

Estudo do poder de frenamento de partículas alfa na matéria

(*Stopping power study of alfa particles in matter*)

P. Fonseca, A. Zamorano, H. Luna e A.C.F. Santos¹

Instituto de Física, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, RJ, Brazil

Recebido em 18/11/2009; Aceito em 12/2/2010; Publicado em 17/1/2011

Seguindo a proposta de uma disciplina de mecânica quântica com enfoque em física experimental [P.R.S. Gomes e T.J.P. Penna, Revista Brasileira de Ensino de Física **10**, 34 (1988)], neste artigo apresentamos um método simples para o estudo da perda de energia de partículas alfa em ar, geralmente apresentado, quando disponível, em laboratório avançados no final dos cursos de graduação em física e física médica, onde apresentamos um método novo e simples para a determinação do poder de frenamento de partículas alfa no ar e a obtenção da curva de Bragg.

Palavras-chave: perda de energia, pico de Bragg, partículas alfa.

Following the proposal of a quantum physics course with an experimental emphasis [P.R.S. Gomes and T.J.P. Penna, Revista Brasileira de Ensino de Física **10**, 34 (1988)], in this work, we present a new simple method for the study of the stopping power of alfa particle in air, usually presented, when available, in advanced labs in physics and in medical physics courses. In this method, the Bragg's curve can be obtained both qualitative and quantitatively.

Keywords: stopping power, Bragg peak.

1. Introdução

A radioterapia é uma técnica bastante utilizada no tratamento de câncer. Essa técnica trabalha principalmente com feixes de fótons e elétrons; porém altas doses de radiação, que destroem o tumor, podem atingir também os tecidos normais, causando os efeitos colaterais. Objetivando minimizar esses efeitos os hádrons (geralmente prótons) constituem uma boa alternativa. Esses feixes conseguem atravessar os tecidos em profundidade e depositam sua energia a uma distância muito precisa. O aumento na energia depositada no final da trajetória e a alta eficiência biológica, conhecida como pico de Bragg, capacitam essas partículas para a radioterapia de tumores localizados em regiões de difícil acesso no corpo humano [1-2].

O processo de perda de energia das partículas carregadas é bastante distinto das radiações sem carga como os raios X ou γ e nêutrons. Um fóton ou nêutron incidente sobre um material pode passar através dela sem nenhuma interação e consequentemente sem nenhuma perda de energia, ou pode perder toda sua energia em um ou alguns poucos eventos catastróficos.

Já a partícula carregada interage através da força Coulombiana com os elétrons ou núcleos de praticamente todos os átomos pelos quais ela passe. A maior

parte dessas interações consome uma pequena parte da energia da partícula carregada e portanto sua energia vai diminuindo gradativamente como num processo de fricção. Portanto a probabilidade da partícula carregada atravessar um meio denso e longo sem nenhuma interação é nula.

As energias das partículas alfa emitidas por uma fonte de Amerício-241 (meia-vida de 433 dias) são 5,486 MeV (85%) e 5,443 (12,8%) [1-2], como a energia para excitar um elétron de um gás varia entre 25 e 40 eV [1-2] temos que para o ar ambiente uma partícula alfa sofre 10^5 interações antes de perder toda sua energia.

As interações coulombianas podem ser simplesmente caracterizadas pelo parâmetro de impacto b (Fig. 1) e pelo raio atômico a resultando assim em três tipos de interação para $b \gg a$, $b \sim a$ e $b \ll a$.

Quando a partícula carregada passa a uma longa distancia do átomo ($b \gg a$) ela exerce influencia sobre todo ele, de forma a distorcer a nuvem eletrônica, excitando e algumas vezes ionizando-o por ejeção de um elétron de uma camada de valência.

Como em geral as distâncias interatômicas são grandes, fica claro que grandes valores de b são muito mais prováveis e as interações leves acontecem em

¹E-mail: toni@if.ufrj.br.

maior quantidade sendo responsável por aproximadamente metade da perda de energia total da partícula carregada.

