

UNIVERSIDAD NACIONAL DE SAN ANTONIO ABAD DE CUSCO



FACULTAD DE CIENCIAS QUÍMICAS, FÍSICAS Y MATEMÁTICAS

CARRERA PROFESIONAL DE FÍSICA

TESIS PARA OPTAR EL GRADO DE FÍSICO.

CALIBRACIÓN DE UN TANQUE DETECTOR DE CHERENKOV EN AGUA

Br: CARLOS SONCCO MEZA

Indice.

1 RAYOS CÓSMICOS

1.1 Naturaleza de los Rayos Cósmicos

1.2 Clasificación de los Rayos Cósmicos

2 INTERACCIÓN DE LOS RAYOS CÓSMICOS CON LA ATMÓSFERA

2.1 Cascadas de partículas

2.1.1 Cascada Hadrónica

2.1.2 Cascada electromagnética

2.2 Interacción del electrón e^- con el medio donde se propaga.

2.2.1 Dispersión de Coulomb.

2.2.2 Pérdida de energía por Ionización.

2.2.3 Pérdida de energía por efecto Cherenkov.

2.2.4 Pérdida de energía por radiación de frenado "Bremsstrahlung".

2.2.5 Pérdida de energía por creación de pares.

2.2.6 Pérdida de energía por efecto Compton.

2.3 Interacción del Muón μ^- con el medio por donde se propaga.

2.3.1 Pérdida de energía por Ionización

2.3.2 Pérdida de energía por radiación Cherenkov

2.3.3 Pérdida de energía por radiación de frenado "Bremsstrahlung"

3 detector de radiación Cherenkov en agua.

3.1 Fotomultiplicador

3.2 tarjeta de adquisición

3.3 tanque de agua

4 Calibración.

5 Toma y análisis de Datos.

6 Conclusiones.

CAP. 1 RAYOS CÓSMICOS.

Los rayos cósmicos son partículas cargadas que llegan del espacio interestelar, el 90% son núcleos de hidrógeno (protones), 9% núcleos de Helio (protones y neutrones) y el 1% son núcleos de elementos más pesados. Con energía desde los $10^3 eV$ hasta los $10^{20} eV$; que han sido detectados por satélites. De hecho son las partículas más energéticas que conocemos, algunas de ellas miles de millones de veces más que las que se pueden producir en los mayores aceleradores de partículas.

1.1 NATURALEZA DE LOS RAYOS CÓSMICOS.

Los rayos cósmicos son parte fundamental del universo, su origen está relacionado con procesos importantes como la dinámica de formación de estrellas, evolución estelar, explosión de supernovas y de las condiciones de la materia interestelar.

Los rayos cósmicos con energía de unos cuantos $10^{12} eV$ son detectados con una frecuencia de 1 partícula por metro cuadrado por stereo-radian por minuto. Los rayos cósmicos con energía de $10^{14} eV$ son detectados 5 partículas por metro cuadrado por stereo-radian por día. mientras más energía tenga el rayo cósmico incidente la frecuencia de detectarlo va disminuyendo, para partículas con energía de $10^{18} eV$ se detecta 1 partícula por kilómetro cuadrado por año. como se muestra en la figura 1.1.

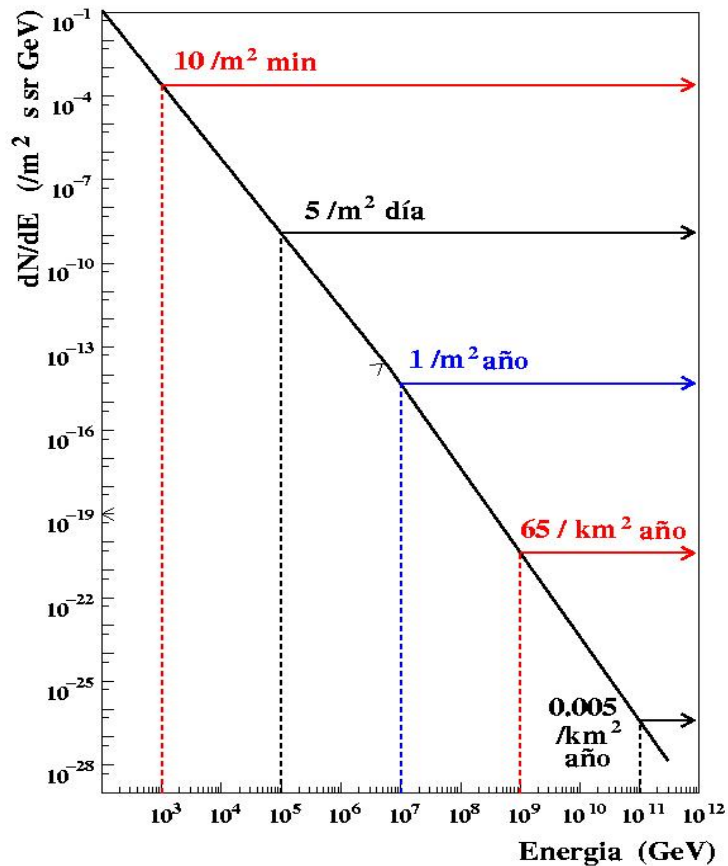


Fig.1.1 Variación del flujo de las partículas respecto de su energía.

1.2 CLASIFICACIÓN DE LOS RAYOS CÓSMICOS.

Los rayos cósmicos, como se ha establecido están en el rango de $(10^3 \text{ a } 10^{20}) \text{ eV}$. Este amplio rango proporciona información de su procedencia. La más cercana fuente es el sol, en nuestra galaxia y en otras están naciendo y extinguiéndose estrellas, formándose agujeros negros; que son fuente de rayos cósmicos.

1.2.1 RAYOS CÓSMICOS SOLARES.

Provenien de las protuberancias solares y eyecciones de masa solar al medio interplanetario. Los rayos cósmicos solares están formados por el 90% de protones, el 9% de partículas alfa y el 1% de núcleos más pesados. Como se muestra en la figura



fig.1.2 destello y eyeccion de masa solar

La energía de los rayos cósmicos solares está entre el rango de $10^3 eV$ a $10^9 eV$ de energía,

1.2.2 RAYOS CÓSMICOS GALÁCTICOS.

Se producen dentro de nuestra galaxia, son los que habitualmente se entienden por “rayos cósmicos”. Alcanzan energías de $10^9 eV$ hasta $10^{15} eV$, se cree que se forman en los procesos de nacimiento de supernovas, ondas de choque en la explosión de supernovas, remanentes de supernovas, pulsares y en discos de creación de agujeros negros.

Las partículas de rayos cósmicos con energía de $10^{20} eV$ se puede detectar con una frecuencia de siglo por kilómetro cuadrado, como se muestra en la fig.1.1.

1.2.3 RAYOS COSMICOS EXTRAGALACTICOS.

Se cree que son mucho más energéticos que los galácticos, pueden ser originados por los núcleos de galaxias activas, cuasares y por el choque entre galaxias. Pero son disipadas por la radiación de fondo, conocida como el límite de Greisen-Zatsepin-Kuz'min (GZK)

1.2.4 RAYOS CÓSMICOS ANÓMALOS.

Estas partículas de rayos cósmicos, son llamados anómalos por no cumplir con la abundancia natural para los diferentes isótopos, como por ejemplo contienen más helio (partículas alfa) que protones y más oxígeno que carbono. Lo que se cree es que se originan de los átomos neutros en el medio interestelar fuera de la heliosfera.

