



**SERVIÇO PÚBLICO FEDERAL
MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DE SERGIPE
CAMPUS PROF. ALBERTO CARVALHO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA DO CAMPUS DE ITABAIANA - DFCI**

DAVID GOES COSTA

**CARACTERIZAÇÃO FÍSICA DE PARTÍCULAS DE RADIAÇÃO ATRAVÉS DE
UMA CÂMARA DE NUVENS DE DIFUSÃO**

ITABAIANA/SE
2025



**SERVIÇO PÚBLICO FEDERAL
MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DE SERGIPE
CAMPUS PROF. ALBERTO CARVALHO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA DO CAMPUS DE ITABAIANA - DFCI**

DAVID GOES COSTA

**CARACTERIZAÇÃO FÍSICA DE PARTÍCULAS DE RADIAÇÃO ATRAVÉS DE UMA
CÂMARA DE NUVENS DE DIFUSÃO**

Monografia apresentada ao Departamento de Física
do Campus de Itabaiana da Universidade Federal
de Sergipe para a obtenção do título de licenciado
em Física, sob a orientação do Prof. Dr. Fabiano
Rabelo Machado

ITABAIANA/SE
2025



**SERVIÇO PÚBLICO FEDERAL
MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DE SERGIPE
CAMPUS PROF. ALBERTO CARVALHO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA DO CAMPUS DE ITABAIANA - DFCI**

DAVID GOES COSTA

**CARACTERIZAÇÃO FÍSICA DE PARTÍCULAS DE RADIAÇÃO ATRAVÉS DE UMA
CÂMARA DE NUVENS DE DIFUSÃO**

Monografia apresentada ao Departamento de Física
do Campus de Itabaiana da Universidade Federal
de Sergipe para a obtenção do título de licenciado
em Física, sob a orientação do Prof. Dr. Fabiano
Rabelo Machado

Aprovado em 25 de setembro de 2025

Documento assinado digitalmente
gov.br FABIANO RABELO MACHADO
Data: 25/09/2025 18:52:24-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Prof. Dr. Fabiano Rabelo Machado – Universidade Federal de Sergipe

Documento assinado digitalmente
gov.br CAMILO BRUNO RAMOS DE JESUS
Data: 26/09/2025 14:44:25-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Prof. Dr. Camilo Bruno Ramos de Jesus – Universidade Federal de Sergipe

Prof. Dr. Thiago Carvalho Peixoto – Instituto Federal de Sergipe

Documento assinado digitalmente
gov.br THIAGO CARVALHO PEIXOTO
Data: 25/09/2025 19:01:01-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

ITABAIANA/SE
2025

Dedicado a todos os bons momentos da minha graduação e
todos aqueles que assim os fizeram.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, gostaria de agradecer à Universidade Federal de Sergipe e ao Sistema Único de Saúde pelo acesso a tratamentos psicológico e psiquiátrico gratuitos e de qualidade, sem os quais eu não teria chegado ao fim desta graduação.

Logo em seguida, agradeço minha mãe, Edite Goes, pelo apoio incondicional aos meus projetos de vida, mesmo sem compreender muito deles. Estendo esses agradecimentos a todos os membros da minha família que demonstraram apoio a mim de qualquer forma nesta jornada.

Gostaria também de agradecer ao meu orientador, professor Fabiano, não apenas por ter aceitado esse papel, mas também por todo o zelo pelo meu bem-estar físico e mental durante o tempo que eu o conheci. Agradeço também ao professor Celso, por todas as conversas de orientação acadêmica e pessoal durante o curso. Deixo também minha gratidão ao professor Cristiano e à professora Juliana do Grupo de Pesquisa em Materiais (GPMAT), por terem primeiro me acolhido na Universidade, além de terem disponibilizado o ferramental necessário à parte prática deste trabalho.

Por último, mas não menos importante, deixo registrados meus agradecimentos a todas as amizades que cultivei tanto na Física, quanto na Geografia, nas Ciências Biológicas e nos demais cursos do campus, as quais, se eu fosse citar por nomes, ocupariam mais de uma folha. Todas as risadas, lágrimas, intrigas e conversas com cada um de vocês têm um lugar especial na minha memória.

RESUMO

A radiação nuclear é um fenômeno ligado à natureza quântica dos processos que ocorrem no núcleo atômico, que leva à liberação de diferentes partículas, buscando levar núcleos a um estado de menor energia. As escalas de energia envolvidas nesse processo são da ordem de 10^6 eV, de modo que a partícula que surge no decaimento carrega essa grandeza de energia. Devido às diversas aplicações e riscos ligados à interação das partículas com o ambiente e os seres vivos, é de imensa importância a caracterização das emissões de nuclídeos radioativos. Neste trabalho, buscou-se construir uma câmara de nuvens de difusão, permitindo a observação de trilhas deixadas pela passagem de partículas de radiação no meio. Para chegar a uma versão funcional da câmara, foram testados diferentes arranjos do aparato, agentes refrigerantes e substâncias para a formação de nuvens. As fontes de radiação colimada utilizadas neste trabalho foram do tipo alfa, de amerício-241, e do tipo beta, de césio-137. A caracterização das partículas ocorreu de forma qualitativa a partir da análise de imagens gravadas de suas trilhas, mostrando grande diferença nas taxas de deposição de energia, assim como massa, entre partículas alfa e beta. A partir do uso de dados disponíveis na literatura sobre a taxa de deposição de energia destas partículas em um meio similar ao da câmara, também foi possível calcular a energia cinética inicial das partícula alfa, cuja distribuição de frequência para pequenos intervalos de tempo se assemelha àquela esperada para os níveis de energia quantizados do núcleo de amerício-241, com perda aparente de energia ao longo do tempo de operação sendo possivelmente devido a interações das partículas com o ambiente da câmara em mudança.

Palavras-chave: Radiação nuclear. Decaimento radioativo. Espectro de energia de decaimento. Câmara de nuvens de difusão.

ABSTRACT

Nuclear radiation is a phenomenon linked to the quantum nature of the processes occurring in the atomic nucleus, which leads to the release of various particles, aiming to bring nuclei to a state of lower energy. The energy scales involved in this process are on the order of 10^6 eV, so the particle that emerges from the decay carries this magnitude of energy. Due to the diverse applications and risks associated with the interaction of such particles with the environment and living beings, characterizing the emissions of radioactive nuclides is of immense importance. This work sought to build a diffusion cloud chamber, allowing the observation of trails left by the passage of radiation particles through the medium. To arrive at a functional version of the chamber, different arrangements of the apparatus, cooling agents and substances for cloud formation were tested. The radiation sources used in this work were collimated alpha radiation, from americium-241, and beta radiation, from cesium-137. The particle characterization was performed qualitatively through analysis of recorded images of their tracks, which showed significant differences in the energy deposition rates, as well as mass, between alpha and beta particles. Using literature data on the energy deposition rates of these particles in a medium similar to that of the chamber, it was also possible to calculate the initial kinetic energy of the alpha particles, whose frequency distribution for small time intervals resembles that expected for the quantized energy levels of the americium-241 nucleus, with apparent energy loss over the operating time of the apparatus possibly due to the particles' interactions with the changing chamber environment.

Keywords: Nuclear radiation. Radioactive decay. Decay energy spectrum. Diffusion cloud chamber.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Espectros de radiação de corpo negro.	3
Figura 2 – Padrão de difração de raios-X para o diboreto de nióbio.	4
Figura 3 – Penetração da radiação.	5
Figura 4 – Energia de ligação média por número de núcleons para núcleos estáveis. . .	6
Figura 5 – Níveis de energia e suas ocupações máximas no modelo de camadas com a interação <i>spin</i> -órbita.	10
Figura 6 – Número de átomos radioativos em função do tempo.	12
Figura 7 – Série radioativa do tório-232.	13
Figura 8 – Potencial efetivo sentido por uma partícula- α na presença de um núcleo pesado. .	14
Figura 9 – Transições de partícula alfa observadas no decaimento alfa do tório-228. . .	15
Figura 10 – Núcleos estáveis e instáveis representados em um gráfico de N vs. Z	15
Figura 11 – Espectro de energia dos elétrons emitidos no decaimento- β^- do potássio-40. .	17
Figura 12 – Contador de Geiger-Müller.	23
Figura 13 – Trilhas de partículas (a) alfa e (b) beta na câmara de nuvens de Wilson. . . .	24
Figura 14 – Esquema de uma câmara de nuvens de difusão de baixo custo.	25
Figura 15 – Câmara de nuvens de difusão construída.	27
Figura 16 – Recipiente de nitrogênio em sua forma original.	28
Figura 17 – Atividade observada na traseira da fonte de césio-137.	31
Figura 18 – Rastros de partículas beta identificados para a fonte de césio-137.	33
Figura 19 – Rastros de partículas beta mais energética (à esquerda) e menos energética (à direita).	33
Figura 20 – Fonte de césio-137 envolta na segunda construção da blindagem para colimação. .	34
Figura 21 – Rastro de decaimento alfa registrado para a fonte de amerício-241.	35
Figura 22 – Trilha de elétron de ionização secundária observada para a fonte de amerício-241.	36
Figura 23 – Gráfico do alcance medido ao longo do tempo de vídeo.	36
Figura 24 – Histograma gerado para as energias cinéticas obtidas para o vídeo completo. .	37
Figura 25 – Gráfico das energias de decaimento do núcleo de amerício-241.	37
Figura 26 – Histogramas gerados para os dados obtidos em intervalos de 40 quadros. .	38
Figura 27 – Identificação da radiação através de seu desvio em um campo magnético. .	44
Figura 28 – Os campos elétricos no interior e exterior de um capacitor de placas paralelas. .	45
Figura 29 – Aparato experimental utilizado na caracterização das fontes.	46
Figura 30 – Gráfico de contagens vs. distância no ar para a fonte de césio-137.	47
Figura 31 – Gráfico de contagens vs. distância no ar para a fonte de amerício-241. . . .	48

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Valores para as constantes dos termos no modelo da gota líquida.	8
Tabela 2 – Valores do fator de qualidade efetivo (Q).	22
Tabela 3 – Soluções salinas utilizadas como agente refrigerante em ordem de teste. . .	29
Tabela 4 – Momento de dipolo elétrico de substâncias comumente utilizadas em câmaras de nuvens.	32
Tabela 5 – Resultados do <i>fit</i> exponencial realizado para o césio-137.	47
Tabela 6 – Resultados do <i>fit</i> exponencial realizado para o amerício-241.	48

SUMÁRIO

1	Introdução	1
2	Objetivos	2
2.1	Objetivo geral	2
2.2	Objetivos específicos	2
3	Referencial Teórico	3
3.1	Radiação e radioatividade	3
3.1.1	Radiação nuclear	4
3.2	Núcleo atômico	6
3.2.1	Modelo da gota líquida	7
3.2.2	Modelo de camadas	8
3.3	Decaimentos nucleares	11
3.3.1	Decaimento alfa	13
3.3.2	Decaimento beta	15
3.3.3	Decaimento gama	18
3.4	Interação entre radiação e matéria	19
3.4.1	Deposição de energia	19
3.4.2	Atenuação	20
3.4.3	Efeitos fisiológicos da radiação ionizante	21
3.5	Detecção de partículas de radiação	23
3.5.1	Contador Geiger-Müller	23
3.5.2	Câmara de Nuvens	24
4	Procedimentos Metodológicos	26
4.1	Montagem da câmara	26
4.2	Coleta e análise de dados	27
5	Análise dos dados	28
5.1	Primeira câmara	28
5.2	Segunda câmara	30
5.3	Análise das partículas de radiação	32
5.3.1	Fonte de ^{137}Cs	32
5.3.2	Fonte de ^{241}Am	35
6	Considerações Finais	40
	Referências	41
	APÊNDICE A Interação eletromagnética	43
	APÊNDICE B Caracterização das fontes de radiação	46
	APÊNDICE C Registros de vídeo dos decaimentos	49

1 INTRODUÇÃO

A física nuclear pode ser definida como o estudo da física em escalas microscópicas, envolvendo os fenômenos relacionados aos núcleos dos átomos (CHUNG, 2001). Avanços nessa ciência permitiram o desenvolvimento de uma vasta gama de aplicações, desde tratamentos médicos até a geração de energia (L'ANNUNZIATA, 2016).

As aplicações mencionadas têm a ver com uma propriedade em específico dos núcleos: a radioatividade. Observados por William Röntgen em 1895, os raios-X foram o primeiro tipo de radiação ionizante a ser estudado, a partir de sua emissão em tubos de raios catódicos, os quais viriam a ser caracterizados como elétrons por J. J. Thompson (MALLEY, 2011).

Contudo, os estudos pioneiros em radiação nuclear foram aqueles realizados por Marie e Pierre Curie, responsáveis pela identificação de radiações emitidas por diversos minérios, especialmente de urânio. O casal também descobriu a existência de novos elementos radioativos, como polônio e rádio (RADVANYI; VILLAIN, 2017).

O estudo da radioatividade foi responsável pelo refinamento da teoria atômica, com as contribuições de Rutherford sendo feitas após observações da eventual reflexão de radiação alfa por uma folha de ouro, indicando que toda a carga positiva do átomo estava concentrada em um único ponto: o núcleo, ao redor do qual orbitam os elétrons. Esse é o modelo que mais tarde daria origem à teoria quântica de Bohr (KNIGHT, 2009a).

A estrutura nuclear viria a ser melhor entendida pelos trabalhos de Chadwick, que descobriu experimentalmente a existência do nêutron em 1932. Desse modo, o núcleo é composto de partículas de carga positiva, chamadas de prótons, e partículas sem carga, chamadas de nêutrons. Ambas as partículas são referidas como nêucleons (CHUNG, 2001).

Um dos equipamentos historicamente fundamentais para o estudo do comportamento de partículas de radiação foi a câmara de nuvens, um aparato que permite a visualização da trajetória de partículas e subsidia a caracterização de tais partículas através da análise de seus rastros (L'ANNUNZIATA, 2016).

Desde então, muitos avanços foram feitos no estudo da radiação nuclear, incluindo os mecanismos para a liberação de tal radiação e a caracterização das partículas que são emitidas por esses núcleos. O entendimento de como tais partículas de radiação interagem com a matéria em suas trajetórias foi e ainda é de fundamental importância para o desenvolvimento das aplicações anteriormente mencionadas.

Este trabalho inicia com uma revisão dos aspectos teóricos necessários para a compreensão do fenômeno da radiação nuclear; logo após, descreve a metodologia, de modo a permitir um estudo dos aspectos físicos das radiações emitidas por diferentes nuclídeos através da construção e da utilização de uma câmara de nuvens de difusão, com o intuito de caracterizá-las e relacionar os dados obtidos com características específicas a cada tipo de decaimento radioativo. Em seguida, serão discutidos os resultados obtidos pela aplicação da metodologia, chegando às considerações finais sobre a pesquisa desenvolvida.

2 OBJETIVOS

2.1 Objetivo geral

Este trabalho buscou construir uma câmara de nuvens de difusão para visualização e caracterização de partículas de radiação emitidas por diferentes nuclídeos.

2.2 Objetivos específicos

- Construir uma câmara de nuvens de difusão;
- Observar a passagem de partículas de radiação pela câmara;
- Caracterizar os rastros de diferentes tipos de radiação ionizante;
- Calcular a energia inicial das partículas de radiação a partir de seus rastros;
- Relacionar o espectro de energia das partículas emitidas por um nuclídeo ao seu modo de decaimento.

