

Espectroscopia de raios γ

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

Física Experimental IV

Instituto Superior Técnico

(Dated: 18 de Dezembro de 2005)

Com este trabalho experimental estudaram-se as propriedades da radiação γ emitida por três fontes diferentes (^{137}Cs , ^{60}Co , ^{228}Th). Assim, determinou-se a energia de vários picos, tanto para baixas como para altas energias, comparando-se os valores obtidos com valores tabelados ou calculados através de resultados teóricos. Estudou-se ainda a interação da radiação γ com a matéria através da observação dos fenómenos dos efeitos fotoeléctrico, Compton e produção de pares electrão-positrão. Procurou-se ainda analisar a atenuação da intensidade da radiação deste tipo na matéria. Finalmente, tentou-se estabelecer uma relação entre a resolução do detector e a gama de energias em que opera.

I. INTRODUÇÃO

A. Contexto Histórico

A descoberta da radiação, quase acidental, 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 interações conhecidas eram a gravítica e a electromagnética. Quando se começaram a estudar fontes radioactivas, constatou-se que, na presença de campo magnético, existiam vários tipos de trajectórias possíveis para as partículas emitidas. Assim, designaram-se raios α , β , e γ conforme as trajectórias observadas [1]. Os raios γ não são nada mais que radiação electromagnética (fótons) não sendo por isso deflectidos pelo campo magnético. É este último tipo de radiação que se foi estudar nesta experiência.

B. Origem da Radiação γ

A maioria dos decaimentos nucleares provocam diferentes estados excitados no núcleo final; estes patamares decaem rapidamente para o estado fundamental pela emissão de radiação γ . O espectro de energias deste tipo de radiação é de 0,1 até 10 MeV. A vasta abrangência deste espectro deve-se às diferentes amplitudes energéticas entre estados nucleares dos vários isótopos. Concretizando, a energia resultante da radiação emitida corresponde à diferença energética entre estados [2].

Um nuclídeo pode apresentar vários géneros de decaimento: α , β^+ e β^- . O decaimento alfa consiste na emissão de uma partícula alfa, ou seja, um núcleo de ^4He ; assim é evidente que tanto o número atómico como o número de massa do isótopo inicial se alteram. O número atómico Z e o número de massa A passam respectivamente a $Z-2$ e $A-4$. O decaimento β^+ , por seu lado, consiste na passagem de um protão para um neutrão, um positrão (que é a partícula β^+) e um neutrino, preservando, assim, o número de massa do elemento inicial e

reduzindo em uma unidade o número atómico,

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e. \quad (1)$$

O decaimento β^- , contrariamente ao anterior, consiste num neutrão que dá origem a um protão, um electrão (β^-) e um antineutrino. Neste caso o número atómico é incrementado uma unidade,

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2)$$

Um outro processo de se obterem estados nucleares excitados que posteriormente emitem radiação γ é a captura electrónica. Neste caso, um protão nuclear captura um electrão da nuvem electrónica anulando-se dando assim origem a um neutrão e um neutrino. Veja-se,

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e. \quad (3)$$

Note-se que a captura do electrão deixa um buraco na nuvem electrónica que é preenchido por um outro electrão atómico libertando um raio X ou um electrão de Auger [3].

C. Interação da radiação γ com a matéria

A radiação gama pode interagir com a matéria de várias formas: o efeito fotoeléctrico, a difusão de Compton e a produção de pares electrão-positrão.

O efeito fotoeléctrico consiste na absorção de um fóton por parte de um electrão e por conseguinte na sua ejeção da orbital atómica com uma energia cinética que se pode aproximar à energia da radiação incidente. Em particular, caso o electrão ejectado seja proveniente do cerne do átomo é emitido adicionalmente um fóton enquadrado na gama dos Raios X derivado da reordenação electrónica nas orbitais atómicas.

A difusão de Compton é o fenómeno de colisão elástica entre um fóton incidente e um electrão atómico fracamente ligado ao núcleo em que se verifica uma transferência parcial da energia do fóton incidente para o electrão. Deste processo resulta um ganho de energia por parte do electrão que se reflecte directamente na

diminuição da frequência do fóton emitido, assim como a sua difusão. Através da conservação da energia e do momento linear e assumindo que o electrão está em repouso antes do choque, pode-se fazer o cálculo relativista da energia do fóton difundido,

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (4)$$

Por fim, a produção de pares electrão-positrão acontece no caso de um fóton com energia maior a 1,022 MeV passar na vizinhança de um núcleo atómico. Nestas circunstâncias, pode-se gerar um par electrão-positrão. O positrão por sua vez pode-se aniquilar com outro electrão, dando assim origem a dois fótons de 0,511 MeV (energia em repouso do positrão/electrão).

De forma geral, pode-se assumir que a probabilidade de ocorrência dos eventos anteriormente descritos está relacionada com a energia do raio γ incidente. Para radiação gamma de baixa energia ($E < 0,5 \text{ MeV}$) predomina o efeito fotoeléctrico; o efeito de Compton predomina para valores de energia intermédios ($0,5 \text{ MeV} < E < 5 \text{ MeV}$) e a produção de pares para valores altos de energia ($E > 5 \text{ MeV}$). No diagrama seguinte encontram-se esquematizadas as secções eficazes dos processos para várias energias.

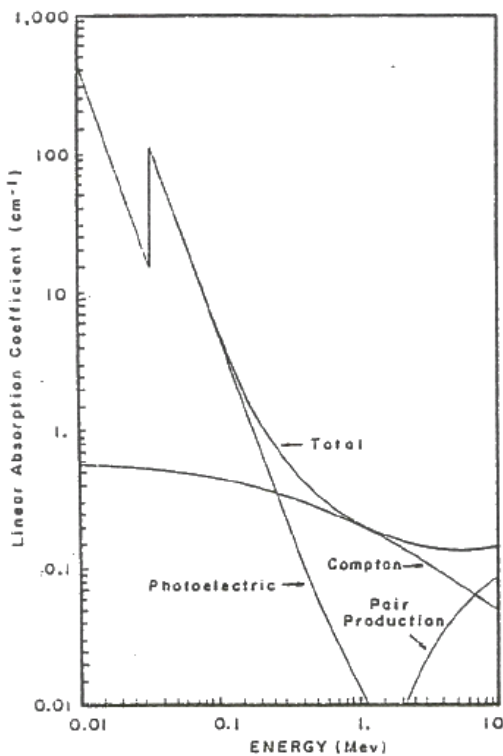


Figura 1: Variação da secção eficaz dos vários processos com a energia do fóton

A subida abrupta da secção eficaz do efeito fotoeléctrico observado no gráfico deve-se às orbitais K que só estão disponíveis a partir de uma dada energia.

D. Atenuação da radiação γ na matéria

A radiação γ sofre uma atenuação na sua intensidade quando atravessa a matéria. O lei de Lambert relaciona a intensidade da radiação com a espessura de um dado material,

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (5)$$

onde μ é o coeficiente de absorção de massa, x a densidade de espessura do material e I_0 a intensidade de radiação incidente. É evidente que quanto maior for a densidade de espessura do material escolhido, maior será a diminuição da intensidade da radiação ao atravessar o absorvedor.

II. MONTAGEM E PROCEDIMENTO

A. Fontes utilizadas

Para esta experiência usaram-se as fontes de ^{137}Cs , ^{60}Co e ^{228}Th .

A fonte de célio tem um decaimento β^- podendo passar para um estado metaestável do ^{137}Ba (probabilidade de 94%) [4], que decai imediatamente para a configuração nuclear mais estável emitindo um raio gamma com uma energia de 0,662 MeV.