Estos átomos neutros vagantes, al ingresar a la heliosfera, son ionizados por la radiación ultravioleta y absorbidos por el viento solar, para luego ser transportados de nuevo hacia la heliosfera exterior y acelerados para de nuevo ingresar en la heliosfera.

Cap. 2 INTERACCIÓN DE LOS RAYOS CÓSMICOS CON ATMÓSFERA.

Los rayos cósmicos en el proceso de interacción con la atmosfera, experimentan pérdida de energía, por diferentes tipos de interacción, como dispersión de Coulomb, ionización, radiación de frenado, Bremsstrahlung, Etc.

Una de las manifestaciones de la pérdida de energía de los rayos cósmicos es la producción de millones de partículas secundarias o rayos cósmicos secundarios, los que fueron detectados por primera vez en la década de 1920, para comprender a este fenómeno, en la década de 1930 de empezó a desarrollar la teoría de cascadas electromagnéticas. Por el año 1938 el científico Pierre Auger y sus colaboradores detectaron cascadas extensas, las que pueden cubrir una area aproximada de $10^4 m^2$. que son originadas por los rayos cósmicos con energia mayor a $10^{15} eV$. al interaccionar con las partículas de la atmósfera, los elementos de una cascada extensa llegan en forma simultanea a la superficie de la tierra. Para poder detectar cascadas extensas, se colocan los detectores a distancias de cientos de metros entre ellas. Como las del observatorio de rayos cósmicos Pierre Auger en Argentina, que cuenta con 1600 tanques de agua, repastidos en una área aproximada de $3000 km^2$, como se muestra en la figura 2.1.

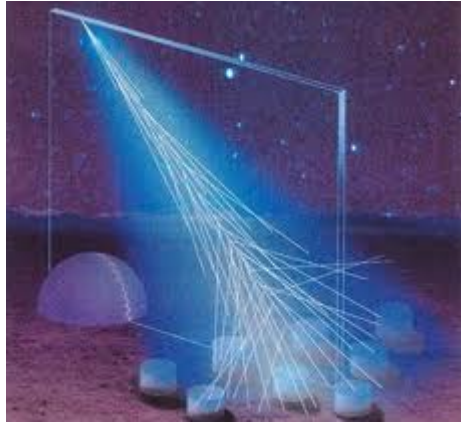


fig.2.1 detección de una cascada extensa por el observatorio Pierre Auger.

2.1 CASCADA EXTENSA DE PARTÍCULAS.

Es el proceso de generar nuevas partículas por la interacción de rayos cósmicos primarios con los núcleos y electrones de los átomos de las moléculas en la parte superior de la atmósfera, a las partículas generadas se les denomina rayos cósmicos secundarios como se muestra en la figura 2.2. Se conoce dos tipos de cascadas; cascada extensa hadrónica y cascada extensa electromagnética, que sea de una y no de la otra depende del rayo cósmico primario.

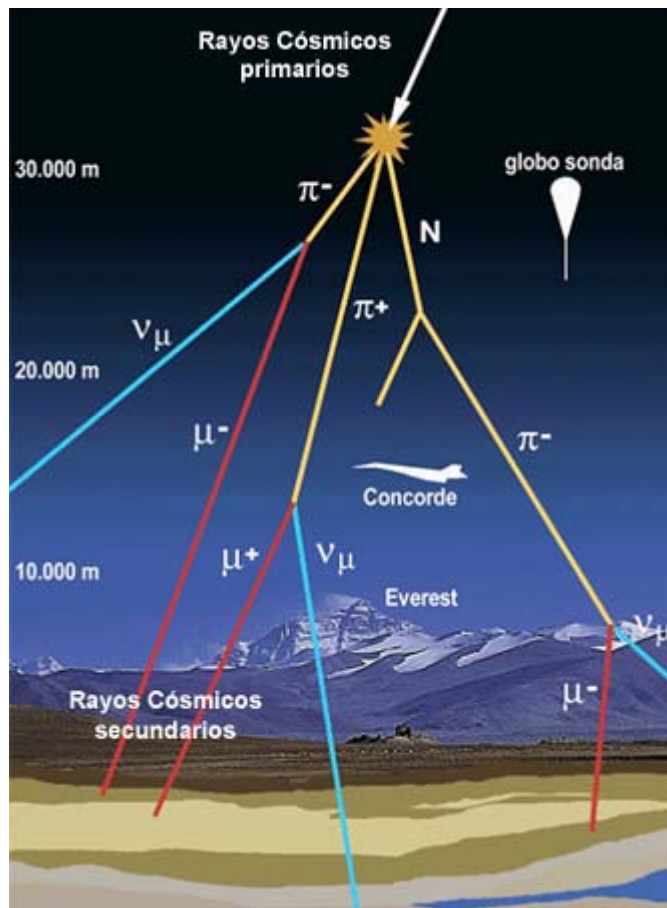


fig.2.2 Rayo cósmico primario que origina una cascada.

Si el rayo cósmico primario es un nucleon (protón o neutrón) la cascada será hadrónica, en esta cascada extensa, puede generar cascadas electromagnéticas.

La cascada puramente electromagnética se da cuando el primario es un fotón. El cual decae en un par electrón-positrón; que la origen a la cascada extensa puramente electromagnética.

La cantidad rayos cósmicos secundarios, está en función de la energía, carga eléctrica, masa, ángulo de incidencia, del medio donde se propaga.

2.1.1 CASCADA HADRÓNICA

La cascada hadrónica se produce por la interacción de los rayos cósmicos primarios que son los protones y nucleos de helio, los que interaccionan con los electrones, nucleos de los átomo de las moléculas de aire de la parte superior de la atmósfera, por lo cual el rayo cósmico primario pierde energía y decae en mesones.

$$N + Z_{aire} \approx Z'_{aire} + N + n(\pi^+ + \pi^- + \pi^0) \quad (2.1)$$

donde:

N. representa a un nucleon del rayo cósmico

Z. número atómico del medio

n. el número de mesones generados

Una forma de explicar este proceso de decaimiento y de generar cascadas se describe mediante el siguiente modelo aproximado.

En la primera interacción el rayo cósmico primario pierde aproximadamente la mitad de su energía, dicha energía es transferida a la partícula secundaria generada, que es el mesón, este mesón que puede ser Pion o Kaon; tiene carga positiva, negativa o neutra, la razón entre mesones cargados y neutros es de 2.

La otra mitad de energía aun con partícula inicial o nucleon secundario, el cual sigue atravesando el medio, vuelve nuevamente a interactuar, en esta nueva interacción se genera la segunda generación de mesones.

