placa analisadora multicanal contém um conversor analógico-digital que permite a conversão de um sinal analógico de 0 V a 10 V proveniente do amplificador, num sinal digital de 1024 bits. Este dispositivo está integrado no computador que possui um *software* que controla a aquisição do espectro e que possui potencialidades de cálculo básico de análise espectral.

III. RESULTADOS E ANÁLISE

A. Espectroscopia α

Como as energias das partículas α das fontes em estudo se encontram numa gama entre aproximadamente 5-7 MeV, optou-se por se limitar o espectro energético num *range* de 5-7, recorrendo a um amplificador em modo janela. Desta forma, obtém-se uma melhor resolução dos picos a estudar. Antes de se proceder ao estudo do espectro da fonte desconhecida é necessário efectuar uma calibração para converter canais do multicanal em energias. Nesta fase, utilizou-se uma fonte de ^{210}Po , cujo espectro se encontra ilustrado na figura 4.

Observa-se que existe uma maior dispersão do pico para valores de energia inferiores ao centróide, facto explicado pela inexistência de um vácuo absoluto na câmara. Assim, algumas partículas alpha interagem com

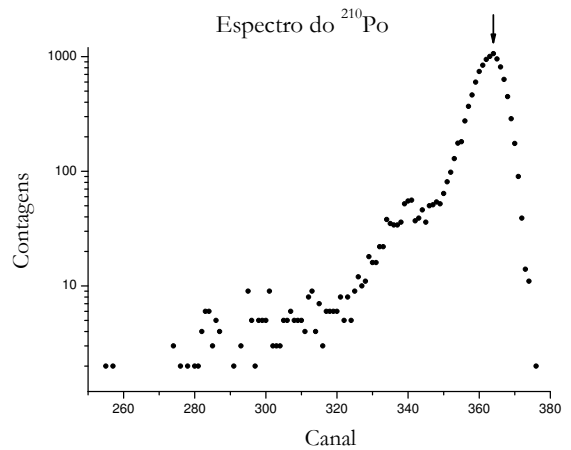


Figura 4: Espectro da fonte de ^{210}Po

as moléculas de ar no interior da câmara, chegando ao detector com uma energia inferior à inicial.

Uma análise ao pico com o *Software* disponível, permitiu-nos obter os seguintes valores.

| Fwhm (Canal) | Área (Contagens) | Centróide (Canal) | Energia teórica (MeV) |
|-----------------|---------------------|----------------------|--------------------------|
| 9,19 | 9805 \pm 121 | 363,26 \pm 0,04 | 5,305 |

Figura 5: Valores do pico de ^{210}Po

O erro do centróide é calculado usando,

$$\sigma_C = \frac{Fwhm}{2.355\sqrt{Área}} \quad (11)$$

Como a fonte utilizada tem apenas um pico de energia, recorre-se a um *Pulser* electrónico para se realizar uma calibração intermédia de Tensão(Canal). Assim, percorreu-se o espectro do multicanal varrendo tensões no *Pulser* obtendo-se o espectro da figura 6. Os valores das grandezas associadas aos picos encontram-se na tabela que se segue.

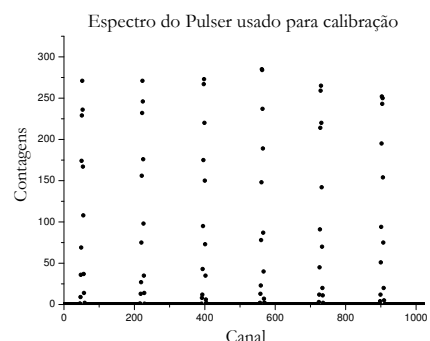


Figura 6: Espectro do *Pulser*

| Tensão (V) | FwHm (Canal) | Área (Contagens) | Centróide (Canal) |
|-------------|--------------|------------------|-------------------|
| 460 \pm 1 | 4,99 | 1321 \pm 38 | 51,99 \pm 0,06 |
| 490 \pm 1 | 4,76 | 1282 \pm 38 | 223,11 \pm 0,06 |
| 520 \pm 1 | 4,64 | 1331 \pm 38 | 397,83 \pm 0,05 |
| 550 \pm 1 | 4,48 | 1382 \pm 38 | 563,06 \pm 0,05 |
| 580 \pm 1 | 4,77 | 1339 \pm 37 | 729,57 \pm 0,06 |
| 610 \pm 1 | 4,92 | 1333 \pm 38 | 903,80 \pm 0,06 |
| 514 \pm 1 | 4,37 | 1321 \pm 38 | 363,02 \pm 0,05 |

Figura 7: Picos do *Pulser*

A última linha a cinzento corresponde a uma tentativa de acertar o sinal do *Pulser* no pico do ^{210}Po para posterior graduação. O erro da Tensão corresponde a metade da menor divisão da escala, e representa um erro relativo maior que o do Centróide. Assumindo que o analisador multicanal é linear com as tensões do *Pulser*, o que não é de todo verdade, efectuou-se um ajuste linear pelo método dos mínimos quadrados a uma recta do tipo

$$Tens\tilde{a}o = a' Canal + b', \quad (12)$$

de forma a estimar os parâmetros da calibração. Optou-se por uma recta deste tipo e não inversa, uma vez que o erro da Tensão é mais significativo que o do Canal. O ajuste obtido encontra-se na figura 9 e os resultados na tabela que se segue.

| a' (V/Canal) | b' (V) | χ^2_4 |
|---------------------|-------------------|------------|
| 0,1766 \pm 0,0014 | 450,52 \pm 0,79 | 0,280 |

Figura 8: Parâmetros da calibração

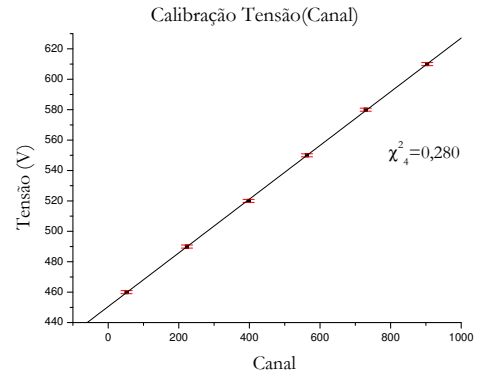


Figura 9: Ajuste da calibração

Graficamente, é visível que o ajuste é bastante bom aos pontos obtidos, facto esse confirmado com um reduzido valor do $\chi^2/(\text{graus de liberdade})$.

Como se pretende uma calibração para energia, é ainda necessário proceder a uma graduação recorrendo ao pico estudado. Uma vez que a Tensão do *Pulser* é linear com a Energia pretende-se encontrar a constante de proporcionalidade

$$k = \frac{Energia}{Tens\tilde{a}o}. \quad (13)$$

Para tal, basta dividir a energia teórica do pico do ^{210}Po pela correspondente Tensão. No entanto, se se comparar os valores dos centróides destes dois pontos verifica-se que não são exactamente o mesmo. Assim, opta-se primeiro por se achar uma Tensão corrigida efectuando uma proporcionalidade com base nos centróides.

$$Tens\tilde{a}o_c = \frac{Centróide_c}{Centróide} Tens\tilde{a}o, \quad (14)$$

com um erro associado propagado linearmente

$$e_{Tens\tilde{a}o_c} = \frac{Tens\tilde{a}o}{Centróide} e_{Centróide_c} + \frac{Centróide_c}{Centróide} e_{Tens\tilde{a}o} + \frac{Centróide_c Tens\tilde{a}o}{Centróide^2} e_{Centróide} \quad (15)$$

| Tensão (V) | Centróide (Canal) | Centróide _c (Canal) | Tens\tilde{a}o _c (V) | k (MeV/V) |
|-------------|-------------------|--------------------------------|---------------------------------|-------------------------|
| 514 \pm 1 | 363,02 \pm 0,05 | 363,26 \pm 0,04 | 514,34 \pm 1,00 | 0,010314 \pm 0,000020 |

Figura 10: Graduação

O erro da constante de proporcionalidade é dado por

$$e_k = \frac{Energia}{Tens\tilde{a}o^2} e_{Tens\tilde{a}o} \quad (16)$$

Assim, os parâmetros da calibração

$$Energia = aCanal + b, \quad (17)$$

são simplesmente

$$a = ka' \quad (18)$$

$$b = kb', \quad (19)$$

com erros de

$$e_a = ke_{a'} + a'e_k \quad (20)$$

$$e_b = ke_{b'} + b'e_k. \quad (21)$$

Os parâmetros obtidos encontram-se na seguinte tabela

| a (MeV/Canal) | b (MeV) |
|-------------------------|-------------------|
| $0,001822 \pm 0,000019$ | $4,647 \pm 0,018$ |

Figura 11: Parâmetros da calibração final

A calibração Energia(Canal) obtida encontra-se na figura 12.