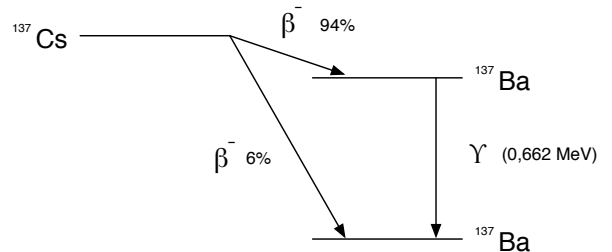


Figura 2: Decaimento do ^{137}Cs

Também o cobalto tem um decaimento deste tipo ao qual se segue a libertação sequencial de dois raios gamma com energias respectivamente de 1,173 MeV e 1,333 MeV. Tal deve-se ao facto de o decaimento β^- dar origem a duas desexcitações sucessivas de estados excitados do ^{60}Ni , sendo a probabilidade de emissão do gamma mais energético de 99,9% e do menor de 99,8% [5].

O Tório e os seus descendentes apresentam decaimentos alfa e beta estando o seu percurso até ao ^{208}Pb ilustrado na Figura 4. Em particular, vai-se estar interessado em estudar o γ do ^{208}Tl , uma vez que este é suficientemente energético para a produção de pares electrão-positrão.

Também se pretende estudar a radiação de fundo. Esta baseia-se em elementos radioactivos presentes na natureza, que existem essencialmente na família do ^{238}U . Tal deve-se ao facto de um dos nuclídeos filhos, o ^{222}Ra

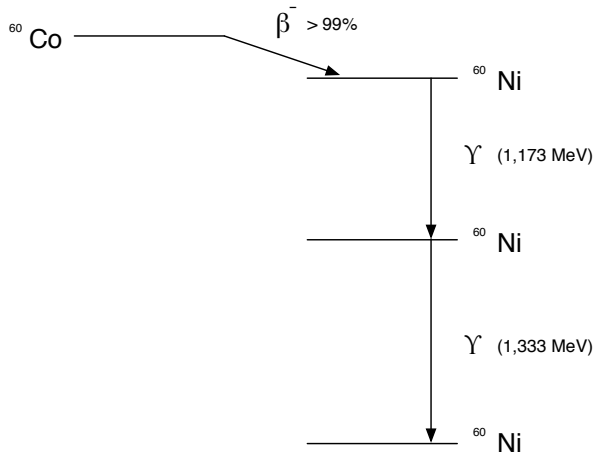


Figura 3: Decaimento do ^{60}Co

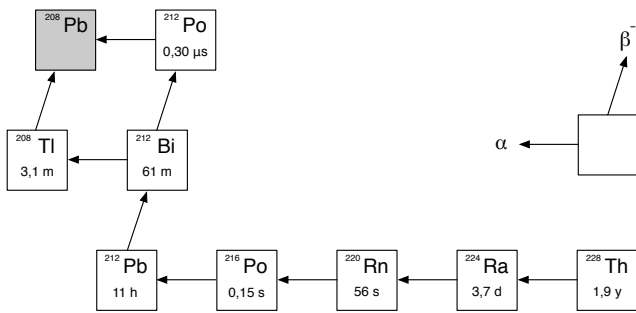


Figura 4: Decaimento do ^{228}Th

se encontrar disseminado na atmosfera. De seguida, apresentam-se os isótopos mais importantes, para o estudo de radiação γ , desta família.

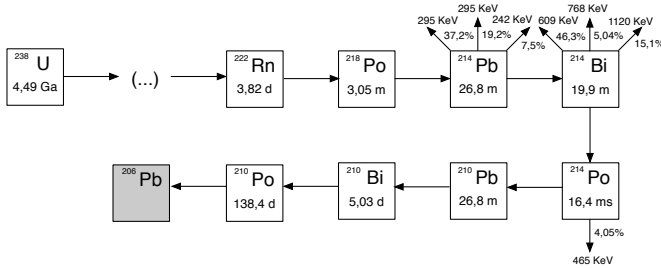


Figura 5: Decaimento do ^{238}U

B. Aparato experimental

A detecção de radiação γ é feita recorrendo a detectores de cintilação. O tipo de materiais que constituem o detector, quando bombardeados com partículas carregadas ou radiação, cintilam. Um dispositivo de amplificação associado, fotomultiplicador, converte as cintilações em im-

pulsos eléctricos. O detector que irá ser usado nesta experiência consiste num cristal de iodeto de sódio dopado por tálio que lhe confere um comportamento semiconductor. Assim a radiação incidente pode ionizar o cristal, transferindo um electrão da banda de valência para a de condução criando assim um par electrão-buraco. Estes electrões que se movem livremente nesta camada vão excitar os átomos da substância activadora que se encontram espalhados na rede cristalina. Por desexcitação, estes átomos vão cintilar. É utilizado este tipo de materiais para detectores pois permitem uma relação quase linear entre a radiação incidente e a radiação cintilante e possuem um tempo morto (parâmetro que considera o tempo de resposta e recuperação do detector) muito reduzido [2]. Uma outra propriedade importante dos detectores é a sua resolução em energia. Esta quantifica a capacidade de distinguir dois picos de energia muito próxima sendo dada, em percentagem, por,

$$R = \frac{\delta E}{E} 100. \quad (6)$$

O fotomultiplicador consiste num tubo de vidro em vácuo constituído por um fotocátodo que recebe os impulsos luminosos emitidos pelo cintilador. Por efeito fotoeléctrico o fotocátodo emite electrões que vão ser acelerados e submetidos a um sistema de dínodos que por consequência gera uma cascata de electrões. Este processo não é nada mais que uma amplificação de sinal, que vai ser detectada no ânodo.

Todo o aparato electrónico que constitui o fotomultiplicador introduz dois tipos de ruído. O primeiro consiste na emissão termiónica dos cátodos e dos dínodos que se denomina por corrente negra e é previsto pela lei de Richardson,

$$I = AT^2 \exp \left\{ -\frac{e\phi}{K_B T} \right\}. \quad (7)$$

É relevante enfatizar que este fenómeno ocorre mesmo na ausência de uma fonte. O segundo é o ruído estatístico e é caracterizado pelas flutuações dos electrões emitidos pelo sistema de fotomultiplicação em torno do valor esperado.

Para possibilitar a entrada no analisador multicanal, os electrões são ainda submetidos a um sistema de amplificação linear de alta voltagem. Desta forma, é possível ajustar a gama de energias observadas.

Por fim, o analisador multicanal (1024 canais) permite discretizar o sinal em diferentes canais (graças a um conversor analógico-digital) que correspondem a energias distintas. Assim, obtém-se o espectro pretendido.

Todo o material descrito encontra-se esquematizado na figura 6.

C. Detecção de γ 's

Os espectros obtidos com as fontes de radiação γ reflectem os fenómenos da interacção da radiação γ com a

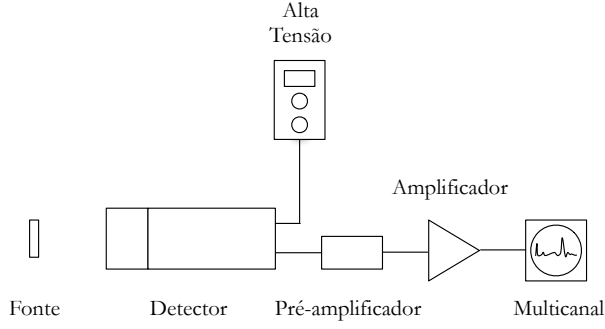


Figura 6: Esquema do aparato experimental

matéria, descritos na secção I.C. Podem assim ser observados o pico fotoeléctrico, o patamar e joelho de Compton, os picos de retrodifusão e escape simples e duplo.