La primera generación de mesones también interactúan entre ellos y generan la siguiente generación de cascada hadrónica, ese proceso continúa hasta que la energía de hadron alcance la energía umbral, la cual se da cuando la energía de la partícula es solo la masa de hadrón. Los piones neutros secundarios decaen inmediatamente en dos fotones o dos rayos gamma.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2.2)$$

se sabe que la longitud aproximada del decaimiento del pion neutro en la atmósfera es.

$$l_d = \gamma \pi^0 \times 2,51 \times 10^{-6} \text{ cm}. \quad (2.3)$$

los rayos gamma generados decaen en pares electrón-positron ($e^- e^+$) inician una cascada extensa electromagnética de origen hadrónico

Los piones cargados tienen una longitud aproximada de decaimiento en la atmósfera la cual se expresa en la ecuación:

$$l_d = \gamma \pi^+ \times 780 \text{ cm} \quad \text{y} \quad \gamma \pi^- \times 780 \text{ cm} \quad (2.4)$$

Esta ecuación expresa que los piones cargados necesitan aproximadamente 780 cm para decaer y formar otras partículas.

El pion positivo decae en antimuon más un neutrino muonico por interacción debil.

$$\pi^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu} \quad (2.5)$$

El pión negativo decae en un muon más un antineutrino muonico por interacción debil.

$$\pi^{-} \rightarrow \mu^{-} + \bar{\nu}_{\mu} \quad (2.6)$$

El kaón positivo decae en un antimuon más un neutrino muonico.

$$K^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu} \quad (2.7)$$

el kaón negativo decae en un muon más un antineutrino muonico.

$$K^{-} \rightarrow \mu^{-} + \bar{\nu}_{\mu} \quad (2.8)$$

El pion neutro decae en dos fotones.

$$\pi^{0} \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2.9)$$

El muon positivo o antimuon decae en un positrón más un neutrino electrónico mas un antineutrino muonico.

$$\mu^{+} \rightarrow e^{+} + \nu_{e} + \bar{\nu}_{\mu} \quad (2.10)$$

El muon decae en un electrón mas su antineutrino electrónico más un neutrino muonico.

$$\mu^{-} \rightarrow e^{-} + \bar{\nu}_{e} + \nu_{\mu} \quad (2.11)$$

El proceso de analizar el decaimiento y generación de partículas en la atmosfera es complicado, esto porque la densidad de la atmósfera no es constante, varía con la ascensión y la declinación.

Por otro lado la interacción entre los mesones cargados generan nuevamente mesones cargados pero menos energéticos y junto con los mesones neutros, las cuales son parte de la segunda generación de la cascada, este proceso se repite hasta que la energía del meson cargado disminuya hasta que pueda decaer en muones; que se conoce como

cascada muonica.

La producción de los muones se debe a la inestabilidad de los mesones secundarios, tales como los piones y Kaones, los muones forman el 10% del flujo total de la cascada que llegan a la superficie terrestre a nivel del mar.

La otra parte de los muones se desintegra en electrones y positron con su correspondiente neutrinos y antineutrinos. Los mesones neutros se desintegran en dos fotones, los cuales a su vez crean un par electrón positrón, que origina la cascada extensa electromagnética origen hadrónico, como se muestra en la figura 2.3.

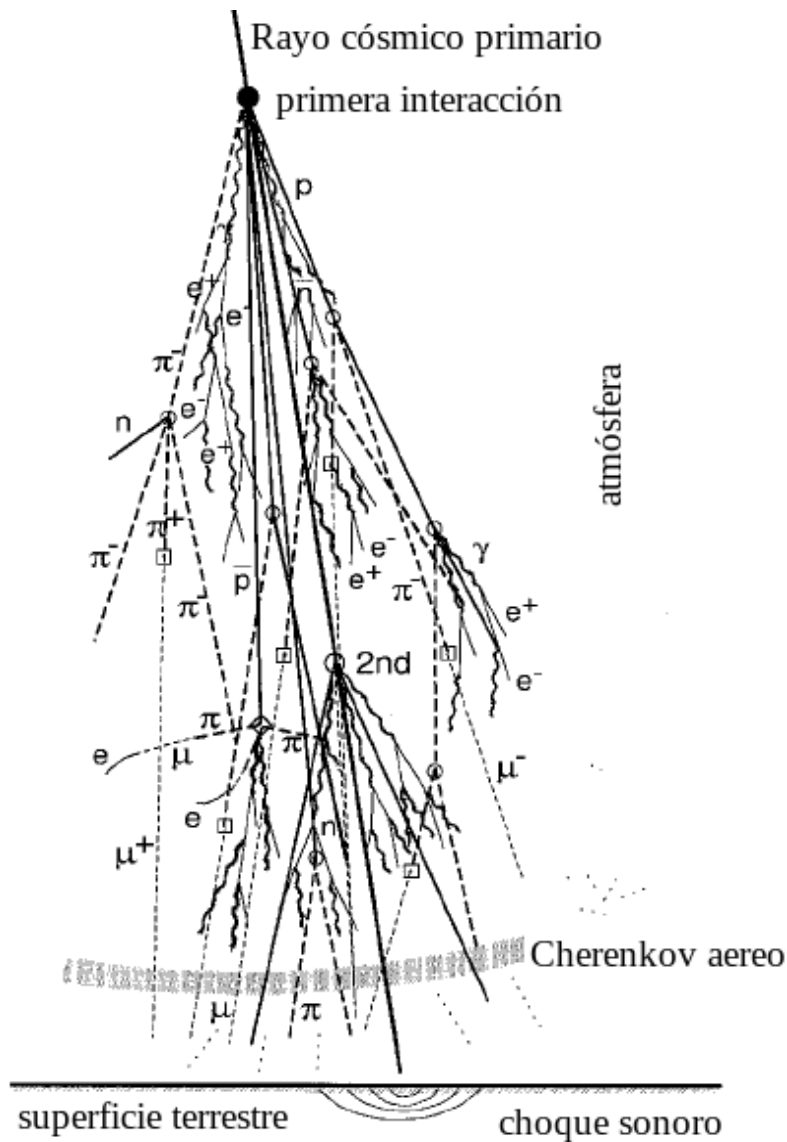


fig.2.3 representación gráfica de una cascada.

2.1.2 CASCADA ELECTROMAGNÉTICA.

Si el rayo cósmico primario es un foton gamma, el cual al interactuar con la atmósfera crea un par electrón positrón ($e^- \cdot e^+$) como se muestra en en la figura 2.4 y en la relación 2.12 γ

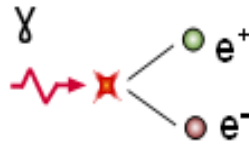


fig. 2.4 creación de un par electrón positrón por un fotón

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (2.12)$$

donde:

γ rayo gamma primario

e^- electrón

e^+ positrón

La cascada puramente electromagnética tiene su origen en son los rayos gamma, estos gamma al interactuar con la atmósfera pierden energia lo que origina la creación de una par electrón-positrón, el electrón creado experimenta un inverso de compton con otros gammas, lo que origina una nuevo gamma, el cual vuelve a crear un par electrón-positrón; este proceso se repite hasta que llegue a su energia umbral, a lo q se denomina cascada puramente electromagnética, como se muestra en la figura 2.4

