

# A Blindagem Eletrônica do Núcleo Atômico

L. Velez<sup>1</sup>, J. Spinelly<sup>2</sup>, M. L. F. Freire<sup>3</sup>

*Departamento de Física, Universidade Estadual da Paraíba, Campina Grande-PB, Brasil.*

<sup>1</sup>velezfisica@gmail.com

<sup>2</sup>jean.spinelly@gmail.com

<sup>3</sup>morganafreire@uepb.edu.br

*(Recebido em 24 de maio de 2010; aceito em 30 de junho de 2010)*

Neste trabalho analisamos o efeito de blindagem eletrônica sobre o processo de espalhamento de partículas carregadas por átomos. Para tanto, consideramos a blindagem produzida por uma distribuição de cargas negativas que decai exponencialmente com o quadrado da distância do núcleo. Concluímos que à medida que nos afastamos do núcleo esta forma de distribuição altera consideravelmente as trajetórias das partículas carregadas incidentes. Com esta distribuição o efeito de blindagem foi maior que os das distribuições de cargas uniforme, esférica e de Rutherford.

Palavras-chave: Espalhamento, modelo atômico, distribuição de cargas.

In this paper we analyze the effect of electronic screening on the atomic scattering process. Here, we consider the screening of a negative charge distribution that decays exponentially with the square of the distance from the nucleus. We conclude that such charge distribution significantly changes the trajectories of the incident charged particles. With this distribution the screening effect was larger than the uniform, spherical and Rutherford charge distributions.

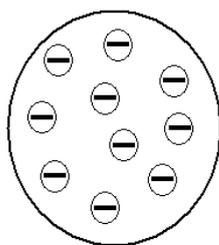
Keywords: Scattering, atomic model, charge distribution.

## 1. INTRODUÇÃO

O homem através da observação dos materiais que o cerca, tem procurado desvendar os mistérios das diminutas partículas que constituem a matéria – os átomos. Os modelos atômicos mais recentes não surgiram repentinamente, mas somam um período de mais de 2000 anos.

Para se ter uma idéia, cinco séculos antes de Cristo os filósofos gregos já faziam especulações a respeito da estrutura da matéria e foram eles que introduziram a primeira ideia de átomo.

Em 1897, com as experiências das cargas elétricas, J. J. Thomson mostrou que os átomos contêm partículas de carga negativa - os elétrons, e positiva. Fato que levou ao problema de como seria a distribuição das cargas positivas e negativas [1]. Como consequência do trabalho experimental, Thomson propôs um modelo de átomos, segundo o qual os elétrons carregados negativamente estariam localizados no interior de uma distribuição contínua de cargas positivas [2]. O modelo de Thomson ficou conhecido como “pudim de ameixas” (Figura 1), em que as ameixas representavam os elétrons, os quais podiam ser facilmente removidos.



*Figura 1: Modelo de Thomson para o átomo. As cargas elétricas estão imersas em meio de cargas positivas.*

O início do século XX coincidiu com um grande progresso nos conhecimentos a respeito do átomo. Em 1909, a experiência de Geiger e Marsden (1909), de análise da distribuição angular das partículas  $\alpha$  espalhadas ao atravessarem uma folha fina de metal, foi importante, tanto histórica como conceitualmente, pois os resultados demonstraram a inconsistência do modelo de J. J. Thomson para a estrutura do átomo e a necessidade da elaboração de um novo modelo [3].

Em 1911, Ernest Rutherford, um ex-aluno de Thomson, a partir da análise de experiências sobre o espalhamento de partículas  $\alpha$  por átomos, levou a uma modificação no modelo atômico - a introdução do modelo nuclear.

A exposição desta folha fina de ouro, às partículas  $\alpha$  foi uma das experiências relevantes (de um conjunto de vários experimentos), cujo objetivo foi a observação das trajetórias dessas partículas  $\alpha$ . Através das medidas dos ângulos de deflexão dessas partículas, ao atravessarem a folha de ouro, foi possível obter informações sobre a sua estrutura

De acordo com o modelo de Thomson, o que se poderia esperar é que as partículas  $\alpha$ , bastantes energéticas, atravessassem a folha de ouro sem grandes desvios (Figura 2). O átomo deveria ser constituído por algum tipo de fluido de forma esférica, com uma distribuição contínua de carga positiva, e de elétrons com carga negativa distribuídos no fluido em número suficiente para que a carga total do sistema fosse nula. Então, desvios não deveriam existir devido às partículas  $\alpha$  serem mais leves do que os átomos constituintes da folha de ouro e os elétrons, pelo seu tamanho, terem dificuldades de desviar as trajetórias. No entanto, mesmo que a maioria das partículas  $\alpha$  não tenha sofrido mudanças nas suas trajetórias, o inesperado aconteceu. Algumas dessas partículas retornavam, ou seja, eram refletidas pela folha em direção a fonte e outras atravessavam a folha desviando ligeiramente suas trajetórias (Figura 3). Valendo salientar que Rutherford já sabia que as partículas  $\alpha$  eram átomos de hélio duplamente ionizados, ou sejam, partículas positivamente carregadas.

