

BIBLIOTECA
C.I.F.-U.S.
UNIVERSIDAD DE SONORA



EL SABER DE MIS HIJOS
HARA MI GRANDEZA

UNIVERSIDAD DE SONORA

ESCUELA DE ALTOS ESTUDIOS

R-03

"Algunas Técnicas Experimentales Aplicadas
a Física de Neutrinos en Altas Energías"

T E S I S

Que para obtener el título de:
LICENCIADO EN FISICA
p r e s e n t a :
Carlos Lizárraga Celaya

1978

Universidad de Sonora

Repositorio Institucional UNISON



**"El saber de mis hijos
hará mi grandeza"**



Excepto si se señala otra cosa, la licencia del ítem se describe como openAccess

A Ana Luisa, Ana Lorenia y Olga Natalia
les pido disculpas por haberlas privado
de una época de compañía y diversión, cediéndome
su tiempo para realizar este trabajo.

A mis padres, Alfonso y María Olga que siempre
me han comprendido y apoyado. Gracias.
Han sabido ser mis buenos amigos.

A mis maestros y compañeros de la pequeña escuela.

A mi asesor Dr. Clicerio Avilez Valdez
por su paciencia, que sin su dirección no
hubiera podido realizar esta tesis.

A mis camaradas del Instituto de Física, UNAM

CARLOS

A un gran hombre y amigo, que dejó de existir en el período de realización de este trabajo, y que ahora solo viven los recuerdos en mi pensamiento. Me hubiera gustado compartir la alegría de este paso transitorio en mi vida. Más al no poder comunicarle esto, tengo la obligación moral con él, de seguir la constante carrera de penetrar en el campo del conocimiento científico de la naturaleza, pues día a día se va dando cuenta uno de la grandeza de éste y la complejidad de trabajar en él. Estas siempre fueron sus indicaciones, en las que yo estuve de acuerdo. La vida es una lucha, y cuesta bastante trabajo aportar un solo grano de arena para su evolución, más no por eso debemos desistir. Hay que ser conscientes y consistentes en nuestras ideas para lograr los objetivos planteados.

Esta tesis la dedico respetuosamente a la memoria de mi abuelo Don Bartolome Celaya Celaya acaecido el 3 de enero de 1978.

INTRODUCCION

El motivo del presente trabajo es conocer algunos aspectos de la experimentación con neutrinos de altas energías, que se realizan en la actualidad. El neutrino, descubierto hace 25 años, ha abierto a la Física Moderna, un nuevo cauce de muy amplia dimensión. El terreno explorado en este campo es ínfimo comparado con lo que en el futuro se conocerá de los fenómenos neutrínicos. Los descubrimientos posteriores ayudarán a la comprensión de estos fenómenos. Estos resultados coadyuvarán a la integración de una teoría más coherente de las interacciones que ocurren en la naturaleza. Algunos esfuerzos se han dirigido a un objetivo: la unificación de las cuatro interacciones hasta hoy conocidas. Por el momento existen teorías de unificación de las interacciones Débiles y Electromagnéticas, pero todavía incompletas. Se especula en globalar las interacciones Fuertes en estos modelos, pero aún no están lo suficientemente desarrollados como para visualizar su conexión. Con lo que respecta a las interacciones Gravitacionales, la manera en la que se les está estudiando, les tomará bastante tiempo para que se puedan unir a algún modelo de las tres interacciones ya antes mencionadas.

Dada la rapidez de avance de las Teorías de Campo y sus matemáticas correspondientes, se podría especular que para antes de finalizar este siglo, existirá al menos un modelo adecuado funcionando que logrará unificar las interacciones Débiles, Electromagnéticas y Fuertes. El papel que jugará el neutrino

para lograr este modelo es prometedor.

Para 1980 el acelerador de 400 GeV de FERMILAB se le aumentará su potencia a 1 TeV (1×10^{12} eV), mediante la instalación de imanes superconductores. Con esto también se ve la posibilidad que con el neutrino, se puedan medir nuevos números cuánticos (tales como el charm) en experimentos de muy altas energías.

Otra perspectiva que ofrecen los neutrinos, debido a su interacción débil, es en el campo de la Astronomía, pues ofrece un modo rápido de transferencia de energía desde el interior de una estrella. Neutrinos de bajas energías pueden escapar del interior de una estrella sin ninguna interacción, mientras que un quantum de luz le toma quizá 10^7 años para escapar de ella.

El descubrimiento del neutrino, así como el papel que puede jugar en la naturaleza ha abierto un nuevo horizonte en el estudio de ella, semejante al horizonte abierto por el descubrimiento de la cuantización de la energía.

La distribución del contenido, en el presente trabajo, para poder visualizar los fenómenos neutrínicos fue la siguiente:

Los cuatro primeros capítulos son de estructura, para que el quinto fuera escrito de una manera más fluida.

El primero, trata de la interacción de la radiación con materia, para conocer cuales son las fases importantes de este fenómeno, y así poder comprender el funcionamiento esencial de los detectores, que es el material del capítulo segundo.

El tercer capítulo es simplemente, lo que a diario se maneja en el análisis de datos provenientes de los detectores. El cuarto capítulo está dedicado a Interacciones Débiles, aunque de una manera muy introductoria debido a la complejidad del problema. Pero aún así, el material presentado es lo bastante completo para entender la Física Experimental de Neutrinos. En el capítulo cinco se dan a conocer los más importantes experimentos que se efectúan en la actualidad, para una comprensión más profunda y completa sobre la Física de Neutrinos.

I N D I C E

Capítulo I.- INTERACCION DE RADIACION CON MATERIA	Pág.
1.1 - Pérdidas de Energía en Ionización, por Partículas que atraviezan un material.	1
1.2 - Alcance o Rango	4
1.3 - Pérdidas en Energía por Radiación Cherenkov	6
1.4 - Dispersión Coulombiana	7
1.5 - Absorción de Rayos Gama por una Substancia y Pérdidas en Energía por Radiación de Electrones Rápidos.	8
1.5.1 Efecto Compton	8
1.5.2 BREMSSTRAHLUNG	9
1.5.3 Producción de Pares	10
1.6 - Lluvias de Cascada de Electrón-Fotón, debido a Combinación de Fenómenos de Bremsstrahlung y Producción de Pares.	11
Bibliografía	12
CAPITULO II.- DETECTORES DE PARTICULAS.	
2.1 - Cámara de Burbujas	13
2.2 - Contadores de Centelleo	14
2.3 - Contadores de Cherenkov	15
2.4 - Cámara de Chispas	15
2.5 - Contadores Proporcionales	16
2.6 - Cámara de Ionización	16
2.7 - Cámara de Niebla	17
2.8 - Cámara de Difusión	17
2.9 - Emulsiones Nucleares	18
2.10 - Detector de Estado Sólido	18
2.11 - Cámara Proporcional Multialámbrica	19
2.12 - Hodoscopios	19
Bibliografía	20

CAPITULO III.- MANEJO DE DATOS Y DISTRIBUIONES DE PROBABILIDAD.

3.1 - Media y Desviación Estandar	21
3.2 - Distribuciones (Binomio, Poisson y Gaussiana)	22
3.3 - Prueba χ^2	25
3.4 - Distribución de χ^2	27
3.5 - Niveles de Confianza (Confidence Level) . .	28
3.6 - Ajuste de Mínimos Cuadrados a un Polinomio	29
3.7 - Método de Monte Carlo	31
Bibliografía	32

CAPITULO IV.- INTERACCIONES DEBILES.

4.1 - Procesos Leptónicos, Semileptónicos y No- Leptónicos	33
4.2 - Decaimiento Beta Nuclear	34
4.3 - Transiciones de Fermi y Gamow-Teller	36
4.4 - No-Conservación de la Paridad en el Decai- miento Beta	37
4.5 - Interacción V-A	39
4.6 - Interacción Corriente-Corriente	42
4.7 - Detección de Corrientes Neutras	44
4.8 - Probando la Fuerza Débil con Neutrinos. . .	45
4.9 - Problema de la Conservación de la Carga Lep- tónica	47
Bibliografía	50

CAPITULO V.- EXPERIMENTOS CON NEUTRINOS

5.1 - Experimentos para la Primera Detección del Neutrino	51
5.2 - Experimento con Haces de Neutrinos	55
5.3 - Haces de Neutrinos de Banda Ancha	58
5.4 - Haces de Neutrinos de Banda Angosta	59
5.5 - Detectores de Neutrinos	59
5.5.1 Detectores: Cámara de Burbujas Cámara de Burbujas de Fermilab	60

Gargamelle..	61
Big European Bubble Chamber (BEBC) . .	62
5.5.2 Detectores Electrónicos	
Calorímetro Hadrónico y Espectrómetro Magnético	63
Imanes de Núcleo de Hierro	64
Detector Electrónico para el SPS (Su- per Proton Synchrotron) del CHDS (Cern-Dortmund-Heidelberg-Saclay). .	64
Detector CHMR (Cern-Hamburg-Moscow- Rome)	65
5.6 - El Océano como Detector de Neutrinos . . .	66
5.7 - Proyecto DUMAND (Deep Underwater Muon and . Neutrino Detector)	67
5.8 - Detección del CGE (Colapso Gravitacional Estelar)	68
5.9 - Emisión de Neutrinos en el CGE	71
5.10- Búsqueda del Boson W con Masa 30-100GeV en Experimentos de DUMAND	72
 Bibliografía	 74

CAPITULO I.- INTERACCION DE RADIACION CON MATERIA

Este capítulo está dedicado a hacer una breve recapitulación de los fenómenos más comunes que se presentan cuando penetra una partícula cargada en un medio material. Me limitaré a las propiedades de masa, carga y energía de incidencia y sus efectos producidos en el medio. El objeto de esto es visualizarlo en su aplicación para el funcionamiento de los detectores de partículas. El objetivo de esta tesis es conocer algo sobre la física de neutrinos. Debido a las características propias de los neutrinos, su observación es a través de efectos secundarios electromagnéticos.

I.1 Pérdidas de Energía en Ionización, por Partículas que Atraviezan un Medio Material.

Una partícula cargada que incide sobre una sustancia de espesor $dx \text{ gm cm}^{-2}$ chocará inelásticamente con los electrones atómicos del medio. Si la masa M de la partícula incidente es mucho mayor que la masa m de los electrones, la partícula seguirá una trayectoria casi rectilínea. Este no es el caso para partículas incidentes de masas comparables con la del electrón, para las que el ángulo de dispersión ha de tomarse en cuenta.

El número de colisiones que efectuará una partícula incidente en el medio es de la forma : (ref. 1)

$$f(E')dE'dx = \frac{2\pi z^2 e^4 N_0 Z}{mv^2 A} \frac{dE'}{E'^2} \left(1 - \beta^2 \frac{E'}{E'_{\max}}\right) dx, \quad (1.1)$$

donde ze , v , E' son la carga, velocidad y energía cinética de la partícula incidente; N_0 , es el número de Avogadro; Z , A , son el número atómico y másico del medio, respectivamente; finalmente β , es la razón de la velocidad de la partícula a la de la propagación de las ondas electromagnéticas, es decir, $\beta = v/c$.