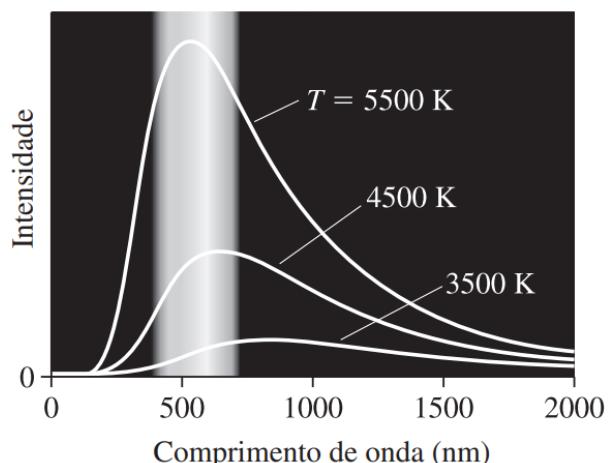
3 REFERENCIAL TEÓRICO

3.1 Radiação e radioatividade

Ao longo do século XIX, com a popularização da teoria eletromagnética de Maxwell, a luz ganhou uma nova compreensão como uma onda eletromagnética. Com a confirmação da existência de ondas eletromagnéticas invisíveis aos olhos humanos, como infravermelho e ultravioleta, o termo “raio”, anteriormente utilizado na descrição de um feixe de luz visível, teve seu significado expandido. Desse termo, também surge o termo “radiação eletromagnética”, o qual compreende ondas eletromagnéticas de todos os comprimentos de onda (MALLEY, 2011).

Atualmente, é comum referir-se a ondas eletromagnéticas de qualquer comprimento de onda como radiação eletromagnética (KNIGHT, 2009b). Em especial, esse termo aparece no contexto da radiação de corpo negro, que é aquela irradiada por um objeto em virtude de sua temperatura. Essa radiação é um espectro contínuo de comprimentos de onda, cujo pico de intensidade varia com a temperatura (EISBERG; RESNICK, 2009), como mostrado na Figura 1.

Figura 1 – Espectros de radiação de corpo negro.



Fonte: Adaptado de Knight (2009a).

A história do estudo da radiação como a conhecemos começa em 1895, com a descoberta dos raios-X. Nesse ano, William Röntgen, que estudava o deslocamento de elétrons através de um tubo de raios catódicos, descobriu que um filme que estava próximo do experimento ficou marcado, mesmo estando dentro de um envelope (KNIGHT, 2009a).

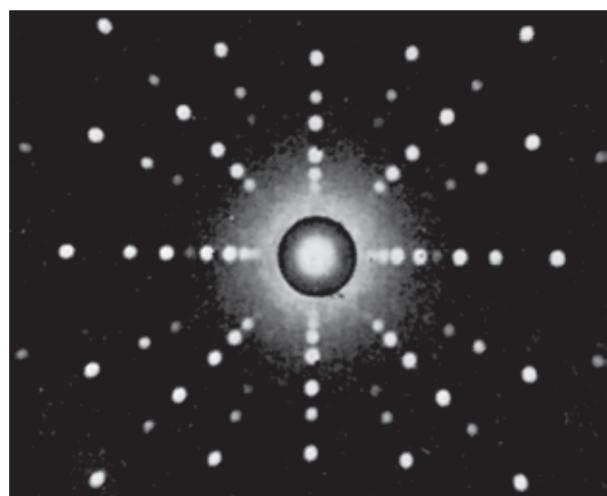
O alto poder de penetração dos raios-X levantou questionamentos sobre sua natureza, pois nenhuma partícula conhecida na época poderia fazer isso. Tentativas iniciais de refletir ou focalizar os raios com uso de lentes foram falhas, de modo que também não havia certeza sobre uma possível natureza eletromagnética (KNIGHT, 2009a). Foi essa incerteza sobre a sua natureza que levou Röntgen a nomeá-los de “raios-X” (MALLEY, 2011).

Contudo, havia a hipótese de que os raios-X seriam radiação eletromagnética como a luz, mas de comprimento de onda muito curto, da ordem de 10^{-10} m ou 1 \AA , o que explicaria a

dificuldade em identificar fenômenos ondulatórios neles. Esse mistério foi resolvido em 1912, quando Max von Laue propôs a utilização de um sólido cristalino para causar a difração dos raios-X (KNIGHT, 2009b).

Em 1914, Von Laue executou seu experimento e obteve confirmação de que os raios-X são ondas eletromagnéticas por meio da observação de padrões de difração semelhantes àquele mostrado na Figura 2, formados em uma chapa quando raios-X atravessam um cristal antes de atingi-la. Esse experimento deu origem às técnicas atuais de cristalografia por raios-X, que permitem a caracterização de materiais cristalinos com uso de radiação (KNIGHT, 2009b).

Figura 2 – Padrão de difração de raios-X para o diboreto de nióbio.



Fonte: Adaptado de Knight (2009b).

3.1.1 Radiação nuclear

A descoberta dos raios-X de Röntgen levou outro cientista a estudar a relação desse fenômeno com outro já conhecido: a fosforescência. Henri Becquerel se dispôs a estudar esse fenômeno para raios-X em um cristal de urânia expô-lo ao sol, envolvendo-o em papel preto logo após, de modo a tentar registrar impressões dessa radiação em uma chapa fotográfica (KNIGHT, 2009a).

Becquerel atingiu seu objetivo e obteve uma chapa escurecida a partir do minério exposto ao sol. Contudo, ele também percebeu as mesmas impressões em uma chapa armazenada junto ao mesmo cristal em uma gaveta, em completa escuridão. Esse comportamento não condizia com a necessidade de exposição prévia à luz, característica da fosforescência (RADVANYI; VILLAIN, 2017).

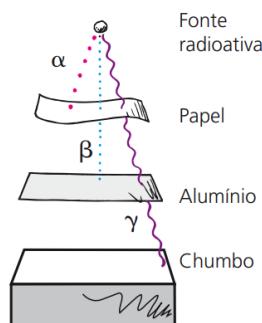
Mais tarde, descobriu-se que essa radiação identificada por Becquerel não era criada pelo mesmo mecanismo que a fosforescência. Mesmo o urânia em sua forma metálica ainda apresentava os raios misteriosos, mostrando que essa radiação não estava ligada aos elétrons, mas sim ao próprio núcleo atômico do urânia (MALLEY, 2011).

Esse tipo de radiação é conhecido como radiação nuclear e é produzida por núcleos instáveis, chamados de radioativos. A radiação vem de um processo chamado decaimento, no qual os núcleos emitem partículas de modo a tornarem-se mais estáveis (KNIGHT, 2009a). Esse processo foi amplamente estudado por Pierre e Marie Curie, descobridores de uma série de elementos que possuem propriedades radioativas, como o polônio e o rádio (RADVANYI; VILLAIN, 2017).

O entendimento sobre a natureza desse tipo de radiação veio dos trabalhos de Ernest Rutherford. Inicialmente, sob a hipótese de que a radiação do urânio seria um tipo de radiação X, Rutherford fez testes utilizando uma câmara de ionização, prevendo que os raios deveriam ionizar o ar e torná-lo condutor, fenômeno já observado para os raios-X. Os resultados retornaram positivos, mostrando que a radiação do urânio tinha essa capacidade (MALLEY, 2011).

Contudo, observando o poder de penetração dos raios emitidos, Rutherford percebeu que havia dois tipos distintos: uma partícula que era facilmente barrada, e outra que tinha a capacidade de atravessar várias folhas de alumínio. A primeira partícula recebeu a designação de alfa (α), enquanto a outra recebeu o nome de beta (β). Em 1900, Paul Villard identificou também um terceiro tipo de radiação: gama (γ), ainda mais penetrante do que a radiação beta (KNIGHT, 2009a; MALLEY, 2011). O poder de penetração das três partículas é ilustrado na Figura 3.

Figura 3 – Penetração da radiação.



Fonte: Hewitt (2015)

3.2 Núcleo atômico

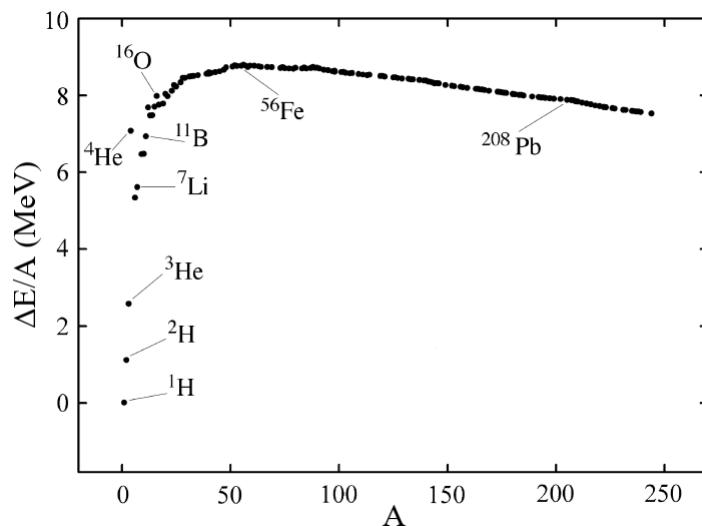
Os processos envolvidos na emissão de radiação nuclear podem ser entendidos a partir de diferentes modelos que descrevem o comportamento das partículas no núcleo do átomo, os quais permitem prever diferentes propriedades das radiações emitidas. Tais modelos também devem explicar características que são comuns a todos os núcleos (EISBERG; RESNICK, 2009).

O núcleo é constituído de partículas chamadas de núcleons, que existem em dois tipos: prótons, de carga $+e$; e nêutrons, de carga neutra. Os dois tipos de partícula interagem por meio da força nuclear forte, que é uma força atrativa de curto alcance, responsável por manter a integridade do núcleo frente à repulsão coulombiana dos prótons (KNIGHT, 2009a).

Um dado núcleo de um elemento X é comumente representado na forma ${}^A_Z X$, onde o número atômico (Z) é o número de prótons, que define o elemento, e o número de massa (A) é o número total de núcleons, ou seja, a soma do número de prótons com o número de nêutrons (N). Átomos de um mesmo elemento podem apresentar diferentes números de massa, por meio da variação do número de nêutrons do núcleo, criando os chamados isótopos de um elemento (CHUNG, 2001).

A energia de ligação de um núcleo (ΔE) é a energia potencial total do sistema constituído pelos núcleons, ou seja, a energia que deve ser fornecida ao núcleo para dissociá-lo. Ela se torna uma medida da estabilidade quando dividida pelo número de componentes do núcleo ($\Delta E/A$), fornecendo a energia de ligação média por núcleon. É importante notar que, como visto na Figura 4, essa grandeza cresce com A até atingir um valor quase constante em $A \approx 60$, decrescendo suavemente a partir desse ponto (EISBERG; RESNICK, 2009).

Figura 4 – Energia de ligação média por número de núcleons para núcleos estáveis.



Fonte: Adaptado de Martin (2006).

Dados experimentais revelam que a massa de um núcleo é menor do que a massa de seus constituintes por uma quantidade que se chamou de defeito de massa (Δm), que é diferente para

cada nuclídeo. O defeito de massa é, na verdade, proporcional à energia de ligação do núcleo por meio da relação em (3.1), derivada da equivalência massa-energia da relatividade de Einstein (EISBERG; RESNICK, 2009).

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2 \quad (3.1)$$

3.2.1 Modelo da gota líquida

O modelo da gota líquida surge como um modelo semi-empírico que busca explicar as propriedades dos núcleos atômicos a partir de semelhanças entre o comportamento destes e o comportamento de uma gota de um líquido incompressível. Tais semelhanças são, especificamente: a densidade quase constante no interior do núcleo e a energia de ligação por núcleon aproximadamente independente do tamanho (EISBERG; RESNICK, 2009).

O modelo permite o cálculo da massa de um nuclídeo ${}^A_Z X$ a partir de seu número atômico (Z) e seu número de massa (A). A equação (3.2) é composta de seis termos, cada um relativo a um fator diferente que influencia na energia de ligação do núcleo, a partir da qual obtém-se a massa do núcleo (CHUNG, 2001).

$$M_{Z,A} = f_0(Z,A) + f_1(Z,A) + f_2(Z,A) + f_3(Z,A) + f_4(Z,A) + f_5(Z,A) \quad (3.2)$$

O primeiro termo (3.3) é o termo de massa dos constituintes, ou seja, a soma das massas dos prótons e dos nêutrons que compõem o núcleo. Enquanto isso, o termo (3.4) corrige para a estabilidade que surge com o aumento do número de massa, ao passo em que (3.5) corrige para a instabilidade que surge com o aumento da superfície do núcleo – dado que as partículas nesta têm menor energia de ligação (EISBERG; RESNICK, 2009).

$$f_0(Z,A) = m_p \cdot Z + m_n \cdot (A - Z) \quad (3.3)$$

$$f_1(Z,A) = -a_1 \cdot A \quad (3.4)$$

$$f_2(Z,A) = +a_2 \cdot A^{\frac{2}{3}} \quad (3.5)$$

Ao contrário dos termos anteriores, que ajustavam para efeitos da força nuclear forte, o termo em (3.6) corrige para a energia potencial de repulsão coulombiana que surge pela carga dos prótons no núcleo, levando em conta também as dimensões deste. Assim como em (3.5), este termo tem sinal positivo, pois reduz a energia de ligação entre os núcleons (EISBERG; RESNICK, 2009).

$$f_3(Z,A) = +a_3 \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} \quad (3.6)$$

Já os termos dados em (3.7) e (3.8) surgem de observações empíricas quanto à maior estabilidade de núcleos simétricos (de $Z = N$) e núcleos de Z e N pares, respectivamente. Ao contrário dos termos anteriores, estes surgem sem justificativa teórica no modelo, pois não podem ser explicados em termos das interações forte ou coulombiana (EISBERG; RESNICK, 2009).

$$f_4(Z, A) = +a_4 \frac{(Z - A/2)^2}{A} \quad (3.7)$$

$$f_5(Z, A) = \begin{cases} -a_5 \cdot A^{\frac{1}{2}}, & \text{se } Z \text{ par, } A - Z = N \text{ par} \\ 0, & \text{se } Z \text{ ímpar, } A - Z = N \text{ par} \\ & \text{ou } Z \text{ par, } A - Z = N \text{ ímpar} \\ +a_5 \cdot A^{\frac{1}{2}}, & \text{se } Z \text{ ímpar, } A - Z = N \text{ ímpar} \end{cases} \quad (3.8)$$

Os coeficientes em cada equação de (3.4) até (3.8) foram calculados a partir de ajustes a dados empíricos e seus valores estão dados na Tabela 1. A partir deles, é possível perceber a importância do termo de paridade frente aos outros termos, assim como o menor impacto do termo coulombiano frente aos termos da força nuclear (EISBERG; RESNICK, 2009).

Tabela 1 – Valores para as constantes dos termos no modelo da gota líquida.

Coeficiente	Valor (u)
a_1	0,01691
a_2	0,01911
a_3	0,000763
a_4	0,10175
a_5	0,012

Fonte: Eisberg e Resnick (2009).

3.2.2 Modelo de camadas

Apesar do sucesso do modelo da gota líquida em prever a massa de vários nuclídeos, existem vários aspectos que ele não é capaz de explicar. Um destes é a existência dos chamados números mágicos, que são valores de Z e N para os quais a energia de ligação do núcleo cresce drasticamente, como 2, 8, 20, 28 e 50 (CHUNG, 2001).

O modelo de camadas surge a partir do tratamento dos núcleons como partículas quânticas sujeitas a um potencial do tipo poço finito esférico. Os núcleons são partículas de *spin* $s = 1/2$, o que os caracteriza como férmons, de modo que estão sujeitos ao princípio da exclusão de Pauli, que não permite a existência de partículas idênticas com o mesmo conjunto de números quânticos em um sistema ligado como o núcleo atômico. Entretanto, sendo partículas distinguíveis, prótons e nêutrons podem compartilhar o mesmo conjunto de números quânticos (KNIGHT, 2009a).

De forma semelhante à física atômica, núcleons em um núcleo são caracterizados pelos números quânticos radial (n), angular (l), magnético (m_l) e de *spin* (m_s). Contudo, na física nuclear, não há a restrição $l = 0, 1, \dots, n - 1$, de modo que l pode assumir qualquer

valor inteiro maior ou igual a zero. As demais restrições continuam válidas, sendo $m_l = -l, -l+1, \dots, +l-1, +l$ e $m_s = \pm 1/2$ (EISBERG; RESNICK, 2009).

Dessa forma, surgem diferentes níveis energéticos dentro do núcleo, os quais serão ocupados por prótons e nêutrons em ordem crescente de energia. A notação utilizada na identificação desses níveis é nL , onde n é o próprio número quântico radial e l é representado como na física atômica. De acordo com o princípio da exclusão de Pauli, cada nível pode ser ocupado por $2(2l+1)$ núcleons (CHUNG, 2001).