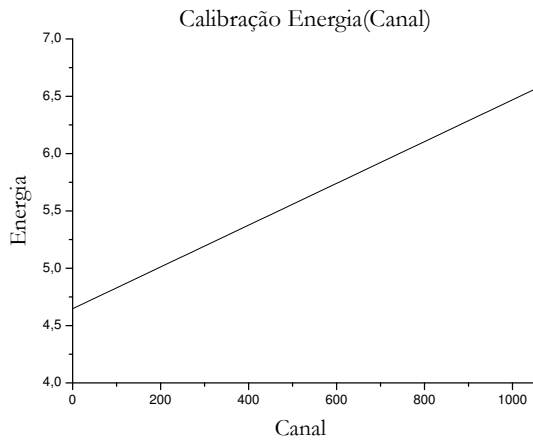


Figura 12: Calibração Final

Nesta fase, dispõe-se de toda a informação necessária para o estudo do espectro da fonte desconhecida. Numa aquisição de 270 segundos, obteve-se o espectro da figura 13.

Facilmente, se identificam três picos (1,2 e 3) bastante nítidos no espectro apresentado. É ainda, visível a existência de uma cauda dispersiva para energias inferiores às do primeiro pico, pelos mesmos motivos explicitados anteriormente. Contudo, com um estudo mais cuidadoso do espectro em questão, conseguem-se identificar mais dois picos (4 e 5) no ramo descendente do terceiro pico visto que nessa região são distinguíveis 3 declives distintos.

Com o programa de aquisição utilizado conseguiram-se determinar os centróides dos picos 1, 2 e 3, tendo sido os

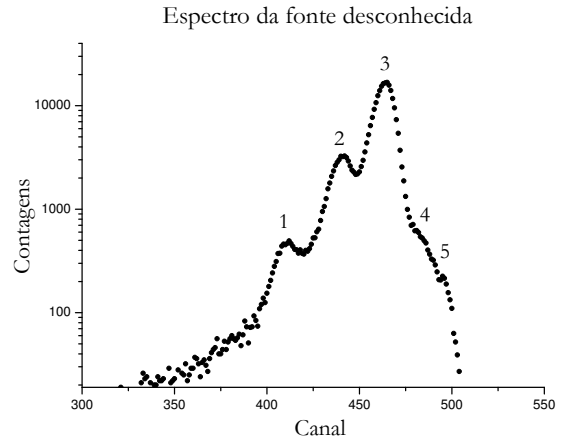


Figura 13: Espectro da fonte desconhecida

restantes estimados visualmente. Recorrendo à recta de calibração obtida anteriormente é possível determinar as energias dos picos em questão e compará-las com valores tabelados por forma a identificar a fonte em questão. Assim sendo, conclui-se que o isótopo utilizado era o ^{241}Am .

| Pico | FwHm (Canal) | Area (Contagens) | Centróide (Canal) | Energia (MeV) | Probabilidade (%) | Energia Teórica (MeV) | Probabilidade Teórica (%) |
|------|--------------|------------------|-------------------|-------------------|--------------------|-----------------------|---------------------------|
| 1 | 8,61 | 1279 ± 131 | $409,85 \pm 0,10$ | $5,394 \pm 0,020$ | $0,734 \pm 0,001$ | 5,388 | 1,4 |
| 2 | 8,96 | 11218 ± 338 | $439,91 \pm 0,04$ | $5,448 \pm 0,020$ | $6,435 \pm 0,002$ | 5,443 | 12,8 |
| 3 | 10,85 | 161819 ± 659 | $463,93 \pm 0,01$ | $5,492 \pm 0,020$ | $92,831 \pm 0,002$ | 5,486 | 85,2 |
| 4 | - | - | 484 ± 5 | $5,529 \pm 0,022$ | - | 5,513 | 0,12 |
| 5 | - | - | 494 ± 5 | $5,547 \pm 0,022$ | - | 5,544 | 0,34 |

Figura 14: Identificação da fonte

O erro da energia, foi obtido através da propagação quadrática de erros

$$e_{Energia} = \sqrt{e_b^2 + Canal^2 e_a^2 + a^2 e_{Canal}^2} \quad (22)$$

As probabilidades experimentais só foram calculadas para os primeiros três picos, uma vez que só para estes

$$e_{Prob} = \sqrt{\left(\frac{A_2 + A_3}{(A_1 + A_2 + A_3)^2}\right)^2 e_{A_1}^2 + \left(\frac{A_1}{(A_1 + A_2 + A_3)^2}\right)^2 e_{A_2}^2 + \left(\frac{A_1}{(A_1 + A_2 + A_3)^2}\right)^2 e_{A_3}^2} \quad (24)$$

Note-se que os resultados obtidos para as probabilidades se afastam bastante dos valores teóricos, dando contudo uma medida aproximada dos alpha mais prováveis. Para se obterem resultados mais rigorosos, poder-se-ia ter interpolado o espectro por gaussianas e determinado as probabilidades fazendo a razão entre os integrais das mesmas. No que toca a energias, obtiveram-se resultados muito satisfatórios como pode ser observado na seguinte tabela.

| Pico | Desvio à exactidão (%) | Desvio à precisão (%) |
|------|------------------------|-----------------------|
| 1 | 0,102 | 0,368 |
| 2 | 0,097 | 0,368 |
| 3 | 0,110 | 0,368 |
| 4 | 0,283 | 0,404 |
| 5 | 0,051 | 0,404 |

Figura 15: Comparação com os valores tabelados

Constatou-se que todos os valores experimentais cobrem os tabelados com a respectiva margem de erro, apresentando desvios à exactidão muito baixos. O decaimento deste isótopo encontra-se ilustrado na seguinte figura.

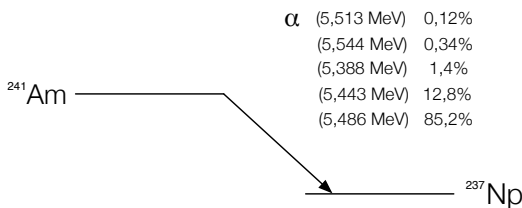


Figura 16: Decaimento do ^{241}Am

foi possível obter uma boa estimativa da área. Assim, as fórmulas utilizadas foram as seguintes.

$$Prob = \frac{A_1}{A_1 + A_2 + A_3} \quad (23)$$

B. Estudo da perda de energia das partículas α na matéria

1. Introdução à perda de energia na matéria

Como introdução ao efeito da perda de energia das partículas α na matéria estudou-se uma fonte de ^{226}Ra que se encontrava protegida por uma fina folha de alumínio. Esta fonte foi estudada em toda a gama de energias, não se tendo utilizado o amplificador de janela, pelo que é necessário uma nova calibração. Procedeu-se de forma em tudo análoga à anterior, sendo importante ressaltar um pequeno aspecto. Como não se utilizou o amplificador de janela, os picos do *Pulser* apenas abrangiam 3 ou 4 canais do MCA. Desta forma, o *Software* utilizado não devolveia o centróide dos picos. Então, para o cálculo deste, bem como o seu desvio, usaram-se as respectivas definições

$$Centróide = \frac{\sum_i c_i n_i}{\sum_i n_i} \quad (25)$$

$$\sigma_C = \frac{\sigma_{\text{dist}}}{\sqrt{\sum_i n_i}} \quad (26)$$

Com o desvio da distribuição dado por

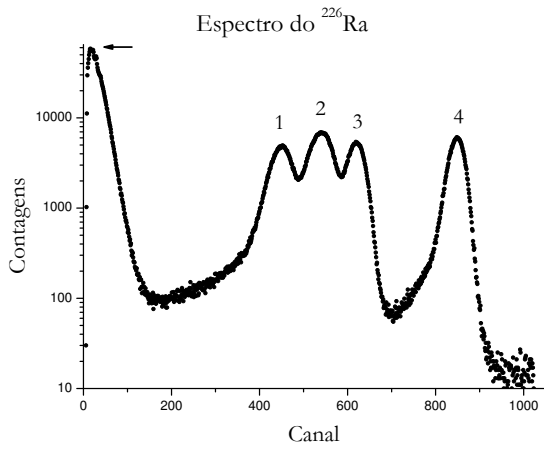
$$\sigma_{\text{dist}} = \sqrt{\frac{\sum_i (c_i - \bar{c})^2 n_i}{\sum_i n_i}} \quad (27)$$

Como o processo é idêntico ao já utilizado, apresenta-se apenas os parâmetros finais da calibração, estando os restantes gráficos e tabelas em anexo.

| a (MeV/Canal) | b (MeV) |
|-------------------------|--------------------|
| $0,008261 \pm 0,000030$ | $-0,017 \pm 0,007$ |

Figura 17: Parâmetros da calibração final

Efectuou-se uma aquisição à fonte de ^{226}Ra obtendo-se o espectro da figura 18.