El término E'_{\max} es la máxima transferencia de energía por parte de la partícula incidente a un electron y esto ocurrirá en una colisión de frente y se demuestra que es: (ref. 2)

$$E'_{\max} = 2mv^2\gamma, \quad (1.2)$$

A este tipo de transferencias de energía, se les conoce como pérdidas de energía en ionización, aunque no siempre se ionizan los atomos del medio. En estos fenómenos se utiliza una unidad muy útil que es pérdida de energía por unidad de espesor en $gm\ cm^{-2}$.

En 1915, Niels Bohr dedujo su ecuación clásica para la pérdida en energía, y es (ref. 2)

$$\frac{dE_C}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N_0 Z}{mv^2 A} \left\{ \ln \left(\frac{1.123\ mv^3 \gamma^2}{ze^2 \langle \omega \rangle} \right) - \beta^2/2 \right\}, \quad (1.3)$$

apareciendo el factor relativista $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ y $\langle \omega \rangle$ es la frecuencia de movimiento del electrón alrededor de un núcleo. Esta ecuación es válida para partículas alfa relativamente lentas y núcleos pesados. Para electrones, mesones, protones y aún partículas alfa veloces, esta ecuación sobreestima considerablemente las pérdidas en energía debido a efectos cuánticos. Para éstas últimas, la fórmula mecánico-cuántica de Bethe propuesta en 1930, es más apropiada (ref. 2)

$$\frac{dE_q}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N_0 Z}{mv^2 A} \left\{ \ln \frac{2mv^2}{\hbar \langle \omega \rangle} \gamma^2 - \beta^2 \right\}. \quad (1.4)$$

De estas dos fórmulas de pérdidas en energía por ionización podemos señalar algunas características de importancia como son las siguientes:

- i) Depende de las propiedades de la partícula incidente

$$\frac{dE}{dx} = z^2 f(v), \quad \text{donde } f(v) \text{ es una función que depende de la velocidad} \quad (1.5)$$

y no depende de su masa.

- ii) Para un valor dado z , dE/dx varía como $1/v^2$ a velocidades no-relativistas, después de un mínimo crece debido al valor creciente de γ^2 en el logaritmo.

- iii) La dependencia de dE/dx del medio es a través de (Z/A) y de $\hbar \langle \omega \rangle = I$, donde I se le conoce como potencial de ionización.

Un valor aproximado para el potencial de ionización es *

* Bloch, Zeits. f. Physik 81, 363 (1933).

$$I = 13.5 Z \text{ eV} . \quad (1.6)$$

Cuando se tiene el caso de electrones incidentes sobre una sustancia se debe modificar el argumento del logaritmo en la fórmula cuántica de Bethe. Esto se debe a que, cuando inciden partículas masivas, comparadas con el electrón, el sistema Centro de Masa es casi el de la partícula incidente, mientras que cuando inciden electrones, se debe considerar el sistema Centro de Masa de dos partículas iguales. La fórmula de Bethe aplicable a electrones es (ref. 2)

$$\frac{dE_{\text{electr.}}}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N_0 Z}{mv^2 A} \left\{ \ln \left(\frac{mc^2}{\sqrt{2}\hbar \langle \omega \rangle} \gamma^{3/2} \right) - \beta^2 \right\} . \quad (1.7)$$

Para partículas que no son muy relativistas la pérdida en energía observada es dada con precisión de alto grado por las ecuaciones de Bethe, para toda clase de partícula en toda clase de medios. Para partículas ultrarrelativistas sin embargo, la pérdida en energía observada es menor que la predicha por Bethe, especialmente para sustancias muy densas. Esta reducción en la pérdida en energía, conocida como "efecto densidad", fué tratada por Enrico Fermi en 1940.

1.2 Alcance ó Rango

Seguido en los experimentos, los datos originales son del alcance de una partícula y de aquí se calcula su energía

inicial. Si se conoce el valor de pérdida en energía dE/dx , se puede calcular el alcance con la siguiente relación (ref. 1)

$$R = \int_0^R dx = \int_0^E \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE, \quad (1.8)$$

donde E es la energía cinética de la partícula y R es el alcance o distancia que recorre la partícula hasta que su energía cinética es cero.

Una aproximación muy burda para el alcance, si suponemos que $dE/dx \propto 1/v^2 \propto 1/E$. Luego $R \propto E_0^2/2 \propto v^4$, esto es clásicamente.

Existe un gran número de aproximaciones entre las relaciones del alcance con la energía, que dependen de la energía de incidencia y de la densidad del medio de la masa de la partícula incidente, etc. (ver ref. 3), todas ellas son netamente empíricas.

Sin embargo, cuando se conoce el alcance de una partícula en determinado medio, digamos el proton, se puede utilizar este dato para conocer el alcance de otra partícula en ese mismo medio, según la relación (ref. 1)

$$R_\pi = \frac{M_\pi}{M_p} R_p, \quad (1.9)$$

donde R_p es el alcance del proton de energía

$$T_p = \frac{M_p}{M_\pi} T_\pi. \quad (1.10)$$

Las partículas que inciden sobre una sustancia perderán energía por procesos de ionización y excitación. La pérdida en energía ocurre en cantidades discretas y mostrará fluctuaciones estadísticas con respecto a la media, lo mismo sucederá con el alcance. El valor del alcance es un concepto puramente estadístico, por eso seguido se le denomina alcance medio \bar{R} .

1.3 Pérdidas en Energía por Radiación Cherenkov.

El fenómeno de radiación de Cherenkov está íntimamente ligado con el efecto densidad. Las propiedades de este efecto son utilizadas para medir velocidades de distintas partículas. La radiación de Cherenkov aparece siempre que la velocidad de la partícula sea mayor que la velocidad de propagación de las ondas electromagnéticas en el medio en que se mueve la partícula. La energía total por unidad de longitud que se pierde en radiación de Cherenkov está dada por la ecuación de Frank-Tamm deducida en 1937 (ref. 1)

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) v dv, \quad (1.11)$$

donde n es el índice de refracción y la integración sobre la frecuencia ν se extiende sobre todo el rango para el cual $\beta n > 1$. La dependencia del medio es solo a través del índice de refracción n .

1.4 Dispersión Coulombiana.

Una partícula masiva incidente, cargada, chocará elásticamente con los núcleos atómicos. Será dispersada un cierto ángulo θ . La sección diferencial de dispersión $d\sigma$ por unidad de ángulo sólido por átomo $d\Omega$, está dada por la fórmula de dispersión de Rutherford (ref. 2)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{zZe^2}{2Mv^2} \right)^2 \operatorname{cosec}^4 \frac{\theta}{2}. \quad (1.12)$$

Esta ecuación se refiere a una sola dispersión y es válido tanto clásica como cuánticamente para partículas no-relativistas. Debido a que la probabilidad de dispersión es mayor para ángulos pequeños, podemos escribir la ecuación anterior en una forma aproximada como

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \left(\frac{2zZe^2}{pv} \right) \frac{1}{\theta^4}; \text{ donde } p = \gamma Mv = Mv, \text{ pues } \gamma \approx 1. \quad (1.13)$$

Se demuestra (ref. 2) que la sección eficaz total de dispersión, después de integrar sobre todo el ángulo sólido es

$$\sigma \approx \pi a^2 \left(\frac{2zZe^2}{\hbar v} \right)^2, \quad (1.14)$$

donde $a \approx 1.4a_0 Z^{-1/3}$ es el radio atómico y a_0 el radio de Bohr $a_0 = \hbar^2/me^2$. De la ecuación anterior, de sección eficaz total, podemos observar que entre mayor sea la velocidad de la partícula incidente menor será la sección eficaz comparada con el área clásica πa^2 .

1.5 Absorción de Rayos Gama por una Sustancia y Pérdidas en Energía por Radiación de Electrones Rápidos.

1.5.1 Efecto Compton.

Existe una ecuación que es útil para calcular la sección eficaz de dispersión por electrón cuando se tiene fotones incidentes de muy baja frecuencia o sea $h\nu \ll mc^2$ y esta es la fórmula dispersión de Thomson (ref. 1)

$$\sigma_t = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} r_e^2, \quad (1.15)$$

donde $r_e = 2.8 \times 10^{-13}$ cm es el radio clásico del electrón. Esta ecuación no es válida para partículas relativistas, además no depende de la frecuencia ν del foton. En el caso relativista se utiliza la ecuación de Klein-Nishina (ref.1)

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left(\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right) + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\}, \text{ donde } \alpha = \frac{h\nu}{mc^2}. \quad (1.16)$$

Esta expresión cuántica se puede escribir en términos de la fórmula clásica de Thomson para los casos de frecuencias bajas y altas.

$$\text{Para } \alpha \ll 1 \quad \sigma_c \approx \sigma_t (1-2\alpha) \quad \sigma_c \propto \nu \quad \text{para frecuencias bajas.} \quad (1.17)$$

$$\text{Para } \alpha \gg 1 \quad \sigma_c \approx \frac{3}{8} \sigma_t \left(\frac{2 + \ln 2\alpha}{\alpha} \right), \quad \sigma_c \propto \nu^{-1} \quad \text{para frecuencias altas.} \quad (1.18)$$

En el efecto Compton no hay absorción de fotones, es decir el foton incidente solo pierde energía en dispersión.

1.5.2 Pérdidas por Radiación de Electrones Rápidos (Bremsstrahlung)

La pérdida en energía por fenómenos de "bremsstrahlung" está dada por la fórmula de Bethe-Heitler (ref.1)

$$\frac{d\sigma(E, E')}{dE'} = \frac{4}{E'} Z^2 \alpha r_e^2 \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) g(\omega), \quad (1.19)$$

siendo E la energía del electrón, E' la del fotón emitido y la razón de las energías $\omega = E'/E$.