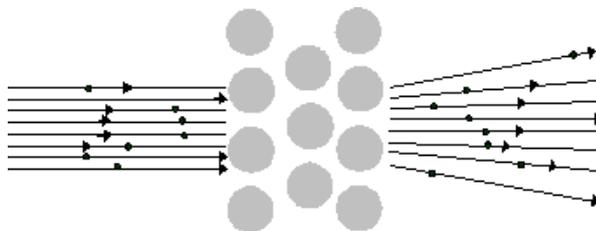


Figura 2: Partículas  $\alpha$  atravessando uma camada constituída de seus átomos sem sofrerem desvios, segundo o modelo de Thomson.

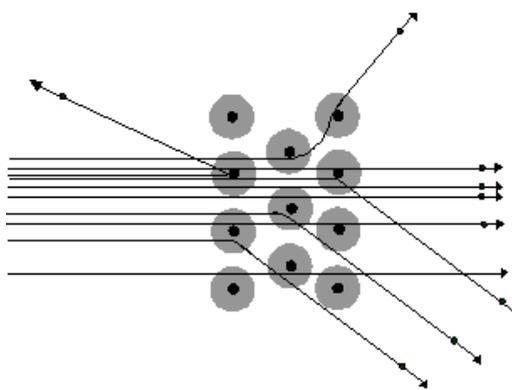


Figura 3: Partículas  $\alpha$  atravessando uma camada constituída de seus átomos sofrendo vários desvios segundo o modelo de Rutherford. “Os desvios devem-se ao efeito de blindagem do núcleo”.

Para explicar esses resultados Rutherford foi levado a propor um novo modelo para o átomo: o modelo nuclear do átomo. O átomo deveria, então, ser constituído por um núcleo positivo extremamente pequeno (com raio da ordem de  $10^{-12}$  cm) localizado no centro de uma esfera muito maior (com raio da ordem de  $10^{-8}$  cm), na qual a carga negativa dos elétrons se acha distribuída aproximadamente uniforme.

Este modelo ficou conhecido como modelo nuclear (ou modelo planetário para o átomo), semelhante ao sistema solar, em que os elétrons deveriam girar ao redor de uma pequena região, denominada de núcleo, como os planetas ao redor do sol, só que governados pela interação eletrostática (Figura 4).

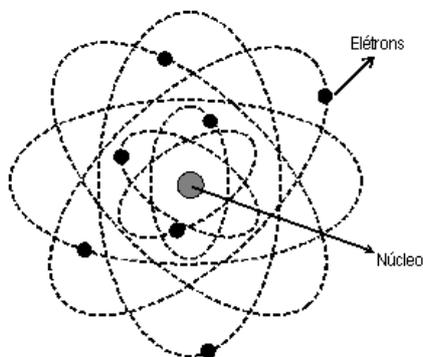


Figura 4: Modelo de Rutherford para o átomo.

Pelo modelo de Thomson as partículas  $\alpha$  não poderiam apresentar mudanças drásticas nas suas trajetórias, as mudanças deveriam ser pequenas de forma que as trajetórias seriam, aproximadamente, retilíneas.

Como isso não aconteceu surgiu o modelo nuclear do átomo. Com o modelo do átomo nuclear, foi possível explicar o efeito de retro-espalhamento ou de grandes desvios sofridos pelas partículas. A explicação dos resultados foi à seguinte: as partículas  $\alpha$  que retornavam, eram as que chegavam mais próximas ao núcleo e por conseqüência disso sofriam uma força repulsiva imensa. Quase todas as demais partículas eram ligeiramente desviadas (ou prosseguiram sem desvios), porque ao atravessarem o átomo passavam longe do núcleo, ou onde a força repulsiva era menor.