O pico fotoeléctrico verifica-se quando a energia do fóton emitido é totalmente absorvida por efeito fotoeléctrico no detector podendo o fóton ter sido difundido anteriormente por difusão de Compton várias vezes.

O patamar de Compton corresponde aos diferentes ângulos de colisão que resultam na absorção de apenas parte da energia do fóton emitido dado que o fóton difundido escapa. Caso não se verifique uma fuga do fóton difundido, então este último irá contribuir para um pico fotoeléctrico. O Joelho de Compton corresponde ao limiar de energia da radiação gama incidente em que se verifica escape do detector. Se este escape não fosse possível (detector de volume infinito) toda a energia da radiação incidente seria depositada ao longo do detector o que seria traduzido unicamente pelo pico fotoeléctrico. Na prática quanto maior for o volume do detector maior será o pico fotoeléctrico face ao patamar de Compton.

Quando a radiação incidente sofre uma difusão de Compton com transferência máxima de energia para o electrão ($\theta = 180^\circ$) este pode-se escapar do detector não depositando a sua energia. O fóton retrodifundido é absorvido por efeito fotoeléctrico o que se pode descrever como um pico fotoeléctrico deslocado. Este fenómeno é o chamado “backscattering” ou retrodifusão. A energia do pico de “backscattering” é dada pela equação 8.

$$E_{Bk} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{511}}. \quad (8)$$

Usando agora este resultado, pode-se determinar a energia máxima do patamar de Compton (joelho de Compton).

$$E_{JC} = E_\gamma - E_{Bk}. \quad (9)$$

Finalmente, quando o γ incidente origina um par electrão-positrão, o positrão aniquila-se na matéria; os dois gamas produzidos sofrem difusões de Compton sucessivas e são mais tarde absorvidos por efeito fotoeléctrico verificando-se assim uma deposição total de energia.

Quando um dos raios gamma produzidos se escapa do detector a energia depositada não corresponde à energia

inicial. Aparece assim um pico deslocado de 511KeV do fotopico. Este pico designa-se por pico de escape simples. Em contrapartida, quando se verifica um escape de ambos os raios gamma gerados, a energia depositada é dada por:

$$E_{\gamma'} = E_\gamma - 1022(\text{KeV}). \quad (10)$$

O pico correspondente à diferença energética explicitada é denominado pico de escape duplo.

As interações supracitadas encontram-se explicitadas na seguinte figura:

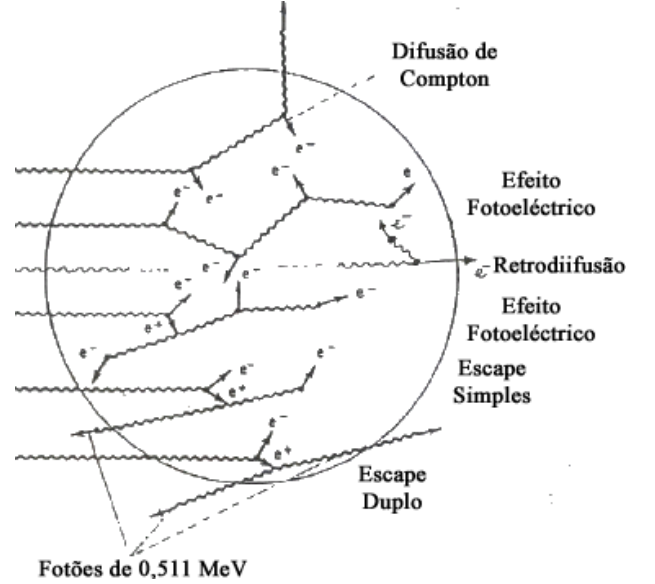


Figura 7: Esquema das interações no detector

III. RESULTADOS E ANÁLISE

A. Estudo do ruído de fundo

Antes de se proceder ao estudo das fontes supracitadas, analisou-se o ruído de fundo de forma a identificar os seus picos principais. Desta forma, observou-se a corrente negra dada pela equação 7 e o fotopico do ^{40}K . Este último pico corresponde a um isótopo radioactivo do potássio que existe na natureza, sendo a sua actividade hoje, cerca de metade do que era aquando do aparecimento da vida na Terra [6]. Estes isótopos radioactivos foram criados no interior de estrelas e ou em supernovas mas têm vindo a decair em núcleos estáveis desde então [2]. Este estudo prévio do ruído de fundo revelou-se útil pois evitou confusões destes dois picos com os picos das fontes utilizadas. Uma análise mais detalhada da radiação de fundo será feita mais adiante.

B. Estudo do espectro das fontes de ^{137}Cs e ^{60}Co

Usando as fontes de ^{137}Cs e ^{60}Co , fizeram-se aquisições de 200 e 2000 segundos respectivamente, obtendo-se os espectros ilustrados na figura 8.

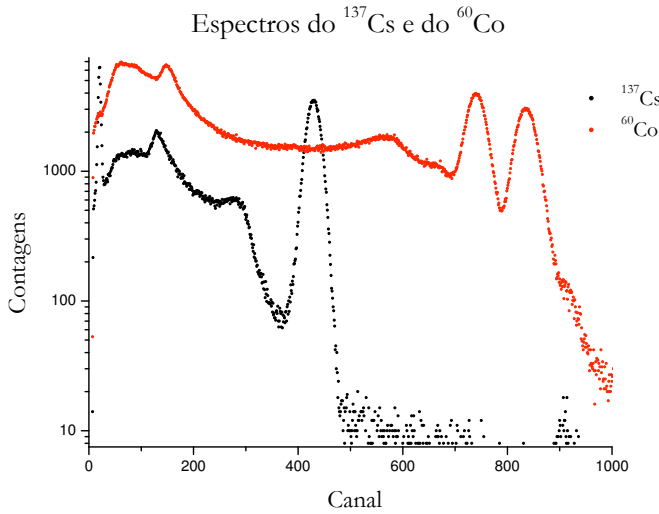


Figura 8: Espectros das fontes de ^{137}Cs e ^{60}Co

Observaram-se, assim, para a fonte de Césio, o fotopico da radiação γ e X, o pico de retrodifusão e o Joelho de Compton. No caso do Cobalto, foi possível distinguir ambos os fotopicos γ e os respectivos Joelhos de Compton. No entanto, como os picos de retrodifusão se encontravam muito próximos, não se conseguiu resolvê-los. Para esta última fonte é ainda importante referir um aspecto curioso. Como foi visto anteriormente a probabilidade de emissão de cada um dos γ 's é praticamente idêntica sendo o mais energético ligeiramente mais provável. No entanto, no espectro é visível que as contagens do segundo fotopico são menores que no primeiro. Tal pode ser explicado pelo facto de o detector ser menos sensível a γ 's mais energéticos. Assim, parte destes não interage no tubo, escapando-se. Se o tubo tivesse dimensão infinita, os picos teriam uma altura muito próxima e havendo alguma discrepância, seria o mais energético o maior.

Uma vez que o detector apresenta, em princípio, uma relação linear entre o canal e a energia, segue que,

$$Energia = \frac{Canal - b}{a}. \quad (11)$$

Como tal, procedeu-se à calibração, usando para o efeito os valores teóricos de alguns picos considerados. Consideraram-se para o efeito o fotopico γ e Raio X da fonte de ^{137}Cs e ambos os fotopicos da fonte de ^{60}Co . O erro do centróide foi calculado usando a fórmula 12.

$$\sigma_C = \frac{FwHm}{2.355\sqrt{Área}}. \quad (12)$$

Os resultados obtidos encontram-se na seguinte tabela.