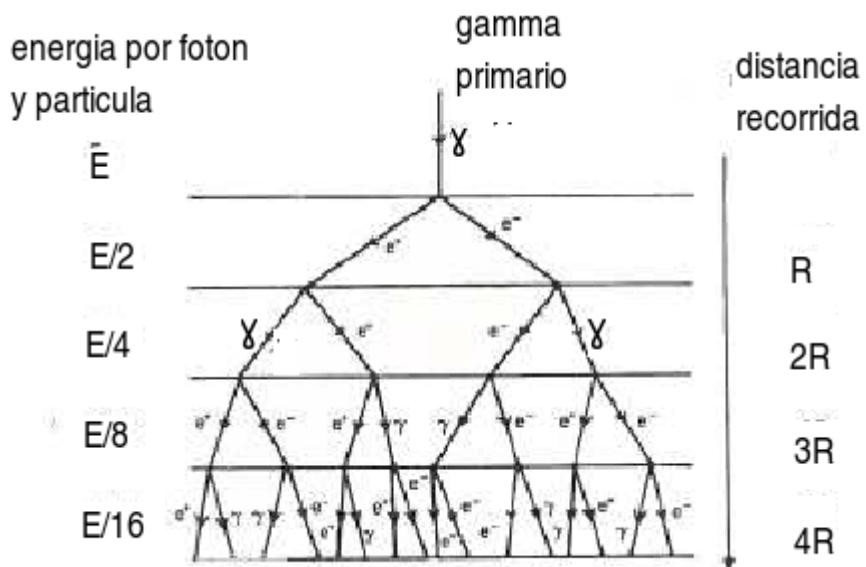


fig.2,4 cascada puramente electromagnética.

Un modelo aproximado para explicar una cascada electromagnética, es la siguiente.

La creación de partículas ($e^- e^+$) a una longitud λ , al recorrer esta distancia la partícula primaria crea dos nuevas partículas secundarias, cada una llevando la mitad de la energía de la partícula incidente, como se muestra en la figura 1.3.

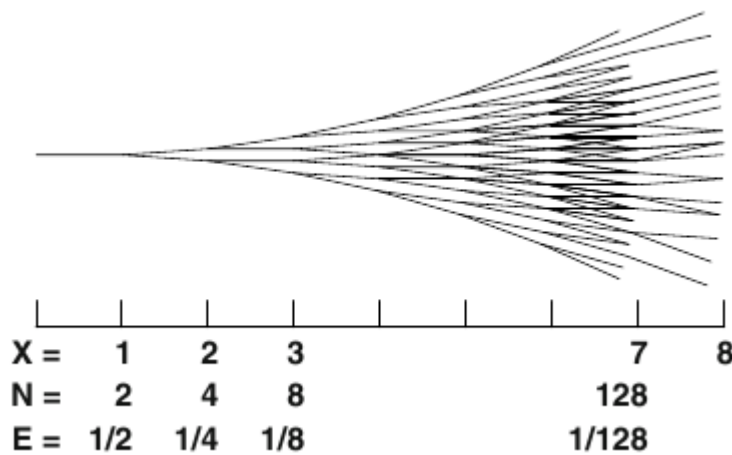


Fig.1.3 Modelo del desarrollo de una cascada

En la gráfica se puede ver que a una longitud " λ ", la partícula inicial decae en dos partículas cada una de estas con la mitad de la energía de la partícula inicial, como se

muestra en la ecuación.

$$E_e = E_i/2 \quad (2.13)$$

El siguiente decaimiento que se produce a una longitud “ λ ” del anterior, osea a “ 2λ ” del inicio, donde se ha creado ya 4 ó 2^2 nuevas partículas y cada partícula nueva lleva consigo la mitad de energía de la partícula quien la crea, respecto a la partícula inicial es la cuarta parte de su energía o también como $E_i/2^2$, este proceso se cumple que el número total de partículas creadas está expresado como 2^N , la cual está relacionada con la profundidad X que indica hasta donde se produce la cascada, la cual se expresa como.

$$X = N\lambda \quad (2.14)$$

este proceso continúa hasta alcanzar la energía crítica E_c que se da cuando la sección eficaz es cero, hasta donde se crea una cantidad máxima de partículas secundarias, que es un múltiplo de 2, la cual es $2^{N_{max}}$ y N_{max} , está relacionado con la energía crítica e inicial, como se muestra en la siguiente ecuación.

$$N_{max} = \frac{E_i}{E_c} \quad (2.15)$$

la profundidad máxima X_{max} , es proporcional al logaritmo de energía inicial y la energía crítica como se muestra en la ecuación.

$$X_{max} = \lambda \log_2\left(\frac{E_0}{E_c}\right) \quad (2.16)$$

2.2 INTERACCIÓN DEL ELECTRON e^- CON EL MEDIO POR DONDE SE PROPAGA.

El electrón un fermión que pertenece a la familia de los leptones, con masa aproximada de $9,109 \cdot 10^{-31} \text{ Kg}$. o $0,51 \text{ MeV}/c^2$, la carga eléctrica aproximada del electrón es $1,60217653 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, su tipo de interacción es electromagnética, su forma de interacción depende de su energía y del medio por donde se propaga, que en este caso es la atmósfera.

2.2.1.-DISPERSIÓN DE COULOMB.

Cuando una partícula cargada en movimiento como el electrón, pasa por la proximidad del núcleo del átomo, al que se le puede considerar como una carga puntual positiva, la partícula cargada (electrón) interactúa con el núcleo del átomo, por lo cual el electrón pierde o gana energía; la dispersión de Coulomb es el proceso dominante y es el responsable de la extensión lateral de los electrones y consecuentemente también de los fotones.

El tipo de interacción que experimenta el electrón, depende del parámetro de impacto, al cual se define como, la distancia a la que pasa del núcleo, se tiene ya establecido que la deflexión de dispersión que sufre la partícula cargada está dada por la siguiente ecuación.

$$\tan(\theta/2) = zZ \frac{e^2}{(M v^2 b)} \quad (2.17)$$

donde:

z es la carga de la partícula incidente.

Z la carga atómica del núcleo.

$e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$

v es la velocidad de la partícula incidente.

b es el parámetro de impacto.

θ es el ángulo formado por la trayectoria incidente y la dispersada.

El intercambio de energía que ocurre entre el electrón y el núcleo, está dentro de una probabilidad; a la cual se le llama sección eficaz (σ), la probabilidad de que ocurra una interacción, está relacionada con el área de impacto, que depende de las dimensiones de ambos cuerpos, donde a mayor área se tiene mayor probabilidad de interacción, esta área se mide en barn, un barn es 10^{-28} m^2 .

La diferencial de la sección eficaz respecto al ángulo sólido de la partícula se relaciona con el impacto, se define como la ecuación 2.18.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\sin\theta} \frac{db}{d\theta} \quad (2.18)$$

Esta ecuación se puede expresar de otra forma incluyendo la dispersión de Coulomb como la ecuación 2.19. Esta ecuación es válida para partículas puntuales en movimiento no relativistas.

$$\frac{(d\sigma)}{(d\Omega)} = Z^2 (r_e)^2 \text{sen}^{-1}(\theta/2) \quad (2.19)$$

donde:

σ es la sección eficaz

Ω es el ángulo sólido que subtende la sección eficaz

Z es la carga o número atómico del medio.

r_e es el radio clásico del electrón.

θ es el ángulo entre la dirección inicial y final del electrón.

En el proceso de dispersión de Coulomb se tienen dos efectos característicos, que son el cambio de dirección de la partícula incidente y la pérdida de su energía, las que dependen del parámetro de impacto (b), si se relaciona (b) con el radio clásico del electrón (r_e) se tienen las siguientes características:

si $b \gg r_e$ el electrón solo quedará excitado.

si $b \approx r_e$ el átomo quedará ionizado.

si $b < r_e$ solo habrá una dispersión.