Figura 18: Espectro da fonte de ^{226}Ra

A baixas energias, é evidente a existência de uma distribuição de β . Tal deve-se ao facto de existirem decaimentos beta em isótopos pertencentes à família do ^{226}Ra . Os picos de partículas α estudados encontram-se numerados e correspondem a emissões da família de decaimento do ^{226}Ra . Uma primeira análise permite constatar que os picos possuem uma largura a meia altura superior ao que se tinha vindo a observar até então. É a presença da folha de alumínio que faz com que os picos se tornem mais largos tal como seria de esperar. Com a calibração utilizada, obtiveram-se as energias dos picos e compararam-se aos resultados tabelados (figura 19).

| Pico | FwHm (Canal) | Área (Contagens) | Centróide (Canal) | Energia (MeV) | Energia teórica (MeV) | Desvio à exactidão (%) | Desvio à precisão (%) |
|------|--------------|-------------------|-------------------|-------------------|-----------------------------|------------------------|-----------------------|
| 1 | 44,98 | 148328 \pm 1514 | 448,38 \pm 0,05 | 3,687 \pm 0,016 | 4,784 (^{226}Ra) | 22,94 | 0,421 |
| 2 | 47,59 | 214047 \pm 1821 | 540,26 \pm 0,04 | 4,446 \pm 0,018 | 5,304 (^{210}Po) | 16,18 | 0,405 |
| | | | | | 5,490 (^{222}Rn) | 19,02 | |
| 3 | 34,28 | 122430 \pm 1170 | 622,07 \pm 0,04 | 5,121 \pm 0,020 | 6,002 (^{218}Po) | 14,67 | 0,396 |
| 4 | 39,38 | 241030 \pm 801 | 848,65 \pm 0,03 | 6,993 \pm 0,027 | 7,687 (^{214}Po) | 9,03 | 0,383 |

Figura 19: Picos da fonte de ^{226}Ra

Ao contrário do que tinha acontecido para a fonte de ^{241}Am , não foi possível encontrar picos tabelados que se ajustassem bem aos obtidos experimentalmente. No entanto, sabe-se que a existência da película de alumínio entre a fonte e o detector, faz com que as partículas cheguem a este último com uma energia menor do que a emitida no núcleo. Assim, fez-se a correspondência com os picos tabelados com maior intensidade de emissão tendo em conta este efeito. Consegue-se facilmente fazer a equivalência para todos os picos, exceptuando o segundo em que com os dados obtidos não é possível inferir qual o pico tabelado a que corresponde. Existe de facto a possibilidade de o pico observado ser uma sobreposição de ambas as partículas o que justifica o facto de ser ele o que tem uma maior largura a meia altura.

2. Estudo da perda de energia no ar

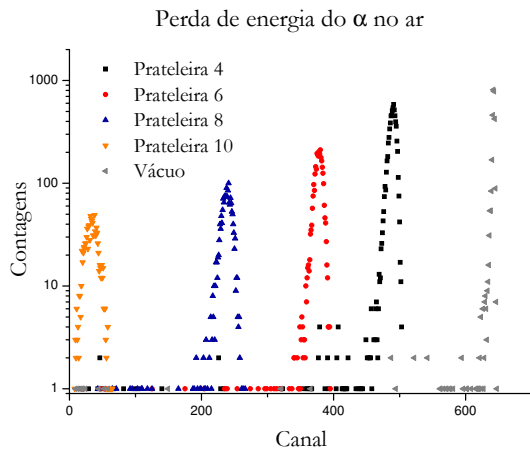
Com o material disponível é possível estudar o efeito da perda de energia das partículas α no ar. Assim, colocando a fonte de ^{210}Po em prateleiras diferentes,

consegue-se variar a distância da fonte ao detector. Se não se fizer vácuo dentro da câmara, tal situação corresponde a diferentes espessuras de ar que as partículas têm de atravessar até chegarem ao detector. As distâncias das prateleiras à fonte foram obtidas do manual do aparato utilizado (11 prateleiras espaçadas de 4 mm a distâncias entre 1 e 41 mm da fonte. A espessura, na unidade pretendida (mg/cm^2) é dada por

$$\Delta x = d\rho, \quad (28)$$

onde d é a distância e $\rho = 1,2\text{mg}/\text{cm}^3$ é a densidade do ar. Os espectros obtidos encontram-se na figura 20.

Observa-se que quanto maior for a espessura do ar a ser atravessado pelas partículas maior é a perda de energia (estas chegam ao detector com energias menores) e maior é a largura dos picos. Enquanto que a diminuição da energia dos picos é óbvia o aumento da dispersão dos picos deve-se ao facto de o percurso das partículas no ar ser um processo aleatório fazendo com que nem todas tenham as mesmas interações no seu percurso. Há ainda que assinalar a existência de uma assimetria dos picos devida ao facto de as partículas interagirem mais com

Figura 20: Perda de energia do α do ^{210}Po no ar

| Prateleira | Distância (mm) | Espessura (mg/cm^2) | FwHm (Canal) | Área (Contagens) | Centróide (Canal) | Energia (MeV) | ΔE_{exp} (MeV) |
|------------|----------------|---------------------------------------|--------------|------------------|-------------------|-------------------|-------------------------------|
| - | 0 | 0 | 2,48 | 40613 ± 203 | $642,26 \pm 0,01$ | $5,288 \pm 0,021$ | - |
| 4 | 13 | 1,56 | 12,13 | 6743 ± 88 | $491,69 \pm 0,06$ | $4,044 \pm 0,017$ | $1,244 \pm 0,027$ |
| 6 | 21 | 2,52 | 13,37 | 2826 ± 64 | $379,26 \pm 0,11$ | $3,133 \pm 0,014$ | $2,155 \pm 0,025$ |
| 8 | 29 | 3,48 | 16,67 | 1530 ± 49 | $239,03 \pm 0,18$ | $1,975 \pm 0,011$ | $3,314 \pm 0,023$ |
| 10 | 37 | 4,44 | 23,26 | 960 ± 37 | $34,32 \pm 0,32$ | $0,284 \pm 0,008$ | $5,005 \pm 0,022$ |

Figura 21: Perda de Energia no ar

Torna-se interessante comparar os valores obtidos experimentalmente com resultados teóricos. Desta forma, usando uma tabela com os valores do alcance e o do $\frac{dE}{dx}$ das partículas α em diversos materiais é possível estimar estas quantidades para o ar, sabendo que este é constituído por aproximadamente 78,79% de Azoto e 21,21% de Oxigénio. Considerando a constituição do ar e sendo X uma propriedade do ar, obtém-se que

$$X_{Ar} = 0,7879X_N + 0,2121X_O \quad (31)$$

A tabela utilizada encontra-se em anexo. Utilizaram-se três métodos distintos para prever a perda de energia em diferentes espessuras do ar.

A - Método do Alcance

Este primeiro método consiste em determinar a perda da energia de uma partícula α em função da distância percorrida no ar usando para o efeito o conhecimento do seu alcance (R). De facto, sabendo o alcance da partícula

o ar para energias mais baixas. Os resultados obtidos para as diferentes espessuras estudadas encontram-se em tabela.

Assim, é possível determinar uma perda de energia das partículas no ar subtraindo à energia obtida no vácuo, que corresponde teoricamente à energia com que as partículas são emitadas no núcleo, a energia detectada para cada espessura.

$$\Delta E = E_0 - E, \quad (29)$$

com um erro de

$$e_{\Delta E} = \sqrt{e_{E_0}^2 + e_E^2}. \quad (30)$$

com energia imediatamente após ser emitada pelo isótopo no ar e subtraindo-lhe a espessura deste que tem de atravessar, obtém-se o seu alcance após a perda de energia.

$$R = R_0 - \Delta x \quad (32)$$

$$e_R = \sqrt{e_{R_0}^2 + e_{\Delta x}^2}. \quad (33)$$

Torna-se então necessário conhecer a relação entre alcance e energia da partícula de forma a se poder calcular inicialmente R_0 e para depois se obter a energia final da partícula. Dos dados da referida tabela e sabendo que teoricamente o alcance é proporcional ao quadrado da energia decidiu-se interpolar os pontos da tabela por uma função do tipo

$$R = aE^2 + bE + R_0 \quad (34)$$

O termo constante e o linear foram adicionados de forma a melhorar o ajuste aos pontos tabelados. Usando o programa *OriginPro* efectuou-se o ajuste tendo-se obtido a função a vermelho no seguinte gráfico e os parâmetros que se seguem.

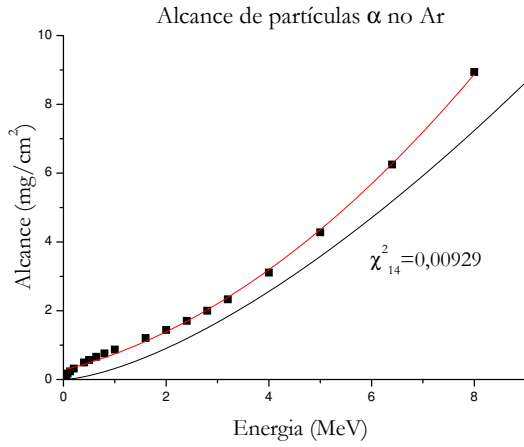


Figura 22: Alcance no ar

| a (mg/cm ² /MeV ²) | b (mg/cm ² /MeV) | R ₀ (mg/cm ²) | χ^2_{14} |
|---|-----------------------------|--------------------------------------|---------------|
| 0,0865 ± 0,0043 | 0,383 ± 0,032 | 0,276 ± 0,039 | 0,00929 |

Figura 23: Parâmetros do ajuste quadrático

A função a preto representa um resultado empírico que indica que o alcance no ar em condições PTN é dado por

$$R = 0,32E^{1,5} \quad (35)$$

Os erros do alcance são propagados quadraticamente tendo-se obtido para a curva interpoladora dos pontos da tabela (método 1) e para a curva empírica (método 2), respectivamente.