La función $g(\omega)$ depende de un llamado parámetro de apantallamiento Γ dado por (ref.1)

$$\Gamma = \frac{100mc^2}{E} \left(\frac{\omega}{1-\omega} \right) Z^{1/3}. \quad (1.20)$$

Cuando existe un apantallamiento total de la carga nuclear por los electrones, el parámetro de apantallamiento es $\Gamma \ll 1$. En este caso $g(\omega)$ es de la siguiente forma (ref.1)

$$g(\omega) = \left[1 + (1-\omega)^2 - \frac{2}{3} (1-\omega) + \frac{(1-\omega)}{9 \ln(183 Z^{-1/3})} \right]. \quad (1.21)$$

Resultando la pérdida promedio por radiación, de un electron de energía E, como sigue

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dx} = \frac{4N_0 Z^2 r_e^2}{137 A} \left[\ln(183 Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right]. \quad (1.22)$$

Si despreciamos el 1/18 (lo cual introduce un error de 1%) la ecuación anterior queda como

$$\frac{dE}{E} = \frac{dx}{X_0} , \quad (1.23)$$

donde

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4N_0 Z^2 r_e^2}{137 A} \left(\ln 183 Z^{-1/3} \right). \quad (1.24)$$

Si E_0 es la energía inicial de un electrón antes de entrar al material, la energía media $\langle E \rangle$ que tendrá el electrón después de haber atravesado una capa de grosor x gm cm⁻² es

$$\langle E \rangle = E_0 e^{-x/X_0} , \quad (1.25)$$

X_0 es la longitud de radiación y depende únicamente del material. En las ecuaciones anteriores hemos despreciado las pérdidas por radiación en las colisiones con los electrones atómicos. Para obtener una mejor aproximación, en la ecuación de pérdida promedio de energía por radiación hay que sustituir Z^2 por $Z(Z+1)$.

1.5.3 Producción de Pares.

Este fenómeno es similar al bremsstrahlung salvo algunos factores cinemáticos. Para el caso de apantallamiento total, su sección eficaz está dada por (ref.1)

$$\frac{d \cdot \sigma_{\text{par}}(E, E')}{d E'} = \frac{4}{E} Z^2 \alpha r_e^2 f(v) \ln (183 Z^{-1/3}) , \quad (1.26)$$

donde

$$f(v) = \left[v^2 + (1-v)^2 + \frac{2}{3} v(1-v) - \frac{v(1-v)}{9 \ln (183 Z^{-1/3})} \right], \quad (1.27)$$

siendo E la energía del fotón, E' la del positron y $v=E'/E$.
Aquí el parámetro de apantallamiento es dado por

$$\Gamma = \frac{100 mc^2}{Ev(1-v)} Z^{1/3} \ll 1 \quad (1.28)$$

De las ecuaciones resulta que la sección eficaz es

$$\sigma_{\text{par}} = 4Z^2\alpha r_e^2 \left\{ \frac{7}{9} \ln(183 Z^{-1/3}) - \frac{1}{54} \right\}, \quad (1.29)$$

σ_{par} varía como $(Z^2 f(h\nu))$, donde $f(h\nu)$ es una función que depende de la frecuencia del foton.

Tomando en cuenta el efecto de los electrones atómicos en este proceso hay que sustituir Z^2 por $Z(Z+1)$.

1.6 Lluvias de Cascada de Electrón-Foton, Debido a Combinación de Fenómenos de Bremsstrahlung y Producción de Pares.

La razón de la pérdida de energía por radiación a la pérdida de energía por ionización es de la forma (ref.1)

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}}}{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}}} \approx \frac{ZE}{600}, \quad (1.30)$$

la energía crítica $E_c \approx 600/Z$ MeV, es tal que si $E > E_c$ las pérdidas por radiación son dominantes. Si $E < E_c$ es a la inversa, dominan las pérdidas por ionización.

De este tipo de fenómeno se puede resaltar que:

- i) Una partícula incidente de energía E_0 , tiene un máximo de penetración t , que depende del logaritmo de E_0 .

$$t_{\max} = \frac{\ln(E_0/E_C)}{\ln 2} \quad (1.31)$$

ii) El número de partículas creadas hasta el máximo de penetración es proporcional a E_0 .

$$N_{\max} = e^{t_{\max} \ln 2} = \frac{E_0}{E_C} \quad (1.32)$$

que serán fotones, electrones y positrones aproximadamente en cantidades iguales.

iii) La integral de la longitud total de la trayectoria de las partículas cargadas (en longitudes de radiación) en toda la lluvia es proporcional a E_0 .

$$L = \frac{2}{3} \int_0^{t_{\max}} N dt = \frac{2}{3 \ln 2} \frac{E_0}{E_C} \approx \frac{E_0}{E_C} \quad (1.33)$$

Bibliografía: Capítulo I.

Casi la totalidad de los temas aquí presentados, son una revisión de las referencias (1.1) y (1.2) que son los libros de Perkins y Jackson respectivamente a excepción de la sección 1.2 donde consulto además del Perkins, un manual de Física, referencia (1.3).

- 1.1 - Donald H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Cap. II Addison-Wesley Publishing Co. 1972.
- 1.2 - John D. Jackson, Classical Electrodynamics, Cap. XIII John Wiley and Son, New York. 1975. Second Edition.
- 1.3 - B.M. Yavorski, A.A. Detlaf, Manual de Física, Edit. MIR. Moscú p. 857.

CAPITULO II. DETECTORES DE PARTICULAS.

Esta sección está dedicada a presentar en una forma simplificada y general, la constitución y funcionamiento de los detectores de partículas hasta hoy existentes. Por más complejo sea un detector actual, siempre sus constituyentes son otros detectores más básicos que aquí se presentan.

2.1 Cámara de Burbujas.

La cámara de burbujas se basa, para su funcionamiento, en un líquido sobrecalentado en ebullición, donde, se empiezan a formar burbujas de gas; al incidir una partícula cargada sobre el líquido, se formaran burbujas a lo largo de toda la trayectoria de la partícula ocasionadas por los iones resultantes. El líquido se puede sobrecalentar mediante una expansión súbita de un pistón, y en un lapso de 10 a 50 mseg. las burbujas alcanzarán un diámetro de aproximadamente $10 \mu\text{m}$, cuando éstas se fotografían. La cámara de burbujas está expuesta a un campo magnético que permite calcular el momento de las partículas en base a la curvatura de su trayectoria. Para efectuar cada nuevo registro hay que contraer el líquido para que desaparezcan las burbujas.

En el estudio de dispersiones coulombianas entre mayor es la trayectoria, la magnitud de los errores disminuye y viceversa.* Por ejemplo si el líquido es Hidrógeno los errores

* ver por ejemplo, Tabla 2.3 ref. (2.1) sobre características de los líquidos de la cámara de burbujas.

son menores comparados con el Freón que tiene buen poder de frenado, por tanto, trayectorias corta y grandes incertidumbres en los cálculos de momento. Los líquidos densos son los indicados para estudiar las interacciones de haces energéticos de neutrinos, pues la sección eficaz para éstos por núcleo, es muy pequeña; también se utilizan líquidos densos para experimentos de detección de rayos gama por efectos secundarios y para electrones.

La cámara de burbujas se llena con un líquido a temperaturas y presiones variando desde 27°K a 4.7 atm. para el Hidrógeno hasta 331°K a 20 atm. para el Propano.

2.2 Contadores de Centelleo

Consiste de materiales que son fácilmente excitables; al pasar una partícula ionizante a través del material, éste emite luz fluorescente en una amplia gama de longitudes de onda. Luego a este centelleo se le dirige al cátodo de un fotomultiplicador el cual emite un fotoelectrón que irá a los electrodos de emisión secundaria (dinodos) que producirán hasta un total de 10^8 electrones que llegarán al ánodo. Este pulso será introducido a amplificadores, discriminadores y escaladores que registrarán el número de pulsos del fotomultiplicador de cierta magnitud. Su resolución espacial es nula, pues, el pulso no está relacionado de ninguna forma a la localización de la trayectoria de la partícula cargada al contador. Su tiempo de resolución es del orden de 10^{-6} seg. para cristales inorgánicos y 10^{-9} seg. para cristales orgánicos.

Los materiales de centelleo que usualmente se utilizan para estos contadores son poliestireno, tolueno, Ioduros de Sodio y Cesio, antracina, naftalina y fenantrina.

2.3 Contadores de Cherenkov

Consiste de un medio cilíndrico transparente, por el que pasa un haz de partículas paralelo al eje que emite radiación Cherenkov, la radiación se propaga dentro del cilindro por reflexión total hasta llegar al final del cilindro donde es enfocado por un dispositivo óptico al fotomultiplicador. El contador de Cherenkov también puede servir como selector, respondiendo a: partículas de cierta velocidad; un haz de determinado momento, de determinada masa, etc.

2.4 Cámara de Chispas

Está compuesta de una serie de placas metálicas delgadas, que pueden ser desde 6 hasta 128 placas, separadas una distancia, entre 2 a 20 mm, rodeadas de un gas inerte, neón en la mayoría de los casos. Existe un voltaje alternado entre las placas que va desde 10 a 15 KV. Cuando pasa una partícula cargada deja una trayectoria ionizada en el cual se producen chispas haciendola visible. Para remover los iones se aplica un campo eléctrico constante.

Su resolución temporal es la misma que para la cámara de ionización y el contador de centelleo y su resolución espa-

cial es tan buena como la de la cámara de burbujas o las emulsiones nucleares.

Una de las ventajas de la cámara de chispas es que uno tiene control sobre el disparo y además uno puede seleccionar eventos para fotografiarlos después que hayan ocurrido.

2.5 Contadores Proporcionales

Su diseño consta de un alambre muy fino que funciona de ánodo y está localizado a lo largo del eje de una ampollita de vidrio sellado o tubo metálico. Al pasar una partícula cargada ioniza átomos del gas contenido. La presión y el voltaje existentes están ajustados de tal manera que los iones producidos sean acelerados lo bastante para que al colisionar con otros átomos se produzcan más iones y así sucesivamente hasta que después de un lapso llega al ánodo una gran avalancha de electrones que genera un pulso que es proporcional a la ionización inicial. El diseño de los contadores proporcionales es similar al de los contadores de Geiger-Müller, sólo que el primero trabaja a potenciales más bajos que el segundo.

2.6 Cámara de Ionización.

Es una pequeña cámara que contiene: dos electrodos mantenidos a una diferencia de potencial grande y contiene un gas que se mantiene aproximadamente a presión atmosférica. Al entrar radiación a la cámara ioniza al gas. Los iones son recogidos por los electrodos respectivos, registrándose en un

medidor la corriente que fluye.

2.7 Cámara de Niebla.

Consiste de una cámara llena de aire purificado y vapor de agua saturado a temperaturas ambientales. Se utiliza un pistón para variar el volumen de la cámara, el cual se acciona para expandir la mezcla súbitamente ocasionando que la temperatura disminuya y en consecuencia el vapor de agua se sobresatura. En este momento cualquier partícula cargada que pase, formará iones logrando que el vapor sobresaturado se condense alrededor de los iones. Aquí, una trayectoria de pequeñas gotitas puede ser observada. Este fenómeno puede registrarse en placas fotográficas.

Una vez finalizado el evento, el pistón se regresa a su posición normal y se aplica a la cámara un campo eléctrico para desalojar a los iones producidos.

La desventaja de este detector es que, su tiempo de sensibilidad es de aproximadamente 0.5 seg. mientras el gas recupera su equilibrio termodinámico con el exterior.