Para modelar seus resultados Rutherford considerou duas variáveis: o parâmetro de impacto e o ângulo de dispersão. O parâmetro de impacto é a distância existente entre a direção da partícula incidente e o centro de forças. Se a partícula foi dispersada pelo núcleo, esta se distancia do centro de forças seguindo uma trajetória que tende assintoticamente a uma linha reta e, o ângulo entre esta reta e o eixo horizontal foi denominado de ângulo de dispersão. Assim, foi obtida uma expressão que considerou a secção eficaz diferencial de dispersão, confirmada por experiências e que deu lugar a um novo modelo de átomo – modelo nuclear.

No seu modelo original Rutherford não considerou a existência da densidade de elétrons ao redor do núcleo. Em trabalhos como o de Silva et al. [4] foi considerado distribuições de carga blindando o núcleo dos tipos: casca esférica e uniforme.

Neste trabalho queremos analisar o efeito da blindagem eletrônica do núcleo atômico, usando o modelo de átomo proposto por Rutherford, produzido por uma distribuição de cargas negativas (elétrons) que decai exponencialmente com o quadrado da distância à medida que nos afastamos do núcleo e comparar nossos resultados com outros existentes na literatura [4].

## 2. EFEITOS DA BLINDAGEM ELETRÔNICA: ESPALHAMENTO DE RUTHERFORD

No problema que abordaremos aqui, consideraremos uma distribuição de carga volumétrica e não uniforme blindando o núcleo. Admitiremos uma densidade de cargas,  $\rho$ , que decai exponencialmente com o quadrado da distância do núcleo, ou seja,

$$\rho(r) = \begin{cases} -\frac{Ze}{4\pi\beta(R)} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) & , \quad r \leq R; \\ 0 & , \quad r > R \end{cases} \quad (1)$$

onde  $R$  é o raio do átomo,  $Ze$  a carga do núcleo e  $a$  uma constante arbitrária, que possui dimensão de distância, uma vez que o argumento da exponencial é uma quantidade adimensional. Por sua vez, a função  $\beta(r)$  é definida por:

$$\beta(r) = \int_0^r dr' r'^2 \exp\left(-\frac{r'^2}{a^2}\right) \quad (2)$$

Pela lei de Gauss, se uma partícula carregada estiver ocupando uma posição  $r$ , dentro de uma esfera carregada de raio  $R$ , a mesma sofrerá apenas a ação das cargas que estão no interior da esfera de raio  $r$  [5]. Deste modo, quando a partícula estiver numa posição  $r$ , dentro da esfera de raio  $R$ , sentirá a ação de uma carga efetiva dada por:

$$q_{ef}(r) = Ze + q(r), \quad (3)$$

onde

$$q(r) = \oint_V \rho dV = -\frac{Ze}{\beta(R)}\beta(r), \quad (4)$$

sendo  $V$  o volume delimitado pela esfera de raio  $r$ . Desse modo, podemos reescrever a carga efetiva como sendo:

$$q_{ef}(r) = Ze \left[1 - \frac{\beta(r)}{\beta(R)}\right]. \quad (5)$$

De acordo com o teorema das cascas, como a distribuição de cargas tem simetria esférica, o potencial gerado pela carga efetiva,  $q_{ef}$ , na posição em que se encontra a partícula  $\alpha$ , é sentido pela partícula como se toda a carga estivesse concentrada em um único ponto. Portanto, o potencial produzido pela carga efetiva é dado por:

$$\phi_{ef}(r) = \frac{Ze}{r} \left[1 - \frac{\beta(r)}{\beta(R)}\right]. \quad (6)$$

Conhecido este potencial de interação, temos que a Lagrangiana que descreve o sistema, em coordenadas polares, é descrita por:

$$L = \frac{1}{2}m \left[\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2\right] - \frac{2Ze^2}{r} \left[1 - \frac{\beta(r)}{\beta(R)}\right]. \quad (7)$$

Utilizando a equação de Euler-Lagrange [6, 7], e fazendo  $r = 1/u$ , encontramos a equação diferencial que expressa a trajetória da partícula  $\alpha$ , ou seja,

$$\frac{d^2u}{d\theta^2} + u = -\frac{D}{2b^2} \left\{1 + \frac{1}{\beta(R)} \left[\beta\left(\frac{1}{u}\right) + \frac{1}{u^3} \exp\left(-\frac{1}{u^2a^2}\right)\right]\right\}, \quad (8)$$

onde  $D = 4Ze^2/mv_0^2$ , sendo  $m$  e  $v_0$  a massa e a velocidade inicial da partícula  $\alpha$ , respectivamente. A constante  $b$  é o parâmetro de impacto. Podemos observar que os últimos termos que aparecem na equação acima são devido ao fato de estarmos considerando a blindagem eletrônica. Se não levarmos isto em conta, a equação acima coincide com aquela obtida nos cálculos de espalhamento para o modelo sem blindagem, o qual foi proposto por Rutherford [6].