$$e_{R_1} = \sqrt{(2aE + b)^2 e_E^2 + E^2 e_b^2 + E^4 e_a^2 + e_{R_0}^2} \quad (36)$$

$$e_{R_2} = 0,48\sqrt{E}e_E \quad (37)$$

Para se calcular os valores das energias é preciso inverter as expressões dos alcances, obtendo-se assim.

$$E_2 = \left(\frac{R}{0,32}\right)^{\frac{2}{3}} \quad (38)$$

$$e_{E_2} = \sqrt{\frac{1}{1,28R}} \quad (39)$$

$$E_1 = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4a(R_0 - R)}}{2a} \quad (40)$$

$$e_{E_1} = \sqrt{\left(\frac{b(-b + \sqrt{b^2 + 4a(R - R_0)}) + 2a(R_0 - R)}{2a^2\sqrt{b^2 + 4a(R - R_0)}}\right)^2 e_a^2 + \left(\frac{-1 + \frac{b}{\sqrt{b^2 + 4a(R - R_0)}}}{2a}\right)^2 e_b^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{b^2 + 4a(R - R_0)}}\right)^2 (e_R^2 + e_{R_0}^2)} \quad (41)$$

| | Espessura (mg/cm ²) | Alcance (mg/cm ²) | Energia (MeV) | ΔE_{range} (MeV) | δ (%) |
|----------|---------------------------------|-------------------------------|---------------|---------------------------------|--------------|
| Método 1 | 0 | 4,722 ± 0,213 | - | - | - |
| | 1,56 | 3,162 ± 0,213 | 3,971 ± 0,235 | 1,317 ± 0,236 | 5,58 |
| | 2,52 | 2,202 ± 0,213 | 2,997 ± 0,264 | 2,291 ± 0,265 | 5,93 |
| | 3,48 | 1,242 ± 0,213 | 1,794 ± 0,324 | 3,494 ± 0,325 | 5,18 |
| | 4,44 | 0,282 ± 0,213 | 0,015 ± 0,562 | 5,273 ± 0,562 | 5,09 |
| Método 2 | 0 | 3,891 ± 0,023 | - | - | - |
| | 1,56 | 2,331 ± 0,023 | 3,758 ± 0,013 | 1,530 ± 0,025 | 18,70 |
| | 2,52 | 1,371 ± 0,023 | 2,638 ± 0,017 | 2,650 ± 0,027 | 18,66 |
| | 3,48 | 0,411 ± 0,023 | 1,182 ± 0,032 | 4,106 ± 0,038 | 19,29 |
| | 4,44 | -0,549 ± 0,023 | 0,000 | 5,288 ± 0,021 | 5,36 |

Figura 24: Resultados obtidos para os métodos do alcance no ar

A grandeza δ representa o desvio relativo do resultado obtido face ao determinado experimentalmente.

$$\delta = 100 \times \frac{|\Delta E_{exp} - \Delta E_{teo}|}{\Delta E_{teo}} \quad (42)$$

B - Método do $\frac{dE}{dx}$ global (médio)

Este método consiste em fazer uma aproximação ao cálculo da perda de energia das partículas α na matéria. Esta consiste em afirmar que a variação da energia, ΔE , é dada aproximadamente por $\langle \frac{dE}{dx} \rangle \Delta x$. Note-se que esta aproximação só é válida quando a espessura a ser atravessada pelas partículas (Δx) é muito pequena, o que não é de todo verdade para os casos considerados. Considerando $\frac{dE}{dx}$ como linear, para a gama de energias em foco, o seu valor médio é dado por

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{\frac{dE}{dx}_0 + \frac{dE}{dx}_f}{2}, \quad (43)$$

que corresponde à média entre o valor da partícula após ser emitida e da partícula quando chega ao detector. Este método é no fundo semi-empírico, uma vez que se vai utilizar a E_f medida experimentalmente. Usando os dados da mesma tabela considerada no método anterior é possível determinar uma função de $\frac{dE}{dx}(E)$. No entanto, a curva é mais complicada de interpolar. O método utilizado corresponde a achar o polinómio do terceiro grau interpolador de cada 4 pontos do gráfico e fazer esse polinómio válido no intervalo entre o segundo e o terceiro ponto utilizado. Nos extremos do gráfico os polinómios interpolam os dois primeiros ou últimos intervalos. Assim, assume-se localmente, uma relação

$$\frac{dE}{dx} = a + bE + cE^2 + dE^3, \quad (44)$$

tendo-se obtido a curva representada na figura 25.

Note-se que para altas energias o comportamento da curva é do tipo $1/E$ tal como previsto teoricamente. Para baixas energias, a curva perde esta característica uma vez que já não se encontra no domínio da aproximação feita. Os parâmetros do ajuste em todos os troços encontram-se em anexo. Onde se usaram as seguintes expressões para os erros.

$$e_{\frac{dE}{dx}} = (b + 2cE + 3dE^2) e_E \quad (45)$$

$$e_{\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle} = \frac{1}{2} \sqrt{e_{\frac{dE}{dx}_0}^2 + e_{\frac{dE}{dx}_f}^2} \quad (46)$$

Calculando-se a perda de energia tal como explicado anteriormente.

$$\Delta E = \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \Delta x \quad (47)$$

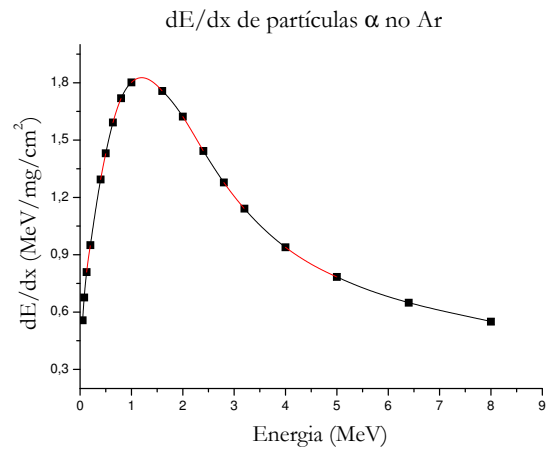


Figura 25: $\frac{dE}{dx}$ no ar

$$e_{\Delta E} = e_{\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle} \Delta x \quad (48)$$

Os resultados obtidos para este método encontram-se na tabela da figura 26.

C - Método da integração por troços

Este método é semelhante ao último, só que a aproximação em questão é menos grosseira. Pretende-se calcular mais uma vez mais a perda de energia das partículas α no ar. Este valor corresponde a resolver o integral

$$\Delta E = \int \frac{dE}{dx} dx \quad (49)$$

Uma forma aproximada de fazer o cálculo corresponde a dividir a espessura em n partes iguais. A partícula em questão, entra na primeira parte com a energia com que é emitida no isótopo radioactivo. Ao atravessar a primeira parcela da espessura perde uma energia dada por aproximadamente $\frac{dE}{dx} \Delta x'$, onde $\Delta x' = \frac{\Delta x}{n}$. Assim, a sua energia final (após a espessura parcial) é dada por

$$E_f = E_i - \frac{dE}{dx} \Delta x', \quad (50)$$

com um erro de

$$e_{E_f} = \sqrt{e_{E_i}^2 + \Delta x'^2 e_{\frac{dE}{dx}}^2} \quad (51)$$

Efectuando este cálculo, sucessivamente para as n parcelas, obtém-se a energia com que a partícula deverá chegar ao detector. Usando este método com $n = 100$, obtiveram-se os resultados na figura 27.

| Espessura (mg/cm^2) | Energia (MeV) | dE/dx ($\text{MeV}/\text{mg}/\text{cm}^2$) | $dE/dx_{\text{m\u00e9dio}}$ ($\text{MeV}/\text{mg}/\text{cm}^2$) | ΔE_{global} (MeV) | δ (%) |
|--|-------------------|---|---|----------------------------------|--------------|
| 0 | $5,288 \pm 0,021$ | $0,750 \pm 0,002$ | - | - | - |
| 1,56 | $4,044 \pm 0,017$ | $0,930 \pm 0,003$ | $0,840 \pm 0,002$ | $1,310 \pm 0,003$ | 5,09 |
| 2,52 | $3,133 \pm 0,014$ | $1,162 \pm 0,004$ | $0,956 \pm 0,002$ | $2,409 \pm 0,005$ | 10,54 |
| 3,48 | $1,975 \pm 0,011$ | $1,633 \pm 0,004$ | $1,192 \pm 0,002$ | $4,147 \pm 0,008$ | 20,09 |
| 4,44 | $0,284 \pm 0,008$ | $1,102 \pm 0,014$ | $0,926 \pm 0,007$ | $4,111 \pm 0,032$ | 21,75 |

Figura 26: Resultados obtidos com o m\u00e9todo $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ no ar

| Espessura (mg/cm^2) | Energia (MeV) | $\Delta E_{\text{tro\u00e7os}}$ (MeV) | δ (%) |
|--|-------------------|---------------------------------------|--------------|
| 0 | $5,288 \pm 0,021$ | - | - |
| 1,56 | $3,992 \pm 0,021$ | $1,296 \pm 0,030$ | 4,06 |
| 2,52 | $2,979 \pm 0,022$ | $2,309 \pm 0,030$ | 6,65 |
| 3,48 | $1,573 \pm 0,024$ | $3,715 \pm 0,032$ | 10,80 |
| 4,44 | $0,111 \pm 0,041$ | $5,177 \pm 0,046$ | 3,33 |