2.8 Cámara de Difusión.

Es una cámara, que en su parte superior tiene un recipiente con un líquido cuyos vapores son fáciles de condensar. Por ejemplo Alcohol etílico o Hidrógeno. En la parte inferior hay otro recipiente con líquido refrigerante a una temperatura de aproximadamente -60°C . Estos líquidos son una mezcla de

Alcohol etílico y Dióxido de Carbono sólido. Debido a la diferencia de temperatura entre las dos secciones, los vapores se sobresaturan en la parte inferior, siendo sensibles a cualquier partícula cargada ionizante para condensarse a lo largo de su trayectoria.

Para renovar la sensibilidad de la cámara se desalojan los iones mediante la aplicación de un campo eléctrico.

2.9 Emulsiones Nucleares.

Una emulsión en una placa fotográfica está compuesta de granos de Haluro de Plata empotrados en gelatina. Si una partícula cargada incide sobre una placa, al ionizarse los granos de Haluro de Plata se convierten en granos oscuros de plata metálica. Si se revela la placa, podrá observarse al microscopio la trayectoria de ionización de la partícula incidente.

2.10 Detector de Estado Sólido.

Consta de un cristal P-N resultante de la unión de cristales de Silicio del tipo P y N. Hay un potencial entre los dos tipos de material, el tipo P estando a un potencial más bajo que el tipo N. Los electrones libres del donador se van al del aceptador y se establece una región no conductora, llamada "región de empobrecimiento" que puede ser incrementada con un voltaje externo.

Cuando una partícula cargada ionizante incide sobre la capa tipo N y se detiene en la región de empobrecimiento,

surgirán electrones libres y aparecerán por tanto "agujeros". Los electrones se moverán hacia la capa de tipo N (positiva) y los agujeros hacia la capa tipo P (negativa). Esto ocasiona una caída de potencial en la unión de los dos cristales, la cual es comunicada al amplificador. La magnitud del pulso es proporcional a la energía de la partícula incidente, suponiendo que la partícula perdió toda su energía en la región de empobrecimiento.

2.11 Cámara Proporcional Multialámbrica.

Consiste de un conjunto de alambres paralelos espaciados de 0.1 a 1 cm. entre sí, centrados entre dos planos que se encuentran a una diferencia de potencial muy grande. Su funcionamiento se basa en el mismo principio en que trabajan los contadores proporcionales. El voltaje entre los planos depende del gas que contiene la cámara, la separación entre los alambres y los planos de Alto Voltaje. Los alambres se mantienen a un potencial cercano a tierra.

2.12 Hodoscopios.

Es un arreglo de contadores de centelleo. Los contadores de centelleo como ya se vió, solo registran señales sin tener ninguna resolución espacial. Los hodoscopios constan de un conjunto de contadores de centelleo diminutos, colocados en un plano. Debido a las señales que envía un contador de centelleo, en el hodoscopio podemos tener más información sobre la

trayectoria de la partícula incidente. Su nombre lo dice, hodoscopio viene de la raíz griega "hodos" que quiere decir "camino".

Bibliografía: Capítulo II.

Como aquí lo que quise revisar eran los detectores de partículas en una manera general, las referencias son:

2.1 Donald H. Perkins, Introduction to High Energy Physics
Addison-Wesley Publishing Co. 1972.

2.2 Atam. P. Arya, Fundamentals of Nuclear Physics
Allyn and Bacon Inc., Boston, 1966.

De la referencia (2.1) consulté para las secciones 2.1, 2.2, 2.3, 2.5, 2.11 y 2.12.

De la referencia (2.2) el material obtenido corresponden a las secciones 2.4, 2.6, 2.7, 2.8, 2.9 y 2.10.

CAPITULO III. MANEJO DE DATOS Y DISTRIBUCIONES DE PROBABILIDAD.

Ya que hemos hecho una revisión sobre detectores de partículas, ahora procede revisar técnicas sobre análisis de datos. Los datos servirán para inferir algo sobre la fenomenología de los eventos o comprobar alguna teoría antes postulada. La manera en que se interpreten los datos es crucial para comprender el comportamiento de los fenómenos en donde están involucradas toda clase de partículas y sus interacciones.

Por tanto, es conveniente hacer una breve reseña de los conceptos estadísticos más comunes para el manejo de datos como son: la media, variancia, desviación estandar, distribuciones probabilísticas y algo sobre ajuste de datos.

3.1 Media y Desviación Estandar.

Cuando se efectúa un experimento, se obtiene N valores diferentes en su mayoría en la serie de resultados. La "media" \bar{x} de estos datos es simplemente el promedio de estos

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i, \quad (3.1)$$

donde x_i es el valor obtenido en cada evento.

Casi siempre que se expresa el resultado de un experimento, además de expresar la media con su incertidumbre, también le acompaña lo que se llama "desviación estandar".

La desviación estandar es la raíz cuadrada de la variancia. La variancia es el promedio de los cuadrados de las desviaciones de la media, es decir

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2, \quad (3.2)$$

donde $(N-1)$ es el número de grados de libertad.

Además de la forma de las expresiones anteriores, es comun también expresar la media y variancia en términos de una función de probabilidad $P(x)$, si ésta es conocida.

La media en términos de una función de probabilidad $P(x)$ es

$$\bar{x} = \sum_{j=1}^n x_j P(x_j), \quad (3.3)$$

similarmente, la variancia es

$$\sigma^2 = \sum_{j=1}^n \left[(x_j - \bar{x})^2 P(x_j) \right], \quad (3.4)$$

para lo anterior, se pide que no haya dos valores x_j iguales.

3.2 Distribuciones

Según lo que busquemos en los datos obtenidos, será la función de probabilidad que obtengamos.

Una de las distribuciones más frecuentes que se utilizan en la física experimental es la distribución binomio y su aproximación en el caso límite a las distribuciones de Poisson y Gaussiana. En esta sección obtendremos sus respectivas medias

y variancias.

La "distribución binomio" nos da la función de probabilidad para observar x de los n objetos que se encuentran en el estado con probabilidad p y es de la siguiente forma

$$P_B(x, n, p) = \frac{n!}{x! (n-x)!} p^x (1-p)^{n-x} \quad (3.5)$$

La media \bar{x} de una distribución binomio es

$$\bar{x} = \sum_{x=0}^n \left(x \frac{n!}{x! (n-x)!} p^x (1-p)^{n-x} \right) = np \quad (3.6)$$

en un lenguaje llano esto último significa que si efectuamos un experimento con n objetos y observamos una cantidad x de ellos, luego la media será simplemente dada por la probabilidad p de ocurrencia para cada objeto multiplicada por el número de objetos.

La variancia σ^2 de la distribución binomio es

$$\sigma^2 = \sum_{x=0}^n \left((x-\bar{x})^2 \frac{n!}{x! (n-x)!} p^x (1-p)^{n-x} \right) = np(1-p) \quad (3.7)$$

Cuando $p \ll 1$ y n es infinitamente grande como para que $\bar{x} = np$ permanezca constante, la distribución binomio $P_B(x, n, p)$ se aproxima asintóticamente a la "distribución de Poisson" $P_p(x, \bar{x})$

$$\lim_{p \rightarrow 0} P_B(x, n, p) = P_p(x, \bar{x}) = \frac{\bar{x}^x}{x!} e^{-\bar{x}} \quad (3.8)$$

de "ancho de mitad" y el de "error probable". El ancho de la curva se caracteriza por el "ancho máximo total en la mitad", o comunmente ancho de mitad denotado por Γ . Su valor se expresa en términos de la desviación estandar σ como

$$\Gamma = 2.354\sigma \quad (3.11)$$

El error probable E.P. es el valor absoluto de la desviación

$|x-\bar{x}|$ tal que la probabilidad para que la desviación de cualquier observación aleatoria $|x_i-\bar{x}|$ sea menor, es igual a 1/2. Es decir, la mitad de las observaciones de un experimento se esperan entre los valores $\bar{x} \pm$ E.P. El error probable lo podemos escribir también en función de la desviación estandar o en términos del ancho de mitad como

$$\text{E.P.} = 0.6745\sigma = 0.2865\Gamma \quad . \quad (3.12)$$

Con esto, se cubren tres de las distribuciones más usuales en la Física experimental. En la siguiente sección se hará un estudio más formal de un método no menos importante que es el método de mínimos cuadrados para ajuste de datos.

3.3 Prueba χ^2

El método de mínimos cuadrados se funda en la hipótesis de que la descripción óptima de un conjunto de datos, es aquella que minimiza la suma pesada de cuadrados de las desviaciones, de los datos y_i de la función que ajusta $y(x_i)$. Esta suma es caracterizada por la variancia de los datos σ^2 . Para una función con un término constante y n coeficientes ajusta a N datos

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-n-1} \frac{\sum \left[\frac{1}{\sigma_i^2} (y_i - y(x_i))^2 \right]}{\frac{1}{N} \sum \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad , \quad (3.13)$$

donde el factor $\nu = N - n - 1$ es el número de grados de libertad después de ajustar N datos a los $n+1$ parámetros.

El factor de peso w_i para cada punto es el inverso de la variancia σ_i^2 que describe la incertidumbre de ese dato, normalizado sobre el promedio de todos los factores de peso

$$w_i = \frac{1/\sigma_i^2}{(1/N) \sum (1/\sigma_i^2)} \quad (3.14)$$

La variancia σ^2 también es caracterizada por la χ^2 para polinomios

$$\chi^2 \equiv \sum \left(\frac{1}{\sigma_i^2} (y_i - y(x_i))^2 \right) \quad (3.15)$$

La relación entre σ^2 y χ^2 se puede ver fácilmente comparando la σ^2 con la ji-cuadrada reducida χ_v^2

$$\chi_v^2 = \frac{\chi^2}{v} = \frac{\sigma^2}{\bar{\sigma}_i^2} \quad (3.16)$$

donde $\bar{\sigma}_i^2$ es el promedio pesado de las variancias individuales,

$$\bar{\sigma}_i^2 = \frac{1}{\frac{1}{N} \sum \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (3.17)$$

y es equivalente a σ^2 si todas las incertidumbres son iguales, es decir, $\sigma_i = \sigma$.

La definición de χ^2 como la razón de la variancia estimada σ^2 a la variancia $\bar{\sigma}_i^2$ multiplicada por el número de grados de libertad v , la convierte en una medida muy conveniente de la calidad de ajuste.

Si la función de ajuste es una buena aproximación a la función real, luego el valor de la ji-cuadrada reducida será

aproximadamente igual a la unidad, $\chi^2_{\nu} \approx 1$. Entre más cerca de la unidad sea el valor de χ^2_{ν} mucho mejor será el ajuste.

3.4 Distribución de χ^2

La función de distribución de probabilidad para χ^2 con ν grados de libertad está dada por

$$P_x(\chi^2, \nu) = \frac{(\chi^2)^{1/2} (\nu-2) e^{-\chi^2/2}}{2^{\nu/2} \Gamma(\nu/2)}, \quad (3.18)$$

donde $\Gamma(\nu/2)$ es la función gamma $\Gamma(z)$ para $z = \nu/2$.

