

Daniel Vázquez Lago

Interacción Radiación-Materia

Partículas Cargadas y No Cargadas



Índice general

Introducción

1	Dispersiones	5
1.1	Teoría de dispersiones: mecánica clásica y mecánica cuántica	5
1.1.1	Mecánica clásica	5
1.1.2	Mecánica cuántica	5
1.2	Análisis en ondas parciales	7
1.2.1	Introducción	7
1.2.2	Fases	7
1.2.3	Teorema óptico	7
1.3	Aproximación de Born	7
1.3.1	Primera aproximación de Born	7
1.3.2	Teoría de Born	7
	Ejercicios	7

Interacción radiación materia

2	Partículas Cargadas	9
2.1	Dispersión de Rutherford	9
2.1.1	Introducción	9
2.1.2	Relación entre el parámetro de impacto y el ángulo de dispersión	9
2.1.3	La sección eficaz diferencial de Rutherford	10
2.1.4	Ángulo mínimo: corrección por apantallamiento	11
2.1.5	Ángulo máximo: corrección por radio finito del núcleo	12
2.2	Dispersión de Mott	13
2.2.1	Correcciones relativistas	13
2.2.2	Correcciones por espín	13
2.2.3	Correcciones por retroceso del núcleo	14
2.2.4	Correcciones por factor de forma nuclear	15
2.3	Dispersiones individuales	15
2.3.1	Clasificación de las colisiones elásticas con la materia	15
2.3.2	Ángulos de dispersión mínimo y máximo	16
2.3.3	Ángulo cuadrático promedio	16
2.4	Dispersiones múltiples	17
2.4.1	Ángulo Cuadrático Medio	17
2.4.2	Poder de dispersión angular másico	18
2.4.3	Longitud de radiación	18
2.5	Energía trasferida en choque relativista	18

2.6	Poder de frenado másico	18
2.6.1	Definición	18
2.6.2	Poder de frenado másico por radiación	18
2.6.3	Poder de frenado másico por colisión	18
2.6.4	Teoría de Bethe del frenado másico por colisión	18
2.6.5	Correcciones de Bethe y extensión al electrón y positrón	18
2.6.6	Balance entre colisión y radiación: energía crítica	18
2.7	El rango másico R_{CSDA}	18
	Ejercicios	18
3	Partículas no cargadas	21
	Bibliografía	21

Capítulo 1

Dispersiones

1.1. Teoría de dispersiones: mecánica clásica y mecánica cuántica

1.1.1. Mecánica clásica

1.1.2. Mecánica cuántica

Para describir la dispersión de una partícula por un potencial (Coulomb) en la mecánica cuántica en principio deberíamos estudiar la evolución temporal de un paquete de ondas, que representará la partícula incidente con una energía (y anchura) y una localización espacial (y anchura). Sin embargo, se suelen usar ondas planas, ya que en general las dimensiones del paquete de ondas suele ser mucho más grande que el tamaño del rango efectivo del potencial. La expresión de Rutherford no es una excepción.

Partimos de la ecuación de Schrödinger no relativista (masa m):

$$i\hbar \partial_t \psi = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V \right) \psi. \quad (1.1)$$

Restando la ecuación conjugada se obtiene la *ecuación de continuidad*

$$\partial_t |\psi|^2 + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0, \quad (1.2)$$

con *corriente de probabilidad*

$$\mathbf{j} = \frac{\hbar}{m} \Im(\psi^* \nabla \psi) \quad (\text{sustituir } m \rightarrow \mu \text{ si se usa masa reducida}). \quad (1.3)$$

Lejos del blanco ($r \rightarrow \infty$), la función de onda toma la forma estándar (no es más que una suposición, una posible solución)

$$\psi(\mathbf{r}) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{ikz} + \frac{f(\theta, \phi)}{r} e^{ik'r}, \quad (1.4)$$

donde e^{ikz} es la onda plana incidente (número de onda k) y $(f/r) e^{ik'r}$ es la onda esférica saliente (número de onda k').