Figura 27: Resultados obtidos com o m\u00e9todo da integra\u00e7\u00e3o por tro\u00e7os no ar

3. Estudo da perda de energia no cobre

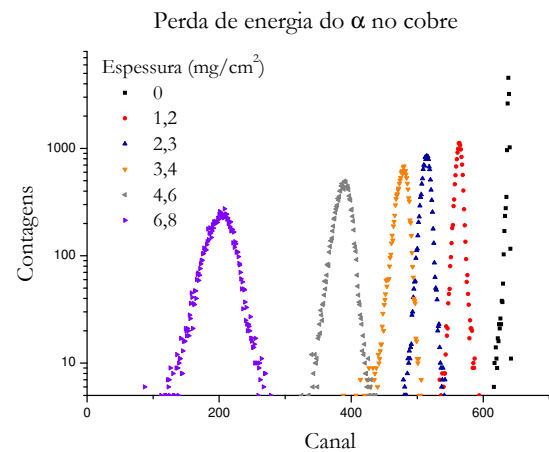
Foi-se tamb\u00e9m realizar um estudo da perda de energia das part\u00edculas α em finas folhas de cobre. Como a aquisi\u00e7\u00e3o destes resultados foi numa outra sess\u00e3o de laborat\u00f3rio, efectuou-se uma nova calibra\u00e7\u00e3o para evitar poss\u00edveis erros na determina\u00e7\u00e3o das energias experimentais. Novamente, opta-se por apenas se indicar os resultados finais da calibra\u00e7\u00e3o, estando todos os dados interm\u00e9dios, em anexo.

| a (MeV/Canal) | b (MeV) |
|-------------------------|--------------------|
| $0,008278 \pm 0,000031$ | $-0,024 \pm 0,007$ |

Figura 28: Par\u00e2metros da calibra\u00e7\u00e3o final

\u00c9 interessante verificar que os par\u00e2metros obtidos est\u00e3o muito pr\u00f3ximos dos da calibra\u00e7\u00e3o anterior, cobrindo-se mutuamente com as margens de erro consideradas. Tal seria de esperar uma vez que n\u00e3o seria conveniente se numa semana o aparato utilizado se tivesse descalibrado.

Para se estudar a perda de energia no cobre colocaram-se finas folhas de cobre entre a fonte e o detector e fez-se v\u00e1cuo na c\u00e2mara como se havia feito anteriormente. As espessuras das folhas estudadas eram de 1,2 , 2,3 3,4 e 6,8 mg/cm^2 . No entanto, colocaram-se com extremo cuidado as folhas de 1,2 e 3,4 mg/cm^2 juntas, obtendo-se assim, uma espessura total de 4,6 mg/cm^2 . Os espectros obtidos para as diversas espessuras foram os seguintes

Figura 29: Perda de energia do α do ^{210}Po no cobre

Novamente, notou-se um decr\u00e9scimo de energia e um aumento de largura dos picos para espessuras maiores. Verificou-se ainda uma assimetria nos picos, embora menos intensa do que a verificada durante o estudo da perda de energia no ar. Tal deve-se ao facto de no ar se considerar espessuras muito superiores. Os resultados obtidos para os picos indicados encontram-se em tabela.

| Espessura (mg/cm ²) | FwHm (Canal) | Área (Contagens) | Centróide (Canal) | Energia (MeV) | ΔE_{exp} (MeV) |
|---------------------------------|--------------|------------------|-------------------|-------------------|-------------------------------|
| 0 | 2,63 | 13867 \pm 121 | 638,09 \pm 0,01 | 5,258 \pm 0,021 | 0,0000 \pm 0,0295 |
| 1,2 | 11,42 | 13752 \pm 121 | 563,61 \pm 0,04 | 4,641 \pm 0,019 | 0,6165 \pm 0,0281 |
| 2,3 | 14,43 | 13771 \pm 121 | 513,99 \pm 0,05 | 4,231 \pm 0,017 | 1,0273 \pm 0,0272 |
| 3,4 | 20,87 | 13614 \pm 130 | 478,54 \pm 0,08 | 3,937 \pm 0,016 | 1,3207 \pm 0,0266 |
| 4,6 | 26,81 | 13477 \pm 138 | 389,22 \pm 0,10 | 3,198 \pm 0,014 | 2,0601 \pm 0,0252 |
| 6,8 | 44,99 | 11963 \pm 153 | 203,35 \pm 0,17 | 1,659 \pm 0,010 | 3,5986 \pm 0,0231 |

Figura 30: Perda de energia no cobre

A - Método do Alcance

Procedeu-se ao ajuste quadrático para se determinar a relação entre o alcance e a energia, obtendo-se

| a (mg/cm ² /MeV ³) | b (mg/cm ² /MeV) | R ₀ (mg/cm ²) | χ^2_{14} |
|---|-----------------------------|--------------------------------------|---------------|
| 0,1301 \pm 0,0016 | 1,059 \pm 0,012 | 0,489 \pm 0,014 | 0,00126 |

Figura 31: Parâmetros do ajuste quadrático

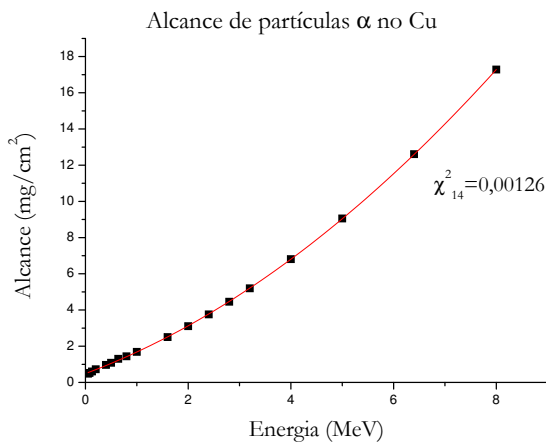


Figura 32: Alcance no cobre

É interessante verificar que a curva é semelhante à do alcance no ar. Os resultados obtidos encontram-se na tabela da figura 34.

B - Método do $\frac{dE}{dx}$ global (médio)

Tal como para o ar, procedeu-se à interpolação do gráfico $\frac{dE}{dx}(E)$ por funções cúbicas em cada troço. O gráfico obtido foi o seguinte.

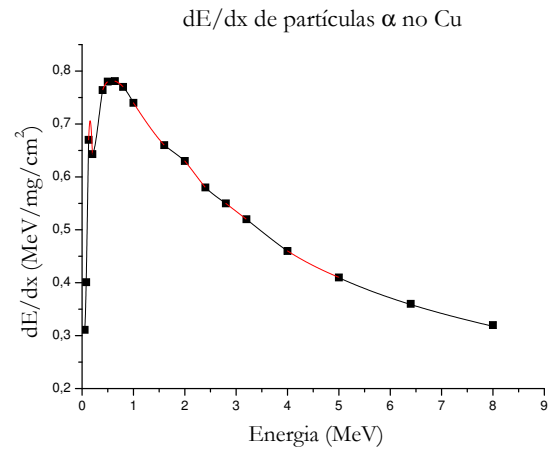


Figura 33: $\frac{dE}{dx}$ no cobre

Novamente, verifica-se que para altas energias se obtém $\frac{dE}{dx} \propto 1/E$, sendo que para energias reduzidas, esta aproximação falha.

Os resultados encontram-se na figura 35.

C - Método da integração por troços

Por último, usou-se o método da integração por troços, seguindo exactamente a mesma metodologia que no caso do estudo da perda de energia no ar. Considerou-se, novamente, $n = 100$ obtendo-se os resultados em tabela.

| Espessura (mg/cm ²) | Alcance (mg/cm ²) | Energia (MeV) | ΔE_{range} (MeV) | δ (%) |
|---------------------------------|-------------------------------|-------------------|---------------------------------|--------------|
| 0 | 9,655 \pm 0,093 | - | - | - |
| 1,2 | 8,455 \pm 0,093 | 4,750 \pm 0,051 | 0,508 \pm 0,055 | 21,32 |
| 2,3 | 7,355 \pm 0,093 | 4,257 \pm 0,051 | 1,001 \pm 0,056 | 2,60 |
| 3,4 | 6,255 \pm 0,093 | 3,733 \pm 0,053 | 1,525 \pm 0,057 | 13,42 |
| 4,6 | 5,055 \pm 0,093 | 3,117 \pm 0,055 | 2,141 \pm 0,059 | 3,76 |
| 6,8 | 2,855 \pm 0,093 | 1,825 \pm 0,063 | 3,433 \pm 0,066 | 4,82 |