Para la mayoría de los casos, la ji-cuadrada reducida no es adecuada para una medición directa de probabilidad. En este caso, lo que se utiliza es la integral de probabilidad $P_{\chi}(\chi^2, \nu)$ que está definida como la integral de la función distribución $P_x(\chi^2, \nu)$ entre $\chi^2 = \chi^2$ y $\chi^2 = \infty$

$$P_{\chi}(\chi^2, \nu) = \int_{\chi^2}^{\infty} P_x(\chi^2, \nu) dx, \quad (3.19)$$

que describe la probabilidad de que un conjunto aleatorio de N datos nos de un valor de ji-cuadrada tan grande como o mayor que χ^2 .

La función de probabilidad $P_{\chi}(\chi^2, \nu)$ puede ser calculada expandiendo la integral. Para valores de ν par, la integral puede ser expandida a una expresión analítica simple

$$P_{\chi}(\chi^2, \nu) = e^{-\chi^2/2} \sum_{i=0}^I \frac{(\chi^2/2)^i}{i!}; \quad I = 1/2(\nu-2), \nu \text{ par} \quad (3.20)$$

Para valores de ν impar, la integral no tiene solución analítica, pero puede ser expandida como una suma infinita expandiendo la exponencial

$$P_{\chi^2}(\chi^2, \nu) = 1 - \frac{1}{\Gamma(I+1)} \sum_{i=0}^{\infty} \left[(-1)^i \frac{(\chi^2/2)^{I+i+1}}{i!(I+i+1)} \right]. \quad (3.21)$$

Todos estos conceptos de χ^2 y su respectiva distribución de probabilidad ayudará a comprender de una manera más fluida el método de mínimos cuadrados.

3.5 Niveles de Confianza (Confidence Level)

No existe una convención universal para el término "nivel de confianza" como es usada por los físicos, por eso se dará las definiciones explícitas para cada una de las distribuciones.

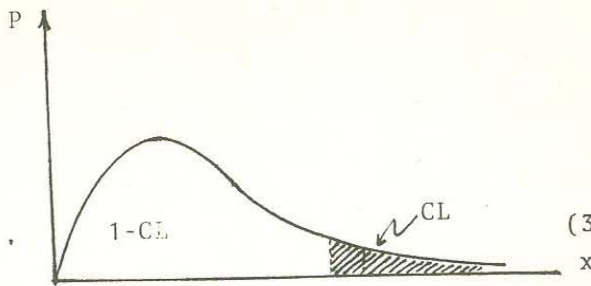
Distribución Gaussiana: El nivel de confianza asociado con una desviación observada de la media, δ , es la probabilidad que $|x-\bar{x}| > \delta$, es decir,

$$CL = 2 \int_{\bar{x}+\delta}^{\infty} dx P_G(x, \bar{x}, \sigma). \quad (3.22)$$

El intervalo de confianza central, $1-CL$, a veces también se le llama nivel de confianza

Distribución χ^2 : El nivel de confianza asociado con un valor dado de ν grados de libertad y un valor observado de χ^2 es la probabilidad de que ji-cuadrada se exceda un valor observado

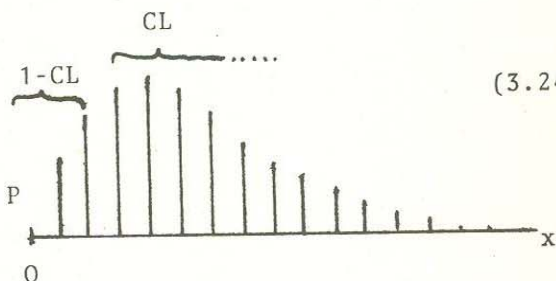
$$CL = \int_{x^2}^{\infty} dx P_x(x^2, v) \quad (3.23)$$



Distribución Poisson: Los niveles de confianza para las distribuciones de Poisson se definen usualmente en términos de los llamados "límites superiores" como sigue; El nivel de confianza asociado con un límite superior dado X y un valor observado x_0 de x , es la probabilidad de que $x > x_0$ si $\bar{x} = X$, es decir

$$CL = \sum_{x=x_0+1}^{\infty} P_P(x, \bar{x}) \quad (3.24)$$

$$= 1 - \sum_{x=0}^{x_0} P_P(x, \bar{x})$$



3.6 Ajuste de Mínimos Cuadrados a un Polinomio.

La expresión más general de una función arbitraria de orden n es

$$y(x) = \sum_{j=0}^n (a_j X_j(x)) \quad (3.25)$$

Aquí se estudiará el caso donde a_j son coeficientes lineales y las funciones $X_j(x)$ pueden ser términos de una expansión de series de potencias o polinomios de Legendre para los cuales el método de mínimos cuadrados es aplicable. Recordando la definición de χ^2 revisada en las dos secciones anteriores

$$\chi^2 = \sum \left\{ \frac{1}{\sigma_i^2} \left(y_i - y(x_i) \right)^2 \right\} \quad (3.26)$$

Las ecuaciones para el método de mínimos cuadrados que minimizan χ^2 , expresadas como un conjunto de $n+1$ ecuaciones son

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a_k} = \frac{\partial}{\partial a_k} \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \left(y_i - y(x_i) \right)^2 = \frac{\partial}{\partial a_k} \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \left\{ y_i - \sum_{j=0}^n \left[a_j X_j(x_i) \right] \right\}^2 = 0. \quad (3.27)$$

donde la suma sin índices corre de $i=1, \dots, N$; la suma sobre j corre de $J=0, \dots, n$ y k toma los valores de $k = 0, \dots, n$.

La solución de estas ecuaciones nos da los valores de los coeficientes a_j para los cuales χ^2 es un mínimo. El conjunto de estas $n + 1$ ecuaciones resultantes es

$$\sum \left[\frac{1}{\sigma_i^2} y_i X_k(x_i) \right] = \sum_{j=0}^n \left\{ a_j \sum \left[\frac{1}{\sigma_i^2} X_j(x_i) X_k(x_i) \right] \right\}. \quad (3.28)$$

El método más general para resolver estas ecuaciones es considerarlas como un sistema de ecuaciones matriciales. La ecuación anterior puede ser expresada en forma matricial como la equivalencia entre una matrix renglón β y el producto de la matrix de coeficientes a y una matrix simétrica α , todas de grado $n+1$

$$\beta_k = \sum_{j=0}^n (a_j \alpha_{jk}) \quad k=0, n, \quad (3.29)$$

$$\beta = a \alpha,$$

donde

$$\beta_k = \sum \left[\frac{1}{\sigma_i^2} y_i X_k(x_i) \right], \quad (3.30)$$

$$\alpha_{jk} = \sum \left[\frac{1}{\sigma_i^2} X_j(x_i) X_k(x_i) \right]. \quad (3.31)$$

De la ecuación $\beta = \alpha a \Rightarrow a = \beta \alpha^{-1} = \beta \epsilon$ donde $\epsilon = \alpha^{-1}$; con $\alpha \alpha^{-1} = 1$.
Esto lo podemos escribir de una manera más convencional como

$$a_j = \sum_{k=0}^n (\epsilon_{jk} \beta_k) = \sum_{k=0}^n \left\{ \epsilon_{jk} \sum \left[\frac{1}{\sigma_i^2} y_i X_k(x_i) \right] \right\}, \quad (3.32)$$

que nos da la solución de la matriz de coeficientes a .

La matriz α es simétrica, es decir $\alpha_{jk} = \alpha_{kj}$,
por lo que la matriz ϵ también lo será, es decir $\epsilon_{jk} = \epsilon_{kj}$.
A la matriz α se le conoce como la matriz de curvatura.

3.7 Método de Monte Carlo

Finalmente, en este capítulo, otro método muy importante para el análisis de datos, que es el método de Monte Carlo. Este método involucra datos aleatorios para calcular integrales definidas. Supongamos que tenemos una función y la deseamos integrar entre los límites $x=a_1$ y $x=a_2$. Podemos obtener un valor aproximado de esta área si conocemos un gran número de puntos localizados aleatoriamente bajo la curva. Si se conoce A , el área de un rectángulo que abarque, a la integral $\int_{a_1}^{a_2} f(x) dx$, y se cuenta el número de puntos N dentro del rectángulo y n el número de puntos que están bajo la curva, luego se puede obtener un valor aproximado para a , el área bajo

la curva

$$a = fA , \quad (3.33)$$

donde $f = n/N$ es la fracción de todos los puntos que están bajo la curva.

Bibliografía del Capítulo III.

Todas las secciones 3.1 a 3.4 y 3.6 fueron consultadas de la siguiente referencia:

3.1 Philip R. Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw Hill Book Co. (1969).

la sección 3.5 fue consultada de la referencia 3.2 Rev. Mod. Phys. Vol. 48 Number 2 Part II Apr. 1976 p. S38. (Review of Particle Properties).

la sección 3.7, el material corresponde a la referencia 3.3 Robert Ehrlich, Physics and Computers, Houghton Mifflin Co. Boston 1973.

CAPITULO IV.- INTERACCIONES DEBILES.

Este capítulo, tanto como el que sigue, servirán para obtener una idea sobre las propiedades de las interacciones débiles y también sobre los neutrinos que son las partículas que nos interesan por interactuar sólo débilmente. El nivel en que manejará aquí el material sólo requiere nociones elementales de mecánica cuántica.

4.1 Procesos Leptónicos, Semileptónicos y No-Leptónicos.

Las interacciones débiles puramente leptónicas involucran sólo electrones, muones y neutrinos. Ejemplo, el decaimiento del muón.

$$\begin{aligned} \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \\ \text{ó} \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \end{aligned}$$

Las interacciones débiles semileptónicas involucran leptones, y hadrones (partículas que interactúan fuertemente) con o sin extrañeza. Ejemplo, el decaimiento β nuclear

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e,$$

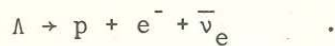
o el proceso inverso de absorción de un neutrino por un nucleon

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^-,$$

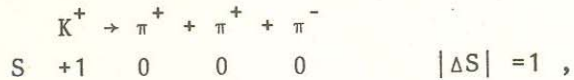
el decaimiento del pion

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$

y el decaimiento β del hiperon Λ



Finalmente, los procesos débiles no-leptónicos ocurren sólo entre hadrones. Los más fácilmente observables, involucran cambio de extrañeza en los hadrones $|\Delta S| = 1$. Ejemplo:



y



También ocurren procesos débiles entre hadrones sin extrañeza. En este caso la intensidad de la interacción, como es débil, no puede ser observada experimentalmente a causa de que la interacción fuerte se encuentra presente. Sólo en los casos en que la interacción fuerte está prohibida (cuando ocurre un cambio en extrañeza) la interacción débil no-leptónica puede ser observada.