Para $\psi_{\text{in}} = e^{ikz}$,

$$\mathbf{j}_{\text{in}} = \frac{\hbar}{m} \Im(\psi_{\text{in}}^* \nabla \psi_{\text{in}}) = \frac{\hbar k}{m} \hat{\mathbf{z}}, \quad \Rightarrow \quad j_{\text{in}} = \frac{\hbar k}{m}. \quad (1.5)$$

Para $\psi_{\text{sc}} = \frac{f(\theta, \phi)}{r} e^{ik'r}$, con f independiente de r ,

$$\partial_r \left(\frac{e^{ik'r}}{r} \right) = \left(\frac{ik'}{r} - \frac{1}{r^2} \right) e^{ik'r}. \quad (1.6)$$

Usando $\mathbf{j} = (\hbar/m) \Im(\psi^* \nabla \psi)$, el componente radial dominante a gran r es

$$j_r^{(\text{sc})} = \frac{\hbar k'}{m} \frac{|f(\theta, \phi)|^2}{r^2}. \quad (1.7)$$

(El término $\propto 1/r^3$ es real y no contribuye a la parte imaginaria.)

El número de partículas por unidad de tiempo que atraviesan el casquete sólido $d\Omega$ a radio r es

$$\frac{dN}{dt} = j_r^{(\text{sc})} r^2 d\Omega = \frac{\hbar k'}{m} |f(\theta, \phi)|^2 d\Omega. \quad (1.8)$$

Por definición,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(dN/dt)}{j_{\text{in}}} = \frac{\hbar k'}{m} \frac{|f|^2}{\hbar k/m} = \frac{k'}{k} |f(\theta, \phi)|^2. \quad (1.9)$$

Aquí aparece el factor cinemático *espacio de fases/flujo* k'/k . Se puede relacionar con la energía, con expresiones diferentes en función de la energía inicial de la partícula.

- **No relativista.** Como $k \propto \sqrt{E_k}$,

$$\frac{k'}{k} = \sqrt{\frac{E'_k}{E_k}}. \quad (1.10)$$

- **Relativista** Para $E \gg mc^2$, $p \approx E/c$ y $k \propto p$,

$$\frac{k'}{k} \approx \frac{E'}{E}. \quad (1.11)$$

El factor k'/k ya surge al trabajar en un mismo sistema de referencia (p. ej. LAB) a partir de la razón *corriente saliente / flujo incidente*. Si además se pasa del CM al LAB, aparece un *Jacobiano angular* $d\Omega_{\text{cm}}/d\Omega_{\text{lab}}$, pero es un factor *distinto* del k'/k .

1.2. Análisis en ondas parciales

1.2.1. Introducción

1.2.2. Fases

1.2.3. Teorema óptico

1.3. Aproximación de Born

1.3.1. Primera aproximación de Born

1.3.2. Teoría de Born

Ejercicios

Ejercicio 1.1 – Sección eficaz de Rutherford con modelo atómico de Fermi

Obten la expresión de la sección de eficaz de Rutherford, usando la aproximación de Born con ondas planas incidentes y salientes con el potencial de Coulomb:

$$V(r) = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon} \frac{1}{r} \quad (1.12)$$

Capítulo 2

Partículas Cargadas

2.1. Dispersión de Rutherford

2.1.1. Introducción

Rutherford describió la dispersión de una partícula α por núcleos atómicos (con $m_\alpha \ll M, z = 2$) sobre una trayectoria hiperbólica a través del potencial de Coulomb. La energía total viene dada como la suma de la energía cinética y potencial, y permanece *constante* sobre toda la trayectoria:

$$E(r) = E_K(r) + E_p(r) \quad E_p(r) = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{R} \quad E_K(r) = \frac{1}{2}m_\alpha v_\alpha^2 \quad (2.1)$$

La distancia de máxima aproximación se define como la distancia a la cual se para una partícula con parámetro de impacto $b = 0$, i.e. colisión frontal. Así, denotando E_K como la *energía cinética inicial*, tenemos que

$$E_K = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{D_{\alpha-N}} \quad (2.2)$$

aunque lógicamente esta expresión no será del todo cierta, ya que el potencial no es infinito en $r = 0$, debido a que el núcleo es finito. Aún así es una buena aproximación.

2.1.2. Relación entre el parámetro de impacto y el ángulo de dispersión

El momento transferido en la interacción, siempre y cuando $|\mathbf{p}_i| = |\mathbf{p}_f| = p$ vale

$$\Delta p = 2p \sin(\theta/2) \quad (2.3)$$

siendo θ el **ángulo de dispersión**. Es fácil de deducir matemáticamente, pero incluso físicamente tiene sentido: cuando $\theta = \pi$ la transferencia de momento es máxima (la partícula se da la vuelta completamente) lo que implica un intercambio de 2 veces el momento inicial. Definimos como **parámetro de impacto**