Em primeira aproximação, a modelagem desse potencial pode explicar a existência de diferentes níveis de energia espaçados em camadas, como mostrado à esquerda na Figura 5. Contudo, os números de núcleons necessários para completar as camadas nesse potencial diferem dos números mágicos verdadeiros (MARTIN, 2006).

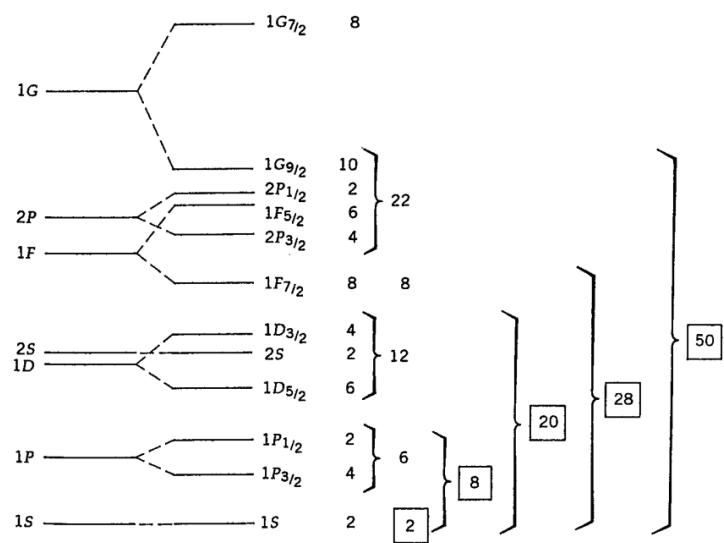
Uma reorganização dos níveis de energia surge ao considerar-se a existência de um acoplamento *spin*-órbita nos núcleons, de forma semelhante ao que ocorre para os elétrons em um átomo. Nessa situação, os momentos angulares orbital (\vec{L}) e de *spin* (\vec{S}) se somam no momento angular total (\vec{J}), como dado em (3.9) (CHUNG, 2001).

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (3.9)$$

No acoplamento *spin*-órbita, m_l e m_s deixam de ser "bons números quânticos", de modo que a quantização agora ocorre para o momento angular total por meio do número quântico j , que depende dos números quânticos l e s na forma $j = l \pm s$. A componente z do momento angular total também se torna quantizada pelo número quântico $m_j = -j, -j+1, \dots, +j-1, +j$ (EISBERG; RESNICK, 2009).

Assim, o princípio da exclusão de Pauli passa a permitir $2j+1$ núcleons por nível de energia, fazendo coincidir a quantidade total de núcleons em camadas preenchidas com os números mágicos, como visto na Figura 5. A nova notação para os níveis de energia passa a ser nL_j , em que o número quântico j é denotado em subscrito (MARTIN, 2006).

Figura 5 – Níveis de energia e suas ocupações máximas no modelo de camadas com a interação spin-órbita.



3.3 Decaimentos nucleares

O decaimento nuclear é o fenômeno no qual um núcleo pai reduz sua energia interna pela emissão de uma partícula energética, gerando um núcleo filho. Tais partículas também são referidas como radiação, de modo que o fenômeno também pode ser chamado de decaimento radioativo (CHUNG, 2001).

O decaimento de um núcleo é regido por efeitos quânticos, de modo que o acontecimento desse fenômeno é completamente probabilístico. Um dado nuclídeo tem uma probabilidade de decaimento por unidade de tempo (r) constante, de modo que todos os núcleos de uma espécie em uma amostra possuem a mesma probabilidade de decaimento em um mesmo instante. Por isso, r também pode ser chamada de constante de desintegração (KNIGHT, 2009a).

Considerando uma amostra de N núcleos radioativos de uma mesma espécie, a qual tem constante de desintegração r , a variação no número de núcleos dN em um instante dt é dada por (3.10). Nesse caso, considera-se um valor negativo para dN , pois este implica em uma redução no total de núcleos radioativos (KNIGHT, 2009a).

$$-dN = Nr \cdot dt \quad (3.10)$$

É possível tratar a equação (3.10) utilizando o método de separação de variáveis, relacionando um instante de tempo inicial arbitrário $t_0 = 0$ a uma quantidade inicial de núcleos N_0 . Dessa forma, chega-se à relação em (3.11), que fornece o número de núcleos em um instante t (HALLIDAY; RESNICK; WALKER, 2016).

$$\begin{aligned} \frac{dN}{N} &= -r \cdot dt \\ \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} &= \int_0^t -r \cdot dt \\ \ln \frac{N}{N_0} &= -rt \\ N &= N_0 \cdot e^{-rt} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Também é possível escrever a equação (3.11) em termos da vida média (τ), definida como o tempo necessário para que a quantidade de núcleos radioativos em uma amostra seja reduzida por um fator e . Desse modo, τ é dada por (3.12) e N por (3.13) (CHUNG, 2001).

$$\tau = \frac{1}{r} \quad (3.12)$$

$$N = N_0 \cdot e^{-t/\tau} \quad (3.13)$$

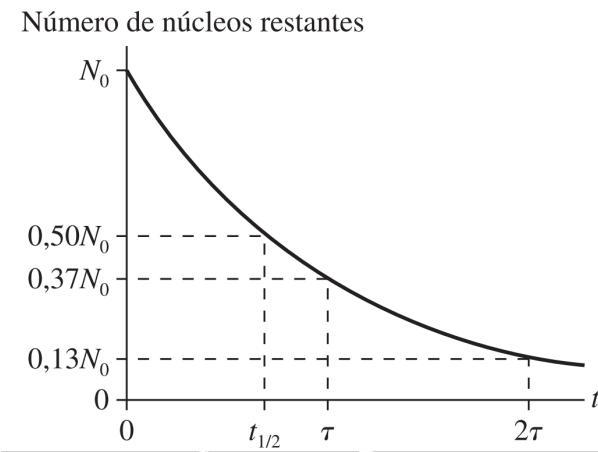
Outra medida útil para caracterizar o decaimento nuclear de uma espécie radioativa é a meia-vida ($t_{1/2}$), que é o tempo necessário para que a quantidade de núcleos de uma amostra

se reduza à metade. Aplicando essas condições à equação (3.11), chega-se à relação em (3.14) entre a meia-vida de um nuclídeo e sua constante de desintegração (HALLIDAY; RESNICK; WALKER, 2016). Um gráfico da quantidade de núcleos através do tempo está disposto na Figura 6.

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \cdot e^{-rt_{1/2}}$$

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{r} \quad (3.14)$$

Figura 6 – Número de átomos radioativos em função do tempo.



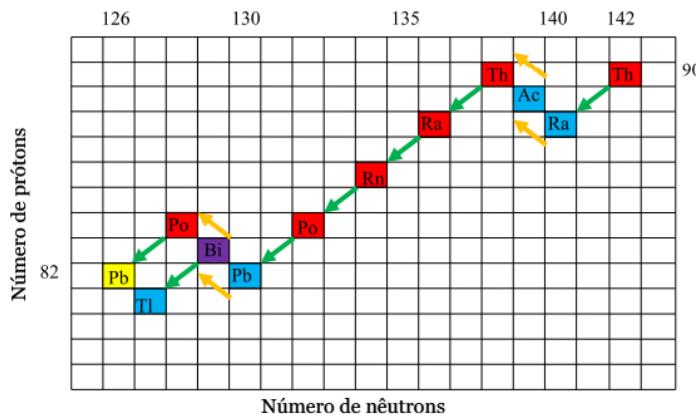
Fonte: Adaptado de Knight (2009a).

Outra medida que caracteriza uma amostra de material radioativo é sua atividade (R) que é a taxa de decaimentos que ocorrem por unidade de tempo. Esta medida pode ser calculada tomando a derivada no tempo da equação (3.11), permitindo chegar à relação dada em (3.15). A unidade de medida para atividade radioativa no sistema internacional é o Becquerel (Bq), equivalente a um decaimento por segundo (KNIGHT, 2009a).

$$R = \left| \frac{dN}{dt} \right| = rN_0 \cdot e^{-rt} \quad (3.15)$$

Existem diferentes tipos de decaimento radioativo, e este pode ocorrer enquanto o núcleo for instável, de modo que decaimentos sucessivos são possíveis até que o núcleo filho seja estável, mesmo que essa radiação seja de um tipo diferente da anterior. Esse comportamento descreve as séries radioativas, que são sequências de decaimentos que podem ocorrer a um certo núcleo pai (RADVANYI; VILLAIN, 2017). A Figura 7 ilustra a série radioativa para o ^{142}Th .

Figura 7 – Série radioativa do tório-232.



Fonte: Adaptado de Radvanyi e Villain (2017).

3.3.1 Decaimento alfa

As partículas alfa são idênticas ao núcleo do elemento ${}^4_2\text{He}$, sendo compostas de dois prótons e dois nêutrons. Ao sofrer esse tipo de decaimento, núcleos radioativos passam por uma transmutação, devido à mudança no seu número de prótons. O novo elemento possui um número atômico menor em duas unidades e um número de massa menor em quatro unidades do que o elemento anterior, seguindo a equação (3.16) (EISBERG; RESNICK, 2009).



O decaimento alfa ocorre naturalmente para todos os núcleos de $Z > 82$ (EISBERG; RESNICK, 2009). Através do modelo da gota líquida, pode-se interpretá-lo como sendo uma consequência do aumento do termo coulombiano, que passa a ser relevante para valores de Z elevados. Dessa forma, reduzir o número de prótons é uma forma do sistema do núcleo reduzir sua energia total (MARTIN, 2006).

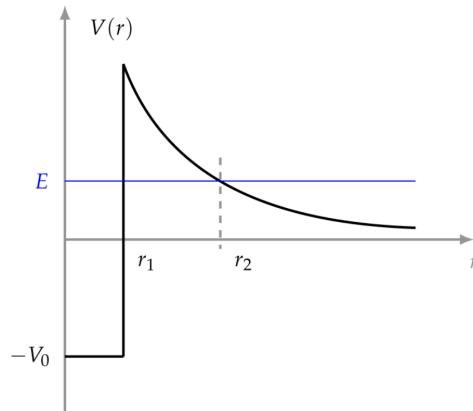
Chama-se de “valor Q ” (Q) de uma reação nuclear a quantidade de massa que é convertida na energia cinética dos produtos, ou vice versa. No caso do decaimento alfa, ele é a diferença entre a massa do núcleo pai (${}^A_Z\text{X}$) e as massas do núcleo filho (${}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$) e da partícula alfa (${}^4_2\text{He}$) multiplicada pelo quadrado da velocidade da luz, como dado em (3.17). Devido à maior massa do núcleo filho frente à partícula alfa e à conservação de momento linear, pode-se aproximar a energia cinética do núcleo filho como nula, sendo $Q \approx T_\alpha$ (KNIGHT, 2009a; DAS; FERBEL, 2003).

$$Q = (M_X - M_Y - M_\alpha)c^2 = T_Y + T_\alpha \approx T_\alpha \quad (3.17)$$

A emissão de uma partícula alfa por um núcleo radioativo é uma manifestação do fenômeno de tunelamento quântico, no qual uma partícula de energia E atravessa uma barreira de potencial $V(r) > E$, como aquela retratada na Figura 8, devido ao seu comportamento de onda (KNIGHT, 2009a).

No caso da partícula alfa, é possível imaginar um modelo no qual esta já esteja coesa dentro do núcleo atômico, devido à propriedade de saturação da força nuclear forte (CHUNG, 2001). Esta partícula, então, estaria sujeita ao poço finito de potencial dentro do raio r_1 do núcleo, e ao potencial coulombiano repulsivo para $r > r_1$.

Figura 8 – Potencial efetivo sentido por uma partícula- α na presença de um núcleo pesado.



Fonte: Laganá (2013).

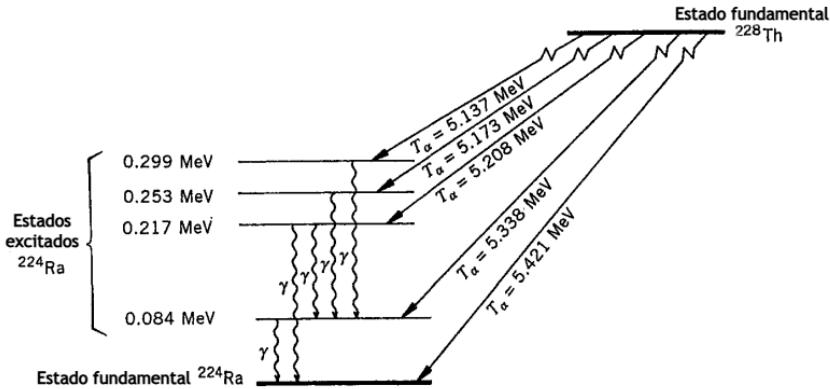
A região $r_1 < r < r_2$ é a região classicamente proibida à partícula alfa, visto que, dentro dela, $V(r) > E$. Contudo, supondo que a partícula possa se movimentar livremente dentro do núcleo atômico, sofrendo repetidas colisões com as bordas do poço de potencial, eventualmente poderá ocorrer o tunelamento para a região $r > r_2$. A ocorrência deste tunelamento é energeticamente favorecida pois há a liberação de energia na forma da energia cinética da partícula (CHUNG, 2001).

Entretanto, devido à estrutura de camadas de níveis de energia do núcleo, a partícula alfa pode se encontrar em diferentes níveis de energia. Sendo a partícula liberada com a mesma energia total que já possuía, entende-se que deve haver um espectro discreto de energias para as partículas oriundas deste tipo de decaimento radioativo. De fato, tal espectro é observado em nuclídeos que sofrem decaimento alfa (DAS; FERBEL, 2003).

É possível utilizar o espectro de decaimento alfa para obter as energias de estados excitados do núcleo filho. Um decaimento para um núcleo filho no estado fundamental libera uma partícula alfa de energia cinética máxima. Sendo assim, a diferença de energia entre esta partícula e outras de menor energia é igual a energia de excitação do núcleo filho (CHUNG, 2001).

A Figura 9 ilustra o espectro de decaimento alfa do núcleo de tório-228. Nela, é possível observar a relação entre a energia cinética da partícula alfa e a energia de excitação do núcleo filho de rádio-224. O núcleo filho excitado pode sofrer um decaimento para seu estado fundamental, mesmo que por outro mecanismo de decaimento (DAS; FERBEL, 2003).

Figura 9 – Transições de partícula alfa observadas no decaimento alfa do tório-228.

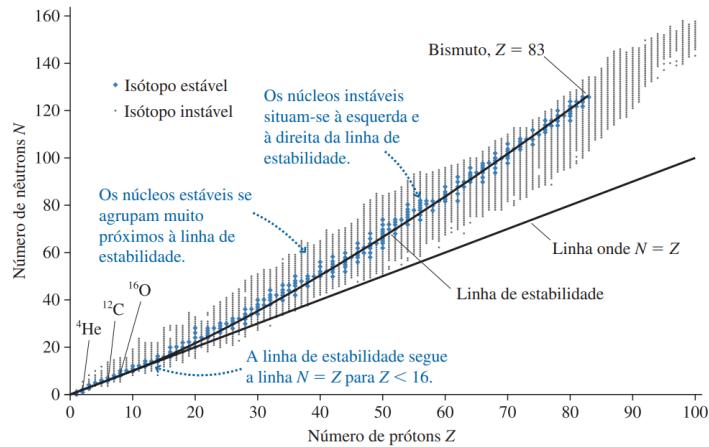


Fonte: Adaptado de Das e Ferbel (2003).

3.3.2 Decaimento beta

O decaimento beta é um processo sofrido por um núcleo no qual ele modifica seu número atômico (Z) sem modificar o seu número de massa (A), buscando atingir a menor massa possível (EISBERG; RESNICK, 2009). A partir do modelo da gota líquida, a redução da massa ocorre por uma redução do termo de simetria, aproximando o núcleo da curva de estabilidade, mostrada na Figura 10 (EISBERG; RESNICK, 2009).

Figura 10 – Núcleos estáveis e instáveis representados em um gráfico de N vs. Z .



Fonte: Knight (2009a).