4.2 Decaimiento Beta Nuclear.

La interacción débil fué descubierta por Henri Becquerel en 1896, cuando observó por primera vez el decaimiento radioactivo de un nucleo atómico. La transformación nuclear que se manifiesta como radioactividad es causada por la interacción débil. En éste fenómeno, por lo general, se crean dos partículas, un electrón y un neutrino. Con los aparatos con que contaba Becquerel podía ser detectado el electrón, pero el

neutrino, como no tiene masa en reposo, ni carga, se escapaba de ser detectado. La observación indirecta del neutrino fue hasta 1956 en los experimentos de Reines y Cowan.

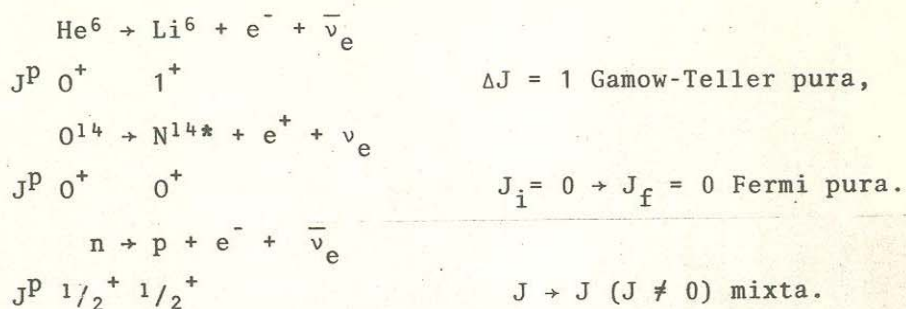
Algunas características del decaimiento nuclear β , son las siguientes:

- a) Electrones y positrones son emitidos por núcleos radioactivos. Las secciones eficaces para interacciones débiles son del orden de 10^{-12} en comparación con secciones eficaces en interacciones fuertes. De ahí que las vidas medias de decaimiento por interacción débil son 10^{14} veces mayores que el tiempo nuclear característico.
- b) El espectro de energía del electrón (o positrón) es continuo. La energía de desintegración total es discreta. El electrón no absorbe el total de la energía del proceso, tiene un máximo.
- c) De acuerdo con las leyes de conservación de energía, momento y momento angular, se necesita una partícula adicional ligera, sin carga y espín 1/2 llamada neutrino (postulada por Pauli 1933) y su antipartícula el antineutrino. Su masa es casi cero (i.e. $E_\nu = cp$).
- d) La demostración de la existencia del neutrino fue hecha por Reines y Cowan, que se verá en el próximo capítulo, usando flujos intensos de antineutrinos provenientes de un reactor en los experimentos efectuados entre 1953-1959.
- e) Los prototipos de interacciones β son

- | | | |
|------|---|----------------------------|
| i) | $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, | emisión de electrón. |
| ii) | $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$, | emisión de positrón. |
| iii) | $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$, | captura electrónica K. |
| iv) | $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, | absorción de antineutrino. |

Las reacciones (i) ocurren para neutrinos libres ($\tau \sim 13$ min). La (ii) se lleva a cabo solo en núcleos donde la diferencia de energías de amarre entre los núcleos padre e hijo sobrepasa el valor Q negativo de la reacción. La captura K (iii) ocurre principalmente en núcleos pesados como una alternativa a la emisión de positrón, o donde la emisión del positrón está prohibida energéticamente.

Existen tres tipos de transiciones β permitidas: Fermi puras, Gamow-Teller puras, y mixtas. Ejemplos.

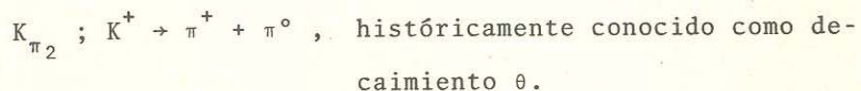
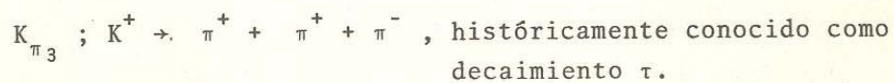


En estos casos, la paridad del estado nuclear inicial y final es la misma.

El efecto del decaimiento es cambiar el isospin del nucleon ($n \rightarrow p$ ó viceversa), y, en el caso de Gamow-Teller, también cambiar el espín del nucleon.

4.4 No-Conservación de la paridad en el decaimiento beta.

En 1956 Yang y Lee sugirieron que las interacciones débiles no conservaban la paridad (invariancia bajo inversiones espaciales). Se vieron forzados a predecir esto, pues la evidencia experimental lo indicaba. Uno de los experimentos que mostraba esta violación era, la llamada "paradoja $\tau - \theta$ ". El meson K^+ decae en varios modos, dos de los cuales son



Analizando el decaimiento K_{π_3} corresponde a un estado $J^P = 0^+$, mientras que el decaimiento K_{π_2} , $J^P = 0^-$. Si se conservara la paridad θ y τ fueran dos partículas enteramente distintas. Pero se encontró que era la misma partícula la responsable de los dos decaimientos. Por lo que la paridad debía violarse.

Inmediatamente después que Dirac postuló su ecuación para describir partículas relativistas de espín 1/2 con masa, Weyl (1929) demostró que partículas sin masa de espín 1/2 serían descritas por dos ecuaciones simples y no acopladas (esto fué anterior a que el neutrino fuera postulado). El problema era que las ecuaciones de Weyl describen partículas polarizadas longitudinalmente hacia la izquierda y antipartículas hacia la derecha o viceversa, y esto violaba el principio de conservación de paridad. Por lo que fueron abandonadas.

En 1957, bajo la dirección de Wu, fue realizado el primer experimento para demostrar que las interacciones débiles violaban la paridad. Se encontró también, que, la polarización longitudinal de los electrones y positrones, en el decaimiento β , es la misma para transiciones Fermi, Gamow-Teller y mixtas. Experimentalmente se encuentra que el positron tiene helicidad + 1, es decir, está polarizado circularmente hacia la derecha, o simplemente, es derecho, y el electron se le encontró helicidad -1, o sea, que está polarizado circularmente hacia la izquierda, o abreviando, es izquierdo. La propiedad de helicidad no solo es de los leptones, sino que también la poseen los fotones, ya que pueden existir fotones derechos o iz-

quierdos con helicidades +1 y -1, respectivamente.

La paridad se conserva en procesos electromagnéticos que involucran fotones, a causa de que los dos tipos de fotones (derechos e izquierdos) son siempre emitidos con igual probabilidad, y no se observa una polarización circular neta. Por el contrario, en interacciones débiles, los procesos β consisten de la emisión de electrones con una polarización neta de espín hacia la izquierda, o positrones que son predominantemente derechos.

La helicidad del neutrino fué encontrada en 1958 en los experimentos de Goldhaber et.al., concluyendo que los neutrinos tenían polarización de espín hacia la derecha.

En resumen las designaciones de helicidades para los leptones emitidos en el decaimiento β nuclear son

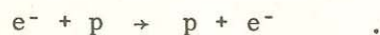
partícula	e^+	e^-	ν_e	$\bar{\nu}_e$
helicidad	+v/c	-v/c	-1	+1

4.5 Interacción V-A

En 1934 Fermi propone su teoría sobre el decaimiento β y supone que la probabilidad de que ocurra el decaimiento dependía de una combinación lineal de las cuatro funciones de onda de los fermiones y un operador apropiado O , digamos. (Estas funciones de onda se llamaban espinores, cada una con cuatro componentes). Representaba el decaimiento β en una forma equivalente



Fermi, suponía una analogía entre éste proceso y la dispersión electromagnética entre dos partículas cargadas, por ejemplo un electrón y un proton



Este último proceso lo podemos visualizar como la interacción entre dos corrientes. Una corriente electrónica y una corriente protónica.

Las leyes del decaimiento β deben ser invariantes de Lorentz, lo que implica que las posibles formas de interacción deben tener propiedades bien definidas, es decir, ser covariantes bajo transformaciones de Lorentz. Se encuentra luego que, usando las matrices γ de Dirac y los espinores asociados a ellos, uno puede construir solo cinco tipos de interacción, que llevan el nombre de las propiedades de su transformación de Lorentz. Y éstas interacciones son:

Escalar (S), Cuadri-vector (V), Hexa-vector o tensor (T), Cuadri-vector axial (A), y pseudoescalar (P).

En la interacción electromagnética, el operador O , es un operador vectorial O_v . Fermi supuso también que el operador en el decaimiento β era tipo vectorial.

La única diferencia del caso electromagnético es que,

para el decaimiento β , se maneja una constante G en vez de e^2 ; y que las "corrientes débiles" en el decaimiento se suponen que actúan en un punto, es decir, que las interacciones débiles son de contacto. Por el contrario, en el caso electromagnético, las interacciones de las corrientes deben ser integradas sobre todo el espacio, pues la fuerza coulombiana es de largo alcance.

La interacción vectorial fué satisfactoria (antes del descubrimiento de la violación de paridad en 1956) para la descripción de transiciones, que solo eran del tipo Fermi. En este tipo de interacción, no cabía una transición Gamow-Teller, pues no podía producir un cambio en el espín del nucleón.

En general, podemos decir que las interacciones S y V producen transiciones de Fermi, mientras que T y A producen transiciones de Gamow-Teller. La interacción pseudo-escalar P no es de importancia en el decaimiento β , pero para velocidades relativistas ya empieza a importar.

En las transiciones de Fermi, donde el momento angular total de los leptones es cero, la interacción S debe producir leptones de la misma helicidad, y las interacciones V , leptones de helicidad opuesta.

En las transiciones de Gamow-Teller, el momento angular total es tal que las interacciones T y A producen leptones de helicidad igual y opuesta respectivamente.

Los experimentos realizados sobre polarización de leptones, demuestran que solo las interacciones V y A pueden

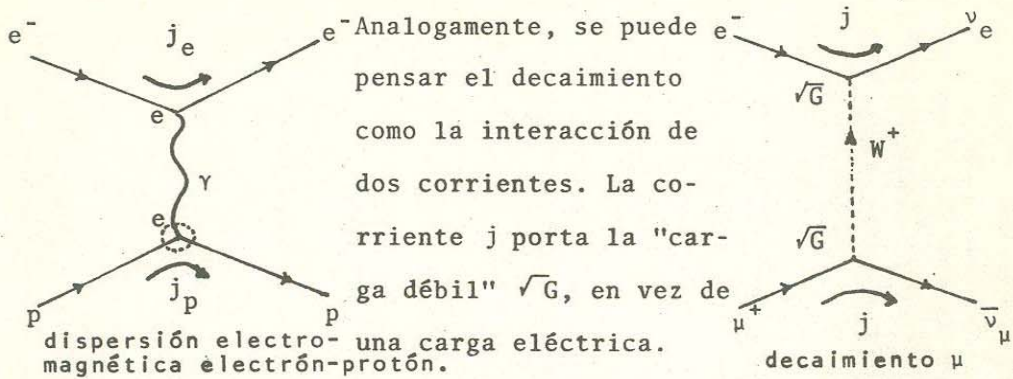
producir las helicidades actualmente observadas.