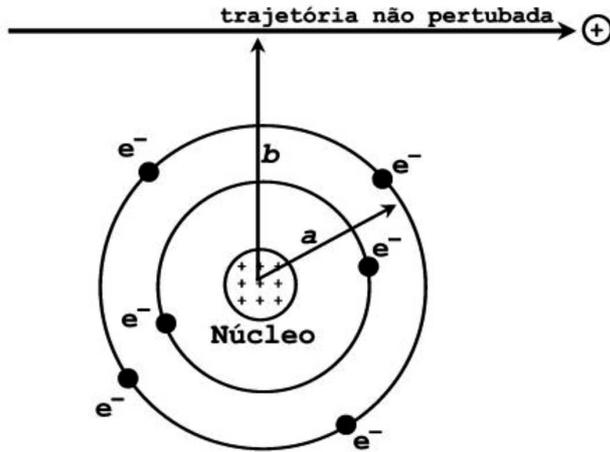


Figura 1 - Ilustração da interação de uma partícula carregada incidindo com parâmetro de impacto b com um átomo.

Quando o parâmetro de impacto é da ordem do núcleo atômico ($b \sim a$) a probabilidade da partícula interagir primariamente com um único elétron atômico é maior e portanto a energia cinética transmitida a esse elétron é grande, a esse elétron ejetado dá-se o nome de raio delta (δ). Os raios delta por sua vez dissipam sua energia ao se locomoverem através do meio.

A probabilidade de colisão dura depende dos efeitos de troca e portanto as equações de Stopping-Power incluirão ou não a dependência dessas colisão de acordo com o tipo de partícula.

No entanto, o número de colisões duras é bem menor do que de colisões suaves e a fração de energia primária das partículas gasta nesses dois processos e geralmente comparável.

Quando o parâmetro de impacto é muito menor que o raio atômico ($b \ll a$), a força coulombiana interage principalmente com o núcleo. Essa interação é muito mais relevante para elétrons que são espalhados em processos elásticos sem emitir raios X ou excitar o núcleo. A perda de energia é insignificante de forma a satisfazer a lei de conservação de momento para este tipo de colisão.

Os efeitos biológicos das radiações são consequência desses eventos primários produzidos em uma ou mais espécies de macromoléculas, principalmente o DNA. O estudo do mecanismo dessas interações é essencial para o desenvolvimento de técnicas modernas no que diz respeito ao tratamento de tumores. Quando uma partícula carregada com massa muito maior que a do elétron (partícula alfa, por exemplo) interage com o material, a energia (E) transferida por unidade de trajetória (x) é dada pela expressão [1-4]

$$S = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^2 z^2 N B}{mv^2}, \quad (1)$$

onde E , ze , v = energia cinética, carga e velocidade da partícula carregada, N = número de átomos por cm^3 do absorvedor, Z = número atômico do absorvedor, $\beta = v/c$, sendo c a velocidade da luz no vácuo e I = potencial de excitação e ionização.

A perda de energia depende do quadrado da carga da partícula e aumenta quando a velocidade diminui. O termo B é dado por

$$B = Z \left[\ln \frac{2mv^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]. \quad (2)$$

Uma vez que a massa das partículas alfa é muito maior que a massa dos elétrons, a quantidade de energia transferida em cada interação é relativamente pequena, para se ter uma perda significativa de energia são necessárias diversas interações. Estas interações não são relevantes em relação à mudança de direção da partícula alfa sendo esse papel reservado essencialmente às interações coulombianas com o núcleo (espalhamento de Rutherford).

A distribuição angular dessas partículas se baseia em pequenos ângulos, fazendo com que o desvio total das partículas alfa em relação a direção inicial de incidência seja pequena. Logo o alcance das partículas alfa de um feixe monoenergético apresenta uma pequena dispersão espacial. À medida que a partícula alfa perde velocidade, sua capacidade de ionizar as moléculas aumenta, atingindo um máximo no final de sua trajetória (pico de Bragg). A curva de perda de energia em função da trajetória recebe o nome de curva de Bragg.

A dependência com o inverso da energia do projétil a altas velocidades do poder de frenamento mostra que projéteis mais lentos interagem por um tempo maior com os elétrons do meio e, portanto podem ionizá-los mais eficientemente. O tempo característico de uma interação podem ser estimado como $\Delta t \sim b/v$ [5], ou seja, diretamente proporcional ao parâmetro de impacto b , e inversamente proporcional à velocidade do projétil. O alcance de uma partícula carregada com energia inicial E na matéria pode ser obtido pela integração do poder de frenamento

$$R = \int_0^R \frac{dE}{dx} dx = \frac{MA}{z^2 \rho N} f(\beta). \quad (3)$$

Na literatura muitas equações empíricas foram desenvolvidas para relacionar o alcance no ar e a energia de partículas alfa. Uma dessas equações é bastante precisa para partículas alfa com energia entre 4,0 e 11,0 MeV e é dada por

$$R = (0,005E + 0,285)E^{3/2}, \quad (4)$$

onde R é dado em cm e E em MeV (Fig. 2).