Diferentemente do decaimento alfa, a conservação de carga e momento angular no decaimento beta envolve a interação com léptons, como elétrons e pósitrons. A forma mais simples do decaimento beta ocorre para um nêutron livre, dada na equação (3.18). O decaimento consiste na transmutação de um nêutron (n) em um próton (p), um elétron (e^-) e um antineutrino eletrônico ($\bar{\nu}_e$) (CHUNG, 2001).



Dentro de um núcleo, esse processo é referido como decaimento beta-menos (β^-) e também resulta na emissão de um elétron e um antineutrino. É importante notar que o processo conserva o número de massa do elemento, enquanto aumenta o número atômico em uma unidade, como dado na equação (3.19) (EISBERG; RESNICK, 2009).



De acordo com o modelo de camadas, o decaimento beta torna-se favorável para um núcleo caso ele reduza a energia total do sistema de férmions. Assim, também é possível o decaimento de um próton em um nêutron, resultando na emissão de um pósitron (e^+) e de um neutrino (ν_e). Esse tipo de decaimento, chamado de beta-mais (β^+), não ocorre para o próton livre devido à limitação imposta pela conservação de energia, de modo que ele é observado apenas dentro de núcleos, como dado em (3.20) (CHUNG, 2001).



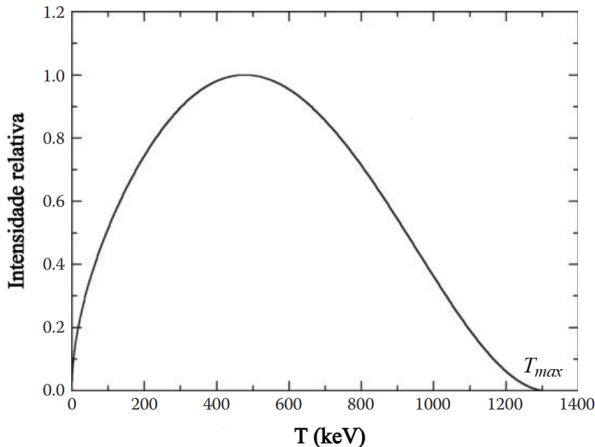
Um outro processo de decaimento pelo qual o núcleo reduz seu número atômico em uma unidade é a captura eletrônica, descrita na equação (3.21), em que o núcleo captura um elétron das camadas internas. Esse processo é semelhante ao decaimento por emissão de pósitron na medida em que ele também libera um neutrino ao invés de um antineutrino. Além disso, tal decaimento é acompanhado de emissões de raios-X, devido à reorganização dos elétrons nos orbitais para ocupar o nível de energia do elétron capturado (EISBERG; RESNICK, 2009).



Um ponto em comum entre todos os decaimentos beta é a liberação de um neutrino ou antineutrino. Esta partícula fundamental foi proposta de modo a solucionar dois grandes problemas encontrados nas observações do decaimento beta: a conservação de energia e a conservação de momento angular (KNIGHT, 2009a).

O problema da conservação de energia surge na observação do espectro de energia dos decaimentos β^- . Tal qual o decaimento alfa, esperava-se a observação de níveis de energia quantizados por meio de um espectro discreto. Contudo, dados experimentais resultaram em curvas como a apresentada na Figura 11, que mostram um espectro contínuo entre zero e uma energia máxima (T_{max}), correspondente ao “valor Q” (Q) da reação de decaimento beta (CHUNG, 2001).

Figura 11 – Espectro de energia dos elétrons emitidos no decaimento- β^- do potássio-40.



Fonte: Adaptado de Nikjoo, Uehara e Emfietzoglou (2012).

Outro problema encontrado envolve a conservação de momento angular de *spin*. Considerando um núcleo par-par de *spin* total zero, a criação de um elétron implica numa violação da conservação de momento angular, dado que o elétron possui *spin* $s = 1/2$, enquanto o *spin* total do núcleo permanece o mesmo (CHUNG, 2001).

O neutrino foi proposto por Pauli em 1931, como uma partícula portadora das grandezas não conservadas no decaimento beta. O neutrino é um lépton ($s = 1/2$), desprovido de carga e de massa nula, de modo que sua emissão no decaimento beta mantém a conservação de momento angular, a conservação de carga e a conservação de energia, pois um neutrino sem massa permite que o elétron tenha energia cinética máxima caso ele seja emitido com momentum linear $\vec{p} = \vec{0}$ (EISBERG; RESNICK, 2009).

Para descrever os processos envolvidos na criação das partículas do decaimento beta utilizando a mecânica quântica, Fermi propôs a existência de uma quarta força fundamental do universo: a força nuclear fraca, nomeada em contraste com a força nuclear forte devido a sua menor intensidade, mas também curto alcance (CHUNG, 2001).

De modo similar à emissão de fôtons em transições eletrônicas por um átomo em estado de mistura, um núcleo em estado de mistura utiliza da interação fraca para emitir um par elétron-antineutrino ou pósitron-neutrino, concretizando sua transição para um estado de menor energia (DAS; FERBEL, 2003).

A ausência de carga e de massa do neutrino acarretam em uma interação mínima com a matéria justificando sua não-detecção na observação de decaimentos. Contudo, sua interação por meio da força nuclear fraca permitiu sua identificação em laboratório em 1956, 20 anos após sua proposição (KNIGHT, 2009a).

3.3.3 Decaimento gama

O decaimento gama ocorre quando um núcleo em um estado excitado (indicado na forma ${}^A_Z X^*$) libera um fóton de alta energia ao transicionar para um estado de menor energia. O fóton não possui carga ou massa, de modo que o número atômico e o número de massa se conservam e o elemento permanece o mesmo, como exposto na equação (3.22) (CHUNG, 2001).



A emissão da radiação gama é explicada pelo modelo de camadas de forma idêntica à emissão de fótons na estrutura eletrônica, surgindo a partir de uma transição de um núcleon para um estado de menor energia. O fóton então é criado, carregando a diferença de energia entre os estados final e inicial do núcleo (EISBERG; RESNICK, 2009).

O decaimento gama possui uma série de regras que tornam sua probabilidade baixa, de modo que ele só é observado para energias $E < 8$ MeV, para as quais não é possível decaimento pelos mecanismos alfa e beta. O tempo médio para que um núcleo decaia pela liberação de um fóton costuma ser longo, tornando o fenômeno de difícil observação na maioria dos nuclídeos (CHUNG, 2001).

3.4 Interação entre radiação e matéria

3.4.1 Deposição de energia

Ao atravessar um meio material, partículas de radiação alfa ou beta interagem eletromagneticamente com os átomos e moléculas do meio, pelos mecanismos descritos no Apêndice A. Essa interação implica numa deposição da energia no meio, seja por ionização, por espalhamento com núcleos ou por emissão de radiação eletromagnética (NAKAMURA et al., 2010).

A taxa de deposição da energia cinética da partícula por unidade de comprimento percorrida é chamada de poder frenador, dada na equação (3.23). O poder frenador é uma função da energia cinética (T) da partícula, de modo que o alcance da partícula (R) – a distância percorrida até que sua energia cinética seja nula – pode ser obtido por integração, como na equação (3.24) (CHUNG, 2001).

$$S(T) = -\frac{dT}{dx} \quad (3.23)$$

$$R = \int_0^R dx = \int_0^{T_0} \frac{dT}{S(T)} \quad (3.24)$$

O poder frenador pode ser calculado com precisão satisfatória a partir da fórmula de Bethe-Bloch, dada em (3.25). Além da energia cinética e carga da partícula (Q), o poder frenador depende de parâmetros do meio de propagação, sendo: Z o número atômico do meio, n a densidade atômica do meio e \bar{I} a energia média de ionização para elétrons atômicos do meio. Além disso, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ é o fator de Lorentz, com $\beta = v/c$ (DAS; FERBEL, 2003).

$$S(T) = \frac{4\pi Q^2 e^2 n Z}{m_e \beta^2 c^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{\bar{I}} \right) - \beta^2 \right] \quad (3.25)$$

Para partículas não relativísticas, ou seja, aquelas de velocidade $v \ll c$, tal que $\beta \approx 0$ e $\gamma \approx 1$, é possível simplificar a equação (3.25) para (3.26). Um exemplo de tais partículas são aquelas vindas do decaimento alfa, às quais as massas relativamente altas em comparação à energia cinética conferem velocidades sub-relativísticas (CHUNG, 2001; DAS; FERBEL, 2003).

$$S(T) = \frac{4\pi Q^2 e^2 n Z}{m_e \beta^2 c^2} \ln \left(\frac{2m_e \beta^2 c^2}{\bar{I}} \right). \quad (3.26)$$

Uma unidade de medida comum para o poder frenador de partículas de radiação é MeV/cm, considerando a ordem de grandeza das energias e dos alcances das partículas. Contudo, devido à dependência direta do poder frenador com a densidade do meio, dada em (3.25), é comum escrevê-lo em unidades de MeV.cm²/g (DAS; FERBEL, 2003).

A equação (3.25) descreve as perdas de energia por ionização dos átomos do meio, causada por interações com a partícula de radiação. A perda de energia por ionização consiste no fator mais importante para a desaceleração de uma partícula carregada em um meio, exceto para pósitrons e elétrons ou partículas altamente relativísticas (MARTIN, 2006).

Para partículas de radiação alfa, com massa muito maior do que a massa dos elétrons atômicos, as interações de ionização não acarretam em grandes mudanças na sua direção de

movimento. Contudo, partículas beta – elétrons ou pósitrons –, de mesma massa que os elétrons atômicos, têm sua trajetória significativamente modificada ao interagir com estes (CHUNG, 2001).

Durante a colisão elástica dos elétrons, a grande aceleração implica na emissão de radiação eletromagnética, levando à perda de energia cinética da partícula. Essa radiação, chamada de radiação de frenamento, é importante para partículas relativísticas, como aquelas oriundas do decaimento beta (DAS; FERBEL, 2003).

Em menor parte, a radiação de frenamento também ocorre para partículas alfa que colidem elasticamente com núcleos atômicos. Contudo, devido à pequena seção de choque dos núcleos atômicos com partículas alfa de energia típica, tais colisões são infreqüentes, representando uma pequena parte das perdas de energia quando comparadas às perdas por ionização (MARTIN, 2006).

Atualmente, há diversos *softwares* capazes de calcular dados como o alcance e o poder frenador de uma partícula de certa energia em um dado meio. A *database* STAR, sigla para *Stopping-Power & Range Tables*, permite o cálculo do alcance de elétrons, prótons e partículas alfa em diversos meios materiais utilizando dados de densidade e energia de ionização de moléculas e átomos (BERGER et al., 2017).

3.4.2 Atenuação

Ao atravessar a matéria, um feixe de partículas de radiação diminui de intensidade devido às diversas interações entre as partículas e os átomos do meio. Tais interações, como absorção e espalhamento, são conhecidas como atenuação da radiação, pois reduzem a intensidade do feixe de radiação que penetra no material (EISBERG; RESNICK, 2009).

A probabilidade de que uma partícula seja absorvida ou espalhada em um impacto é proporcional à seção de choque (σ) de um material, definida na equação (3.27) como uma constante de proporcionalidade entre o número de interações partícula-átomo (N) para um feixe de I partículas que atravessa uma placa bidimensional com n átomos por metro quadrado (EISBERG; RESNICK, 2009).

Para o caso tridimensional, pode-se considerar o material como uma sequência de placas bidimensionais, cada qual de comprimento dx , de modo que o número de átomos por metro quadrado pode ser dado a partir da densidade ρ em átomos/m³ como $\rho \cdot dx$ (EISBERG; RESNICK, 2009). O número de interações por placa é dado em (3.28).

$$N = \sigma \cdot I \cdot n \quad (3.27)$$

$$N = \sigma \cdot I \cdot \rho dx \quad (3.28)$$

Pensando em quantificar a redução no número de partículas devido ao bloqueio de certo material, é possível pensar na equação em (3.27) como a variação na intensidade do feixe entre x e dx , chegando-se em (3.29). Definindo o número de partículas I como uma função da posição

x , sendo I_0 o número original de partículas no feixe incidente, chega-se à expressão em (3.30) (GIBBONS, 2019).

$$dI = -I\sigma\rho dx \quad (3.29)$$

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (3.30)$$

A constante $\mu = \sigma\rho$ é chamada de coeficiente de atenuação. Quanto maior seu valor, menor é a espessura exigida para bloquear certo tipo de radiação ionizante (GIBBONS, 2019). Como ilustrado na Figura 3, o coeficiente de atenuação varia entre materiais e entre os tipos de radiação, de modo que o conhecimento dessa grandeza é importante para aplicação na criação de barreiras contra radiação (EISBERG; RESNICK, 2009).

3.4.3 Efeitos fisiológicos da radiação ionizante

Emissões do decaimento de radionuclídeos são conhecidas como radiação ionizante devido à sua principal interação com a matéria, que é a ionização de átomos e moléculas. Pode ser feita a distinção entre radiações diretamente ionizantes, como partículas alfa e beta, que possuem carga e interagem eletromagneticamente com os átomos do meio; ou indiretamente ionizantes, como fótons de radiação gama, que causam ionização do meio a partir da ejeção de elétrons, caso sejam absorvidos por estes (GIBBONS, 2019; TAUHATA et al., 2014).

A ionização traz danos à estrutura dos materiais, especialmente tratando-se de material biológico, ou seja, seres vivos. O efeito da radiação ionizante em um ser vivo geralmente é previsto através da dose absorvida (D), que é uma medida da quantidade de energia absorvida por unidade de massa. No sistema internacional, o Gray (Gy) é definido como a unidade de medida padrão para a dose de radiação absorvida, sendo $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$ (NAKAMURA et al., 2010).

Contudo, diferentes tipos de radiação têm diferentes impactos no organismo devido às suas diferentes distâncias de penetração. Radiações X e gama possuem maior poder de penetração, portanto têm boa chance de atravessar os tecidos sem interação, ao contrário de partículas alfa que, de modo comum, não ultrapassam a barreira da pele (CHUNG, 2001).

A dose equivalente total (H), medida em Sievert (Sv), é a dose multiplicada por um fator de qualidade Q , como dado na equação (3.31). Esse fator tem como propósito igualar doses de diferentes tipos de radiação que resultam em efeitos biológicos semelhantes (TAUHATA et al., 2014). Valores de Q para diferentes tipos de radiação são dispostos na Tabela 2.

$$H = Q \cdot D \quad (3.31)$$

Tabela 2 – Valores do fator de qualidade efetivo (Q).

Tipo de radiação	Q
Raios γ	1
Partículas β	1
Prótons	10
Partículas α	20

Fonte: Adaptado de Tauhata et al. (2014).

Um dos principais riscos da exposição de seres vivos à radiação são alterações no DNA das células, sejam estas causadas pela interação direta do código genético com a radiação ou pela interação indireta com radicais livres criados pela passagem da radiação no meio celular (NCRP, 2015).

Os defeitos no DNA afetado pela radiação podem levar à morte celular, causando os chamados efeitos imediatos, que ocorrem de poucas horas a até algumas semanas após a exposição. Tais efeitos ocorrem para altas doses de irradiação, a níveis em que o organismo não é capaz de repor as células do tecido, de modo que as lesões se tornam aparentes (TAUHATA et al., 2014).

Contudo, caso as alterações no código genético não sejam letais à célula, podem ocorrer mutações passadas adiante no processo de reprodução celular. Essas mutações podem se acumular, levando a efeitos retardados, como o câncer, de previsão muito mais difícil em termos da dose absorvida (NCRP, 2015; TAUHATA et al., 2014).

3.5 Detecção de partículas de radiação

A fim de caracterizar os diferentes tipos de radiação, é preciso detectar a presença das partículas. Contudo, devido ao tamanho da ordem de femtômetros (10^{-15} m) de partículas de radiação, técnicas utilizadas a nível atômico, como as microscopias eletrônica de transmissão ou de varredura, são inadequadas para observação (MELISSINOS; NAPOLITANO, 2003).