De aquí que, la probabilidad de transición dependerá ahora de dos tipos de operadores O_V y O_A y de dos coeficientes apropiados C_V y C_A que pesan a cada uno de los operadores respectivamente.

Aún así, cuando se trata de una transición de Fermi, $C_A = 0$, la probabilidad de transición es una cantidad escalar, implica que la paridad se conserva. Se necesita agregarle otro término para que nos resulte una cantidad pseudoescalar, para que la probabilidad de transición contenga terminos escalares y pseudoescalares, y por tanto no tenga paridad bien definida. Se encontró también que C_A y C_V son de signos opuestos, esto se puede expresar brevemente diciendo que la interacción es del tipo V-A. Además C_A y C_V no son exactamente iguales $C_A/C_V = -1.25 \pm 0.02$.

4.6 Interacción corriente-corriente

Es conveniente considerar, la dispersión electromagnética electrón-protón, como una interacción entre corrientes eléctricas vía un fotón virtual intermediario, (tal descripción es posible porque los fermiones se conservan - entran dos y salen dos -). En el caso de dispersión de dos electrones o de un electrón y un protón, cada una de las corrientes porta la misma unidad de carga eléctrica (e) y ésta carga se conserva. La corriente electromagnética j se conserva bajo las interacciones fuertes.



Analogamente, se puede pensar el decaimiento como la interacción de dos corrientes. La corriente j porta la "carga débil" \sqrt{G} , en vez de una carga eléctrica.

Existen tres diferencias importantes entre las interacciones electromagnéticas y las débiles que son:

- i) En las corrientes débiles hay cambio de carga en un vértice ($n \rightarrow p, e^- \rightarrow \nu_e$) cuando interactúan, la partícula intermediaria W , aparte de tener espín 1 como el foton, posee carga eléctrica. Recientemente se han descubierto procesos donde la corriente débil no causa cambio de carga, la partícula intermediaria es electricamente neutra, es decir, existen W^+, W^- y Z^0 .
- ii) Dos corrientes débiles interactúan efectivamente en un punto del espacio-tiempo debido a su cortísimo alcance.
- iii) Las interacciones electromagnéticas son puramente vectoriales, mientras que las interacciones débiles son A y V, es decir $J = J_A + J_V$.

El alcance infinito de las interacciones electromagnéticas se asocia con el hecho de que la masa en reposo, de la partícula intermediaria que acopla las corrientes, - el foton - es cero. La interacción puntual de las corrientes débiles puede ser asociada con la gran masa del boson intermediario W ($M_W > 2\text{GeV}/c^2$).

4.7 Detección de Corrientes Neutras.

Una de las características fundamentales de la interacción electromagnética es, que, la carga eléctrica neta de las partículas antes y después de la interacción es estrictamente conservada. Similarmente se describe un proceso de interacción entre dos corrientes neutras, significando que la interacción no cambia la carga eléctrica de las partículas participantes.

Así como algunas personas sospecharon antes de Maxwell, que debería haber una conexión entre la electricidad y el magnetismo, ha existido especulación por algunos años, concerniente a, algún lazo oculto que une a la interacción débil con la electromagnética.

Se puede analizar un conjunto de similitudes y diferencias entre las dos interacciones. ¿Que importancia tienen las corrientes débiles neutras? En todas las investigaciones sobre interacciones débiles, hasta 1973, la interacción parecía proceder através de corriente débil cargada.

La primera diferencia entre la interacción débil y electromagnética, es que cuando dos fuerzas se visualizan como interacciones corriente-corriente, las corrientes en la interacción débil siempre se han observado ser cargadas, mientras que las corrientes en la interacción electromagnética siempre se ha presentado como neutra.

Otra diferencia entre la interacción débil y la interacción electromagnética es en la constante de acoplamiento.

Otra más es, la notable diferencia entre la fuerza débil y la fuerza electromagnética es que las interacciones débiles

violan la paridad mientras que las interacciones electromagnéticas no. La violación de paridad es una consecuencia natural de todas las interacciones débiles que son mediadas por corrientes cargadas.

Una última diferencia entre la fuerza débil y la fuerza electromagnética es la distancia efectiva sobre la cual cada fuerza actúa. Depende del inverso de la masa del quantum del campo de interacción. La interacción electromagnética es de alcance infinito y varía como $1/r^2$, mientras que la interacción débil casi se le considera puntual debido a la gran masa de la partícula intermediaria.

Ahora analicemos algunas similitudes.

Una de las más sobresalientes es que las probabilidades de interacción para ambas fuerzas siguen la misma regla de "corriente por corriente". Aún sirve el modelo de Fermi (1933) para describir interacciones débiles a bajas energías.

Otra semejanza es la de universalidad de las dos interacciones en comparación con la interacción fuerte o nuclear, todas las partículas, incluyendo hadrones, participan en interacciones débiles y electromagnéticas. La fuerza nuclear solo afecta a hadrones.

La existencia de corrientes débiles neutras es probablemente una manifestación de una relación íntima entre las interacciones débiles y electromagnéticas pero aún no están claras.

4.8 Probando la fuerza débil con neutrinos.

Las interacciones débiles de bajas energías se descri-

ben en base a un producto de una corriente leptónica J^L y una corriente hadrónica J^H . La última está compuesta de una parte vectorial V^H y una parte vectorial axial A^H . Para procesos de interacción débil en donde la extrañeza del estado inicial y final es la misma, las corrientes V^H y A^H en los procesos de bajas energías se caracterizan por tener propiedades muy sencillas. Una de ellas es la conservación de la corriente vectorial V^H , que primeramente fué postulada para explicar la cercana igualdad de las constantes vectoriales de acoplamiento observadas en el decaimiento β y decaimiento μ .

La corriente vectorial V^H del hadrón no es afectada por las interacciones fuertes, de aquí que las propiedades de reacciones fuertes, (por ejemplo, un nucleón en el fenómeno de emisión y reabsorción $p \rightarrow n + \pi^+$) no afectan el "poder de emisión leptónica" del nucleón; La corriente débil vectorial V^H se conserva bajo interacciones fuertes, tal como sucede en la corriente electromagnética.

La corriente vectorial axial A^H no se conserva bajo interacciones fuertes, la parte vectorial axial de la carga débil de un nucleón es diferente a la de un leptón. La corriente A^H no se conserva debido a que un protón lo podemos visualizar parte del tiempo en el estado virtual ($n + \pi^+$).

Una segunda propiedad importante de las interacciones semileptónicas a bajas energías es la invarianza de simetría de carga, que se establece en base a experimentos sobre decaimiento β de nucleos espejos (pareja de nucleos donde el número de protones y neutrones son intercambiados). Este principio

simplemente postula que la corriente débil hadrónica J^H , cuando se gira 180° en el espacio de espín isotópico, se transforma en su adjunto hermitiano. En un modelo en el cual el intercambio de un boson vectorial intermediario cargado relacione la interacción débil, la invariancia de simetría de carga requiere que la amplitud débil sea independiente de la carga del boson intercambiado. Sin embargo, la amplitud puede aún depender de la helicidad del boson intercambiado.

4.9 Problema de conservación de la carga leptónica.

Existe un gran número de datos experimentales que son compatibles con la teoría de una posible violación de conservación de carga leptónica. Aquí se analizarán varios arreglos experimentales que servirían para detectar tales violaciones hipotéticas.

Se denomina F a la constante de acoplamiento de la interacción que viola la conservación de carga leptónica. Para el caso de dos partículas diferentes como son el ν_e y el $\bar{\nu}_e$, F es menor que un décimo de la constante de interacción débil G ($F/G < 0.1$ con $G = 10^{-5}/M_p$, donde M_p es la masa del protón). Con lo que respecta a la carga leptónica muónica, con el caracter distinto entre ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$, se conoce que en un nucleo complejo la reacción $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$ es al menos cien veces menor probable que la reacción $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$.

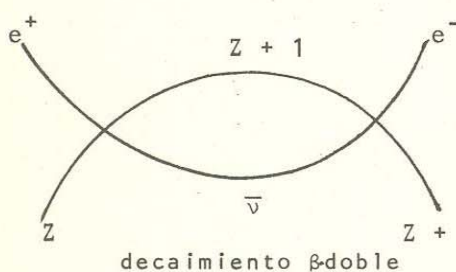
De la diferencia entre ν_e y ν_μ , la sección eficaz para la reacción $\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p$ no es mayor, mas que en un

pequeño porcentaje de la sección eficaz para la reacción



En los experimentos de neutrinos con altas energías, como son las reacciones anteriores, $F \sim 0.1 G$, mientras que en experimentos en búsqueda de eventos del tipo $\mu^{+} \rightarrow e^{+} + \gamma$, $F \sim 0.01 G$, de aquí que es más probable de comprobar ésta hipótesis con experimentos que involucran neutrinos.

La interacción F causaría un decaimiento β doble sin neutrinos en su estado final, y se ha encontrado que para este evento $F/G = 0.001$.



La búsqueda de procesos del tipo $\nu_e + p \rightarrow e^{+} + n$, $\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{+} + n$, $\bar{\nu}_e + Cl^{37} \rightarrow e^{-} + Ar^{37}$, no son fáciles de encontrar porque las secciones eficaces de las reacciones anteriores son de seis ordenes de

magnitud menores que las secciones para interacciones débiles comunes.

La conservación de la carga muónica prohíbe procesos como $\mu \rightarrow e + \gamma$, $\mu \rightarrow 3e$, $\mu^{-} + Z \rightarrow e^{-} + Z$, $\mu^{+} e^{-} \leftrightarrow \mu^{-} e^{+}$ (resonancia del vacío). Los procesos más apropiados para obtener información sobre la conservación de carga muónica es el decaimiento $\mu \rightarrow e + \gamma$. Si suponemos una no-conservación de la carga muónica, la razón entre los canales $\mu^{-} \rightarrow e + \gamma$ y $\mu^{-} \rightarrow e + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}$, sería $W \sim 10^{-9}$ (donde W es la probabilidad de transición).

Con lo que respecta al proceso $\nu_{\mu} + n \rightarrow e^{-} + p$, que está prohibido por la conservación del número muónico, no

se puede esperar su observación directa, ya que su sección eficaz correspondiente es un millón de veces menor que la sección eficaz para el proceso $\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + p$.

El proceso $\mu^{-} + Z \rightarrow (Z-2) + e^{-}$, difiere del decaimiento β doble, en que es un proceso " μe " mientras que el β doble es un proceso " ee ". Este principio no viola, en principio, la conservación leptónica y proporciona información que no se obtiene con el decaimiento β doble sin neutrinos.

Todos los procesos anteriores, ayudaran a resolver las dudas y una de ellas es la siguiente: ¿Los parametros y numeros de conservación de bajas energías, se pueden extrapolar a altas energías?.