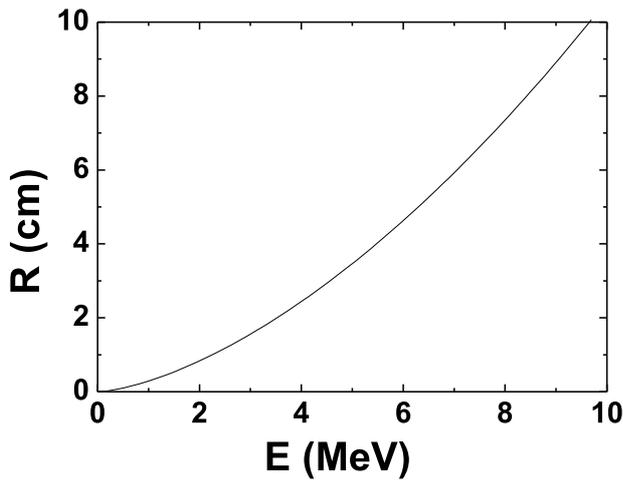


Figura 2 - Alcance de partículas alfa no ar em função da energia do projétil.

Seguindo a proposta de uma disciplina de mecânica quântica com enfoque em física experimental [6-9], neste artigo apresentamos uma metodologia simples para um experimento [3, 4] geralmente apresentado em laboratório avançados no final dos cursos de graduação em física e física médica. Este experimento, faz parte de uma série de práticas [9-12] adotadas no curso de Laboratório de Física Corpuscular para alunos do oitavo período do Curso de Bacharelado em Física do Instituto de Física da UFRJ.

2. Procedimento experimental

O poder de frenamento de partículas alfa com energia de 5,47 MeV foi medido através de sua emissão por uma fonte de Amerício (Am^{241}). A distância entre a fonte e o detector semicondutor de Silício foi variada de 1,0 mm para cada medição. Os dados foram obtidos com o auxílio de um analisador multicanal e/ou um osciloscópio que forneceu os valores de potenciais para cada valor de distância. As partículas alfa depositam sua energia no detector. No caso de detectores semicondutores a energia mínima para a produção de pares é cerca de 3 eV. O número de portadores de carga (N) formados será proporcional a

$$N = \frac{E}{w}, \quad (5)$$

onde E = energia das partículas alfa incidentes e w = energia necessária para produção de portadores de carga.

Uma vez que os detectores semicondutores são essencialmente produtores de carga, um pulso de altura V aparece através de uma capacitância intrínseca do detector. Lembrando que

$$V = \frac{Q}{C}, \quad (6)$$

onde Q = carga coletada no detector e C = capacitância intrínseca do detector.

Determina-se assim a energia depositada no detector, já que a altura do pulso V está relacionada com a energia através das Eqs. (5) e (6). Para fins de calibração, foi estabelecido que a energia de 5,47 MeV corresponderia a distância em que o detector estaria o mais próximo possível da fonte, onde observa-se sinais com uma altura máxima.

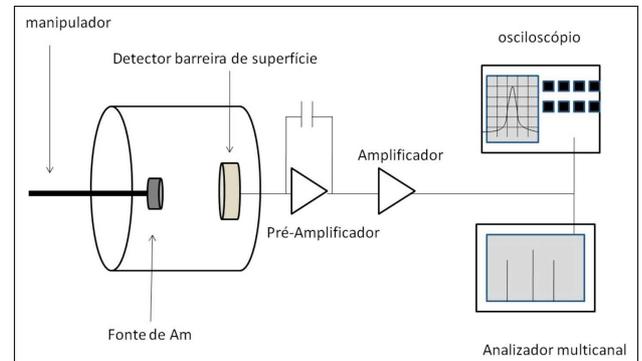


Figura 3 - Esquema do aparato experimental.