$$b = r \sin \theta \quad (2.4)$$

cuando la partícula está en el infinito. Además, también se conserva el momento angular $L = |\mathbf{r} \times \mathbf{p}| = Lp \sin \theta$, lo que lleva a la relación

$$v_i b = \omega r^2 \quad (2.5)$$

siendo $\omega = \frac{d\phi}{dt}$ en el vértice, definiendo ϕ como el ángulo entre el vértice y la partícula desde el núcleo. En el vértice, que es el punto en el cual la posición respecto el átomo y el momento lineal de la partícula son perpendiculares. Tenemos que en el infinito

$$L_\infty = |\mathbf{r} \times \mathbf{p}| = m_\alpha b v_i \quad (2.6)$$

mientras que en el vértice:

$$L_a = |\mathbf{r} \times \mathbf{p}| = r p \sin 90^\circ = r m_\alpha \left(r \frac{d\phi}{dt} \right) = m_\alpha \omega r^2 \quad (2.7)$$

El momento transferido Δp se calcula como la acción total en el tiempo de la fuerza de Coulomb proyectada sobre el eje de la hipérbola, tal que

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{\infty} F_{\Delta p} dt = A \int_{-\frac{\pi-\theta}{2}}^{\frac{\pi-\theta}{2}} \frac{\cos \phi}{r^2} \left(\frac{dt}{d\phi} d\phi \right) = \frac{A}{b v_i} \int_{-\frac{\pi-\theta}{2}}^{\frac{\pi-\theta}{2}} \cos \phi d\phi = \frac{2A}{v_i b} \cos(\theta/2) \quad A = \frac{z Z e^2}{4\pi \epsilon_0} \quad (2.8)$$

de lo que se puede deducir que el parámetro de impacto b y el ángulo de dispersión se relacionan tal que:

$$b = \frac{1}{2} D_{\alpha-N} \cot(\theta/2) = \frac{1}{2} D_{\alpha-N} \sqrt{\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta}} \quad D_{\alpha-N} = \frac{z Z e^2}{4\pi \epsilon_0} \frac{1}{E_K} \quad (2.9)$$

siendo $d_{\alpha-N}$ la distancia de máxima aproximación y E_K la energía cinética.

2.1.3. La sección eficaz diferencial de Rutherford

La dispersión de las partículas alfa que halló Rutherford la describió en función de su sección diferencial, tal que:

$$\frac{d\sigma_{\text{Ruth}}}{d\Omega} = \left(\frac{D_{\alpha-N}}{4} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad D_{\alpha-N} = \frac{z Z e^2}{4\pi \epsilon_0} \frac{1}{E_K} \quad (2.10)$$

Esta ecuación, aunque fue calculado con la mecánica clásica, también puede ser hallada en la mecánica cuántica, usando las aproximaciones de Born a primer orden ya vistas.

Como podemos comprobar, *diverge* para $\theta = 0$, lo cual es debido al carácter ideal del núcleo puntual. La razón por la que en realidad no diverge, o la solución a esta divergencia, es que la carga nuclear está apantallada por los *electrones orbitales atómicos*, lo que conduce a un ángulo mínimo $\theta_{\text{mín}}$. La dispersión hacia atrás ($\theta \rightarrow \pi, b \rightarrow 0$) tampoco se logra nunca, debido al radio finito del núcleo.

En ambos casos el punto es el mismo: debido a la localización de la partícula al interaccionar con el potencial, el propio principio de incertidumbre genera un Δp relacionado directamente con el rango efectivo del potencial x , tal que

$$\Delta p \approx \frac{\hbar}{x} \quad (2.11)$$

y, debido a esto y la geometría, el ángulo medio

$$\bar{\theta} = \frac{\Delta p}{p} \quad (2.12)$$

que se puede ver geométricamente. De todos modos tampoco hace falta entenderlo físicamente, basta con ver que las correcciones físicamente correctas al potencial de Coulomb (al no ser, los átomos, “objetos cargados”, ni los núcleos “cargas puntuales”) basta para ver que aparecen un ángulo mínimo y máximo.

2.1.4. Ángulo mínimo: corrección por apantallamiento

Un modelo que tiene en cuenta el apantallamiento es el *modelo atómico estadístico de Fermi*, el cual introduce una exponencial tabulada por un *radio efectivo* a_{TF} de tal modo que el potencial de Coulomb no caiga “lentamente”. Así pues:

$$V_{TF}(r) = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} e^{-\frac{r}{a_{TF}}} \quad (2.13)$$

el *radio efectivo* a_{TF} de la nube electrónica (de Thomas-Fermi) decrece por debajo del radio de Bohr α_0 al aumentar Z , como $a_{TF} = \frac{\zeta\alpha_0}{\sqrt[3]{Z}}$, debido a la disminución del tamaño de los orbitales más internos, por el teorema de Gauss.