Pico	FwHm (Canais)	Área (Contagens)	Centróide (Canais)	Energia (KeV)
Radiação X	5,10	31364 \pm 308	20,39 \pm 0,01	32
Fotopico ^{137}Cs	31,00	114378 \pm 452	429,53 \pm 0,04	662
1º Fotopico ^{60}Co	38,44	122235 \pm 1065	740,56 \pm 0,05	1173
2º Fotopico ^{60}Co	41,73	113580 \pm 863	835,70 \pm 0,05	1333

Figura 9: Valores para os pontos da calibração

Com estes valores, foi-se fazer uma regressão linear pelo método dos mínimos quadrados, de forma a estimar os parâmetros da calibração. O ajuste obtido encontra-se na figura 10 e os resultados na tabela que se segue.

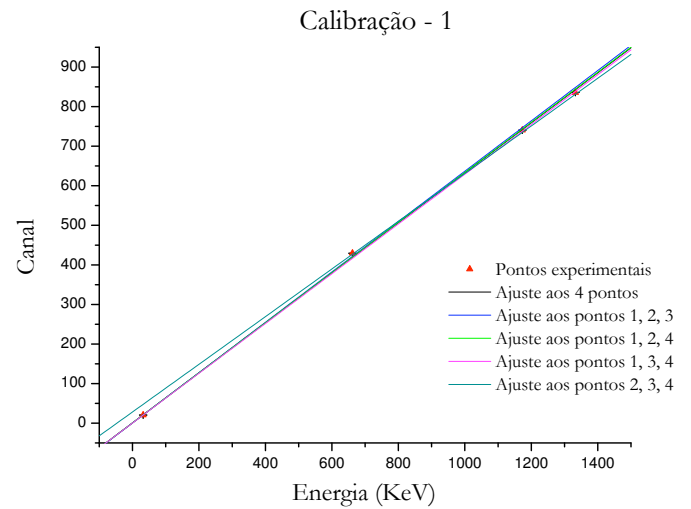


Figura 10: Ajuste da Calibração

Pontos	a (KeV/Canal)	b (Canal)	Qui ²
1,2,3,4	0,63206 \pm 0,00003	0,68201 \pm 0,01251	95039
1,2,3	0,63636 \pm 0,00004	0,37508 \pm 0,01262	59858
1,2,4	0,63299 \pm 0,00004	0,63611 \pm 0,01256	93240
1,3,4	0,62888 \pm 0,00003	0,28770 \pm 0,01258	6105
2,3,4	0,60247 \pm 0,00009	28,207 \pm 0,091	757,9

Figura 11: Parâmetros obtidos pelos vários ajustes

Estimou-se o erro estatístico dos parâmetros da calibração (a e b), como sendo os desvios obtidos pelo ajuste do χ^2 a todos os pontos experimentais. Para o erro sistemático tomou-se o maior desvio entre os valores obtidos com os quatro pontos e combinações destes três a três.

Obtiveram-se assim, para o declive e para a ordenada na origem, os valores de $a = 0,63206 \pm 0,00003$ e $b = 0,68201 \pm 0,01251 \pm 27,52499$.

Como se pode observar os erros estatísticos são muito pequenos quando comparados com a grandeza em questão e com os erros sistemáticos. Estes últimos

têm origem no próprio sistema associado à aquisição de dados presente em toda a experiência. No caso do parâmetro b o erro sistemático é enorme quando comparado com o valor. Tal pode ser explicado, uma vez que pela observação da tabela de resultados se constata que o que impõe um baixo valor da ordenada na origem é considerar-se o fotopico do Raio X da fonte de Césio (note-se que este corresponde a uma energia muito baixa). Quando se considera os últimos três pontos, o valor de b cresce imenso. Isto aponta para que a relação de linearidade apenas se verifique numa pequena gama de energias, ou seja, considerando um espectro muito abrangente está-se a incluir um erro considerável. Para se obter os desvios da energia, considerou-se a propagação quadrática de erros, chegando-se às seguintes fórmulas 13 e 14.

Usando estes resultados está-se em condições de se determinar a energia experimental assim como o seu erro para os picos usados na calibração (figura 12).

De seguida, de novo pela observação dos espectros, estimou-se o centróide dos picos de retrodifusão e os joelhos de Compton para ambas as fontes, obtendo-se os dados presentes em 13. Novamente, usando os resultados da calibração, estimaram-se as energias experimentais,

comparando-as com os valores teóricos em 14.

Para o cálculo das energias dos picos de retrodifusão e dos joelhos de Compton, consideraram-se as equações 8 e 9, respectivamente.

Constatou-se que todos os valores obtidos cobrem os resultados teóricos com o erro experimental à excepção do primeiro joelho de Compton da fonte de Cobalto.

É importante referir, que ambos os desvios (à exactidão e à precisão) diminuem para energias superiores. Isto deve-se ao facto de o erro não crescer significativamente face ao valor da energia. Tal tem origem no indeterminação dos parâmetros da calibração, sobretudo quanto à ordenada na origem. No entanto, face aos resultados obtidos pode-se afirmar que a relação Canal-Energia apenas é linear numa primeira aproximação, chegando, no entanto, para o estudo em questão.

Convém, ainda, referir que o rigor com que se mede o centróide dos picos, é diferente de caso para caso. Assim, existem situações em que o espectro se apresentava mais difuso, sendo, portanto, mais complicado obter uma medição rigorosa. No caso dos picos de retrodifusão do Cobalto, uma vez que não se conseguiram resolver, o pico observado é uma sobreposição de ambos.

$$\epsilon_{\text{Energia}}^{\text{Stat}} = \sqrt{\left(\frac{\text{Canal} - b}{a}\right)^2 (\epsilon_a^{\text{Stat}})^2 + \left(\frac{1}{a}\right)^2 (\epsilon_{\text{Canal}})^2 + \left(\frac{1}{a}\right)^2 (\epsilon_b^{\text{Stat}})^2}. \quad (13)$$

$$\epsilon_{\text{Energia}}^{\text{Sist}} = \sqrt{\left(\frac{\text{Canal} - b}{a}\right)^2 (\epsilon_a^{\text{Sist}})^2 + \left(\frac{1}{a}\right)^2 (\epsilon_b^{\text{Sist}})^2}. \quad (14)$$

Pico	Energia Experimental (Kev)	Energia Teórica (Kev)	Desvio à exactidão (%)	Desvio à precisão (%)
Radiação X	31,2 ± 0,0 ± 43,6	32	2,56	139,83
Fotopico ^{137}Cs	678,5 ± 0,1 ± 53,9	662	2,49	7,95
1º Fotopico ^{60}Co	1170,6 ± 0,1 ± 70,0	1173	0,21	5,99
2º Fotopico ^{60}Co	1321,1 ± 0,1 ± 75,6	1333	0,89	5,73

Figura 12: Energias Experimentais dos fotopicos

Pico	FwHm (Canais)	Área (Contagens)	Centróide (Canais)
Pico de retrodifusão ^{137}Cs	25,01	21354 ± 934	132,31 ± 0,07
Picos de retrodifusão ^{60}Co	18,60	24045 ± 1098	148,11 ± 0,05
Joelho de Compton ^{137}Cs	35,12	7086 ± 541	287,03 ± 0,18
1º Joelho de Compton ^{60}Co	53,18	17558 ± 1672	567,87 ± 0,17
2º Joelho de Compton ^{60}Co	1,50	1823 ± 607	672,03 ± 0,01