Se tiene una corrección para partículas relativistas, para lo cual se adiciona el factor $[1 - \beta^2 \text{sen}^2(\theta/2)]$ a la ecuación (2.19), se obtiene la ecuación (2.20).

$$\frac{(d\sigma)}{(d\Omega)} = Z^2 (r_e)^2 \text{sen}^{-1}(\theta/2) [1 - \beta^2 \text{sen}^2(\theta/2)] \quad (2.20)$$

donde:

$$\beta = v/c$$

Otra corrección para el apantallamiento, por el cual se adiciona el factor $\left[1 + \frac{1}{Za}\right]^{-2}$ a la ecuación (2.19). se obtiene la ecuación (2.21).

$$\frac{(d\sigma)}{(d\Omega)} = Z^2 (r_e)^2 \sin^{-1}(\theta/2) \left[1 + \frac{1}{Za}\right]^{-2} \quad (2.21)$$

donde:

a es el radio de apantallamiento, que se expresa como.

$$a = (A^2 / m_e^2)^2 Z^{-1/3} \quad (2.22)$$

donde:

A es la masa atómica.

m es la masa del electrón.

Z Es la carga atómica del medio

$e=2,3$

2.2.2.-PÉRDIDA DE ENERGÍA DEL ELECTRÓN POR IONIZACIÓN.

Este proceso ocurre cuando el electrón incidente con energía E_i interactúa con un electrón atómico, quien gana energía por lo cual se libera del átomo, la energía perdida se expresa por la fórmula de Bethe-Bloch.

Si se considerara que la partícula incidente de masa (m_e) , con velocidad (v) y carga $Z_1 e$ la cual incide sobre un átomo, cuyo número atómico es Z_2 y el parámetro de impacto es b . La pérdida de energía que experimenta la partícula incidente se expresa en la ecuación 2.23.

$$E_i - E_f = \Delta E = \frac{p^2}{2m_e} \quad (2.23)$$

donde:

m_e es la masa del electrón

p es el momento transferido,

el momento transferido se expresa en la ecuación 2.24.

$$p = \int F dt = e \int E_{\perp} dt = e \int E_{\perp} \frac{dx}{v} \quad (2.24)$$

al cual se puede aplicar el teorema de Gauss y se obtiene.

$$\int E_{\perp} 2\pi b dx = 4\pi Z_1 e \quad (2.25)$$

La interacción solo se debe a la componente perpendicular de campo eléctrico con la trayectoria de la partícula incidente.

$$\int E_{\perp} dx = \frac{2}{v} Z_1 e \quad (2.26)$$

reemplazando en la ecuación (2.24), se obtiene:

$$p = e \int E_{\perp} \frac{dx}{v} = e \left(\frac{2}{v} Z_1 e \right) = \frac{2}{v} Z_1 e^2 \quad (2.27)$$

reemplazando este valor del momento (p) en la ecuación de pérdida de energía se tiene.

$$E_i - E_f = \Delta E = \frac{p^2}{2m_e} = \frac{(2Z_1 e^2)^2}{(m_e v^2 b^2)} \quad (2.28)$$

como en este proceso solo interviene la componente perpendicular del campo eléctrico a la trayectoria de la partícula incidente, y si se consideran todos los electrones en un volumen diferencial.

$$dV = 2\pi b db dx \quad (2.29)$$

se puede sumar sobre todos los electrones en un volumen, se obtiene.

$$-dE(b) = \Delta E(b) n_e dV = \frac{(2Z_1^2 e^4)}{(m_e v^2 b^2)} n_e 2\pi b db dx = \frac{(4\pi Z_1^2 e^4)}{(m_e v^2)} n_e \frac{db}{b} dx \quad (2.30)$$

$$-dE(b) = \frac{(4\pi Z_1^2 e^4)}{(m_e v^2)} n_e \frac{db}{b} dx \quad (2.31)$$

$$\frac{-dE}{dx} = \frac{(4\pi Z_1^2 e^4)}{(m_e v^2)} n_e \frac{db}{b} = \frac{(4\pi Z_1^2 e^4)}{(m_e v^2)} n_e \int \left(\frac{db}{b}\right) \quad (2.32)$$

$$\frac{-dE}{dx} = \frac{(4\pi Z_1^2 e^4)}{(m_e v^2)} n_e \ln\left(\frac{b_{m\acute{a}x}}{b_{m\acute{i}n}}\right) \quad (2.33)$$

donde n_e es el número de electrones por unidad de volumen y se expresa como la siguiente ecuación.

$$n_e = Z_2 \rho \frac{N_A}{A} \quad (2.34)$$

en el cual los términos de quien depende son:

N_A : número de avogadro

ρ : densidad

A : peso atómico del medio.

esto para una transferencia máxima de energía se tiene.

$$b_{min} = \frac{(Z_1 e^2)}{(\gamma m_e v^2)} \quad (2.35)$$

para transferencia minima de energia se tiene.

$$b_{max} = \frac{v\gamma}{v} \quad (2.36)$$

reemplazando en la ecuacion inicial se tiene.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{(4\pi Z_1^2 e^4)}{(m_e v^2)} n_e \ln \frac{\gamma^2 m v^3}{Z_1 e^2 v} \quad (2.37)$$

esta es la formula de Bohr para para particulas relativistas.

Si en este proceso no existe radiacion de frenado, se obtiene la formula de Bethe-Bloch siguiente ecuación que es valida para particulas incidentes mayores a 100KeV.

$$-\frac{dE}{dx} = D_e n_e \left(\frac{Z_1}{\beta}\right)^2 \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2\right) \quad (2.38)$$

donde:

γ es el factor de Lorentz:

$$\gamma = \frac{1}{(1-\beta^2)^{1/2}} \quad (2.39)$$

D_e una forma abreviada de los coeficientes.

$$D_e = 4\pi r_e^2 m_e c^2 = 5,0989 \times 10^{-25} \text{ MeV.cm}^2 \quad (2.40)$$

I es el potencial medio de excitación,

I , permite calcular la pérdida de energía que experimenta una partícula cargada al atravesar un medio homogéneo, la cual se expresa en función del número atómico del

medio.

$$I=12Z_2+7(eV) \text{ para } Z_2 < 13 \quad \text{O} \quad I=9,76 Z_2 + \frac{58,8}{Z_2^{0,12}}(eV) \text{ para } Z_2 \geq 13 \quad (2.41)$$

2.2.3.-PÉRDIDA DE ENERGIA DEL ELECTRON POR RADIACIÓN DE CHERENKOV.

Una fracción del 0.001 de la energía perdida es irradiada como luz de Cherenkov, la longitud de onda de esta radiación esta entre (350-500)nm.

La luz de Cherenkov es producida, por partículas cargadas con velocidad inicial $v = \beta c$ si consideramos una partícula que atraviesa un medio, el que tiene un índice de refracción «n», en este medio la velocidad de la partícula es $v \approx c/n$, si $v > c/n$ osea que la velocidad de la partícula es mayor a la velocidad de la luz en este medio, la luz producida por pérdida de energía se retraza lo que produce un cono de luz, a este proceso se le conoce como “efecto Cherenkov”, como se muestra en la figura.