Na Fig. 4 temos o espectro proveniente da detecção da partícula alfa em vácuo (vermelho) e com a câmara a pressão atmosférica (preto) para diversas distancias entre a fonte e o detector. Como esperado pode-se observar um deslocamento do espectro para tensões de pulso mais baixas, consequentemente energias mais baixas (perda de energia) e um alargamento do espectro, ambos devido as colisões com as moléculas do ar. Este alargamento se deve ao aumento da dispersão em energia ("straggling") a medida que a partícula alfa atravessa a matéria. Outro fenômeno que se pode notar é a diminuição do numero de contagens a medida que afastamos a fonte do detector. Isto ocorre devido à diminuição do angulo solido de detecção.

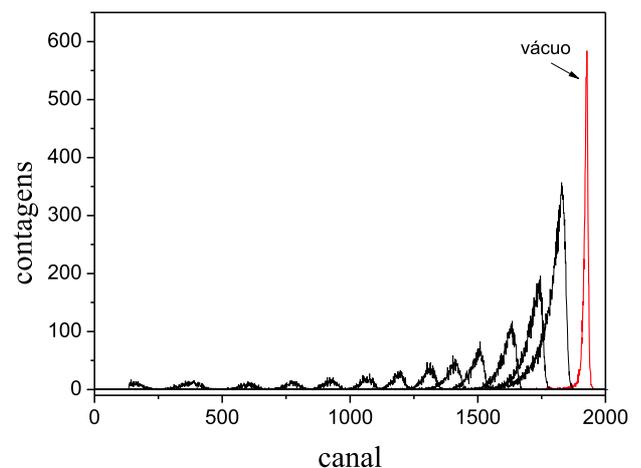


Figura 4 - Espectro de detecção da partícula alfa no detector de estado solido (barreira de superfície) em vácuo (vermelho) e a pressão atmosférica (preto).

3. Resultados

Para a energia de 5,47 MeV a fórmula empírica (Eq. (4)) do alcance fornece $R = 39,95$ mm. O gráfico de energia *vs.* distância obtido pode ser conferido na Fig. 5, onde a altura do sinal foi convertida em energia final da partícula alfa.

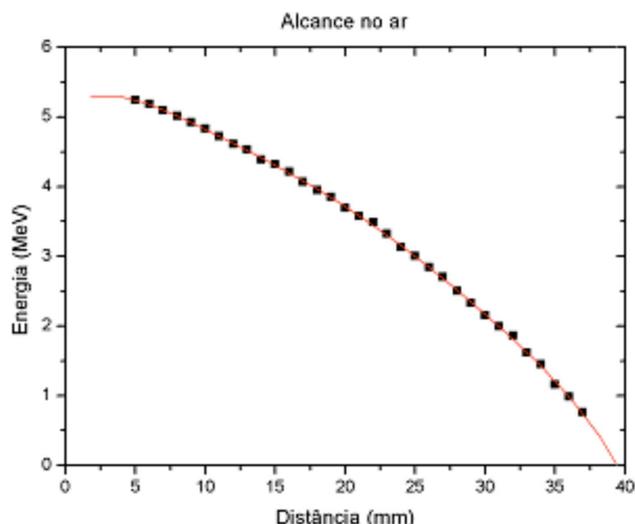


Figura 5 - Energia das partículas alfa (medida através da altura dos pulsos provenientes do detector barreira de superfície, após calibração) em função da distância do detector à fonte.

Fazendo um ajuste com um polinômio do 6º grau, obtemos um zero em dE (Fig. 5) em $R = 39,96$ mm que possui uma discrepância menor que 1% do valor esperado. Forçando para zero os valores acima de 39,96 mm e tirando a derivada dos pontos obtidos no gráfico anterior (no nosso caso usando o software Origin), obtém-se a perda de energia em função da trajetória da partícula (curva de Bragg). A Fig. 6 mostra a curva de Bragg para partículas alfa de 5,49 MeV no ar. A figura apresenta um pico em ~ 37 mm (pico de Bragg).

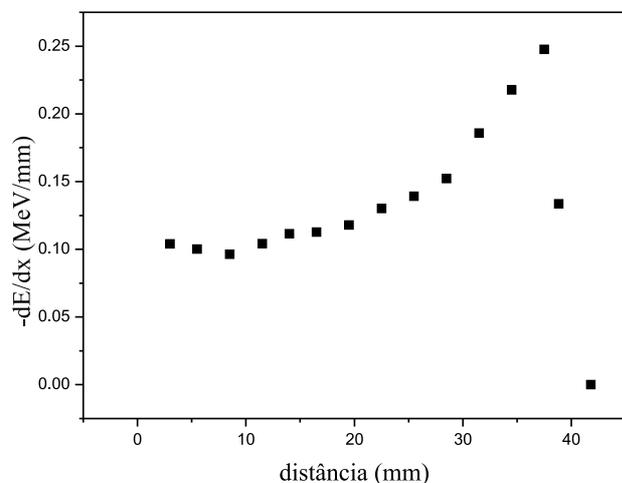


Figura 6 - Curva de Bragg para partículas alfa (5,5 MeV) no ar.