Figura 34: Resultados obtidos para o método do alcance no cobre

| Espessura (mg/cm ²) | Energia (MeV) | dE/dx (MeV/mg/cm ²) | dE/dx _{médio} (MeV/mg/cm ²) | ΔE_{global} (MeV) | δ (%) |
|---------------------------------|-------------------|---------------------------------|--|----------------------------------|--------------|
| 0 | 5,258 \pm 0,021 | 0,3986 \pm 0,0008 | - | - | - |
| 1,2 | 4,641 \pm 0,019 | 0,4257 \pm 0,0007 | 0,4121 \pm 0,0005 | 0,495 \pm 0,001 | 24,66 |
| 2,3 | 4,231 \pm 0,017 | 0,4465 \pm 0,0007 | 0,4226 \pm 0,0006 | 0,972 \pm 0,001 | 5,70 |
| 3,4 | 3,937 \pm 0,016 | 0,4642 \pm 0,0009 | 0,4314 \pm 0,0006 | 1,467 \pm 0,002 | 9,96 |
| 4,6 | 3,198 \pm 0,014 | 0,5200 \pm 0,0008 | 0,4593 \pm 0,0006 | 2,113 \pm 0,003 | 2,50 |
| 6,8 | 1,659 \pm 0,010 | 0,6555 \pm 0,0006 | 0,5271 \pm 0,0005 | 3,584 \pm 0,004 | 0,41 |

Figura 35: Resultados obtidos com o método $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ no cobre

| Espessura (mg/cm ²) | Energia (MeV) | $\Delta E_{\text{troços}}$ (MeV) | δ (%) |
|---------------------------------|-------------------|----------------------------------|--------------|
| 0 | 5,258 \pm 0,021 | - | - |
| 1,2 | 4,767 \pm 0,021 | 0,491 \pm 0,030 | 25,62 |
| 2,3 | 4,293 \pm 0,021 | 0,965 \pm 0,030 | 6,51 |
| 3,4 | 3,791 \pm 0,021 | 1,467 \pm 0,030 | 9,99 |
| 4,6 | 3,196 \pm 0,021 | 2,062 \pm 0,030 | 0,10 |
| 6,8 | 1,950 \pm 0,021 | 3,308 \pm 0,030 | 8,78 |

Figura 36: Resultados obtidos com o método da integração por troços no cobre

IV. CONCLUSÕES

De uma forma geral, pode-se concluir que o estudo da radiação α realizado produziu resultados bastante satisfatórios. Com esta experiência, entrou-se em contacto com duas das aplicações do detector de semiconductor de barreira de superfície para o estudo das partículas α : espectroscopia α e estudo da sua interacção com a matéria através da perda de energia nesta. Ainda foi possível tomar familiaridade com o tipo de aparato experimental e electrónica associada utilizada no estudo de fontes emisoras de partículas carregadas. Observaram-se diversas fontes radioactivas umas com decaimentos únicos e outras que apresentavam sucessivos descendentes.

Constatou-se que ambas as calibrações feitas sem amplificador de janela, eram equivalentes, apesar de real-

izadas em dias diferentes. Isto constitui um bom indicador de que o aparato experimental utilizado não se descalibra facilmente. Quanto aos três ajustes feitos aos gráficos *Tensão(Canal)* verificou-se que o valor do $\chi^2/(\text{grau de liberdade})$ era muito reduzido o que indica que esta relação é aproximadamente linear. No entanto, sabe-se que tal não é completamente verdade, constituindo este facto num erro sistemático, desprezado em todo o trabalho.

Nesta experiência observaram-se espectros de radiação. Viu-se desde logo a natureza estatística do decaimento radioactivo, tendo em conta a forma dos picos obtidos: a natureza quântica inerente aos efeitos físicos da detecção (incerteza de Heisenberg) e o ruído electrónico dos dispositivos manifestado pelos sinais observados com o osciloscópio justificam a forma gausseana observada para

os picos.

Logo da análise do espectro do ^{210}Po , constatou-se que existia uma maior dispersão do pico para valores de energia inferiores à energia do centróide. De facto, obtiveram-se contagens em quase todos os canais inferiores aos do pico. A razão desta irregularidade prende-se com a interação das partículas α com as poucas moléculas de ar que permaneceram na câmara após o vácuo.

De forma, a se obter uma melhor resolução dos picos do espectro da fonte desconhecida, recorreu-se ao amplificador de janela. De facto, isto revelou-se uma necessidade, já que anteriormente fora recolhida um espectro sem amplificador de janela, tendo-se verificado que não se possuía a resolução suficiente; os picos encontravam-se demasiado próximos uns dos outros aumentando a incerteza no cálculo do seu centróide. No entanto, mesmo com amplificador de janela revelou-se bastante difícil identificar 2 dos picos considerados. A identificação do elemento desconhecido revelou-se bastante fácil (^{241}Am), uma vez que os valores obtidos experimentalmente foram muito exactos, cobrindo os tabelados com a margem de erro. Assim, conclui-se que a espectroscopia é um pro-

cedimento muito eficaz para a identificação de isótopos radioactivos.

Na segunda parte do procedimento experimental estudou-se a perda de energia da radiação α na matéria. Inicialmente, observou-se o espectro do ^{226}Ra coberto por uma fina película de alumínio. Constatou-se desde logo que os picos apareciam deslocados para as baixas energias e possuíam uma largura à meia altura invulgarmente elevada quando comparada com as das outras fontes utilizadas. De facto, as partículas α ao interagirem com as moléculas de qualquer material, neste caso o alumínio, perdem energia de forma estatística o que contribui para um alargamento dos picos.

Um estudo mais aprofundado desta perda de energia permitiu comparar alguns resultados teóricos. Variando a espessura de dois diferentes materiais (ar e cobre) determinou-se experimentalmente a variação de energia. Esta variação foi confrontada com resultados teóricos obtidos por três métodos distintos: o método do alcance, o método de $\frac{dE}{dx}_{global}$ e o método da integração por troços. Para o ar os resultados obtidos resumem-se a

| Espessura (mg/cm ²) | ΔE_{exp} (MeV) | ΔE_{range1} (MeV) | ΔE_{range2} (MeV) | ΔE_{global} (MeV) | $\Delta E_{troços}$ (MeV) |
|---------------------------------|------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|
| 1,56 | 1,244 ± 0,020 | 1,317 ± 0,235 | 1,530 ± 0,019 | 1,310 ± 0,002 | 1,296 ± 0,022 |
| 2,52 | 2,155 ± 0,019 | 2,291 ± 0,263 | 2,650 ± 0,020 | 2,409 ± 0,005 | 2,309 ± 0,023 |
| 3,48 | 3,314 ± 0,018 | 3,494 ± 0,323 | 4,106 ± 0,029 | 4,147 ± 0,007 | 3,715 ± 0,024 |
| 4,44 | 5,005 ± 0,018 | 5,273 ± 0,560 | 5,288 ± 0,016 | 4,111 ± 0,032 | 5,177 ± 0,034 |

Figura 37: Comparação dos resultados obtidos para a perda de energia no ar

| Espessura (mg/cm ²) | ΔE_{exp} (MeV) | ΔE_{range} (MeV) | ΔE_{global} (MeV) | $\Delta E_{troços}$ (MeV) |
|---------------------------------|------------------------|--------------------------|---------------------------|---------------------------|
| 1,2 | 0,617 ± 0,030 | 0,508 ± 0,055 | 0,495 ± 0,001 | 0,491 ± 0,030 |
| 2,3 | 1,027 ± 0,028 | 1,001 ± 0,056 | 0,972 ± 0,001 | 0,965 ± 0,030 |
| 3,4 | 1,321 ± 0,027 | 1,525 ± 0,057 | 1,467 ± 0,002 | 1,467 ± 0,030 |
| 4,6 | 2,060 ± 0,027 | 2,141 ± 0,059 | 2,113 ± 0,003 | 2,062 ± 0,030 |
| 6,8 | 3,599 ± 0,025 | 3,433 ± 0,066 | 3,584 ± 0,004 | 3,308 ± 0,030 |

Figura 38: Comparação dos resultados obtidos para a perda de energia no cobre

Da comparação dos dois métodos utilizados para o alcance, conclui-se que o primeiro método (interpolação dos dados da tabela) é bastante mais fiável que o segundo. Isto indica que a lei empírica considerada para este último método, não corresponde de todo à reali-

dade estudada. Comparando os métodos global e por troços, verifica-se que o último é de facto bastante melhor, sobretudo para grande perdas de energia. Isto era esperado uma vez que a aproximação de $\frac{dE}{dx}(E)$ a linear só é válida em intervalos pequenos. Apesar de alguma

aproximação entre os resultados teóricos e experimentais apenas o método do alcance cobre os experimentais pela margem de erro. Isto, resulta do facto de os resultados experimentais serem apenas aproximados e também de a distância considerada entre a fonte e o detector não corresponder exactamente à real. Convém referir que era possível ainda melhorar o método da integração por troços se se considerasse um n maior.

De forma a ilustrar esta análise elaborou-se o seguinte gráfico.