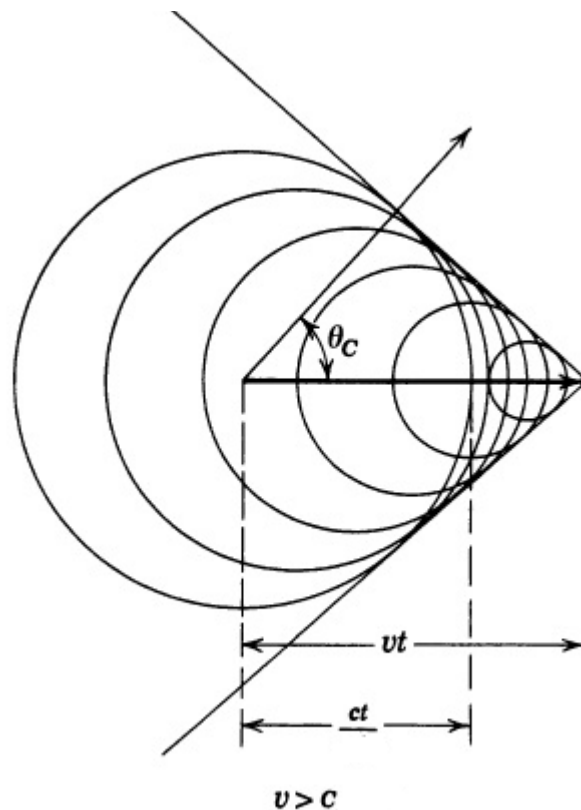


Fig. Efecto Cherenkov, en un medio con índice de refracción n.

Para que se produzca la radiación de Cherenkov, existe una velocidad umbral de Cherenkov, la cual es; $v_u = \beta c$ o $\beta_u = \frac{1}{n}$, la que se relaciona con la energía umbral, la energía umbral depende de la masa de la partícula incidente. En este caso del electrón, la que se expresa en la ecuación 2.43.

$$E_u = mc^2 \gamma_u = mc^2 \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^{1/2} \quad (2.42)$$

donde:

$$\gamma = \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^{-1/2}$$

Se hace la relación entre la velocidad de propagación de la luz y la velocidad de la partícula, como se expresa en la ecuación.

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{\beta n} \quad (2.43)$$

El ángulo de emisión depende de β_u , si el cual es igual a uno, se tendrá un ángulo máximo.

$$\cos \theta_c^{max} = 1/n \quad (2.44)$$

la electrodinámica clásica muestra, que la energía que pierde una partícula cargada al atravesar un medio de espesor L, en función de la energía de los fotones emitidos, con una frecuencia ω . La variación de la energía incidente con la energía del foton emitido, al atravesar un medio de espesor L, se expresa como:

$$\frac{dE}{d\omega} = Z_1^2 \alpha \frac{\hbar \omega}{c} L \sin^2 \theta_c \quad (2.45)$$

si se supone que L es pequeño entonces será $L = dx$, y reemplazando en la ecuación anterior se puede integrar para frecuencias de la luz de Cherenkov y simultáneamente la

perdida de energía por unidad de recorrido y se tiene:

$$\frac{dE}{dx} = Z_1^2 \alpha \frac{\hbar}{c} \int \omega \sin^2 \theta_c d\omega = Z_1^2 \alpha \frac{\hbar}{c} \int \omega (1 - \cos^2 \theta_c) d\omega \quad (2.46)$$

$$\frac{dE}{dx} = Z_1^2 \alpha \frac{\hbar}{c} \int \omega \left(1 - \frac{1}{(\beta n)^2}\right) d\omega = Z_1^2 \alpha \frac{\hbar}{c} \left(1 - \frac{1}{(\beta n)^2}\right) \int_{350\text{nm}}^{550\text{nm}} \omega d\omega \quad (2.47)$$

al integrar y aplicar los límites, se obtiene la pérdida de energía por efecto de la radiación de Cherenkov.

$$\frac{dE}{dx} = Z_1^2 \alpha \frac{\hbar}{c} \left(1 - \frac{1}{(\beta n)^2}\right) \left[\frac{\omega^2}{2}\right]_{350}^{550} \quad (2.48)$$

Se obtiene la ecuación que nos permite calcular la pérdida de energía cuando se produce radiación de Cherenkov, la cual se expresa como la siguiente ecuación.

$$\frac{dE}{dx} = 90000 Z_1^2 \alpha \frac{\hbar}{c} \left(1 - \frac{1}{(\beta n)^2}\right)^2 \quad (2.50)$$

2.2.4. PÉRDIDA DE ENERGÍA POR RADIACIÓN DE FRENADO “BREMSSTRAHLUNG”

La radiación de frenado conocido también como “bremsstrahlung” se produce cuando partículas cargadas al interactuar con los campos eléctricos de los núcleos atómicos son desviadas en su trayectoria esta variación de su velocidad en las partículas cargadas genera radiación de fotones, si se considera que la partícula cargada tiene una energía inicial E_i el cual emite un fotón de energía E_γ , con lo que se cumple que $E_\gamma = E_i - E_f$ y la partícula cargada tiene la energía final E_f .

El ángulo de emisión es independiente de E_γ el cual se expresa como:

$$\theta_y \approx \frac{m_e c^2}{E_i} \quad (2.51)$$

la sección eficaz de “bremsstrahlung” se expresa como:

$$\frac{d\sigma}{dE_y} \approx 5 \frac{e^2}{\hbar c} Z_1^4 Z_2^2 \left(\frac{m}{M\beta}\right)^2 \frac{r_e^2}{E_y} \ln \frac{M\beta^2 c^2 \gamma^2}{E_y} \quad (2.52)$$

donde M es la masa de la partícula incidente y m masa del electrón, r_e es el radio clasico del electron, γ, β forma parte del factor de Lorentz, Z_1 carga de la partícula incidente, Z_2 carga del medio.

Clasicamente se conoce que que la potencia radiada para una partícula cargada con aceleración “a” se expresa como la siguiente ecuación.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} a^2 \quad (2.53)$$

la sección eficaz para este proceso se obtiene segun la teoría QED. La sección eficaz depende del apantallamiento que se da en el átomo entre el nucleo y los electrones, la cual se caracteriza por la siguiente ecuación.

$$\xi = \frac{100mc^2 E_y}{Z_2^{1/3} E_i E_f} \quad (2.54)$$

donde ξ representa al apantallamiento, si $\xi=0$ representa un apantallado total y si $\xi \gg 1$ se considera sin apantallamiento.

La sección eficaz depende de la energía por ello para partículas con energía relativista la sección eficaz de “bremsstrahlung” según Koch y Motz se expresa como:

$$\frac{d\sigma}{dE_y} = \frac{4\sigma_0}{E_y} \left[(1+\epsilon^2) \left[\frac{\Phi_1(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z_2 - f(Z_2) \right] - \frac{2}{3} \epsilon \left[\frac{\Phi_2(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z_2 - f(Z_2) \right] \right] \quad (2.55)$$

donde:

$$\epsilon = E_f / E_i$$

$$\sigma_0 = \alpha Z_2^2 r_e^2$$

Φ_1, Φ_2 ; son funciones de apantallamiento que se obtienen segun el modelo de Thomas-Fermi .