Uma comparação interessante pode ser feita, convertendo-se o eixo x (distância) para energia da partícula e comparar com o cálculo semi-empírico do programa SRIM [13] que calcula a perda de energia de íons na matéria, neste caso ar seco (opção do programa de alvo que mais se aproxima das condições experimentais). Como podemos observar na Fig. 7 há uma excelente concordância dos dados experimentais com o cálculo do SRIM.

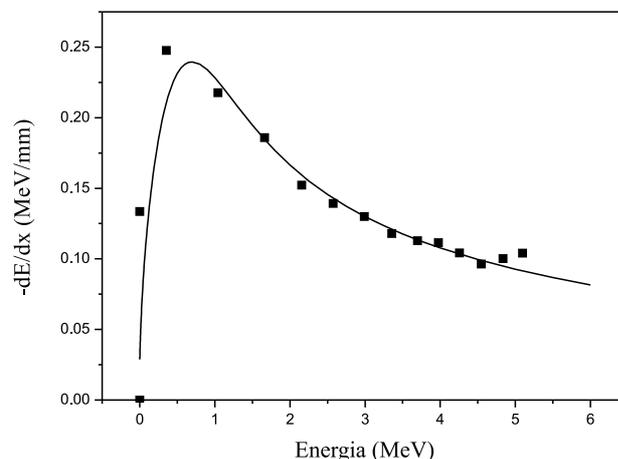


Figura 7 - Perda de energia em unidades de MeV/mm de partículas alfa de 5,5 MeV em ar em função da energia. Dados experimentais (quadrados) e cálculo utilizando programa SRIM [13] (linha contínua).

4. Sumário

Foi descrito uma metodologia simples para a obtenção da curva de Bragg, própria a ser apresentada em cursos de laboratório avançado para os cursos de física e física médica. As medidas de alcance da partícula alfa no ar se adequaram com bastante precisão as leis empíricas existentes na literatura. Foi possível observar o pico de Bragg. Para esta prática, os alunos levam não mais do que uma hora, geralmente meia-hora.

Referências

- [1] G.F. Knoll, *Nuclear Radiation Detection* (John Wiley & Sons, Nova York 1979).
- [2] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (Springer-Verlag, Heidelberg, 1987).
- [3] D.G.H. Andrews, *Eur. J. Phys.* 29, **1077** (2008).
- [4] M..J.W. Elliot and C.M.H. Smith, *Eur. J. Phys.* **2**, 75 (1981).
- [5] R.D. DuBois, O.G. de Lucio and A.C.F. Santos, in *Radiation Physics Research Progress*, edited by Aidan N. Camilleri (Nova Science Publishers, Inc., Nova York, 2008), p. 105-154.
- [6] P.R.S. Gomes, T J.P. Penna, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **10**, 34 (1988)

- [7] P.R.S. Gomes, S. B. Moraes, M. S. Santos, I. Costa e L. de Almeida, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **18**, 265 (1996).
- [8] R. Meigikos dos Anjos, A. Facure, K.C. Damasio Macario, E.M. Yoshimura, J.A.P. Brage, E.M. Terra, H. Tompakow, P.R.S. Gomes, C.E. Alhanati, S.N.M. Cardoso, M.D.N. Santoro e A.L. Boyd, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **22**, 60 (2000).
- [9] P. Fonseca, A.C.F. Santos e E.C. Montenegro, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **29**, 373, (2007).
- [10] A.C.F. Santos, S.D. Magalhães and N.V. de Castro Faria, *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research B* **261**, 264 (2007).
- [11] D. A. Sinflorio, P. Fonseca, L.F.S. Coelho, A.C.F. Santos, *Phys. Educ.* **41**, 539 (2006).
- [12] V. Ovalle, D.R. Otomar, J.M. Pereira, N. Ferreira, R.R. Pinho and A.C.F. Santos, *Eur. J. Phys.* **29**, 251 (2008).
- [13] <http://www.srim.org/>.