Figura 13: Valores obtidos para os picos de retrodifusão e joelhos de Compton

Pico	Energia Experimental (Kev)	Energia Teórica (Kev)	Desvio à exactidão (%)	Desvio à precisão (%)
Pico de retrodifusão ^{137}Cs	$208,3 \pm 0,1 \pm 44,6$	184	13,18	21,49
1º Pico de retrodifusão ^{60}Co	$233,2 \pm 0,1 \pm 44,9$	210	11,07	19,28
2º Pico de retrodifusão ^{60}Co		214	9,00	
Joelho de Compton ^{137}Cs	$453,0 \pm 0,3 \pm 48,4$	478	5,22	10,75
1º Joelho de Compton ^{60}Co	$897,4 \pm 0,3 \pm 60,5$	963	6,82	6,77
2º Joelho de Compton ^{60}Co	$1062,2 \pm 0,1 \pm 66,1$	1119	5,08	6,23

Figura 14: Energias Experimentais para os vários picos considerados

C. Estudo da radiação de fundo

De seguida, realizou-se um estudo mais detalhado da radiação de fundo. Como tal, de forma a poder registar valores de energia mais elevados, fez-se uma nova calibração, usando-se o fotopico do potássio em vez do Raio X da fonte de ^{137}Cs , uma vez que este tem uma energia teórica de 1.4608 MeV. Os picos usados para a calibração foram os seguintes:

Pontos	a (KeV/Canal)	b (Canal)	Q_{ui}^2
1,2,3,4	$0,35921 \pm 0,00014$	$15,109 \pm 0,115$	116,1
1,2,3	$0,35963 \pm 0,00015$	$14,816 \pm 0,119$	26,6
1,2,4	$0,35942 \pm 0,00014$	$14,969 \pm 0,146$	113,6
1,3,4	$0,35850 \pm 0,00017$	$15,559 \pm 0,130$	60,6
2,3,4	$0,35169 \pm 0,00082$	$24,660 \pm 1,035$	29,9

Figura 17: Parâmetros obtidos pelos vários ajustes

Pico	FwHm (Canais)	Area (Contagens)	Centróide (Canais)	Energia (KeV)
Fotopico ^{137}Cs	18,49	42840 ± 256	$252,88 \pm 0,04$	662
1º Fotopico ^{60}Co	23,06	8873 ± 221	$437,07 \pm 0,10$	1173
2º Fotopico ^{60}Co	25,59	8499 ± 184	$493,81 \pm 0,12$	1333
Fotopico ^{40}K	17,06	517 ± 49	$537,06 \pm 0,32$	1461

Figura 15: Valores para os pontos da calibração

Posteriormente, seguiu-se uma metodologia em todo idêntica à utilizada anteriormente, obtendo-se os novos parâmetros da calibração, assim como os seus erros.

Desta forma, obteve-se para o declive o valor de $a = 0,35921 \pm 0,00014 \pm 0,00752$ e para a ordenada na origem $b = 15,109 \pm 0,11497 \pm 9,551$. De modo a confirmar a validade da calibração, estimaram-se as energias dos fotopicos usados para o ajuste (20). Como os valores obtidos cobrem os teóricos com o erro experimental (elevada exactidão) verifica-se a validade da calibração efectuada.

Para se estudar a radiação de fundo em detalhe, realizou-se uma aquisição de meia hora, obtendo-se o seguinte espectro.

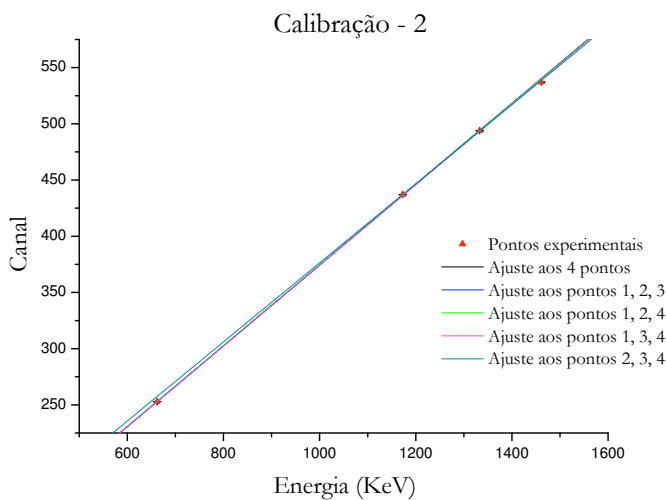


Figura 16: Ajuste da Calibração

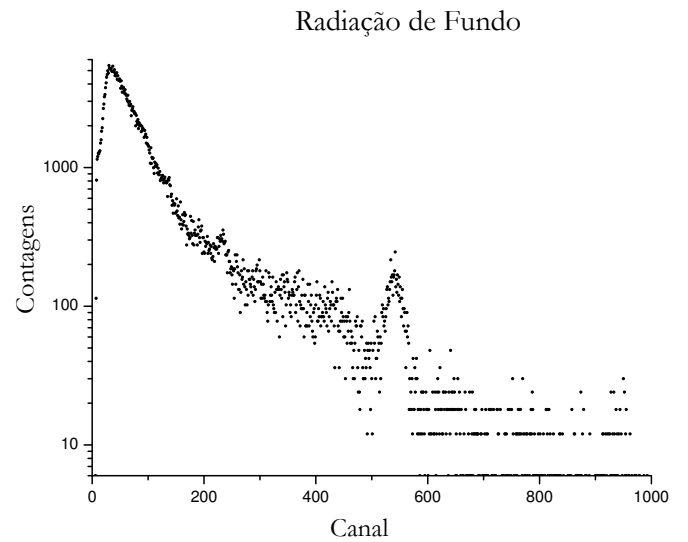


Figura 18: Espectro da Radiação de Fundo

Donde se extrairam os seguintes picos:

Pico	FwHm (Canais)	Área (Contagens)	Centróide (Canais)
? (1)	32,65	87863 ± 1182	36,14 ± 0,05
? (3)	8,09	832 ± 297	92,9 ± 0,12
? (4)	-	887 ± 251	132 ± 5
? (5)	13,28	1062 ± 221	231,91 ± 0,17
? (6)	-	- ± -	300 ± 5
? (7)	2,81	356 ± 196	363,11 ± 0,06
? (8)	5,56	874 ± 241	420,83 ± 0,08
Fotopico do ^{40}K	29,99	3850 ± 180	539,99 ± 0,21
? (9)	-	158 ± 82	640 ± 5
? (10)	-	155 ± 82	774 ± 5
? (11)	20,57	302 ± 45	934,34 ± 0,50

Figura 19: Picos da Radiação de fundo

Convém referir, que em determinados casos, não se conseguiu determinar, nem a área da curva, nem a sua

largura a meia altura. Nestas situações, estimou-se um erro de cinco canais no centróide, que reflecte a imprecisão com que se realizou esta medição. O erro associado às energias destes picos, virá obviamente inflacionado.

Usando os parâmetros da calibração determinaram-se as energias, tal como anteriormente, e por comparação com valores tabelados, tentou-se determinar qual o γ da radiação de fundo, a que cada pico correspondia. Para tal usaram-se os valores da família do ^{238}U e de outros isótopos radioactivos encontrados na natureza [8]. Destes últimos destaca-se o ^{40}K que já era visível numa aquisição rápida. Este isótopo do potássio parece existir numa quantidade considerável no laboratório, provavelmente nas paredes. O outro foi o caso do fotopico do ^{54}Mn que foi o que melhor se aproximou ao pico medido. No entanto, o desvio à exactidão bastante superior ao dos outros picos, indica que esta escolha deve ser olhada com alguma desconfiança. Quanto à família do ^{238}U , observaram-se bastantes picos, muito próximos dos resultados teóricos. À excepção do fotopico do ^{54}Mn os resultados experimentais, envolvem as energias teóricas.