La aproximación de Born requiere ahora, con $\Delta k = K = (2p/\hbar) \sin(\theta/2)$ ($p = p_i$) el momento de onda transferido ($p = \hbar k$), el cálculo de la transformada seno de $V_{TF}(r)$, que es finita. Rutherford reciba entonces un *factor corrector* tal que:

$$\frac{d\sigma_{\text{Ruth}}}{d\Omega} = \left| \frac{2m_\alpha}{\hbar^2} \int_0^\infty r^2 V_{TF}(r) \frac{\sin Kr}{Kr} dr \right|^2 = \left(\frac{D_{\alpha-N}}{4} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2} \left(\frac{1}{1 + \frac{1}{K^2 a_{TF}^2}} \right) \quad (2.14)$$

Cuando $\theta \ll 1$, tenemos que:

$$\frac{d\sigma_{\text{Ruth}}}{d\Omega} = \frac{D_{\alpha-N}^2}{\theta^4} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\theta_{\min}^2}{\theta^2} \right)^2 \right]} = \frac{D_{\alpha-N}^2}{\theta^2 + \theta_{\min}^2} \quad (2.15)$$

donde se introduce el concepto el concepto de ángulo mínimo, que como podemos ver viene expresado:

$$\theta_{\min} = \frac{\hbar}{pa_{TF}} = \frac{\hbar \sqrt[3]{Z}}{pa_{TF}} = \frac{\hbar c \sqrt[3]{Z}}{a_0 \sqrt{E_K(E_K + 2Mc^2)}} \quad (2.16)$$

donde hemos usado que

$$p^2 c^2 = E^2 - m^2 c^4 \Rightarrow p = \frac{1}{c} \sqrt{E^2 - m^2 c^4 - M^2 c^4} = \frac{1}{c} \sqrt{(E_K + mc^2 + M c^2)^2 - m^2 c^4 - M^2 c^4}$$

que despreciando la masa de la partícula incidente m frente a M

$$p \approx \frac{1}{c} \sqrt{E_K(E_K + 2M c^2)} \quad (2.17)$$

La mejora de la aparición de este ángulo mínimo es que ahora *la sección eficaz total es finita*, lo cual se corresponde a un resultado mucho más físico. Este ángulo mínimo tiene un *origen cuántico* debido al *principio de incertidumbre*. Se produce por la localización de la partícula sobre el radio a_{TF} , que le imprime un momento *transversal* inevitable Δp , relacionado con la longitud de onda:

$$\theta_{\min} = \frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\hbar}{p a_{TF}} = \frac{\lambda}{a_{TF}} \quad (2.18)$$

2.1.5. Ángulo máximo: corrección por radio finito del núcleo

El potencial que ve una carga elemental z cerca del núcleo $V(r)$ tiene un plateau en su interior hasta $r = R$ y para $r > R$ adopta la forma de Coulomb $E_p(r)$. Una forma de representar este potencial es con la ecuación

$$V_{FSN}(r) = \frac{zZ e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \left(1 - e^{-\frac{2r}{R}}\right) \quad (2.19)$$

en la [Figura 2.1](#) vemos la representación de esta función.

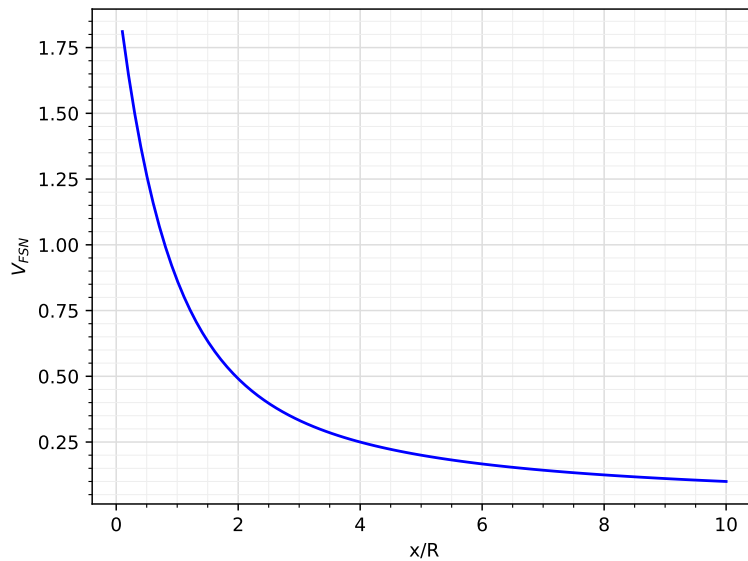


Figura 2.1: Representación del potencial $V_{FSN}(r)$. Como podemos comprobar no representa un “plateau”, pero tampoco hace infinito al potencial en el centro, lo que nos basta.