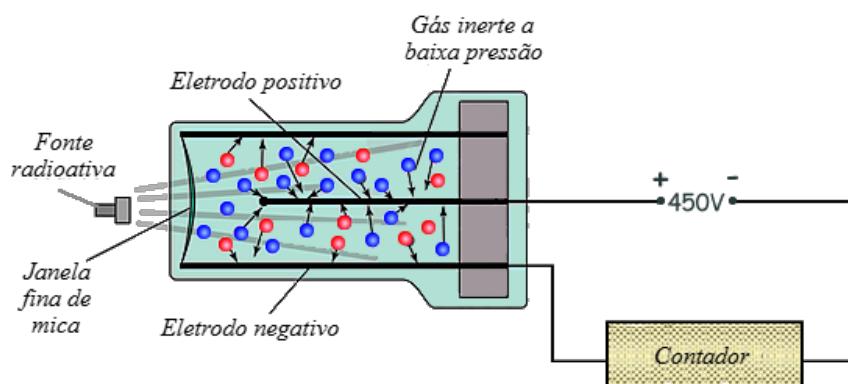
Detectores de radiação consistem de aparelhos que produzem um sinal elétrico aferível quando uma partícula os atravessa. Diferentes tipos de detectores são propícios para a medição de diferentes características da radiação incidente (KNOLL, 2010). No caso de detectores que possibilitam a visualização da trajetória da partícula, estes são chamados de detectores por formação de imagem (MELISSINOS; NAPOLITANO, 2003).

3.5.1 Contador Geiger-Müller

O contador de Geiger-Müller, também chamado de contador Geiger, é um detector de radiação da classe dos contadores a gás, cujo funcionamento se baseia na criação de íons devido à interação radiação-matéria (CHUNG, 2001). O contador Geiger é adequado para a medição da intensidade da radiação emitida de uma fonte ou presente em um local (KNOLL, 2010).

O aparelho, ilustrado na Figura 12, consiste de uma câmara preenchida com um gás inerte a baixa pressão, através da qual é aplicada uma diferença de potencial alta. Quando ocorre a liberação de íons, estes são acelerados em direção aos eletrodos da câmara, dando origem a uma corrente, que pode ser medida (KNIGHT, 2009a).

Figura 12 – Contador de Geiger-Müller.



Fonte: Adaptado de Cyberphysics (2021).

A alta diferença de potencial é necessária, especialmente em contextos de baixa contagem de radiação, para evitar a recombinação dos pares elétron-íon formados pela passagem das partículas na câmara, garantindo o envio do sinal através do circuito e registrando o evento (MELISSINOS; NAPOLITANO, 2003).

Uma parte importante do funcionamento de um contador Geiger é a amplificação do sinal obtido pela passagem de uma partícula na câmara, garantindo a detecção. Devido à grande aceleração dos elétrons ejetados no campo elétrico entre os eletrodos, mais átomos são ionizados,

o que resulta em um número maior de íons que chega aos eletrodos, intensificando a corrente medida (MARTIN, 2006).

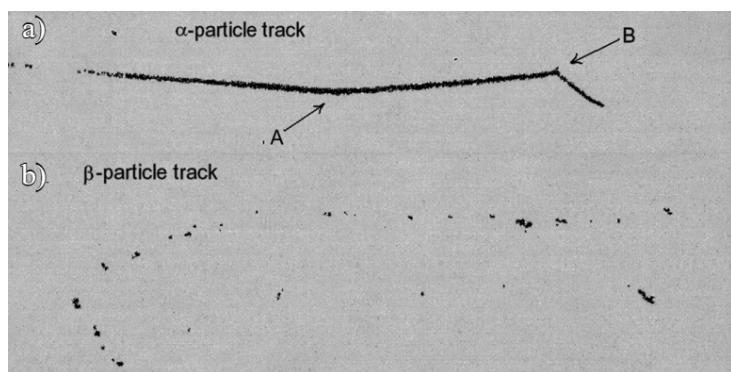
Apesar de sua boa eficiência ter tornado-o um dos detectores de radiação mais comuns, o contador de Geiger-Müller tem como principal desvantagem a perda da informação relativa ao poder de ionização da partícula incidente (MELISSINOS; NAPOLITANO, 2003). Desse modo, outros tipos de detectores são necessários para este fim.

3.5.2 Câmara de Nuvens

Um tipo de aparato que permite a visualização da trajetória de partículas individuais é a câmara de nuvens. Seu funcionamento também é baseado na formação de íons no meio de uma câmara, contudo, esta não se traduz em um sinal elétrico. Assim, a medida de resultados depende de uma interpretação das figuras formadas no interior da câmara.

A câmara de nuvens foi criada em 1910 por C. T. R. Wilson e consiste em um recipiente de vidro no qual, após ter sido feito vácuo, é permitida a entrada e expansão rápida de ar úmido, tornando-o supersaturado e propenso a condensação. Ao atravessar a câmara, partículas radioativas criam íons, os quais atuam como núcleos de condensação para gotículas de água, formando trilhas visíveis a olho nu, como aquelas da Figura 13, que permitem identificar e diferenciar a atuação de partículas de radiação de diversos tipos (L'ANNUNZIATA, 2016), especialmente a partir dos métodos descritos no Apêndice A.

Figura 13 – Trilhas de partículas (a) alfa e (b) beta na câmara de nuvens de Wilson.



Fonte: Adaptado de L'Annunziata (2016)

Partículas alfa possuem trajetórias bem definidas e retilíneas, com desvios ocasionais indicando a colisão com núcleos atômicos. A massa relativamente grande das partículas torna as deflexões por interações com a eletrosfera dos átomos do meio desprezíveis, enquanto uma maior taxa de deposição de energia acarreta em um grande número de íons criados, levando à formação de trilhas espessas (LAGANÁ, 2013; L'ANNUNZIATA, 2016).

Partículas beta, por sua vez, apresentam trilhas estreitas e tortuosas, devido à fácil deflexão por outros átomos e íons (L'ANNUNZIATA, 2016). Sua menor taxa de deposição

de energia também resulta em trilhas de menor espessura, consequência do menor poder de ionização das partículas (LAGANÁ, 2013).

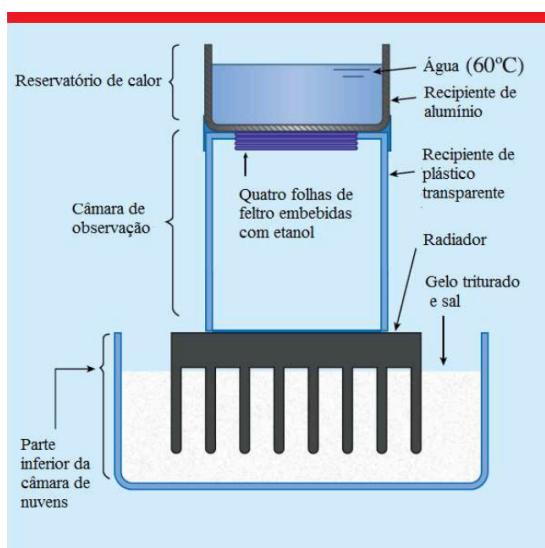
Apesar de funcional, a câmara de nuvens de Wilson apresenta o problema da manutenção do estado supersaturado do vapor, necessitando constantemente que o processo de rarefação e expansão seja refeito para que a visualização dos trajetos seja possível. Esse aspecto foi trabalhado por Langsdorf em 1937, que desenvolveu a chamada câmara de nuvens de difusão (LANGSDORF, 1939 apud GIROLDO, 2024).

Uma câmara de nuvens por difusão atinge a supersaturação do vapor de álcool a partir de um gradiente de temperatura, com a base do aparato sendo mantida a baixas temperaturas, enquanto um recipiente com álcool é posto no topo. No movimento de descida, o vapor de álcool atinge o ponto de supersaturação, permitindo a visualização contínua das trajetórias de partículas enquanto houver a manutenção do gradiente de temperatura (FRISCH, 1961).

A manutenção do gradiente de temperatura é uma questão crucial ao funcionamento da câmara. As baixas temperaturas na parte inferior do aparato costumam ser atingidas com uso de materiais como gelo seco e nitrogênio líquido. Tais recursos, no entanto, são de difícil aquisição e conservação, o que pode ser um empecilho à construção de uma câmara de nuvens por difusão (SOUZA, 2017).

Devido ao valor pedagógico da câmara de nuvens no contexto do ensino de Física Nuclear, surgem diferentes propostas de agentes refrigerantes mais acessíveis (SOUZA, 2017). Yoshinaga, Kubota e Kamata (2014) apresentaram a câmara mostrada na Figura 14, que utiliza uma mistura de gelo e sal para atingir temperaturas de -21°C na base da câmara. Kamata e Kubota (2012), de forma similar, propõem pacotes de gelo reutilizáveis para atingir temperaturas de -18°C . Em ambos os casos, é utilizado um reservatório de água quente no topo da câmara, de modo a se obter o gradiente de temperatura necessário.

Figura 14 – Esquema de uma câmara de nuvens de difusão de baixo custo.



Fonte: Souza (2017).

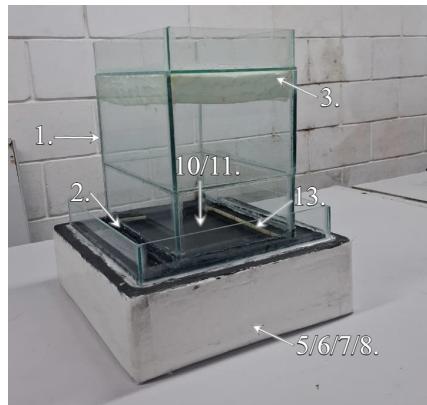
4 PROCEDIMENTOS METODOLÓGICOS

4.1 Montagem da câmara

A iteração final da câmara de difusão é mostrada na Figura 15, com componentes numerados segundo os materiais descritos na lista abaixo, utilizados em sua construção e operação. O aquário, vedado em suas bordas por tiras de borracha, foi utilizado como o limite entre a câmara e o ambiente externo, mantendo a atmosfera de vapor de álcool supersaturado. A espuma, presa ao fundo do aquário, atuou como reservatório do álcool etílico durante o funcionamento da câmara. A base do aparato consistiu no recipiente de isopor contendo nitrogênio líquido, de modo a resfriar a placa metálica. Acima do aquário, também havia um recipiente de água quente, cuja temperatura era controlada periodicamente com a resistência de chuveiro, buscando manter o gradiente de temperatura desejado na câmara. Maiores detalhes quanto ao uso dos materiais listados estão dispostos ao longo do capítulo de Análise de Dados.

1. Aquário de vidro (20 x 30 x 25) cm;
2. Tiras de borracha;
3. Espuma de 4 mm;
4. Álcool etílico ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$);
5. Forma de alumínio;
6. Recipiente de isopor;
7. Lâ de vidro;
8. Papel alumínio;
9. Nitrogênio líquido;
10. Placa metálica;
11. Adesivo preto fosco;
12. Resistência elétrica de chuveiro;
13. Fita LED;
14. Réguas milimetradas;
15. Fonte radioativa de césio-137;
16. Fonte radioativa de amerício-241.

Figura 15 – Câmara de nuvens de difusão construída.



Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

4.2 Coleta e análise de dados

A câmera filmadora, auxiliada pelo tripé ajustável, quando necessário, foi arranjada de modo a filmar as trilhas de condensação formadas pelas partículas liberadas das fontes radioativas no interior da câmara. Foi dada preferência ao referencial de cima do aparato para a coleta de dados destinados à análise quantitativa. O termopar e o termômetro foram utilizados para medida da temperatura dos recipientes frio e quente do aparato, respectivamente, dado o maior alcance do termopar em temperaturas baixas.

1. Câmera filmadora;
2. Tripé ajustável;
3. Termômetro de álcool etílico;
4. Termopar.

Os dados coletados nas filmagens foram analisados de forma qualitativa e quantitativa. Para isso, os vídeos tiveram quadros contendo rastros de interesse extraídos a partir da ferramenta *online* Frame Extractor, de modo a obtê-los com a qualidade de imagem original. Em seguida, foram utilizados *softwares* de edição de imagem, como o GNU Image Manipulation Program (GIMP), para inverter cores e ajustar o contraste, propiciando melhor visualização dos traços, especialmente em casos qualitativos.

As análises quantitativas foram baseadas na metodologia proposta por Laganá (2013), na qual foi utilizado o *software* ImageJ, que permite medir o comprimento dos rastros partindo de sua extensão em *pixels* nos quadros extraídos, após a calibração com uma régua interna à câmara. O alcance das partículas foi relacionado à sua energia inicial segundo gráficos de alcance *vs.* energia cinética inicial, obtidos via integração numérica de dados de poder frenador, segundo a equação (3.24), para o meio de vapor de água, escolhido devido à ausência de dados específicos para o álcool etílico, isopropílico ou similares.

5 ANÁLISE DOS DADOS

5.1 Primeira câmara

A primeira câmara construída utilizava materiais semelhantes à versão final descrita nos Procedimentos Metodológicos. O recipiente para o agente refrigerante, mostrado na Figura 16, foi feito a partir de uma folha de poliestireno de 40 mm de espessura, com um espaço interior nas dimensões (20 x 30 x 2) cm. A base, feita de uma placa de alumínio de 1 mm de espessura, foi recoberta com adesivo preto, de modo a contrastar com a precipitação sem apresentar o efeito de craqueamento da tinta observado nos resultados do trabalho de Coelho (2024). Também foi escolhido feltro como reservatório para o álcool isopropílico, utilizado nos primeiros testes.

Figura 16 – Recipiente de nitrogênio em sua forma original.



Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

Após testes de vedação do reservatório do agente refrigerante, percebeu-se que a estrutura do poliestireno não é impermeável, de modo que aplicou-se uma camada de massa acrílica ao recipiente. Esperava-se que a massa pudesse resistir à variação de temperatura e manter o recipiente vedado. Contudo, no primeiro teste da câmara, foram percebidos indícios do craqueamento da cobertura devido à contração térmica, o que pode ter levado ao escape do nitrogênio e a um curto tempo de operação da câmara.

Além disso, não foi identificada precipitação do álcool dentro da câmara, o que pode ter se dado por dois motivos: o contato direto do vidro com a placa, que resfriou toda a estrutura do aquário e impediu a evaporação do álcool; e a ausência de vedação apropriada entre a placa de alumínio e o aquário, de modo que havia um fluxo contínuo de vapor da ebulação do nitrogênio para a câmara, impedindo a precipitação do álcool ou a visualização desta.

Para o segundo teste, foram fixadas tiras de borracha às bordas do aquário, de modo a vedar a câmara apropriadamente. Também utilizou-se uma espuma de 20 mm no lugar do feltro, de modo a reduzir o resfriamento do reservatório de álcool. Neste teste, ainda não foi possível visualizar precipitação, mas foi confirmado o vazamento do nitrogênio pelo resfriamento da superfície da mesa abaixo do aparato.

Após esse teste, o interior do recipiente de isopor foi revestido com chapas de alumínio, de modo a tentar minimizar o craqueamento e o escape de nitrogênio através do isopor. No terceiro teste, porém, o problema de vazamento através do isopor persistiu, possivelmente devido à contração térmica das placas, impedindo a vedação apropriada.

Neste teste, contudo, identificou-se uma zona de precipitação iniciando em torno de 1 cm acima da parte inferior da câmara. A fonte radioativa de amerício-241 foi posicionada dentro da câmara, como um teste de visualização dos rastros das partículas. Contudo, nada foi observado, possivelmente devido à baixa taxa de precipitação, indicando um nível insuficiente de saturação do álcool.

Nessa primeira instância de precipitação, foi observado um ponto crucial relativo à visualização da atividade na câmara: o ângulo de visão da névoa. Foi utilizada iluminação externa à câmara para visualização das gotículas, na forma de *flashes* LED de *smartphones*. Com esse tipo de iluminação, constatou-se que a névoa só é visível quando observada contra a luz, de modo que, para o caso de uma fonte de luz unidirecional, esta sempre deve estar no lado oposto da câmara ao observador.

Além do nitrogênio líquido, este aparato foi testado com soluções de cloreto de sódio (NaCl) em diversas concentrações de massa, dispostas na Tabela 3. As soluções foram preparadas e levadas ao *freezer* em uma forma, cobertas pela placa de alumínio, de modo que esta ficasse presa ao bloco de gelo formado. Esperava-se a obtenção das soluções no estado sólido, eliminando a necessidade de vedação absoluta no aparato. No entanto, devido a limitações dos *freezers* disponíveis, duas das soluções não atingiram seu ponto de fusão.