Pico	Energia Experimental (Kev)	Energia Teórica (Kev)	Desvio à exactidão (%)	Desvio à precisão (%)
Fotopico ^{137}Cs	661,9 ± 0,1 ± 47,4	662	0,01	7,17
1º Fotopico ^{60}Co	1174,7 ± 0,2 ± 54,2	1173	0,14	4,63
2º Fotopico ^{60}Co	1332,6 ± 0,2 ± 56,8	1333	0,03	4,28
Fotopico ^{40}K	1453,1 ± 0,5 ± 58,9	1461	0,54	4,09

Figura 20: Energias Experimentais dos fotopicos

Pico	Energia Experimental (Kev)	Energia Teórica (Kev)	Desvio à exactidão (%)	Desvio à precisão (%)
Fotopico do ^{210}Pb	58,5 ± 0,1 ± 43,6	46,5	25,91	74,65
Fotopico do ^{214}Pb	216,6 ± 0,2 ± 44,1	242	10,51	20,44
Fotopico do ^{214}Pb	325,4 ± 7,9 ± 44,6	352	7,55	16,14
Fotopico do ^{214}Bi	603,5 ± 0,3 ± 46,8	609	0,89	7,80
Fotopico do ^{214}Bi	793,1 ± 7,9 ± 48,9	768	3,27	7,16
Fotopico do ^{54}Mn	968,8 ± 0,1 ± 51,2	834,84	16,05	5,29
Fotopico do ^{214}Bi	1129,5 ± 0,1 ± 53,5	1120	0,85	4,75
Fotopico do ^{40}K	1461,2 ± 0,3 ± 59,1	1461	0,01	4,07
Fotopico do ^{214}Bi	1739,6 ± 7,9 ± 64,3	1764,5	1,41	4,15
Escape Simples do ^{208}Bi	2112,7 ± 7,9 ± 72,0	2104	0,41	3,78
Fotopico do ^{208}Bi	2559,0 ± 0,8 ± 81,7	2615	2,14	3,22

Figura 21: Comparação das Energias experimentais com os valores tabelados

D. Estudo do espectro da fonte de ^{228}Th

Usando a mesma calibração que na aquisição anterior, procurou-se analisar o espectro do ^{228}Th . Assim, após uma aquisição de meia hora, obteve-se o gráfico que se segue.

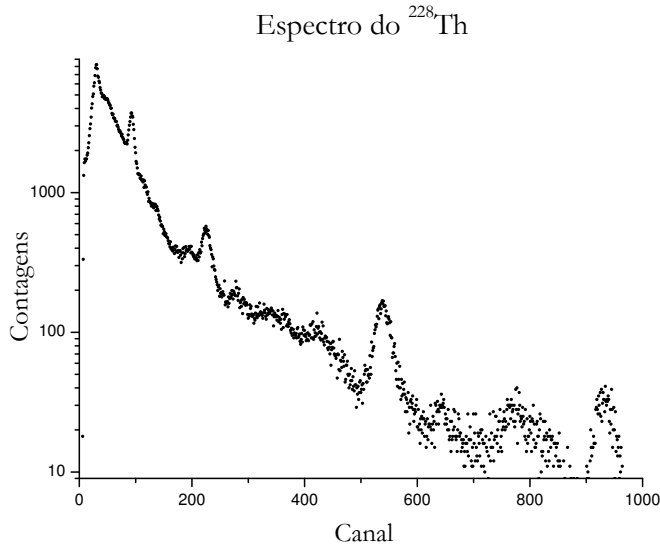


Figura 22: Espectro da fonte de ^{228}Th

São imediatamente reconhecíveis no espectro, os fotopicos dos raios X e γ do ^{212}Pb , o fotopico do γ mais energético do ^{208}Tl , assim como os picos do escape duplo e simples, o joelho de Compton e o pico de retrodifusão associados a este gama. Os picos de escape duplo e simples, aparecem deslocados para a esquerda no espectro, por motivos explicados na secção II.C. É ainda notória, a presença de outros picos provenientes de γ 's com diferentes energias.

Como a aquisição que fizemos era bastante longa e uma vez que a fonte utilizada já se encontrava com muito pouca actividade, muitos dos picos observados no espectro em questão tinham origem na radiação de fundo. Assim sendo, programou-se o sistema de aquisição em modo de subtracção e realizou-se uma nova medição com a mesma duração, mas sem fonte perto do detector. Desta forma, é possível obter um espectro que inclua apenas os picos provenientes da fonte radioactiva estudada. O resultado obtido foi um espectro muito mais disperso e com menos contagens.

Facilmente se observa que muitos dos picos que constavam no primeiro espectro desapareceram. Exemplo disso é o fotopico do ^{40}K que se apresentava bem visível entre os 500 e os 600 canais. Apesar de neste último espectro apenas constarem eventos da fonte, as medições dos centróides dos picos a estudar, foram feitas do primeiro espectro uma vez que este se apresentava mais definido. Contudo, identificaram-se os picos da radiação de fundo e não foram incluídos na análise, onde

apenas constam picos de γ 's da família do ^{228}Th . Segue-se uma análise idêntica à que tem vindo a ser feita até ao momento.

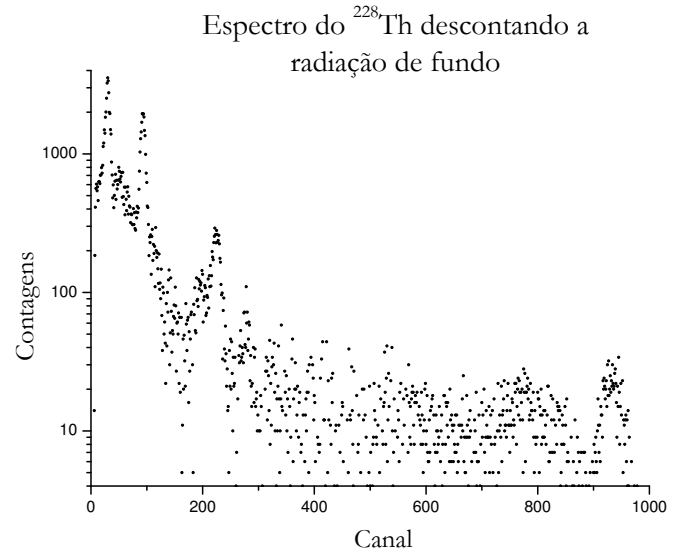


Figura 23: Espectro da fonte de ^{228}Th descontando a radiação de fundo

Pico	FwHm (Canais)	Área (Contagens)	Centróide (Canais)
Raio X ^{212}Pb	6,45	25184 \pm 582	30,35 \pm 0,02
Fotopico ^{212}Pb	8,79	15324 \pm 406	93,22 \pm 0,03
? (1)	9,87	709 \pm 213	191,73 \pm 0,16
? (2)	15,68	4493 \pm 280	225,68 \pm 0,10
? (3)	3,19	422 \pm 137	278,76 \pm 0,07
? (4)	6,43	149 \pm 88	297,45 \pm 0,22
? (5)	-	- \pm -	339 \pm 5
Escape Duplo ^{208}Tl	-	- \pm -	591 \pm 5
Joelho de Compton ^{208}Tl	2,24	57 \pm 42	851,88 \pm 0,13
Escape Simples ^{208}Tl	3,21	345 \pm 85	777,49 \pm 0,07
Fotopico ^{208}Tl	30,61	1235 \pm 74	930,92 \pm 0,37

Figura 24: Picos da fonte de ^{228}Th

Os resultados obtidos são, à semelhança do que tem acontecido, muito bons. Novamente, os valores das energias experimentais cobrem os teóricos se se considerar o seu erro. Os picos que à partida eram desconhecidos, foram identificados, recorrendo a valores tabelados, pertencendo todos à família do ^{228}Th . Assim, identificaram-se os vários picos do ^{208}Tl , picos do ^{212}Pb , ^{212}Bi e ^{216}Po . A sua intensidade, depende da probabilidade de emissão do γ em questão. Desta forma, também foi verificado que os que eram apontados como mais prováveis, apareciam, de forma geral, com um número de contagens superiores.