$f(Z_2)$; es una corrección culombiana a la aproximacion de Born.

Para una particula relativista con $E_i \gg mc^2$ con un apantallamiento total $\xi=0$ se obtiene.

$$\frac{d\sigma}{dE_y} = \frac{4\sigma_0}{E_y} \left[\left(1\epsilon^2 - \frac{2}{3}\epsilon\right) \left[\ln \frac{183}{Z_2^{1/3}} - f(Z_2) \right] + \frac{\epsilon}{9} \right] \quad (2.56)$$

la pérdida de energía por este proceso se expresa como:

$$-\frac{dE}{dx} = \int_0^{E_y^{max}} E_y n_a \frac{d\sigma}{dE_g} dE_y \quad (2.57)$$

donde :

$$E_y^{max} = E_i - mc^2 \quad (2.58)$$

se extrae de la ecuación anterior el factor E_i

$$-\frac{dE}{dx} = n_a E_i \sigma_{rad} \quad (2.60)$$

$$n_a = \frac{\rho N_a}{A} \quad (2.61)$$

donde:

n_a número de átomos por volumen,

ρ es la densidad del medio.

N_a número de Avogadro

A es la masa atómica

y reduciendo la ecuación, se obtiene.

$$\sigma_{rad} = \frac{1}{E_i} \int_0^{E_y^{max}} E_y \frac{d\sigma}{dE_y} dE_y \quad (2.62)$$

Para un apantallamiento total la sección eficaz es.

$$\sigma_{rad} = 4\sigma_0 \left(\ln(183Z_2^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right) \quad (2.63)$$

Se obtiene la ecuación de la pérdida de energía por radiación de frenado para apantallamiento total.

$$\frac{dE}{dx} = -n_a E_i 4\sigma_0 \left[\ln(183Z_2^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right] \quad (2.64)$$

Si se considera la radiación de frenado a causa de los electrones del átomo, solo se debe cambiar $Z_2^2 \rightarrow Z_2(Z_2+1)$.

2.2.4.1 LONGITUD DE RADIACIÓN X_0 .

cuando la partícula incidente es muy energética y la sección eficaz de Bremsstrahlung es aproximadamente constante. Se puede definir una distancia o un camino en el cual no se produzca radiación o camino libre medio de radiación como la siguiente ecuación.

X_0 es la longitud de radiación, que se interpreta como la cantidad promedio de materia para la pérdida de energía por radiación "Bremsstrahlung".

el valor de X_0 se expresa como la fórmula aproximada por Yukawa.

$$X_0 = \left[\frac{4NZ(Z+1)}{A} \alpha r_e^2 \ln(191 Z^{-1/3}) \right]^{-1}$$

$$X_0 \approx 10^3 \frac{A}{6Z(Z+1)} \text{ gr.cm}^{-2}$$

el valor de X_0 esta calculado para todos lo elementos según "Review of particles properties".

Para una mezcla de elementos la lungitud de radiación X_0 se utiliza la siguiente ecuación.

$$\frac{1}{X_0} = \sum \frac{w_i}{X_0^i}$$

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i \frac{w_i}{X_0^i}$$

2.2.5 PÉRDIDA DE ENERGÍA POR CREACIÓN DE PARES

Es el este proceso en cual un foton γ crea un par positron e^{+i} y un electrón e^{-i} , en presencia de un campo eléctrico, en el cual la energia del fotón $E_\gamma > 1,022 \text{ MeV}$ y debe cumplirse con la conservación de la energía.

$$E_\gamma = T_{ps} + m_e c^2 + T_e + m_e c^2$$

el ángulo de emisión para la creación del par se relaciona con la energía de la partícula

incidente medianate la siguiente ecuación. $\theta \approx \frac{mc^2}{E_e}$

Este proceso es el inverso de Bremsstrahlung, en el cual tambien se toma encuentra el apantallamiento nuclear el cual se expresa como.

$$\xi = \frac{100mc^2 E_\gamma}{E^{ps}} E_e Z^{-1/3}$$

si $\xi=0$ representa una apantallamiento total, para este caso la sección eficaz

diferencial para producir un positrón es.

$$\frac{d\sigma}{dE_{pos}} = 4 \frac{\sigma_0}{E_y^3} \left[(E_{pos}^2 + E_e^2 + \frac{2}{3} E_{pos} \cdot E_e) \left(\ln \frac{183}{Z_2^{1/3}} - f(Z_2) \right) - \frac{E_{pos} \cdot E_e}{9} \right]$$

donde $f(Z_2)$ el factor de aproximación coulombiana de Born, la cual es importante por interacción de los pares creados con la carga del núcleo.

La sección eficaz para la creación de pares se expresa en la siguiente ecuación.

$$\sigma_{par} = 4\sigma_0 \left[\frac{7}{9} \left(\ln \frac{183}{Z_2^{1/3}} - f(Z_2) \right) - \frac{1}{54} \right]$$

donde aparece el término σ_0 el cual se expresa como.

$$\sigma_0 = \alpha Z_2^2 r_e^2$$

para el proceso de creación de pares, también se tiene una longitud media de creación de pares X_{par} , la cual se expresa como.

$$X_{par} \approx \frac{9}{7} X_0$$

si la interacción de la partícula cargada fuese con los electrones del átomo, solo se debe hacer un cambio de $Z_2^2 \rightarrow z_2(Z_2 + 1)$.

2.2.6 PÉRDIDA DE ENERGÍA POR DISPERSIÓN DE COMPTON

Proceso en el cual fotones al interactuar con electrones, pierden energía por el efecto de dispersión de Compton, la que se representa por la variación de la energía del foton, la energía perdida por el foton es cedida al electrón, la variación en la dirección de propagación del foton se representa por el ángulo θ , la ecuación que representa este procedimiento es.

$$\cos \theta = 1 - \frac{mc^2 (K/K' - 1)}{k}$$

donde; k es la energía inicial del fotón, k' la energía dispersada del foton, m masa del

electron.

Este proceso es una difusion elastica, como si el electrón estuviese libre. De acuerdo a la conservaci3n del cuadvivector energia-momento, se tiene que .

$$E_\gamma + m_e c^2 = E'_\gamma + E_e$$

$$\vec{p}_\gamma = \vec{p}'_\gamma + \vec{p}_e$$

.....