La nueva expresión de la sección eficaz de Rutherford con este potencial vendrá dada por:

$$\frac{d\sigma_{\text{Ruth}}}{d\Omega} = \left(\frac{D_{\alpha-N}}{4} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\sin(\theta/2)}{\bar{\theta}_{\text{máx}}} \right)^2 \right]^2} \quad (2.20)$$

Siendo $\bar{\theta}_{\text{máx}}$ un parámetro de origen cuántico que suprime la probabilidad de dispersión hacia atrás, siendo solo significativa para $0 < \theta < \bar{\theta}_{\text{máx}} < \pi$. Toma el valor:

$$\bar{\theta}_{\text{máx}} = \frac{\hbar}{pR} = \frac{\hbar}{R_0 \sqrt[3]{A} \sqrt{E_K(E_K + Mc^2)}} \quad (2.21)$$

Ilustra las fluctuaciones transversales que impiden la localización de la hipérbola clásica hacia atrás.

2.2. Dispersión de Mott

La dispersión de Mott tiene básicamente 3 correcciones: la corrección relativista, es decir, la corrección que se hace a la energía y momento cuando partícula tiene una energía cinética inicial de entorno la masa de la partícula; la corrección por el espín (para partículas muy relativistas) y la corrección por el retroceso del núcleo (que se da cuando la partícula no tiene una gran masa respecto la de la partícula incidente). En el marco de la física médica estas tres son suficientes.

2.2.1. Correcciones relativistas

La corrección relativista (aunque no ultrarrelativista) implica el simple intercambio de $2E_K = pv = m\gamma\beta^2c^2$, es decir, multiplicar por γ :

$$D_{n-N} = \left(\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{1}{\frac{1}{2}m_n\gamma c^2\beta^2} \quad (2.22)$$

Aunque ahora D_{n-N} no se llama distancia de máxima aproximación, sino *distancia característica efectiva*.

2.2.2. Correcciones por espín

La corrección por el espín está relacionada con la *helicidad* h , que se define como la proyección del momento sobre el espín:

$$h = \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{s}||\mathbf{p}|}$$

Este se conserva debido a la forma de los espinores en el sistema centro de masas cuando tenemos partículas ultrarrelativistas. Un intercambio de dirección del momento sin modificar también la dirección del espín implicaría que se violaría paridad, lo que no puede ocurrir. Esto es lo que expresa el factor:

$$f_{\text{espin}} = 1 - \beta^2 \sin^2(\theta/2) \rightarrow \frac{1}{2}(1 + \cos \theta) \quad (2.23)$$

tal que:

$$\frac{d\sigma_{\text{Mott}}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{Ruth}}}{d\Omega} f_{\text{espin}} \quad (2.24)$$

aunque aún queda una corrección.

2.2.3. Correcciones por retroceso del núcleo

La corrección por retroceso del núcleo está relacionada con la asunción de que el núcleo tiene una masa infinita, por lo que no adquiere momento y la colisión es totalmente elástica. Sin embargo, si hay un momento transferido Δp le imprime cierta energía cinética al núcleo: $\Delta E = \frac{(\Delta p)^2}{2M} = E'_K - E_K$, tal que $p_f \neq p_i$. Como hemos visto, ahora tenemos que tener en cuenta el factor p'/p en la expresión de la sección eficaz, debido al cambio en el espacio de fases, tal que

$$\frac{d\sigma_{\text{Mott}}}{d\Omega} = f_{\text{espin}} f_{\text{retroceso}} \frac{d\sigma_{\text{Ruth}}}{d\Omega} \quad (2.25)$$

siendo

$$f_{\text{retroceso}} = \frac{p'}{p} \quad (2.26)$$

que en el caso relativista:

$$f_{\text{retroceso}} = \frac{p'}{p} \approx \frac{E'_K}{E_K} \quad (2.27)$$

Veamos como se llegan a ellas:

$$E'_K = E_K - \Delta E \quad E_K^2 = p^2 c^2 + m_e^2 c^4 \quad \Delta E = \frac{(\Delta p)^2}{2M} \approx \frac{1}{2M} 4p^2 \sin^2(\theta/2) = \frac{E_K^2 - m_e^2 c^4}{2Mc^2} 2 \sin^2(\theta/2) \quad (2.28)$$

donde hemos usado que $\Delta p^2 = 4p^2 \sin^2(\theta/2)$. Esto nos lleva a que:

$$\begin{aligned} \Delta E &\approx \frac{E_K^2}{Mc^2} \sin^2(\theta/2) \implies \\ E'_K &= E_K \left(1 - \frac{E_K}{Mc^2} 2 \sin^2(\theta/2) \right) = E_K \left(1 - \frac{E_K}{Mc^2} (1 - \cos^2(\theta)) \right) \approx \frac{1}{1 + \left(\frac{E_K}{Mc^2} (1 - \cos^2(\theta)) \right)} \end{aligned} \quad (2.29)$$

y, consecuentemente, a que el factor de corrección por retroceso sea

$$f_{\text{retroceso}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{E_K}{Mc^2} (1 - \cos^2(\theta)) \right)} \quad (2.30)$$

2.2.4. Correcciones por factor de forma nuclear

El factor de forma nuclear se relaciona con la densidad de carga (distribución de carga) dentro del núcleo, tal que $f(k)$ es :

$$f(k) = \int_{\text{nucleo}} \rho(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d^3\mathbf{r} \quad (2.31)$$

tal que la sección eficaz experimental real:

$$\frac{d\sigma_{\text{exp}}}{d\Omega} = |f_k|^2 \frac{d\sigma_{\text{Mott}}}{d\Omega} \quad (2.32)$$

2.3. Dispersiones individuales

La mayor parte de las interacciones de las partículas y la materia se producen como colisiones elásticas de Coulomb con los átomos. Las colisiones o bien pueden ser con los electrones orbitales de los átomos o con el núcleo. En cualquiera de los casos, la trayectoria de las partículas es una hipérbola, aunque en función del signo relativo tendremos que el foco será interior (atractivo) o exterior (repulsivo).

La sección eficaz individual puede escribirse, cuando el ángulo es muy pequeño ($\theta \ll 1$), cómo:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{D_{ab}^2}{(\theta^2 + \theta_{\min}^2)^2} \quad (2.33)$$

Este ángulo mínimo ya sabemos de donde procede: del apantallamiento de Coulomb de los electrones en los orbitales, y cómo se puede calcular también lo sabemos, dependiendo únicamente de la energía inicial de la partícula, de la carga de la partícula incidente, y de la carga y masa del blanco. En función de a y b , esto es, del blanco y partícula incidente, también dependerá la expresión de D_{ab} , tal y como veremos en el siguiente apartado.

2.3.1. Clasificación de las colisiones elásticas con la materia

Aquí podemos ver que principalmente en función de la masa de la partícula (y por ende, de si es relativista o no) tendremos una expresión u otra de la distancia de máxima aproximación/distancia

- Por ejemplo un ion pesado o protón frente a un núcleo. En este caso no suele ser relativista, por lo que la expresión correcta sería

$$D_{\alpha-N} = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{p_{\alpha}v_{\alpha}} \quad (2.34)$$

aunque si llegara a ser relativista $p_{\alpha} = m_{\alpha}\gamma_{\alpha}\beta_{\alpha}c$.

- Cuando hacemos la colisión electrón-núcleo podemos suponer que es siempre relativista (y $z = 1$)

$$D_{e-N} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{m_e\gamma_e\beta_e^2c^2} \quad (2.35)$$

- Cuando hacemos electrón-electrón orbital:

$$D_{e-e} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{p_\alpha v_\alpha} \quad (2.36)$$

- Finalmente, cuando hacemos electrón-átomo:

$$D_{e-a} = \sqrt{D_{e-N}^2 + Z D_{e-e}^2} = \frac{\sqrt{Z(Z+1)}e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{\gamma_e m_e \beta_e^2 c^2} \quad (2.37)$$