Pico	Energia Experimental (Kev)	Energia Teórica (Kev)	Desvio à exactidão (%)	Desvio à precisão (%)
Raio X ^{212}Pb	42,4 ± 0,0 ± 43,6	74,2	42,82	102,85
Fotopico ^{212}Pb	217,5 ± 0,1 ± 44,1	238,6	8,86	20,30
Fotopico ^{208}Tl	491,7 ± 0,3 ± 45,8	510,8	3,74	9,36
Fotopico ^{208}Tl	586,2 ± 0,2 ± 46,6	583,1	0,53	7,98
Fotopico ^{212}Bi	734,0 ± 0,1 ± 48,2	727,2	0,93	6,58
Fotopico ^{216}Po	786,0 ± 0,4 ± 48,8	804,9	2,35	6,25
Fotopico ^{208}Tl	901,7 ± 7,9 ± 50,2	860,4	4,80	6,45
Escape Duplo ^{208}Tl	1603,2 ± 7,9 ± 61,7	1595	0,52	4,34
Joelho de Compton ^{208}Tl	2329,5 ± 0,2 ± 76,6	2382,2	2,21	3,30
Escape Simples ^{208}Tl	2122,4 ± 0,1 ± 72,2	2104	0,87	3,41
Fotopico ^{208}Tl	2549,5 ± 0,6 ± 81,5	2615	2,50	3,22

Figura 25: Comparação das Energias experimentais com os valores tabelados

E. Estudo da atenuação de γ 's na matéria

Apesar da radiação γ ser neutra e interagir fracamente com a matéria quando comparada com partículas carregadas (radiação β^+ e β^-), esta sofre uma atenuação dada pela fórmula 5. De forma a se verificar experimentalmente esta lei, foram-se usar várias placas de chumbo de diferentes espessuras colocando-as entre a fonte de ^{137}Cs e o detector. Para cada uma destas espessuras ou combinações entre elas, realizou-se uma aquisição de três minutos obtendo-se os espectros da figura 26.

Numa primeira análise constatou-se que o número de contagens diminui com o aumento da espessura do chumbo. Tal está de acordo com a lei que se pretende verificar. Ainda se observou que os vários centróides dos picos observados não apresentam deslocamentos de aquisição para aquisição. De forma a se confirmar verdadeiramente a lei de Lambert procurou-se linearizar esta relação através da aplicação do logaritmo a ambos os membros. Assim, da expressão 5, segue que,

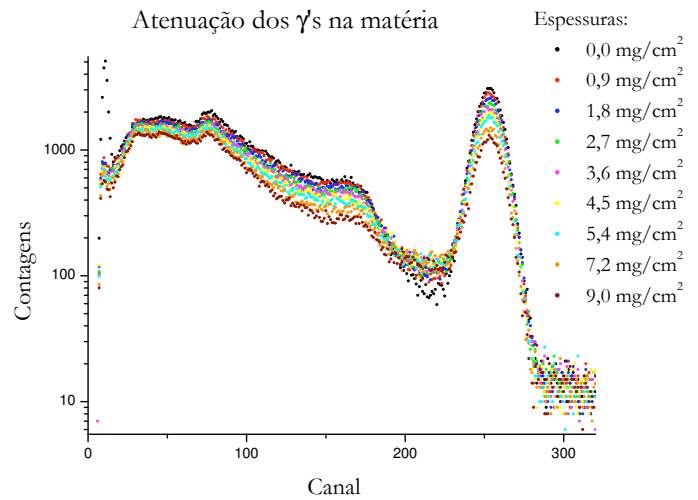
$$\ln I = \ln I_0 - \mu x. \quad (15)$$

Deste modo, o valor que se está interessado em determinar, o coeficiente de absorção de massa não é nada mais que o simétrico do declive da recta. Para se estimar o erro do logaritmo das intensidades, usou-se,

$$\epsilon_{\ln I} = \frac{\epsilon_I}{I}. \quad (16)$$

Através de um ajuste linear estimou-se que, no caso do chumbo, $\mu = 0,1033 \pm 0,0029 \text{ cm}^2/\text{g}$ e $\ln I_0 = 5,8072 \pm 0,0044$. O coeficiente de absorção obtido está muito próximo do valor tabelado ($\mu = 0,1033 \text{ cm}^2/\text{g}$), tendo um desvio à exactidão de 1,62% e cobrindo o teórico com a margem de erro. No ajuste realizado

obteve-se $\chi^2 = 0,523$.

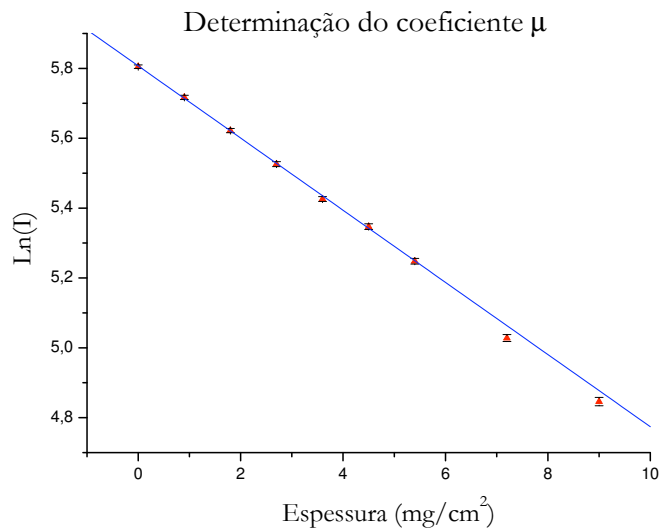
Figura 26: Espectros atenuados da fontes de ^{137}Cs

F. Estudo da resolução do detector

Por último, estudou-se a resolução do detector utilizado. Para o cálculo desta usou-se a fórmula 6 onde δE representa a largura a meia altura e E o centróide do pico. De forma, a garantir melhores resultados usaram-se picos com energias distintas para assegurar uma maior gama de valores. Assim, usando resultados obtidos com as três fontes estudadas ao longo da experiência preencheu-se a tabela 29.