Tabela 3 – Soluções salinas utilizadas como agente refrigerante em ordem de teste.

$m_{\text{NaCl}}/M (\%)$	$T_{\text{fusão}} (\text{°C})$	$T_{\text{medida}} (\text{°C})$	Estado físico
23,3	-21,1	-15	Líquido
14	-9,94	-10	Sólido
18	-16,46	-15	Líquido

Fonte: Concentrações e pontos de fusão de Haynes (2017).

Para operação com as soluções salinas, foi instalado um reservatório para água quente no topo do aquário, a qual foi mantida a 60°C com o uso periódico de uma resistência de chuveiro elétrico, de modo a obter-se o gradiente de temperatura mínimo descrito por Yoshinaga, Kubota e Kamata (2014). Pela menor temperatura de operação, também foi feita a troca do adesivo na placa do recipiente frio por tinta preta, para reduzir problemas de reflexo de luz identificados no adesivo utilizado.

Para todas as soluções, obteve-se um tempo de funcionamento satisfatório, entre 30 min e 40 min. Devido à maior temperatura das soluções em relação ao nitrogênio líquido, os vazamentos através do poliestireno também foram reduzidos. Além disso, o maior tempo de operação foi obtido para a solução de 14%, que se encontrava no estado sólido, o que permitiu

que ela mantivesse temperatura constante em seu processo de fusão ao absorver o calor do ambiente.

Contudo, não foi obtida precipitação satisfatória dentro da câmara para nenhuma das soluções utilizadas. Um dos fatores que podem ter contribuído ao resultado foi a impossibilidade de atingir as temperaturas de -18°C e -21°C descritas por Yoshinaga, Kubota e Kamata (2014) e por Kamata e Kubota (2012) nos *freezers* disponíveis ao alcance dos autores.

Um possível agente refrigerante para o qual não deveria haver problema de vazamento é o gelo seco, ou dióxido de carbono (CO₂) em seu estado sólido, o qual transiciona diretamente para a fase gasosa à pressão atmosférica ao nível do mar. Propostas educacionais como a de Woithe (2016) utilizam o gelo seco, contudo, não há acesso fácil a este recurso no estado de Sergipe, de modo que os esforços voltaram ao uso de nitrogênio líquido.

5.2 Segunda câmara

A partir dos testes com a primeira câmara, percebeu-se a necessidade de garantir a impermeabilidade do reservatório, levando à construção de uma nova versão utilizando uma forma de alumínio. O isolamento térmico consistiu em camadas de lã de vidro e papel alumínio em um exterior de isopor com 40 mm de espessura. A parte superior do reservatório foi pintada de preto para evitar reflexos durante a operação da câmara. Também foi instalada uma barreira de vidro de 10 cm de altura no perímetro do recipiente, para prevenir o efeito de correntes de ar sob a taxa de evaporação do nitrogênio líquido.

Com o retorno ao uso do nitrogênio líquido, foi prevista a necessidade de substituir a tinta na placa metálica inferior, de modo a evitar os efeitos de craquelamento anteriormente mencionados. Assim, voltou-se a utilizar adesivo preto, optando por um material fosco para evitar reflexos que reduzissem a qualidade das observações. Para garantir maior resistência da placa, ela foi refeita a partir de uma chapa de gabinete de computador, substituindo a placa anterior de material mais fino.

O aquário teve sua altura aumentada de 15 cm para 25 cm, visando obter uma zona de supersaturação mais alta do que aquela obtida por Laganá (2013). Também houve a substituição da espuma de 20 mm por outra de 4 mm de espessura, para favorecer a troca de calor entre o recipiente de água quente e o álcool, buscando aumentar sua taxa de evaporação.

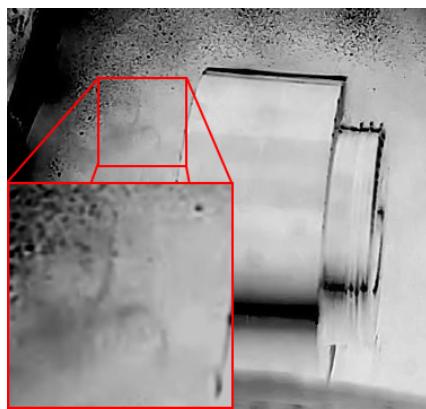
Por fim, de acordo com as observações que mostraram melhor visualização da névoa contra a luz, utilizou-se uma fita LED em todo o perímetro interno da parte inferior do aquário, de modo a permitir a observação de rastros de qualquer ângulo. A montagem final do aparato foi mostrada na Figura 15.

A câmara foi operada com temperaturas quente e fria de 60°C e -80°C, respectivamente. Neste ensaio, notou-se a necessidade de reposicionamento dos LEDs, de modo que a fita foi fixada mais próxima da base, abaixo da zona de formação de rastros esperada. No teste subsequente, percebeu-se consistência na obtenção de supersaturação do álcool, indicada pela presença de uma zona de precipitação que se iniciava a 5 cm de altura.

Ainda assim, mesmo neste contexto de excelente precipitação, persistia o problema da não visualização de rastros de partículas. Contudo, a observação de um fenômeno com a fonte de césio-137 levantou uma nova possibilidade para explicar a ausência de rastros: a saturação da câmara devido à alta atividade das fontes.

Na Figura 17, apesar de não haver rastros na abertura da fonte, é possível observar na traseira uma névoa espessa, com traços que se assemelham àqueles de partículas beta, pouco espessos e tortuosos. Uma verificação com o contador Geiger-Müller confirmou que uma baixa atividade escapava pela blindagem de trás da fonte. Este contraste deu apoio à ideia de que é necessária uma atividade moderada para que a passagem de partículas possa criar trilhas de precipitação distinguíveis (SCHONFELD, 2022).

Figura 17 – Atividade observada na traseira da fonte de césio-137.



Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

Os procedimentos descritos no Apêndice B foram realizados a fim de caracterizar a atividade das fontes utilizadas, encontrando valores da ordem de 10^3 Bq. Desse modo, concretizou-se a noção de que era necessária uma redução da radiação que atravessa a câmara para que os rastros pudessem ser formados.

Assim, buscou-se colimar as fontes de radiação utilizadas neste trabalho, com auxílio do contador Geiger para comparar a atividade da fonte nas regiões blindadas e na região de saída. A fonte de amerício-241 foi blindada com o uso de um cano de alumínio de 5 mm de diâmetro e também de comprimento, recoberto de papel alumínio e cola quente. Já a fonte de césio-137 exigiu o uso de peças de chumbo adicionais à sua blindagem original, devido ao maior poder de penetração das partículas beta.

Além disso, no ensaio da Figura 17, houve formação de uma cobertura de gelo na base do aparato, a qual evaporou gradualmente após o posicionamento da fonte de césio na câmara. Percebeu-se que a visualização de possíveis traços só foi obtida com a presença desse vapor de água dentro da câmara, ao contrário dos testes anteriores, que foram realizados em laboratórios previamente desumidificados.

De acordo com o processo de formação de rastros descrito na subseção 3.5.2, a precipitação das gotículas é favorecida pela atração das moléculas do vapor a cargas elétricas. Desse

modo, o momento de dipolo elétrico das substâncias na Tabela 4 foi usado como indicador para a facilidade de uma partícula ionizante de formar rastros.

Tabela 4 – Momento de dipolo elétrico de substâncias comumente utilizadas em câmaras de nuvens.

Composto	Momento de dipolo elétrico (D)
Água (H ₂ O)	1,8546
Etanol (CH ₃ CH ₂ OH)	1,69
Isopropanol ((CH ₃) ₂ CHOH)	1,66

Fonte: Haynes (2017).

No penúltimo teste realizado com a câmara, ao invés de álcool isopropílico, foi utilizado etanol 99,5%. Além disso, o recipiente de nitrogênio líquido foi cheio até que se obtivesse a temperatura mais baixa que o termopar podia medir, de -140°C. Com a mudança da substância da névoa e uma temperatura mais baixa, conseguiu-se a obtenção dos rastros das partículas de modo confiável. Desse modo, esta última iteração da câmara foi utilizada na coleta de dados sobre os decaimentos radioativos.

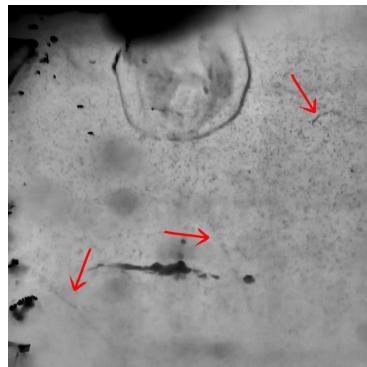
5.3 Análise das partículas de radiação

5.3.1 Fonte de ¹³⁷Cs

A fonte de radiação beta utilizada neste trabalho foi uma fonte adquirida para fins didáticos, pertencente ao Departamento de Física do Campus Itabaiana. Ela consiste em uma pastilha de resina contendo uma pequena quantidade de césio-137, envolta por uma blindagem de material metálico, o qual atua para conter parte da radiação em direções que não a frente da fonte. A atividade medida para a fonte foi de $(2,2 \pm 0,2)$ kBq, de acordo com os procedimentos e resultados do Apêndice B.

Ao posicionar a fonte no interior da câmara, foi possível a visualização de rastros de partículas próximos à base, como visto na Figura 18. Os traços têm uma espessura fina e apresentam desvios notáveis na trajetória, tal como esperado para rastros de elétrons, refletindo seu baixo poder de ionização, assim como sua baixa massa em relação aos átomos do meio (WOITHE, 2016; LAGANÁ, 2013). Registros de vídeo dos rastros são referenciados no Apêndice C.

Figura 18 – Rastros de partículas beta identificados para a fonte de césio-137.

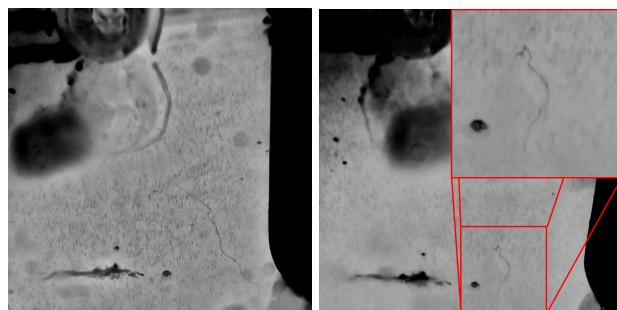


Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

Contudo, a região de formação dos rastros, junto à pequena espessura destes, resultou em uma impossibilidade de visualizá-los a partir do topo. Assim, devido à não confiabilidade dos tamanhos medidos a partir da perspectiva lateral, não foi possível aplicar a metodologia pretendida para o cálculo da energia das partículas.

Ainda assim, é possível notar grande diversidade nos rastros das partículas beta. São registrados traços que sugerem elétrons tanto de baixa energia quanto de alta energia, os primeiros sendo caracterizados por suas trajetórias curtas e tortuosas, enquanto os últimos deixam rastros longos e com relativamente poucos desvios (LAGANÁ, 2011; WOITHE, 2016). Ambos os tipos de rastros são mostrados na Figura 19.

Figura 19 – Rastros de partículas beta mais energética (à esquerda) e menos energética (à direita).



Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

A presença de rastros de diferentes tamanhos concorda com a natureza do decaimento β^- e a repartição de energia e momento linear entre o elétron e o antineutrino. Bé et al. (2006a) indica que o decaimento beta do núcleo de césio-137 libera cerca de 514 keV de energia em 94,4% dos decaimentos, com um segundo modo liberando aproximadamente 1,18 MeV em 5,6% dos casos. Contudo, a repartição de energia ocorre de modo similar ao mostrado na Figura 11, levando a alcances variáveis.

Ainda na Figura 19, é possível perceber que os rastros das partículas começam a certa distância da fonte, tornando-se mais intensos conforme se aproximam do fim. Este tipo de

comportamento é esperado para qualquer tipo de partícula ionizante, já que, de acordo com a Equação 3.25, a taxa de deposição de energia é inversamente proporcional à velocidade da partícula. O pico na taxa de deposição de energia próximo ao fim da trajetória, evidenciado pela maior espessura do rastro, é chamado pico de Bragg (LAGANÁ, 2013; MARTIN, 2006).

Além do ângulo de visualização, outros grandes problemas encontrados para as observações com a fonte beta foram o da blindagem e o da zona de visualização dos rastros. Não foram identificadas partículas à altura do orifício na blindagem fabricada em chumbo para a fonte beta, sugerindo que os elétrons observados não vinham do feixe colimado, mas sim de escapes nas junções das peças de chumbo.

Desse modo, as partículas beta observadas haviam sofrido perda de energia ao atravessar o meio do chumbo. Caso o alcance de tais partículas fosse utilizado na obtenção da energia cinética inicial, os valores obtidos seriam comprometidos, na medida em que não seria possível discernir quanto de energia foi perdida pela partícula ao atravessar o chumbo, especialmente para partículas que são tão facilmente desviadas em suas trajetórias.

Um novo aparato de chumbo, em formato cilíndrico ao invés de cônico, foi construído para colimação da fonte de césio-137, de modo a evitar o escape de partículas, exceto no orifício. Contudo, um segundo ensaio realizado com essa blindagem não resultou em nenhum traço visível, até que se voltasse à blindagem anterior. A fonte de chumbo com a segunda blindagem e ausência de traços a sua volta é mostrada na Figura 20.

Figura 20 – Fonte de césio-137 envolta na segunda construção da blindagem para colimação.



Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

O resultado descrito pode ter se devido à altura do feixe colimado com relação à base da câmara, de cerca de 2 cm. Segundo Laganá (2011, 2013), a altura da zona ótima de visualização dos rastros de partículas é cerca de 1 cm em relação à base da câmara. A ausência de traços para um feixe colimado a uma altura maior indica que, mesmo com as modificações na altura da câmara, não foi possível elevar a altura máxima de formação de rastros.

A elevação do orifício foi devida à blindagem original da fonte, que posiciona a pastilha a essa altura quando colocada na horizontal sobre a placa de alumínio. Foi cogitada a confecção de uma nova blindagem de menor espessura, feita completamente em chumbo. Contudo, limitações

de tempo para conclusão da pesquisa não permitiram a confecção de tal blindagem a partir da usinagem do chumbo.

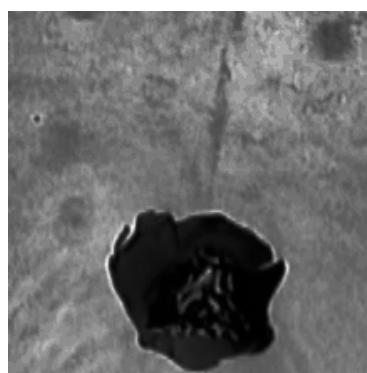
Brevemente, foi considerada uma abordagem mais rústica na confecção da nova blindagem, utilizando fita de chumbo. Contudo, não foi possível garantir a integridade da pastilha ao usá-la como molde para trabalhar a fita em sua volta, de modo que, por medida de segurança, essa ideia foi descartada.

5.3.2 Fonte de ^{241}Am

A fonte de radiação alfa utilizada neste trabalho foi uma placa metálica com liga de amerício obtida de um detector de fumaça de câmara de íons. A inscrição na parte externa do detector informava uma atividade menor do que 17,9 kBq, o que é condizente com o valor de $(6,5 \pm 0,4)$ kBq, encontrado no procedimento descrito no Apêndice B.

Após a inserção da fonte colimada na câmara, foram visualizados traços retos e espessos saindo diretamente do orifício na blindagem, como aquele mostrado na Figura 21. As características dos rastros condizem com a alta massa e alto poder de ionização das partículas alfa (COELHO, 2024; LAGANÁ, 2013; WOITHE, 2016). Em especial, nota-se que a maior taxa de deposição de energia das partículas torna o pico de Bragg mais visível do que aquele observado para partículas beta (LAGANÁ, 2013). O Apêndice C também mostra registros desses rastros.