### 3. RESULTADOS NUMÉRICOS

A equação diferencial (8) não apresenta uma solução algébrica, sendo necessária a utilização de métodos numéricos para obtenção da solução da mesma. Apresentaremos agora o resultado numérico do nosso problema. A Figura 5 representa a trajetória, seguida pela partícula  $\alpha$ , quando consideramos o efeito de blindagem eletrônica produzida por uma densidade de cargas negativas, que decai exponencialmente com o quadrado da distância à medida que nos afastamos do núcleo. Nesta Figura, as diferentes trajetórias correspondem a diferentes valores da constante  $a$ .

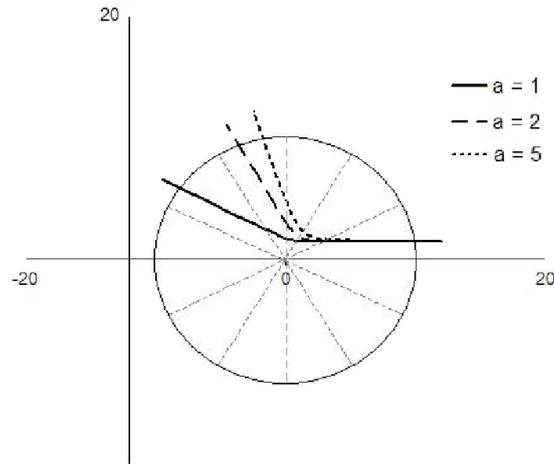


Figura 5: Trajetórias seguidas pela partícula  $\alpha$  considerando uma distribuição que decai exponencialmente com o quadrado da distância para três valores da constante  $a$ . Nesta figura, estamos considerando  $b = 1, 5$ ;  $D = 2$  e  $R = 10$ .

Podemos observar que, quando variamos o valor da constante  $a$ , e conseqüentemente a forma da distribuição de cargas, a trajetória da partícula  $\alpha$  também varia. Em outras palavras, observamos que existe uma dependência do ângulo de espalhamento com a constante  $a$  e, assim, com a forma da distribuição. É claro que não conseguimos obter uma expressão algébrica para este ângulo, devido ao fato de que, para esta distribuição, a equação da trajetória não possui uma solução algébrica, restando-nos apenas uma análise numérica.

O efeito de blindagem no espalhamento Rutherford foi estudado por Silva et al [4]. Estes autores consideraram a presença dos elétrons no cálculo do espalhamento e mostraram como isto influencia no desvio do feixe de partículas  $\alpha$ . Consideraram duas distribuições distintas de cargas. A Figura 6 apresenta uma comparação entre os nossos resultados, os obtidos por estes autores e aqueles obtidos por Rutherford, mostrando as diferentes trajetórias da partícula  $\alpha$  para cada modelo considerado.

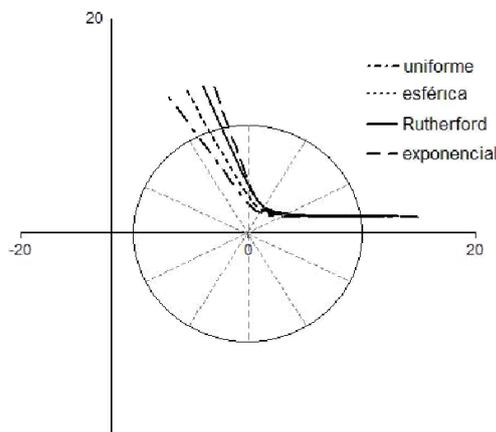


Figura 6: Diferentes trajetórias seguidas pela partícula  $\alpha$  para cada um dos modelos considerados.

Rutherford definiu o raio do núcleo,  $r_0$ , como sendo a menor distância ao periélio para partículas incidentes com uma dada energia, na situação em que  $b = 0$ . Analisando o espalhamento nesta condição, ou seja,  $b = 0$ , observamos que a presença dos elétrons também produz uma correção no raio do núcleo. De fato, considerando  $D = 1$ ,  $R = 10$  e fazendo  $b \rightarrow 0$ , verificamos que, para a distribuição que decai exponencialmente com  $a = 2$ , o raio do núcleo é dado por  $r_b \approx 0,943r_0$ . É claro que, como mostra a Figura 7, esta correção depende da constante  $D$ .