2.3.2. Ángulos de dispersión mínimo y máximo

Ya hemos revelado como se originan tanto el ángulo mínimo como el ángulo máximo (desviación de la ley de Coulomb de su carácter puntual), y se corresponden con parámetro de impacto $b \rightarrow \infty$ y $b \rightarrow 0$ (al final cuando va hacia atrás $b = 0$, dispersión frontal, y vicerversa). Recordando la [ec. \(2.16\)](#) y [ec. \(2.21\)](#), queda claro que el cociente entre $\bar{\theta}_{\text{máx}}$ y $\theta_{\text{mín}}$, tal que:

$$\frac{\bar{\theta}_{\text{máx}}}{\theta_{\text{mín}}} = \frac{a_F}{R_0 \sqrt[3]{A}} = \frac{a_0}{R_0} \frac{1}{\sqrt[3]{AZ}} \quad (2.38)$$

siendo a_F el radio efectivo del átomo, a_0 el radio de Bohr, y $R_0 \approx 1.2$ fm, que es el tamaño del núcleo de hidrógeno. El comportamiento respecto la energía tanto de $\bar{\theta}_{\text{máx}}$ y $\theta_{\text{mín}}$ es parecido, ya que ambos dependen del mismo parámetro p_i en el denominador. Cuando $\theta_{\text{máx}} > \pi$, se asume que $\theta_{\text{máx}} = \pi$, esto es:

$$\theta_{\text{máx}} = \max \{ \bar{\theta}_{\text{máx}}, \pi \} \quad (2.39)$$

2.3.3. Ángulo cuadrático promedio

La sección eficaz total es un parámetro muy importante, ya que nos permite hallar cuantas interacciones entre las partículas de un haz incidente y las del blanco material ocurren. Veamos que, si $\theta \ll 1$:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = 2\pi D \int_0^{\bar{\theta}_{\text{máx}}} \frac{\theta d\theta}{(\theta^2 + \theta_{\text{mín}}^2)^2} = 2\pi D \left[-\frac{1}{2} \frac{1}{\theta^2 + \theta_{\text{mín}}^2} \right]_0^{\theta_{\text{máx}}}$$

de lo que se deduce

$$\sigma = \pi D^2 \frac{1}{\theta_{\text{mín}}^2} \left[1 - \frac{1}{1 + (\theta_{\text{máx}}/\theta_{\text{mín}})^2} \right] \approx \frac{\pi D^2}{\theta_{\text{mín}}^2} \quad (2.40)$$

(donde hemos usado $\cos \theta \approx \theta$). Ahora, lo siguiente es calcular el **ángulo cuadrático promedio**, ya que es una medida que nos permite hallar luego el ángulo cuadrático medio para dispersiones múltiples.

$$\bar{\theta}^2 = \frac{\int_0^{\theta_{\text{máx}}} \theta^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega}{\int_0^{\theta_{\text{máx}}} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega} = \frac{2\pi D^2}{\sigma} \int_0^{\theta_{\text{máx}}} \frac{\theta^3 d\theta}{(\theta^2 + \theta_{\text{mín}}^2)^2} \quad (2.41)$$

pudiendo obtener:

$$\bar{\theta}^2 = \theta_{\min}^2 \left[\ln \left(1 + \frac{\theta_{\max}^2}{\theta_{\min}^2} \right) - \frac{1}{1 + (\theta_{\max}/\theta_{\omega})^2} \right] \quad (2.42)$$

dado que $\frac{\bar{\theta}_{\max}}{\theta_{\min}} \propto a_0/R_0 \gg 1$, podemos asumir la aproximación:

$$\bar{\theta}^2 = \theta_{\min}^2 \ln \left(\frac{\theta_{\max}^2}{\theta_{\min}^2} \right) \quad (2.43)$$

2.4. Dispersiones múltiples

Las dispersiones múltiples, a diferencia de las dispersiones individuales, están gobernadas (o mejor dicho, están parametrizadas) en función de: la longitud de radiación X_0 , el ángulo cuadrático promedio múltiple $\bar{\Theta}^2$, y el poder de dispersión angular másico T/ρ .

2.4.1. Ángulo Cuadrático Medio

Cuando un haz paralelo de partículas incide una lámina, siempre y cuando todos los ángulo de deflexión sean pequeños, podemos obtener un ángulo de desviación cuadrático promedio $\bar{\Theta}^2$. El teorema del límite central (que básicamente habla de como la suma de variables aleatorias procedentes de una misma distribución nos lleva a una gaussiana) nos asegura que

$$\bar{\Theta}^2 = n\bar{\theta}^2 \quad (2.44)$$

siendo n el número de colisiones de la partícula (para que esto se cumpla $n > 20$). Vamos a obtener entonces cual es el número de colisiones (promedio) en el absorbente de grosor t . Si σ es la sección eficaz total

$$n = \frac{N_a}{V} \sigma t = \rho \frac{N_A}{A} \sigma t \approx \pi \rho \frac{N_A}{A} \frac{D^2}{\theta_{\min}^2} t \quad (2.45)$$

que si lo juntamos con la [ec. \(2.43\)](#) tenemos entonces:

$$\bar{\Theta}^2 = \pi \rho \frac{N_A}{A} D^2 t \ln \left(\frac{\theta_{\max}^2}{\theta_{\min}^2} \right) \quad (2.46)$$