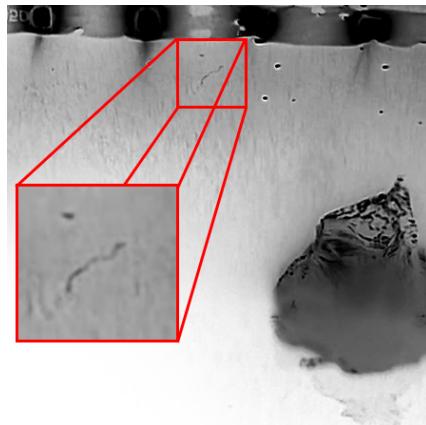
Figura 21 – Rastro de decaimento alfa registrado para a fonte de amerício-241.



Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

Junto aos rastros de partículas alfa, foram observados também rastros não característicos desse tipo de partícula, como aquele da Figura 22. A trilha curta e tortuosa indica um elétron advindo da ionização de átomos do meio, ou seja, um elétron de ionização secundária (LAGANÁ, 2011; WOITHE, 2016). Contudo, como o rastro surge fora da linha de disparo das partículas alfa, além de que, no vídeo capturado (Apêndice C), a trilha surge em sentido para baixo, o registro indica um possível elétron criado por uma partícula vinda de fora da câmara, tal qual um raio cósmico (LAGANÁ, 2011).

Figura 22 – Trilha de elétron de ionização secundária observada para a fonte de amerício-241.

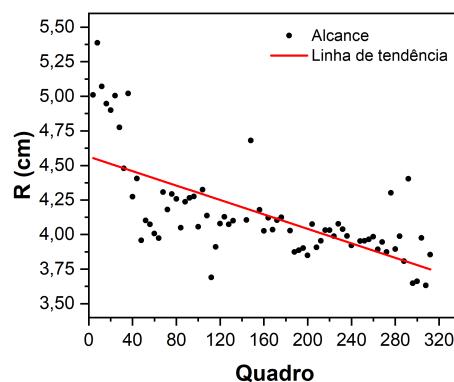


Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

Quanto ao alcance das partículas da fonte de amerício-241, é notável o contraste dos rastros desta radiação com aqueles de raios beta, especialmente devido à natureza quase que estática dos rastros pela duração do vídeo capturado. Em primeira análise, as trilhas mantém direção e comprimento de valores próximos, comportamento que reflete a natureza quantizada dos níveis de energia disponíveis para a partícula alfa dentro do núcleo.

Contudo, uma análise de quadros individuais da filmagem com o *software* ImageJ forneceu resultados que diferem daqueles esperados: o comprimento dos rastros de partículas alfa tem uma tendência à redução ao longo tempo, como mostrado no gráfico da Figura 23. Esse tipo de fenômeno não é esperado, especialmente em função do tempo, visto que as condições de decaimento são sempre as mesmas em qualquer instante para todos os nuclídeos de uma mesma espécie (KNIGHT, 2009a; CHUNG, 2001; DAS; FERBEL, 2003).

Figura 23 – Gráfico do alcance medido ao longo do tempo de vídeo.

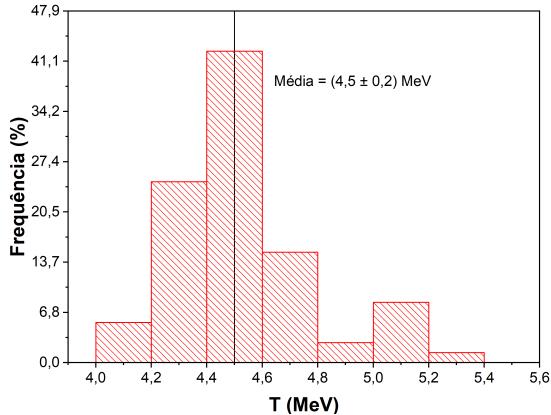


Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

O gráfico de distribuição de frequência das energias gerado para toda a filmagem obtida, mostrado na Figura 24, é distante da distribuição mostrada no gráfico da Figura 25, construído a partir dos dados de Bé et al. (2006b). Neste, é bem destacada a natureza quantizada das energias

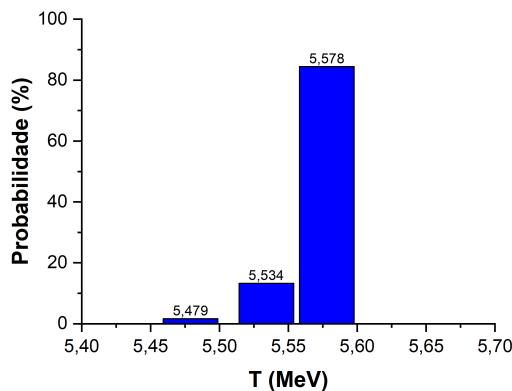
dos decaimentos, assim como a proximidade dos níveis de energia de decaimento, com pico de probabilidade para $T = 5,578$ MeV, enquanto os dados do histograma mostram uma distribuição ampla de energias, com média de $T = (4,5 \pm 0,2)$ MeV.

Figura 24 – Histograma gerado para as energias cinéticas obtidas para o vídeo completo.



Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

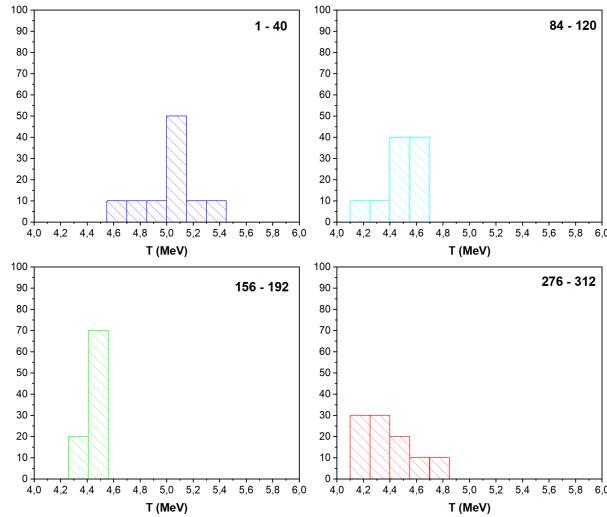
Figura 25 – Gráfico das energias de decaimento do núcleo de amerício-241.



Fonte: Dados de decaimento retirados de Bé et al. (2006b).

Na Figura 26, são apresentados histogramas para curtos intervalos de tempo de 40 quadros – pouco mais de um segundo. Para essa escala de tempo, percebe-se que, embora ainda haja uma redução na energia de pico, a distribuição é similar ao longo do tempo, com uma divisão de aproximadamente 20% e 80% para energias separadas em torno de 0,15 MeV. A exceção a essa observação é o histograma referente ao intervalo entre os quadros 276 e 312, que corresponde ao momento no vídeo em que rastros deixam de se formar de modo confiável, o que pode explicar a ausência do padrão sugerido nos outros gráficos.

Figura 26 – Histogramas gerados para os dados obtidos em intervalos de 40 quadros.



Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

Apesar das grandes variações e imprecisões estatísticas devido ao pequeno número de decaimentos registrados, assim como a dificuldade de se estabelecer incertezas para a pequena quantidade de dados em cada intervalo, os histogramas da Figura 26 ainda aparentam refletir a estrutura nuclear quantizada. Para apontar as semelhanças com maior precisão, seria necessária uma análise estatística mais aprofundada, com dados adicionais. Contudo, mais ensaios para a coleta desses dados não foram possíveis em decorrência do limite de tempo para execução desta pesquisa.

O menor valor para a energia de pico em relação à literatura pode se dever a perdas de energia durante o escape das partículas da liga de amerício (LAGANÁ, 2013), à prevalência de um ambiente diferente daquele da câmara no interior do tubo de colimação, ou a fatores relacionados a diferenças entre o meio de vapor de água utilizado nos cálculos e o meio real de etanol supersaturado da câmara.

Uma possível explicação para o deslocamento do pico de energia ao longo do tempo é que o aquecimento gradual da base da câmara pela troca de calor com o ambiente externo seja responsável por uma redução no alcance médio das partículas. Apesar da aproximação analítica obtida por Bethe e Blocke em (3.25), a deposição de energia ainda é, em essência, um fenômeno probabilístico, de modo que esta taxa depende de fatores além da energia da partícula (LAGANÁ, 2013; GIROLDO, 2024).

Conforme a temperatura da câmara aumenta, a agitação térmica das moléculas também cresce, de modo que a seção de choque para a partícula alfa também aumenta, tornando mais provável uma colisão com transferência de energia. Esse aumento no poder frenador leva a partícula a percorrer um menor caminho antes de perder toda sua energia, o que poderia ser também interpretado como uma menor energia da partícula, dentro da metodologia utilizada.

As referências utilizadas nesta pesquisa, como Berger et al. (2017), não tomam como

parâmetro a agitação térmica no meio, o que, somado às limitações de tempo para conclusão deste trabalho, não permitiu um aprofundamento no estudo desse fenômeno por meio de mais ensaios para coleta de dados experimentais.

6 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho foi construída uma câmara de nuvens de difusão para visualização dos rastros deixados por partículas de decaimentos radioativos de diferentes nuclídeos. Foram testadas diferentes versões da câmara, utilizando uma variedade de agentes refrigerantes, como soluções salinas em fase sólida e líquida, além de nitrogênio líquido, sendo este o único agente para o qual foi obtida boa supersaturação na câmara. Além disso, foi feita a caracterização da atividade, assim como construído aparato de colimação para fontes de radiação de americíio-241 e de césio-137. Também foi observada melhor formação de rastros para névoa de álcool etílico ao invés do álcool isopropílico, possivelmente em decorrência do maior momento de dipolo elétrico daquele. Foram verificadas as diferentes características nos traços das partículas de radiação, indicando maior carga e massa para partículas alfa do que para partículas beta. Em relação à deposição de energia no meio, foi possível notar a relação inversa entre a espessura do rastro e a velocidade da partícula, caracterizando os picos de Bragg. O alcance das partículas foi relacionado à energia cinética inicial de cada uma delas de forma qualitativa, mostrando uma grande diversidade de energias para as partículas beta e energias muito próximas e bem definidas para as partículas alfa. Com o uso do *software* ImageJ, foi possível medir o comprimento dos traços formados para partículas alfa, permitindo o cálculo de sua energia cinética inicial com o uso de dados disponíveis na literatura para o poder frenador de partículas alfa em atmosferas saturadas de vapor de água. A análise da distribuição de frequência das energias cinéticas das partículas aponta para a estrutura de níveis quantizados do núcleo atômico, contudo, não puderam ser obtidos dados suficientemente confiáveis para uma análise puramente quantitativa.

REFERÊNCIAS

- BÉ, M.; CHISTÉ, V.; DULIEU, C.; BROWNE, E.; BAGLIN, C.; CHECHEV, V.; KUZMENKO, N.; HELMER, R. L.; KONDEV, F.; MACMAHON, T. D. *Table of radionuclides* (Vol. 2 - A = 151 to 202). Sèvres, França: Bureau International des Poids et Mesures, 2006.
- BÉ, M.; CHISTÉ, V.; DULIEU, C.; BROWNE, E.; BAGLIN, C.; CHECHEV, V.; KUZMENKO, N.; HELMER, R. L.; KONDEV, F.; MACMAHON, T. D. *Table of radionuclides* (Vol. 3 - A = 3 to 244). Sèvres, França: Bureau International des Poids et Mesures, 2006.
- BERGER, M.; COURSEY, J.; ZUCKER, M.; CHANG, J. *Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions*. Gaithersburg, Maryland, E.U.A.: National Institute of Standards and Technology, 2017. Disponível em: <<https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/intro.html>>. Acesso em: 24 mai. 2025.
- CHUNG, K. C. *Introdução à Física Nuclear*. Rio de Janeiro: EDUERJ, 2001.
- COELHO, I. M. *Detecção e análise física de raios cósmicos através de câmaras de nuvens*. 47 p. Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharelado em Física) — Universidade Estadual Paulista (Unesp), Rio Claro - SP, 2024.
- CYBERPHYSICS. *Geiger Counter*. 2021. Disponível em: <<https://www.cyberphysics.co.uk/topics/radioact/Radio/geigerCounter.html>>. Acesso em: 21 ago. 2025.
- DAS, A.; FERBEL, T. *Introduction to Nuclear and Particle Physics*. 2. ed. Toh Tuck Link, Singapore: World Scientific, 2003.
- EISBERG, R. M.; RESNICK, R. *Física Quântica*: átomos, moléculas, sólidos, núcleos e partículas. Rio de Janeiro: Campus, 2009.
- FRISCH, O. R. *Progress in Nuclear Physics*. 2. ed. Oxford: Pergamon, 1961. v. 3.
- GIBBONS, J. P. *Khan's The Physics of Radiation Therapy*. 6. ed. [S.l.]: Wolters Kluwer Health, 2019.
- GIROLDO, L. F. L. *Câmara de Nuvens*: história, construção, parâmetros de funcionamento e aplicações. Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharelado em Física) — Universidade Estadual de Maringá, Maringá, 2024.
- HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; WALKER, J. *Fundamentos de física*: óptica e física moderna. 10. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2016. v. 4.
- HAYNES, W. M. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. 97. ed. Boca Raton, Florida, E.U.A.: CRC Press, 2017.
- HEWITT, P. G. *Física Conceitual*. 15. ed. Porto Alegre: Bookman, 2015.
- KAMATA, M.; KUBOTA, M. Simple cloud chambers using gel ice packs. *Physics Education*, IOP Publishing, v. 47, n. 4, p. 429, 2012.
- KNIGHT, R. D. *Física*: uma abordagem estratégica. 2. ed. Porto Alegre: Bookman, 2009. v. 4.
- KNIGHT, R. D. *Física*: uma abordagem estratégica. 2. ed. Porto Alegre: Bookman, 2009. v. 2.

- KNIGHT, R. D. *Física: uma abordagem estratégica*. 2. ed. Porto Alegre: Bookman, 2009. v. 3.
- KNOLL, G. F. *Radiation Detection and Measurement*. 4. ed. New York, E.U.A.: John Wiley & Sons, 2010.
- LAGANÁ, C. Estudo de raios cósmicos utilizando uma câmara de nuvens de baixo custo. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, SciELO Brasil, v. 33, p. 3302, 2011.
- LAGANÁ, C. Decaimentos nucleares em uma câmara de nuvens. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, SciELO Brasil, v. 35, p. 3314, 2013.
- LANGSDORF, A. A continuously sensitive diffusion cloud chamber. *Review of Scientific Instruments*, v. 10, n. 3, p. 91–103, 1939.
- L'ANNUNZIATA, M. F. *Radioactivity: introduction and history, from the quantum to quarks*. Amsterdã, Países Baixos: Elsevier, 2016.
- MALLEY, M. C. *Radioactivity: a history of a mysterious science*. Oxford: Oxford University Press, 2011.
- MARTIN, B. R. *Nuclear and Particle Physics*. West Sussex, England: John Wiley & Sons, 2006.
- MELISSINOS, A. C.; NAPOLITANO, J. *Experiments in Modern Physics*. 2. ed. San Diego, California, E.U.A.: Elsevier Science, 2003.
- NAKAMURA, K.; AMSLER, C.; GROUP, P. D. et al. Particle physics booklet. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Institute of Physics Publishing, v. 37, n. 7A, p. 075021, 2010.
- NATIONAL COUNCIL ON RADIATION PROTECTION AND MEASUREMENTS. *Health effects of low doses of radiation: Perspectives on integrating radiation biology and epidemiology*. Bethesda, Maryland, E.U.A.: NCRP, 2015.
- NIKJOO, H.; UEHARA, S.; EMFIETZOGLOU, D. *Interaction of Radiation with Matter*. Boca Raton, Flórida, E.U.A.: CRC Press, 2012.
- RADVANYI, P.; VILLAIN, J. The discovery of radioactivity. *Comptes Rendus. Physique*, v. 18, n. 9-10, p. 544–550, 2017.
- SCHONFELD, J. F. Measured distribution of cloud chamber tracks from radioactive decay: a new empirical approach to investigating the quantum measurement problem. *Open Physics*, De Gruyter, v. 20, n. 1, p. 40–48, 2022.
- SOUZA, L. W. G. de. *Revelando o Invisível com uma Câmara de Nuvens através de uma Proposta Investigativa*. 57 f. Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação em Física) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2017.
- TAUHATA, L.; SALATI, I. P. A.; PRINZIO, R. D.; PRINZIO, M. A. R. R. D. *Radioproteção e dosimetria: fundamentos*. 10. ed. Rio de Janeiro: IRD/CNEN, 2014.
- WOITHE, J. *Cloud Chamber: Do-it-yourself manual*. Geneva, Suíça, 2016. Disponível em: https://scoollab.web.cern.ch/sites/default/files/documents/20200521_JW_DIYManual_CloudChamber_v7.pdf. Acesso em: 5 abr. 2025.
- YOSHINAGA, K.; KUBOTA, M.; KAMATA, M. Simple cloud chambers using a freezing mixture of ice and cooking salt. *Physics Education*, v. 50, n. 1, p. 23, 2014.