Es el proceso en el cual fotones interactuan con los electrones atomicos y los fotones transfieren una fracci3n de su energia a los electrones, al cual se le llama dispersion de Compton, la secci3n eficaz diferencial, que expresa la probabilidad de interacci3n que se relaciona con las dimensiones del del fot3n.

$$\sigma_c(k, k') = 2\pi r_e^2 \frac{1}{k'} \frac{1}{q} \left[1 + \left(\frac{k'}{k}\right) - 2(q+1) + \frac{1+2q}{q^2} \frac{k'}{k} + \frac{1}{q^2} \frac{k}{k'} \right]$$

donde k es la energia inicial del fot3n y k' es la energia despues de la interacci3n del fot3n y q es la energia inicial del fot3n la cual esta en raz3n de la masa del electr3n $q = k/mc^2$

la integraci3n de la secci3n eficaz diferencial al integrarse, se obtiene:

$$\sigma_c(k) = \frac{\pi r_e^2}{q} \left[\left(1 - 2\frac{(q+1)}{q^2}\right) \ln(2q+1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{q} - \frac{1}{2(2q+1)^2} \right]$$

de la relaci3n $q = k/mc^2$, que depende de la energia incidente y ya conocida la masa del electr3n $m_e c^2 = 0,51 MeV$. se puede hacer la siguiente consideraci3n.

si $q \ll 1$ la secci3n eficaz de compton se aproxima a la secci3n eficaz de thompson que es $\sigma_T = 8\pi r_e^2/3 = 665 mb$

si $q \gg 1$ la secci3n eficaz se puede representar por

2.3 INTERACCI3N DE LOS MUONES CON LA ATM3SFERA

la fuente de los muones es la desintegraci3n de los mesones Pi o piones, como tambien

de la desintegración de los mesones K o kaones, el muon pertenece a la familia de los Leptones por tanto no participa en las interacciones nucleares, la carga del muon es la misma que la del electrón, la masa del muon es $105,66 \text{ MeV}/c^2$ unas 206 veces la masa del electrón, el muon es una constituyente de la materia por ello tiene espín $\frac{1}{2}$. El muon es inestable la cual se debe a su masa elevada.

Otra forma de obtener el muon es la fotoproducción del muon, mediante la interacción coulombiana del foton con la materia, $\gamma + Z \rightarrow \gamma + \mu^- + \mu^+$.

2.3.1 PÉRDIDA DE ENERGÍA DEL MUON POR IONIZACIÓN

La sección eficaz de un muon que incide sobre un átomo, de número atómico Z, se expresa según la ecuación de Bruno Rossi.

$$\left(\frac{d\sigma}{dv}\right)_{ion} = Z \left(\frac{2\pi r_e^2}{\beta^2 v^2}\right) \left(\frac{m_e}{E_\mu}\right) \left[1 - \beta^2 \left(\frac{\kappa}{\kappa_{max}}\right) + \frac{\kappa^2}{2}\right]$$

donde:

Z es el número atómico del medio donde se propaga el Muon.

r_e Es el radio clásico del electrón.

m_e Masa del electrón

κ Es la fracción de energía que el muon transfiere al electrón.

E_μ Es la energía del muon incidente

$\beta = v/c$ es la velocidad en términos de la velocidad de la luz.

v_{max} La máxima fracción de energía transferida, la cual se expresa como;

$$v_{max} = \frac{\beta^2}{1 + \left(\frac{m_\mu^2 + m_e^2}{2m_e m_\mu}\right)}$$

donde m_μ es la masa del muon.

Por razón de la carga que lleva, el muon experimenta pérdida de energía por ionización, la cual se puede expresar como la fórmula de Bethe-Bloch, la cual expresa la pérdida de

energía por unidad de camino de longitud como:

$$\frac{dE}{dx} = -2\pi r_e^2 \left(\frac{N_A Z}{A}\right) \left(\frac{m_e}{\beta^2}\right) \left[\ln \left(\frac{2m_e E_\mu \beta^2 v_{max}}{(1-\beta^2)} I^2 Z \right) - 2\beta^2 + \left(v \frac{sup^2_{max}}{4} \right) - \delta \right]$$

donde x el longitud de camino, la cual se expresa en unidades de $[g.cm^2]$ que representa la masa por unidad de área o la densidad de columna.

r_e es el radio clásico del electrón cuyo valor aproximado es $2,817 \cdot 10^{-17} cm$

N_A es el número de Avogadro su valor aproximado es $6,023 \cdot 10^{23} mol^{-1}$.

Z es el número atómico del medio donde se propaga el muon.

A es el peso atomico del medio o tambien llamado el blanco.

m_e es la masa del electrón.

m_μ es la masa del muón.

$\beta = p/E_\mu$, pes el momentum de muón

$\gamma = E_\mu/m_\mu$ es el factor de Lorentz de muón

$I \approx 16 Z^{0,9} [eV]$, es el potencia medio de ionización del medio.

$\delta = 2 \ln \gamma$ es el efecto de la densidad.

2.3.2 PÉRDIDA DE ENERGÍA POR RADIACIÓN DE CHERENKOV.

Este procedimiento es similar al de electrón y se representa por su misma ecuación.

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}$$

Una fracción del 0.001 de la energía perdida es irradiada como luz de Cherenkov, Su longitud de onda esta entre (350-500)nm.

La diferencia para la radiación de Cherenkov entre el electron y el muón esta en su energía umbral; la cual depende de la masa de la partícula incidente, la cual se muestra en la ecuación.

$$E_u = \gamma_u mc^2 = mc^2 \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^{1/2}$$

donde:

E_u , es la energía umbral.

m_μ , es la masa del muón.

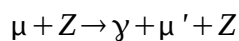
n , es el índice de refracción del medio.

La diferencia de la energía umbral entre el muón y el electrón solo la proporción de sus masas, por lo tanto la energía umbral del muón es mayor a la del electrón, para la producción de radiación de Cherenkov se rige tanto para el electrón como para el muón sobre la misma condición.

La pérdida de energía depende del medio donde se propaga.

2.3.3 PÉRDIDA DE ENERGÍA POR RADIACIÓN DE FRENADO O BREMSSTRAHLUNG.

Toda partícula acelerada emite un fotón.



El muón al interactuar con el campo eléctrico de núcleo atómico, experimenta aceleración la cual da como resultado emisión de un fotón, este fotón puede crear una cascada electromagnética. La energía que pierde el muon en este proceso se expresa en unidades de $[eV/g.cm^2]$ mediante la siguiente ecuación.

$$\frac{dE}{dx} = E_\mu \left(\frac{N_A}{A}\right) \int_{k_{min}}^{k_{max}} \left(\frac{d\sigma}{d\kappa}\right) d\kappa$$

donde:

E_μ ;es la energía del muón

$N_A=6.023$ es el número de Avogadro.

A ;es la masa atómica.

k ;es la fraccion de la energia trasferida al foton

$$k_{min}=0$$

$$k_{max}=1-\frac{3}{4}e^{1/2}\left(\frac{m_\mu}{E}\right)Z^{1/3}$$

$$e=2,7182$$

CAP 3. DETECTOR DE RADIACIÓN DE CHERENKOV EN AGUA

para detectar radiación de efecto Cherenkov, se acondiciona el tanque; se aísla de la luz externa, en la pared interior y en sus bases se colocan un recubrimiento reflectivo y dispersivo, el agua que contiene el tanque ha de ser la mas pura posible, se coloca el fotomultiplicador en la parte superior interna del tanque, la señal que detecta es amplificada y digitalizada por la electrónica, y llevada a la computadora para su estudio y analisis.

El tanque es donde se

El tanque es donde se arma el experimento, el interior es recubierto por un material muy reflectante, el agua que contiene ha de ser la más pura posible, en la parte superior se coloca el fotomultiplicador, la señal luminosa producida por el efecto Cherenkov. Es detectada por el fotomultiplicador la cual es amplificada y llevada a la computadora, para los analisis que se estudian

3.1 FOTOMULTIPLICADOR.

3.2 ELECTRÓNICA.c

4 CALIBRACIÓN

5 TOMA Y ANÁLISIS DE DATOS

6 CONCLUSIONES