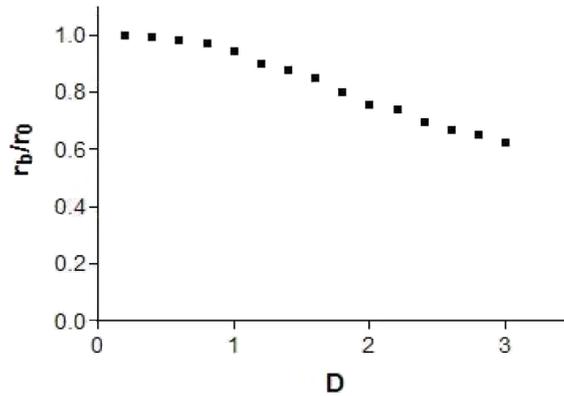


Figura 7: Dependência da razão  $r_b/r_0$  com a constante  $D$ , considerando  $a = 2$  e  $R = 10$ .

Uma justificativa para o uso da distribuição de cargas negativas (elétrons), que decai exponencialmente como o quadrado da distância (gaussiana), pode ser dada através da densidade de probabilidade para um átomo de um elétron que é do tipo:

$$|\psi|^2 \sim r^{2\ell} e^{-Ar^2} \tag{9}$$

Para  $N$  elétrons uma combinação linear dessas densidades realizadas apropriadamente, tal como:

$$\begin{aligned} |\psi|^2 &\sim r^2 e^{-Ar} + r e^{-Ar} - r + 1 + \dots \\ &\sim 1 - A^2 r^2 + \frac{1}{2} A^2 r^4 + \dots \\ &\sim e^{-Ar^2}, \end{aligned} \tag{10}$$

representa, razoavelmente, o comportamento gaussiano (Figura 8), já que nosso mundo é governado pela mecânica quântica.

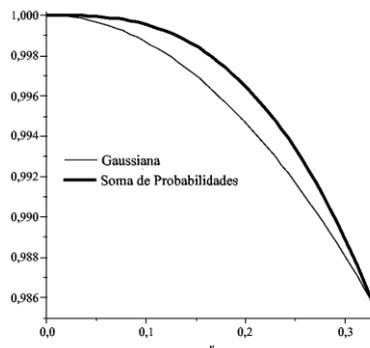


Figura 8: Representação da gaussiana e da combinação linear de probabilidades em função do raio  $r$  para  $A = 10/75$ .

#### 4. CONCLUSÕES

Considerando uma distribuição de cargas, que decai exponencialmente com o quadrado da distância, blindando o núcleo, chegamos a um resultado numérico que mostrou como esta forma de distribuição altera o ângulo de espalhamento das partículas  $\alpha$ . Outro resultado obtido a partir da análise do espalhamento foi que a influência dos elétrons no processo de espalhamento produz uma correção no raio do núcleo.

Em linhas gerais, estes resultados nos mostram que a distribuição de cargas negativas (blindagem eletrônica), seja ela qual for, deve ser levada em conta nos cálculos do espalhamento, pois as mesmas produzem correções nos resultados sem blindagem, previstos por Rutherford.

- 
1. FRANCISCO, R. H. P. O átomo. *Revista Eletrônica de Ciências*, n. 3, janeiro, São Carlos, 2002.
  2. EISBERG, R.; RESNICK, R. *Física quântica: átomos, moléculas, sólidos, núcleos e partículas*. Rio de Janeiro: Elsevier, 1979.
  3. TERINI, R. A.; CAVALCANTE, M. A.; PAES, C. E. de B.; VICENTE, V. E. J. de S. Utilização de métodos computacionais no ensino: a experiência de Geiger e Marsden no espalhamento de partículas alfa. *Caderno Catarinense de Ensino de Física*, vol. 11, n. 1, p.33-42, abril, 1994.
  4. SILVA, H.; HABESCH, R.; BAGNATO, V. F. Conexão de Blindagem Eletrônica no Espalhamento Rutherford. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, vol. 19, n. 2, junho, 1997, p. 263-265.
  5. HALLIDAY, D.; RESNICK, R; WALKER, J. *Fundamentos da Física*, vol. 3, 6 ed., Rio de Janeiro, LTC, 2002.
  6. SYMON, K. R. *Mecânica*. Rio de Janeiro, Campus, 1996.
  7. GOLDSTEIN H. *Classical Mechanics*. New York, Addison-Wesley, 1980.