APÊNDICE A – INTERAÇÃO ELETROMAGNÉTICA

A força eletromagnética é uma das quatro forças fundamentais do universo, junto às forças gravitacional, nuclear forte e nuclear fraca. A força atua sobre corpos que possuem carga elétrica, manifestando-se de dois modos principais: a eletricidade e o magnetismo (KNIGHT, 2009c).

A maior parte das técnicas de detecção de partículas envolve a interação eletromagnética, pois esta é uma interação de longo alcance – diferente das forças nucleares – e também de intensidade considerável – diferente da força gravitacional –, de modo que as interações entre partículas de mais fácil identificação ocorrem por meio dessa força (DAS; FERBEL, 2003).

Uma das primeiras técnicas utilizadas na identificação das radiações do urânio foi a caracterização por meio de um campo magnético (MALLEY, 2011). Esse tipo de campo é gerado por cargas em movimento, com intensidade e direção dadas pela equação em (A.1). Nota-se que o vetor campo magnético é perpendicular tanto à velocidade da carga quanto ao vetor que une a carga ao ponto r no espaço para o qual deseja-se obter o campo (KNIGHT, 2009c).

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\vec{v} \times \vec{r}}{r^3} \quad (\text{A.1})$$

A força magnética (\vec{F}_m) é a força resultante da interação de uma carga q de velocidade \vec{v} em um campo magnético \vec{B} , como dado pela equação em (A.2). Nota-se que o vetor força magnética é simultaneamente perpendicular aos vetores velocidade e campo magnético, propriedade descrita pelo produto vetorial em (A.2), de modo que o módulo de \vec{F}_m é dado em (A.2) (KNIGHT, 2009c).

$$\vec{F}_m = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (\text{A.2})$$

$$|\vec{F}_m| = qvB \cdot \sin \theta \quad (\text{A.3})$$

O método utilizado para a radiação do urânio foi o mesmo utilizado em tubos de raios catódicos: aplica-se um campo magnético perpendicular ao movimento das partículas, de modo que a força magnética atue como uma força centrípeta, colocando a partícula em movimento circular uniforme (MALLEY, 2011). No caso de perpendicularidade entre velocidade e campo magnético, o módulo da força magnética é dado em (A.4).

$$|\vec{F}_m| = qvB \quad (\text{A.4})$$

Contudo, também sabe-se que a força centrípeta que atua em um corpo que executa um MCU tem módulo dado em (A.5). Igualando essas duas expressões, é possível chegar à equação em (A.6), que dá a razão carga-massa da partícula, utilizada na sua caracterização. Para o caso

experimental em que se sabe a intensidade do campo aplicado e a velocidade da partícula, basta apenas medir o raio descrito pela partícula em seu trajeto (KNIGHT, 2009c).

$$F_{cp} = \frac{mv^2}{R} \quad (\text{A.5})$$

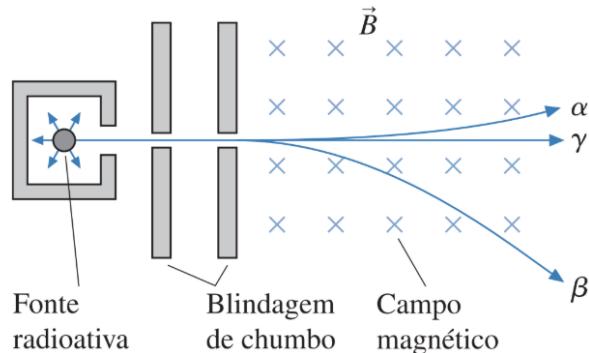
$$|\vec{F}_m| = F_{cp}$$

$$qvB = \frac{mv^2}{R}$$

$$\frac{q}{m} = \frac{v}{RB} \quad (\text{A.6})$$

A Figura 27 ilustra a diferença na curvatura percebida pelas diferentes partículas de radiação. Para a partícula gama, que não possui carga, não é identificada deflexão no seu movimento. Já as partículas alfa e beta são defletidas, ainda que em sentidos opostos, dado que a partícula alfa tem carga positiva, enquanto a beta tem carga negativa. Além disso, percebe-se uma menor deflexão na partícula alfa, devido à sua maior massa (KNIGHT, 2009a).

Figura 27 – Identificação da radiação através de seu desvio em um campo magnético.



Fonte: Adaptado de Knight (2009a).

Outra face da interação eletromagnética é a interação elétrica, observada especialmente no caso de cargas estáticas. A equação (A.7) descreve a força elétrica (F_e) entre duas cargas pontuais Q e q separadas por uma distância r . Também é possível descrever a interação em termos do campo elétrico (E) gerado pela carga Q , dado em (A.8), e que permite escrever a força elétrica que atua em q na forma mostrada em (A.9) (KNIGHT, 2009c).

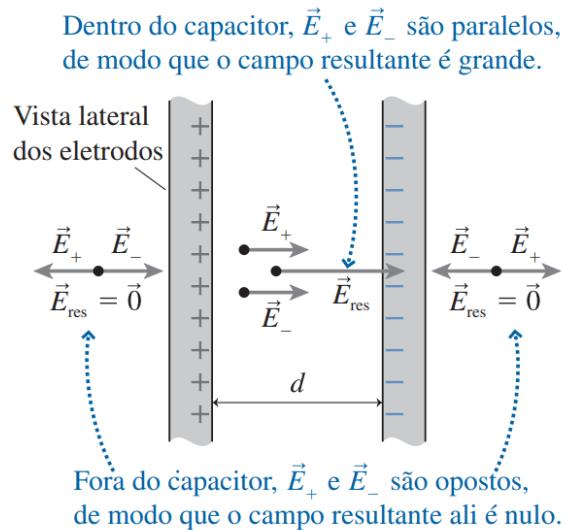
$$\vec{F}_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q \cdot Q}{r^3} \vec{r} \quad (\text{A.7})$$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^3} \vec{r} \quad (\text{A.8})$$

$$\vec{F}_e = q\vec{E} \quad (\text{A.9})$$

A natureza vetorial do campo elétrico também permite descrevê-lo para coletivos de cargas, como o capacitor de placas paralelas ilustrado na Figura 28, no qual duas placas com densidade de carga (η) de mesmo módulo e sinais opostos são postas em frente uma da outra, separadas por uma distância d . Entre as placas, é estabelecido um campo elétrico, de direção perpendicular à superfície das placas e sentido da placa positiva para a placa negativa (KNIGHT, 2009c). Nesse caso, o módulo do campo elétrico interno às placas é dado por (A.10).

Figura 28 – Os campos elétricos no interior e exterior de um capacitor de placas paralelas.



Fonte: Knight (2009c)

$$E = \frac{\eta}{\epsilon_0} \quad (\text{A.10})$$

Quando uma partícula carregada, como uma partícula alfa ou beta, se movimenta em um campo elétrico uniforme de módulo conhecido, é possível obter sua razão carga-massa a partir de uma análise de sua aceleração. Sabendo que a única força a atuar sobre a partícula é a força elétrica dada por (A.9), é possível utilizar a segunda lei de Newton (A.11) para chegar à relação em (A.12) (KNIGHT, 2009c).

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (\text{A.11})$$

$$q\vec{E} = m\vec{a}$$

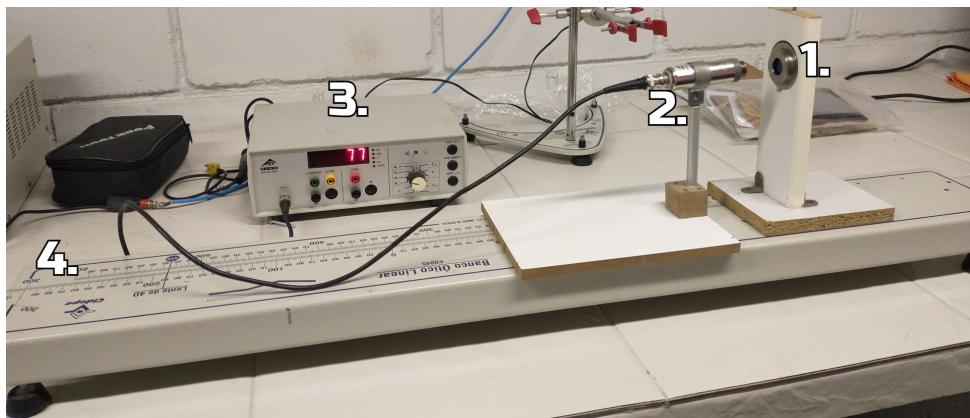
$$\frac{q}{m} = \frac{a}{E} \quad (\text{A.12})$$

APÊNDICE B – CARACTERIZAÇÃO DAS FONTES DE RADIAÇÃO

Para caracterização da atividade das fontes de radiação, foi utilizado um contador Geiger, de modo a fazer a contagem das partículas de radiação que atravessam o detector em um intervalo de tempo Δt . O aparato utilizado na caracterização está descrito na lista abaixo, em que os números se referem ao equipamento mostrado na Figura 29.

1. Suporte para fonte radioativa;
2. Contador Geiger-Müller;
3. Controle digital do contador;
4. Banco linear milimetrado.

Figura 29 – Aparato experimental utilizado na caracterização das fontes.



Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

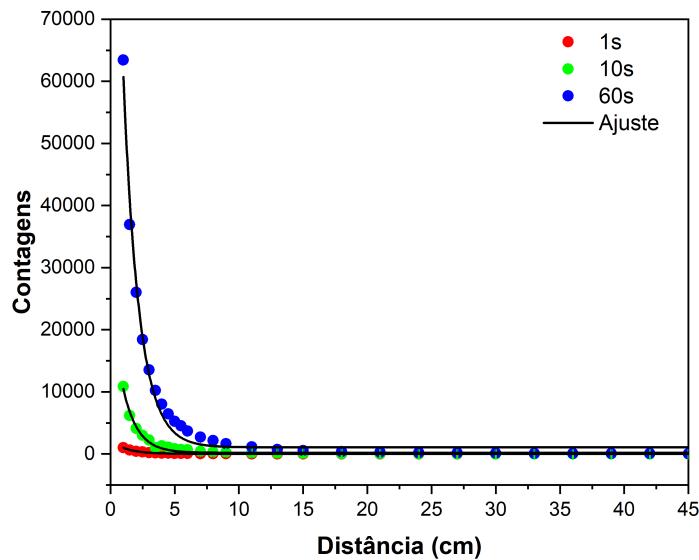
Inicialmente, garantiu-se que o detector estivesse alinhado de forma perpendicular à fonte radioativa, de modo a estar paralelo ao feixe de partículas. A partir daí, foi feita a medida da contagem de detecções em função da distância entre o detector e a fonte, medida com auxílio do banco linear milimetrado. As medidas foram feitas em intervalos de 1 s, 10 s e 60 s, variando a distância até que se percebesse variação mínima das contagens com o aumento da distância.

Após isso, os dados coletados para contagens em função da distância foram plotados em gráficos no software Origin Pro 2018, no qual foi feito o ajuste dos dados à curva do tipo $y = ae^{-b \cdot x} + y_0$, na forma da equação em (3.30), onde y é $I(x)$; a é I_0 , ou seja, a quantidade de partículas liberadas na fonte no intervalo Δt ; e b é μ , ou o coeficiente de atenuação; a constante y_0 representa a contribuição da radioatividade do ambiente no intervalo da medida. A atividade média da fonte (R) no intervalo da medida é dada pela relação em (B.1).

$$R = \frac{I_0}{\Delta t} \quad (\text{B.1})$$

Os ajuste exponencial dos dados obtidos para a fonte de césio-137 é mostrado na Figura 30, enquanto os resultados do ajuste estão dispostos na Tabela 5. Estes mostram uma atividade média de $R = 2,2(2) \times 10^3$ Bq, assim como um coeficiente de atenuação $\mu = 0,83(2) \text{ cm}^{-1}$.

Figura 30 – Gráfico de contagens *vs.* distância no ar para a fonte de césio-137.



Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

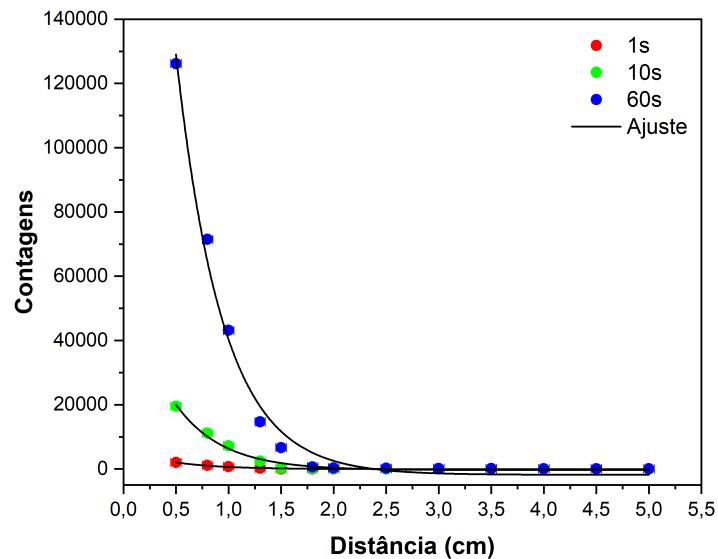
Tabela 5 – Resultados do *fit* exponencial realizado para o césio-137.

Δt (s)	I_0	R (Bq)	μ (cm^{-1})
1	$2,2(1) \times 10^3$	$2,2(1) \times 10^3$	0,80(4)
10	$2,5(1) \times 10^4$	$2,5(1) \times 10^3$	0,89(4)
60	$1,34(7) \times 10^5$	$2,2(1) \times 10^3$	0,81(4)
Média	–	$2,2(2) \times 10^3$	0,83(2)

Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

Já os dados obtidos para a fonte de amerício-241 têm seu ajuste exponencial mostrado na Figura 31, com os dados deste ajuste expostos na Tabela 6. Este estudo revelou que a fonte de amerício possui uma atividade média $R = 6,5(4) \times 10^3$ Bq, cerca de três vezes maior que a atividade da fonte de césio. Contudo, o coeficiente de atenuação obtido foi de $\mu = 2,3(1) \text{ cm}^{-1}$, o qual, quando comparado à outra fonte, se mostra condizente com as taxas de deposição de energia esperadas para partículas alfa e beta.

Figura 31 – Gráfico de contagens vs. distância no ar para a fonte de amerício-241.



Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

Tabela 6 – Resultados do *fit* exponencial realizado para o amerício-241.

Δt (s)	I_0	R (Bq)	μ (cm^{-1})
1	$6,5(7) \times 10^3$	$6,5(7) \times 10^3$	2,3(2)
10	$6,2(7) \times 10^4$	$6,2(7) \times 10^3$	2,2(2)
60	$4,1(3) \times 10^5$	$6,8(5) \times 10^3$	2,3(1)
Média	–	$6,5(4) \times 10^3$	2,3(1)

Fonte: Elaborado pelos autores (2025).

APÊNDICE C – REGISTROS DE VÍDEO DOS DECAIMENTOS

Abaixo, estão listados os vídeos gravados para os decaimentos observados na câmara construída neste trabalho, disponíveis *online* na plataforma YouTube.

- Radiação alfa do amerício-241: <<https://youtube.com/watch?v=YNtGd1cH3po>>
- Radiação beta do césio-137: <<https://www.youtube.com/watch?v=ipX3IKblXjU>>
- Radiação de ionização secundária: <<https://www.youtube.com/watch?v=h4qCP167Woc>>