2.4.2. Poder de dispersión angular másico**2.4.3. Longitud de radiación****2.5. Energía transferida en choque relativista****2.6. Poder de frenado másico****2.6.1. Definición****2.6.2. Poder de frenado másico por radiación****2.6.3. Poder de frenado másico por colisión****2.6.4. Teoría de Bethe del frenado másico por colisión****2.6.5. Correcciones de Bethe y extensión al electrón y positrón****2.6.6. Balance entre colisión y radiación: energía crítica****2.7. El rango másico R_{CSDA}** **Ejercicios****Ejercicio 2.1 – Sección eficaz de Rutherford con modelo atómico de Fermi**

Obten la expresión de la sección de eficaz de Rutherford, ahora con el potencial del modelo atómico estadístico de Fermi, usando la aproximación de Born con ondas planas incidentes y salientes

$$\frac{d\sigma_{\text{Ruth}}}{d\Omega} = \left(\frac{D_{\alpha-N}}{4} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2} \left(\frac{1}{1 + \frac{1}{K^2 a_{TF}^2}} \right)$$

y luego llegar a la expresión final cuando $\theta \ll 1$:

Ejercicio 2.2 – Dependencias genéricas de la fórmula de Bethe con Z , M , β y z

Se ha visto que el poder de frenado másico S_{col} de un medio absorbente (Z , A) para una partícula cargada (z , M , β) viene dado por la fórmula cuántica y relativista de Bethe–Bloch, reforzada con los factores de Fano (C , δ):

$$S_{\text{col}} = 4\pi N_e \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{z^2}{m_e c^2 \beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2}{I} + \ln \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} - \beta^2 - \frac{C}{Z} - \delta \right] \equiv C_1 \frac{N_e z^2}{\beta^2} \bar{B}_{\text{col}}$$

donde $N_e \equiv Z N_A / A$ es el número de *electrones por gramo* del medio absorbente.

Para focalizar y separar adecuadamente las dependencias características de S_{col} con los parámetros de la partícula y del medio, responde razonadamente a las preguntas siguientes:

- ¿Hizo Bethe la hipótesis original de que la velocidad de la partícula era muy superior a la velocidad de los electrones atómicos $v \gg v_{\text{orb}}$? ¿Sobreestima esto el potencial de ionización I cuando no lo es? Explica por qué son los electrones de la capa K los más afectados en el término C/Z , y por qué la corrección es negativa.
- ¿Por qué la corrección por densidad δ es más importante para las colisiones *distantes* (suaves) y por qué es negativa? ¿Sabes, sin embargo, si dicha corrección es también importante en el límite ultrarrelativista para electrones y positrones?
- Observa que la dependencia en Z de S_{col} ocurre a través de dos vías distintas: una *directa* en N_e , y otra *indirecta* a través de $I(Z)$. Comenta separadamente sobre ellas. ¿Empujan ambas en la misma dirección de subir o bajar S_{col} ? ¿Por qué, pese a la gran diferencia de los potenciales de ionización (entre $I = 19$ eV para H y $I \sim 900$ eV para el Uranio), la dependencia con $I(Z)$ es suave?
- ¿Puede decirse que, para una velocidad fija $\beta = v/c$ (o energía cinética fija E_K), S_{col} es *independiente* de la masa del proyectil M ? Comenta sobre esto.
- Analiza la dependencia de S_{col} con β , señalando los términos específicos que son decisivos en cada una de las **tres regiones**: baja velocidad (con Fano), velocidad relativista intermedia, y velocidad ultrarrelativista. Comenta sobre el aumento o disminución de S_{col} con E_K en cada caso.
- ¿Cómo depende S_{col} de la carga z de la partícula incidente? ¿Existen también aquí dependencias indirectas?

Capítulo 3

Partículas no cargadas

Bibliografía

- [1] Marcos Sánchez-Élez. *Introducción a la programación en VHDL*.
- [2] Wayne Wolf. *FPGA-Based System Design*. USA: Prentice Hall PTR, 2004. ISBN: 0131424610.