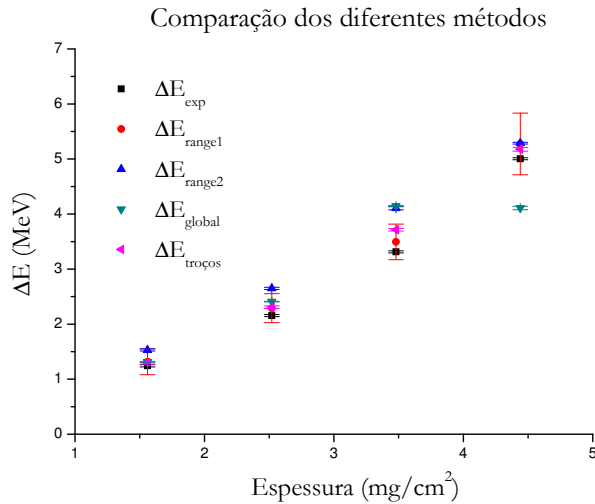


Figura 39: Comparação dos resultados obtidos para a perda de energia no ar

Efectuando o mesmo tipo de análise para o cobre encontrando-se os dados na respectiva tabela e gráfico. Verificou-se que neste caso os métodos que produziram melhores resultados foram o do alcance e o global. Este último é uma surpresa uma vez que o método das integrações por troços corresponde a uma maior aproximação teórica da realidade. O que pode ter contribuído para resultados bons do método global foi o facto de as folhas de cobre utilizadas serem muito finas. Constatou-se ainda, que a espessura para a qual os resultados teóricos mais se afastavam do experimental, foi a primeira apresentando um desvio relativo superior a 20% nas três comparações. Isto constitui um forte indício de que a espessura considerada não correspondia à real. De facto, o processo de produção das películas de cobre não é 100% fiável. Assim, tal como para esta espessura, as outras três utilizadas também podem apresentar desvios significativos o que afecta significativamente os resultados.

Verificou-se, para além disto, que as partículas alfa têm um curto alcance na matéria, o que é importante para quem lida com fontes emissoras deste tipo de partículas, estando-se sujeito a menos radiações do que se se lidasse com fontes emissoras de radiação gamma; deve-se ter, contudo, especial cuidado em não se tocar directamente na fonte emissora uma vez que se pode desagregar uma parte do material radioactivo.

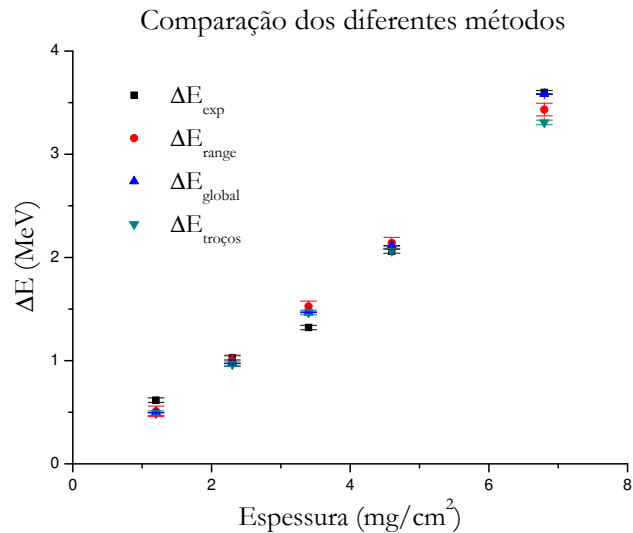


Figura 40: Comparação dos resultados obtidos para a perda de energia no cobre

V. APÊNDICE

| Energia (MeV) | Alcance (mg/cm ²) | | | | dE/dx (MeV/mg/cm ²) | | | |
|------------------|-------------------------------|-------|-------|-------|---------------------------------|-------|-------|-------|
| | Cu | N | O | Ar | Cu | N | O | Ar |
| 0,050 | 0,479 | 0,123 | 0,132 | 0,125 | 0,311 | 0,564 | 0,530 | 0,557 |
| 0,080 | 0,525 | 0,170 | 0,181 | 0,172 | 0,401 | 0,684 | 0,644 | 0,676 |
| 0,128 | 0,605 | 0,232 | 0,247 | 0,235 | 0,670 | 0,817 | 0,777 | 0,809 |
| 0,201 | 0,726 | 0,312 | 0,330 | 0,316 | 0,643 | 0,956 | 0,930 | 0,950 |
| 0,400 | 0,968 | 0,490 | 0,513 | 0,495 | 0,764 | 1,303 | 1,262 | 1,294 |
| 0,500 | 1,085 | 0,563 | 0,588 | 0,568 | 0,780 | 1,442 | 1,389 | 1,431 |
| 0,640 | 1,300 | 0,654 | 0,684 | 0,660 | 0,781 | 1,604 | 1,546 | 1,592 |
| 0,800 | 1,440 | 0,750 | 0,783 | 0,757 | 0,770 | 1,734 | 1,665 | 1,719 |
| 1,000 | 1,688 | 0,863 | 0,900 | 0,871 | 0,740 | 1,816 | 1,748 | 1,802 |
| 1,600 | 2,503 | 1,193 | 1,246 | 1,204 | 0,660 | 1,776 | 1,688 | 1,757 |
| 2,000 | 3,107 | 1,428 | 1,493 | 1,442 | 0,630 | 1,640 | 1,561 | 1,623 |
| 2,401 | 3,758 | 1,687 | 1,765 | 1,704 | 0,580 | 1,458 | 1,385 | 1,443 |
| 2,800 | 4,455 | 1,979 | 2,073 | 1,999 | 0,550 | 1,292 | 1,227 | 1,278 |
| 3,200 | 5,196 | 2,308 | 2,418 | 2,331 | 0,520 | 1,152 | 1,098 | 1,141 |
| 4,000 | 6,808 | 3,079 | 3,227 | 3,110 | 0,460 | 0,949 | 0,900 | 0,939 |
| 5,000 | 9,057 | 4,236 | 4,444 | 4,280 | 0,410 | 0,792 | 0,756 | 0,784 |
| 6,400 | 12,610 | 6,189 | 6,487 | 6,252 | 0,360 | 0,655 | 0,626 | 0,649 |
| 8,000 | 17,280 | 8,851 | 9,277 | 8,941 | 0,320 | 0,556 | 0,530 | 0,550 |

Figura 41: Valores tabelados para o alcance e $\frac{dE}{dx}$

| Troço | Ei (MeV) | Ef (MeV) | a (MeV/mg/cm ²) | b (1/mg/cm ²) | c (1/(MeV mg)/cm ²) | d (1/(MeV ² mg)/cm ²) |
|-------|-------------|-------------|--------------------------------|------------------------------|------------------------------------|---|
| 1 | 0,050 | 0,080 | 0,26888 | 7,10717 | -29,67431 | 55,59347 |
| 2 | 0,080 | 0,128 | 0,26889 | 7,10718 | -29,67432 | 55,59348 |
| 3 | 0,128 | 0,201 | 0,34348 | 5,22057 | -14,84915 | 19,34613 |
| 4 | 0,201 | 0,400 | 0,55513 | 1,98502 | 0,14319 | -1,2195 |
| 5 | 0,400 | 0,500 | 0,48021 | 2,69491 | -1,90875 | 0,64421 |
| 6 | 0,500 | 0,640 | 0,64933 | 1,66958 | 0,12604 | -0,67708 |
| 7 | 0,640 | 0,800 | 0,40667 | 2,83742 | -1,71292 | 0,27083 |
| 8 | 0,800 | 1,000 | 0,31089 | 3,20257 | -2,16936 | 0,4579 |
| 9 | 1,000 | 1,600 | 0,521 | 2,5985 | -1,61125 | 0,29375 |
| 10 | 1,600 | 2,000 | 1,19187 | 1,17291 | -0,64688 | 0,0841 |
| 11 | 2,000 | 2,401 | 0,64492 | 2,01602 | -1,07407 | 0,15529 |
| 12 | 2,401 | 2,800 | 2,2318 | -0,00508 | -0,2242 | 0,03727 |
| 13 | 2,800 | 3,200 | 3,22063 | -1,07909 | 0,16195 | -0,0087 |
| 14 | 3,200 | 4,000 | 3,24839 | -1,10462 | 0,1697 | -0,00947 |
| 15 | 4,000 | 5,000 | 3,23757 | -1,09637 | 0,16763 | -0,0093 |
| 16 | 5,000 | 6,400 | 2,45948 | -0,62465 | 0,07402 | -0,00322 |
| 17 | 6,400 | 8,000 | 2,45949 | -0,62466 | 0,07403 | -0,00323 |