Espessura (mg/cm^2)	Área (contagens)	FwHm (Canais)	Centróide (Canais)	Intensidade (contagens/s)	$\text{Ln}(I)$
0,0	59774 ± 301	19,00	$253,25 \pm 0,03$	$332,1 \pm 1,7$	$5,805 \pm 0,005$
0,9	54716 ± 303	18,83	$253,16 \pm 0,03$	$304,0 \pm 1,7$	$5,717 \pm 0,006$
1,8	49772 ± 305	19,04	$253,28 \pm 0,04$	$276,5 \pm 1,7$	$5,622 \pm 0,006$
2,7	45204 ± 297	19,18	$253,19 \pm 0,04$	$251,1 \pm 1,7$	$5,526 \pm 0,007$
3,6	40906 ± 299	18,35	$253,18 \pm 0,04$	$227,3 \pm 1,7$	$5,426 \pm 0,007$
4,5	37806 ± 286	18,65	$253,24 \pm 0,04$	$210,0 \pm 1,6$	$5,347 \pm 0,008$
5,4	34246 ± 282	19,04	$253,35 \pm 0,04$	$190,3 \pm 1,6$	$5,248 \pm 0,008$
7,2	27470 ± 275	18,63	$253,13 \pm 0,05$	$152,6 \pm 1,5$	$5,028 \pm 0,010$
9	22901 ± 264	18,79	$253,22 \pm 0,05$	$127,2 \pm 1,5$	$4,846 \pm 0,012$

Figura 27: Valores obtidos para as diferentes espessuras

Figura 28: Determinação de μ

Onde o erro da resolução é dado por,

$$\epsilon_R = \frac{\delta E}{E^2} \epsilon_E 100. \quad (17)$$

Facilmente se verifica que a resolução diminui com o aumento da energia do pico. Para se estudar a relação entre a resolução e a energia do pico ao pormenor elaborou-se um gráfico e tentou-se encontrar uma função que se ajustasse aos pontos experimentais.

A relação obtida foi do tipo,

$$R = \frac{a}{\sqrt{E}} + b, \quad (18)$$

obtendo-se os seguintes valores: $a = 145,1 \pm 12,5$, $b = 1,117 \pm 1,085$, $R^2 = 0,964$ e $\chi^2 = 3,2256$.

Pico	Energia (KeV)	FwHm (Canais)	Centróide (Canais)	Resolução (%)
Raio X ^{137}Cs	32	5,1	$20,39 \pm 0,01$	$25,0 \pm 0,01$
Raio X ^{212}Pb	74,2	6,45	$30,35 \pm 0,02$	$21,3 \pm 0,01$
Fotopico ^{212}Pb	238,6	8,79	$93,22 \pm 0,03$	$9,43 \pm 0,003$
Fotopico ^{137}Cs	662	31	$429,53 \pm 0,04$	$7,22 \pm 0,001$
1º Fotopico ^{60}Co	1173	38,44	$740,56 \pm 0,05$	$5,19 \pm 0,000$
2º Fotopico ^{60}Co	1333	41,73	$835,7 \pm 0,05$	$4,99 \pm 0,000$
Fotopico ^{208}Tl	2615	30,61	$930,92 \pm 0,37$	$3,29 \pm 0,001$

Figura 29: Picos usados para o cálculo da resolução

Estudo da Resolução do detector

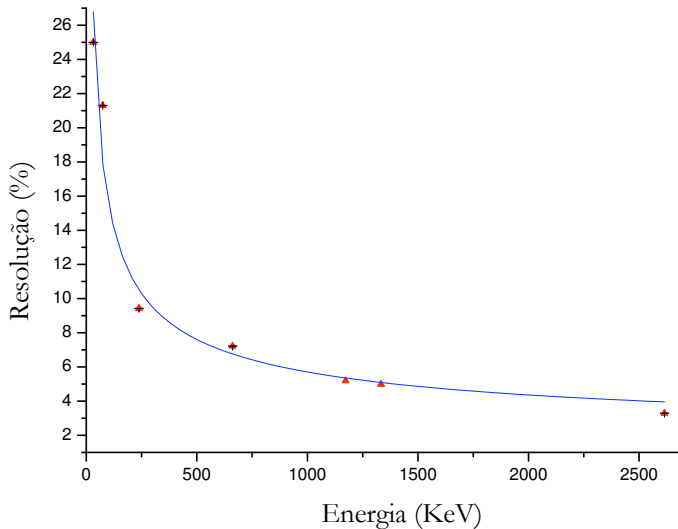


Figura 30: Resolução em função da energia do pico

IV. CONCLUSÕES

De uma forma geral, pode-se concluir que o estudo da radiação γ realizado produziu resultados bastante satisfatórios. Através da análise de espectros de energia, constataram-se fenómenos da interacção da radiação γ com a matéria. Assim, foi possível verificar a hipótese de Compton quanto à natureza corpuscular da radiação. Constatou-se ainda que a técnica de espectroscopia, revela-se bastante útil na identificação de substâncias desconhecidas através da medição em energia dos seus picos. Os ajustes realizados durante a análise foram bastante bons, tendo os valores de χ^2 elevados, origem nos erros reduzidos dos centróides.

Através da observação dos espectros das fontes de ^{137}Cs e ^{60}Co , identificaram-se os picos referentes à interacção dos γ 's emitidos com o cristal do detector. Obtiveram-se valores de energias muito próximos dos previstos por resultados teóricos cobrindo estes com o erro experimental.

Numa segunda fase do estudo em questão, analisou-se em pormenor o espectro da radiação de fundo. Desta forma, foi possível identificar uma série de picos correspondentes à família do ^{238}U e outros isótopos radioactivos naturais. No entanto, para se obter um número de contagens satisfatório foi preciso realizar uma aquisição durante um elevado período de tempo. Tal deve-se ao facto de apesar de existir uma radiação de fundo sempre presente, esta não é muito intensa.

De seguida, estudou-se a família de decaimento do ^{228}Th . Com esta fonte foi possível, observar o fenómeno de produção de pares. Tal é possível, uma vez que o ^{208}Tl possui um fotopico bastante energético (2,615 MeV). No espectro este processo vem evidenciado com o aparecimento de picos de escape simples e duplo. Estes picos aparecem deslocados 511 e 1022 KeV para a esquerda do pico fotoeléctrico, respectivamente. Para além do isótopo do Tálho, observaram-se picos referentes a uma série de núclídeos filhos do Tório (Chumbo, Bismuto e Polónio).

Foi ainda possível verificar experimentalmente a lei de Lambert, responsável pela explicação da atenuação da radiação γ na matéria. Ainda se calculou o valor do coeficiente de absorção do chumbo, obtendo-se um resultado muito próximo do tabelado. A propósito desta temática, seria interessante variar o elemento atenuador, tentando-se estabelecer uma relação entre o coeficiente de absorção e o número de massa deste.

Por último, tentou-se determinar uma relação entre a resolução do detector e a energia do pico. Com os dados obtidos tudo aponta para que uma equação do tipo da 18 sirva para o caso, uma vez que esta se ajustava bastante bem aos pontos experimentais.

Apesar dos bons resultados em geral, verificou-se que estes melhoravam para energias elevadas. De facto, para energias reduzidas chegam-se a atingir imprecisões superiores a 100%. Esta discrepância ficou-se a dever a uma possível relação não linear entre canal e energia. Como fonte de erro, deve ainda ser considerado o ruído de fundo que pode ocultar determinadas gamas de energia. De forma a reduzir o impacto deste nos espectros e a tornar os resultados estatisticamente mais fiáveis dever-se-iam realizar aquisições com um tempo maior e subtrair posteriormente o ruído de fundo.

- [1] Wong, Samuel S. M., *Introductory Nuclear Physics*, Wiley-Interscience, 1999
 [2] Krane, K. S., *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, 1988
 [3] W. R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag
 [4] Wilson, Jerry D., *Physics Laboratory Experiments*
 [5] U.S. Department of Energy,

- <http://gj.em.doe.gov/hanf/TYReport/Report/sect03.htm>
 [6] <http://www.wikipedia.org>
 [7] Preston, Daril W.; Dietz, Eric R., *The Art of Experimental Physics*, Wiley, 1991
 [8] Grand Accelérateur Nationale d'ion Lourds, www.ganil.fr/lise