Figura 42: Polinómios interpoladores de $\frac{dE}{dx}$ no ar

| Troço | Ei (MeV) | Ef (MeV) | a (MeV/mg/cm ²) | b (1/mg/cm ²) | c (1/(MeV mg)/cm ²) | d (1/(MeV ² mg)/cm ²) |
|-------|-------------|-------------|--------------------------------|------------------------------|------------------------------------|---|
| 1 | 0,050 | 0,080 | 0,57516 | -12,65249 | 174,78937 | -548,07217 |
| 2 | 0,080 | 0,128 | 0,57516 | -12,6525 | 174,78938 | -548,07218 |
| 3 | 0,128 | 0,201 | -0,89359 | 24,48872 | -117,07108 | 165,52306 |
| 4 | 0,201 | 0,400 | 0,95076 | -3,70694 | 13,57723 | -13,69273 |
| 5 | 0,400 | 0,500 | 0,32141 | 2,25615 | -3,65922 | 1,96255 |
| 6 | 0,500 | 0,640 | 0,44976 | 1,47804 | -2,11503 | 0,95982 |
| 7 | 0,640 | 0,800 | 0,68151 | 0,36276 | -0,35883 | 0,05456 |
| 8 | 0,800 | 1,000 | 0,57796 | 0,75752 | -0,85229 | 0,2568 |
| 9 | 1,000 | 1,600 | 0,86667 | -0,0725 | -0,08542 | 0,03125 |
| 10 | 1,600 | 2,000 | 1,24159 | -0,86922 | 0,45354 | -0,08591 |
| 11 | 2,000 | 2,401 | -0,21185 | 1,37125 | -0,68168 | 0,10326 |
| 12 | 2,401 | 2,800 | 1,86716 | -1,27665 | 0,43177 | -0,05137 |
| 13 | 2,800 | 3,200 | 0,76527 | -0,07985 | 0,00147 | -0,00015 |
| 14 | 3,200 | 4,000 | 0,53374 | 0,13308 | -0,06313 | 0,00631 |
| 15 | 4,000 | 5,000 | 1,09651 | -0,29603 | 0,04415 | -0,00248 |
| 16 | 5,000 | 6,400 | 0,85524 | -0,14976 | 0,01512 | -0,0006 |
| 17 | 6,400 | 8,000 | 0,85525 | -0,14977 | 0,01513 | -0,0007 |

Figura 43: Polinômios interpoladores de $\frac{dE}{dx}$ no cobre

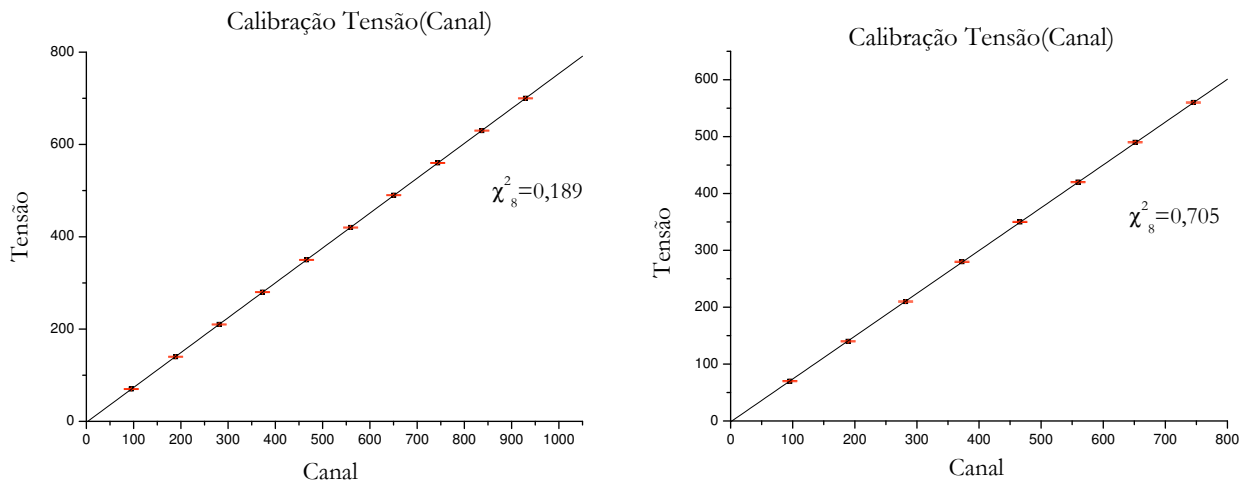


Figura 44: Calibrações Tensão(Canal) 2 e 3

-
- [1] Professores Paula Bordalo e Sérgio Ramos, *Apontamentos das aulas teóricas de FEX IV*
- [2] Wong, Samuel S. M., *Introductory Nuclear Physics*, Wiley-Interscience, 1999
- [3] <http://hepwww.rl.ac.uk/UKDMC/Radioactivity/>
- [4] <http://www.wikipedia.org>
- [5] Krane, K. S., *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, 1988
- [6] W. R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag
- [7] Wilson, Jerry D., *Physics Laboratory Experiments*
- [8] Born, M., *Física Atômica*, Fundação Calouste-Gulbenkian

| Tensão (V) | Canal | Contagens | Centróide (Canal) |
|------------|-------|-----------|-------------------|
| 70 ± 1 | 94 | 52 ± 7 | 95,469 ± 0,010 |
| | 95 | 1426 ± 38 | |
| | 96 | 1311 ± 36 | |
| | 97 | 32 ± 6 | |
| 140 ± 1 | 188 | 198 ± 14 | 189,135 ± 0,010 |
| | 189 | 1820 ± 43 | |
| | 190 | 531 ± 23 | |
| | 191 | 6 ± 2 | |
| 210 ± 1 | 280 | 2 ± 1 | 281,876 ± 0,010 |
| | 281 | 526 ± 23 | |
| | 282 | 1907 ± 44 | |
| | 283 | 203 ± 14 | |
| 280 ± 1 | 371 | 19 ± 4 | 372,612 ± 0,011 |
| | 372 | 1048 ± 32 | |
| | 373 | 1528 ± 39 | |
| | 374 | 57 ± 8 | |
| 350 ± 1 | 465 | 570 ± 24 | 465,853 ± 0,010 |
| | 466 | 1982 ± 45 | |
| | 467 | 169 ± 13 | |
| 420 ± 1 | 558 | 26 ± 5 | 559,541 ± 0,011 |
| | 559 | 1214 ± 35 | |
| | 560 | 1354 ± 37 | |
| | 561 | 52 ± 7 | |
| 490 ± 1 | 650 | 41 ± 6 | 651,443 ± 0,010 |
| | 651 | 1419 ± 38 | |
| | 652 | 1184 ± 34 | |
| | 653 | 19 ± 4 | |
| 560 ± 1 | 744 | 221 ± 15 | 745,134 ± 0,010 |
| | 745 | 1873 ± 43 | |
| | 746 | 568 ± 24 | |
| | 747 | 5 ± 2 | |
| 630 ± 1 | 838 | 50 ± 7 | 839,510 ± 0,011 |
| | 839 | 1263 ± 36 | |
| | 840 | 1279 ± 36 | |
| | 841 | 62 ± 8 | |
| 700 ± 1 | 932 | 441 ± 21 | 933,068 ± 0,010 |
| | 933 | 2083 ± 46 | |
| | 934 | 648 ± 25 | |
| | 935 | 4 ± 2 | |
| 483 ± 1 | 640 | 50 ± 7 | 641,466 ± 0,011 |
| | 641 | 1389 ± 37 | |
| | 642 | 1255 ± 35 | |
| | 643 | 33 ± 6 | |

Figura 45: Picos do Pulser usados na calibração 2

| Tensão (V) | Canal | Contagens | Centróide (Canal) |
|------------|-------|-----------|-------------------|
| 70 ± 1 | 94 | 316 ± 18 | 95,018 ± 0,010 |
| | 95 | 1976 ± 44 | |
| | 96 | 363 ± 19 | |
| 140 ± 1 | 188 | 358 ± 19 | 188,978 ± 0,010 |
| | 189 | 2013 ± 45 | |
| | 190 | 295 ± 17 | |
| | 191 | 2 ± 1 | |
| 210 ± 1 | 280 | 185 ± 14 | 281,104 ± 0,009 |
| | 281 | 2025 ± 45 | |
| | 282 | 454 ± 21 | |
| | 283 | 4 ± 2 | |
| 280 ± 1 | 371 | 3 ± 2 | 372,795 ± 0,009 |
| | 372 | 632 ± 25 | |
| | 373 | 1916 ± 44 | |
| | 374 | 96 ± 10 | |
| 350 ± 1 | 465 | 325 ± 18 | 465,983 ± 0,009 |
| | 466 | 2063 ± 45 | |
| | 467 | 280 ± 17 | |
| 420 ± 1 | 558 | 164 ± 13 | 559,144 ± 0,010 |
| | 559 | 1954 ± 44 | |
| | 560 | 539 ± 23 | |
| | 561 | 4 ± 2 | |
| 490 ± 1 | 649 | 18 ± 4 | 650,576 ± 0,010 |
| | 650 | 1146 ± 34 | |
| | 651 | 1494 ± 39 | |
| | 652 | 39 ± 6 | |
| 560 ± 1 | 742 | 53 ± 7 | 743,409 ± 0,010 |
| | 743 | 1493 ± 39 | |
| | 744 | 1124 ± 34 | |
| | 745 | 14 ± 4 | |
| 630 ± 1 | 836 | 373 ± 19 | 836,977 ± 0,010 |
| | 837 | 1994 ± 45 | |
| | 838 | 312 ± 18 | |
| 700 ± 1 | 928 | 69 ± 8 | 929,363 ± 0,011 |
| | 929 | 1594 ± 40 | |
| | 930 | 1004 ± 32 | |
| | 931 | 21 ± 5 | |
| 484 ± 1 | 641 | 316 ± 18 | 642,018 ± 0,010 |
| | 642 | 1976 ± 44 | |
| | 643 | 363 ± 19 | |

Figura 46: Picos do Pulser usados na calibração 3