Bibliografía: Capítulo Cuatro.

Las secciones 4.1 a 4.6 fueron consultadas en el capítulo IV y apéndice B de

4.1 Donald H. Perkins, Addison-Wesley Publishing Co. 1972

La sección 4.7, el material corresponde a

4.2 Cline, Mann, Rubia, The Detection of Neutral Weak Currents.
Sci. Am. Dic. 74.

La sección 4.8 de

4.3 Cline, Mann, Rubbia, Probing the Weak Force with neutrinos,
Phys. Today Mar. 75.

La sección 4.9 se consultó en

4.4 B. Pontecorvo, Neutrino Experiments and the Problem of
Leptonic Charge Sov. Phys. JETP Vol. 26 No. 5. May. 68.

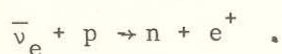
CAPITULO V.- EXPERIMENTOS CON NEUTRINOS.

Esta última parte se refiere a experimentos con neutrinos de altas energías en su mayor parte, pero también se ve el experimento sobre la primera detección del neutrino libre. Se revisará el proceso de producción de neutrinos en el acelerador del NAL (National Accelerator Laboratory) hoy conocido como Fermilab ubicado en Batavia, Illinois, así como los detectores propios para la detección de neutrinos en el anterior y en CERN para dar una visión de los aparatos hoy empleados en esta rama de la física. La última sección está dedicada a uno de los detectores más grandes hasta hoy planeados, que es el DUMAND que se planea instalar cerca de las costas de Hawaii.

5.1 Experimentos para la Primera Detección de Neutrinos.

En 1953 F. Reines y C.L. Cowan Jr., realizaron un experimento para detectar neutrinos. La hipótesis del neutrino había tenido éxito en la explicación de las observaciones del decaimiento β . Esto ofrecía un argumento razonable para la existencia de neutrinos.

La reacción empleada por Reines y Cowan fué:



La manera en que obtuvieron ésta, en esencia es sencilla (ref. 5.1). Los antineutrinos son producidos por medio del decaimiento β de los fragmentos de fisión producidos por un reactor nuclear. A los antineutrinos se les permite bombardear un líqui-

do centelleante hidrogenado que contiene compuestos de Boro ó Cadmio disueltos. Los antineutrinos interaccionarán con los protones (de los núcleos de Hidrógeno presentes), produciéndose a causa de esta interacción neutrones y positrones. La sección eficaz para esta reacción es del orden de 10^{-24} barns.

Los positrones frenados producen dos rayos gama de 0.5 MeV al aniquilarse con electrones, esta radiación es registrada por dos contadores en coincidencia. Los neutrones también son frenados hasta que los captura un átomo de Cadmio produciendo rayos gama, los cuales también son detectados.

La presencia del antineutrino, fue indicada por la coincidencia de los pulsos de aniquilación espontánea del positrón y los pulsos (con un retardo del orden de microsegundos) producidos por los rayos gama debidos a la captura del neutron por el Cadmio.

Para este experimento se diseñaron dos contadores de líquidos centelleantes en forma de cilindros de 10.7 pies cúbicos de capacidad. Los tanques después de su fabricación fueron horneados para eliminar los aceites absorbidos que envenenarían las soluciones. Las superficies interiores fueron recubiertas con un tipo especial de pintura (Tygon) de color blanco (ref. 5.2).

Las soluciones empleadas (ref. 5.3) ofrecen densidad protónica desde 4.6×10^{22} a 7.2×10^{22} por cm^3 . Controlando los contenidos de Boro ó Cadmio se puede seleccionar el tiempo medio de captura del neutron, hasta 5 microsegundos después de la detección de los rayos gama de la aniquilación del positrón.

Los centelleos en las soluciones son detectadas por tubos fotomultiplicadores colocados uniformemente alrededor de las paredes del cilindro. En cada cilindro están colocados noventa tubos fotomultiplicadores.

El detector se colocó frente al reactor en Hanford (ref. 5.4) y se rodeó por todos lados por una protección compuesta de 4 a 6 pies de parafina alternada con 4 a 8 pulgadas de Plomo.

Para minimizar los efectos de ruido de los tubos, los 90 fotomultiplicadores se separaron en dos secciones con 45 cada una. La señal de cada sección entra en un amplificador lineal y luego alimentada a dos compuertas selectoras de altura de pulsos, una para aceptar pulsos característicos al positrón, y otro, para aceptar pulsos característicos a los gama producidos por la captura neutrónica.

Los pulsos de salida de las dos compuertas de "positrón" son conectados a un circuito de coincidencia con un tiempo de resolución de 0.3 microsegundos y los pulsos correspondientes a las dos compuertas de "neutron" a un circuito similar. Cuando aparece un pulso de salida por la compuerta "positron" y aparece un segundo pulso por la compuerta "neutron" dentro de los siguientes nueve microsegundos, entonces las señales quedan grabadas incrementándose en una unidad la cuenta de eventos.

Debido a las interferencias del reactor y los rayos cósmicos en este experimento efectuado en Hanford, los mismos autores perfeccionaron los aparatos y efectuaron un segundo ex-

perimento en la planta del Rio Savannah. Este experimento verificó en forma definitiva la existencia del neutrino (ref.5.5).

Los detectores fueron cambiados de forma, más no en esencia. Los contadores, tres en total, los construyeron semejante a un prisma rectangular, con 110 fotomultiplicadores cada uno. Los contadores, que contenían el líquido centelleante, los colocaron en forma alternada con dos placas que contenían una solución de agua y cloruro de Cadmio usadas como blancos.

El detector fue completamente cubierto con parafina y plomo y se colocó en un cuarto subterráneo quedando protegido de las radiaciones del reactor y de los rayos cósmicos.

Se siguió el mismo procedimiento de separar los tubos fotomultiplicadores en dos secciones, como se había hecho en el experimento anterior.

Los resultados a que se llegaron al finalizar estos experimentos fueron:

a) Una señal dependiente de la potencia del reactor, de acuerdo con la sección eficaz de la reacción de 6.3×10^{-20} barns. La estimación de esta sección eficaz tiene una incertidumbre de $\pm 25\%$. En operación, la razón de señales de neutrinos fue de 0.56 ± 0.06 eventos por hora, y haciendo otro tipo de ajustes fué de 2.88 ± 0.22 eventos por hora. El reactor trabajó 1371 horas. La señal del neutrino era más de 20 veces mayor en intensidad que la interferencia asociada al reactor.

2) La razón de las señales producidas por la reacción es una función lineal del número de protones dispuestos como blancos para los neutrinos.

3) La reacción postula que el primer pulso del par retardado observado debe ser debido a la radiación de aniquilación de un positron en el tanque dispuesto de blanco.

4) El segundo pulso del par retardado observado se identificó debido a la captura de un neutron por el Cadmio en la solución de agua en el blanco.

Una vez efectuado todo esto, quedó demostrada la existencia del neutrino.

5.2 Experimentos con Haces de Neutrinos.

De los resultados más sobresalientes en estos últimos veinte años, que se han obtenido en experimentos con neutrinos, se pueden enumerar los siguientes:

i) Descubrimiento de diferente identidad de los neutrinos en procesos que involucran muones y procesos de electrones en el primer experimento de neutrinos de altas energías. En este experimento (ref.5.6) se demostró usando las reacciones $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ y $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$, los neutrinos usados producían μ mesones pero no producían electrones y por tanto eran diferentes a los neutrinos involucrados en el decaimiento β de nucleones (i.e $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$, $p \rightarrow n + e^+ + \nu$).

ii) Detección de neutrinos provenientes del sol por Davis (ref.5.7), del cual volveremos a hablar de ello en experimentos de DUMAND. El resultado más reciente de un experimento (no publicado) es de una interacción ($\nu + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e$) observada en 3 ± 0.7 días, en un detector de 600 toneladas de C_2Cl_4 .

iii) El descubrimiento de corrientes débiles neutras (ref. 5.8) en la gran cámara de burbuja de líquidos pesados en CERN en 1973.

iv) Descubrimiento de partículas con nuevos números cuánticos en experimentos recientes en Fermilab, Brookhaven y en CERN.

Veamos ahora algunos aspectos de la Física experimental de neutrinos en altas energías.

Las dos fuentes principales de haces de neutrinos de altas energías son los decaimientos $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu(\bar{\nu})$ y $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu(\bar{\nu})$. Ambas son fuentes de neutrinos muónicos y ambos son decaimientos de dos cuerpos. También hay interferencia, aunque en pequeño porcentaje, en el espectro de energía de ambas fuentes ya mencionadas, debido al decaimiento de tres cuerpos $K \rightarrow \pi + \mu + \nu$. La interferencia principal de neutrinos electrónicos se debe al decaimiento $K \rightarrow e + \pi + \nu$, que también es en pequeño porcentaje.

El neutrino es un buen candidato para estudiar las interacciones débiles en altas energías, para conocer la estructura interna de partículas subnucleares.

La manera como se produce un haz de neutrinos en el acelerador de Batavia, Illinois, es la siguiente:

La máquina general consta de 3 aceleradores en serie. Una fuente iónica genera protones que son introducidos a un acelerador lineal de 150 m de longitud y los acelera hasta una energía de 200 MeV. Los protones son inyectados a un anillo auxiliar (booster) que los acelera proporcionándoles una ener-

gía de 8 GeV. Este anillo es un sincrotron de 150 m de diámetro. De este anillo los protones pasan al anillo principal para llevarlos hasta su máxima energía que alcanzará el valor de 500 GeV. Este último anillo, de 6 Km de perímetro, mantiene la órbita de los protones por medio de campos magnéticos.

El siguiente paso es extraer el haz de protones y hacerlo viajar en línea recta 1000 m., hasta una capa gruesa densa de Fe usada como blanco. Aquí los protones interactuarán fuertemente con los núcleos, creandose un gran número de piones y Kaones que formarán haces secundarios. Después el haz secundario es enfocado a una región de 400 m., de longitud, que se le conoce con el nombre de región de desintegración de hadrones. De los piones y Kaones surgirán muones y neutrinos. Inmediatamente después se encuentra un filtro, de 1000 m de longitud, compuesto por tierra. Aquí se eliminan todas las partículas indeseables, que se resistieron a las etapas anteriores. Los muones no llegan al final del filtro, sólo queda un haz puro de neutrinos.

Al final puede haber una cámara de burbuja, para detectar toda interacción de los neutrinos con los nucleos blanco del líquido de la cámara o un detector electrónico.

Las energías que se pueden proporcionar a los neutrinos es suficientemente alta, que pueden ser usados para estudiar estructuras del orden de 10^{-16} cm. Los hadrones tienen un diámetro de aproximadamente 10^{-13} cm. Los neutrinos serían útiles para estudiar a los hadrones, que supuestamente están compuestos de partículas más pequeñas llamadas quarks, según el modelo de Zweig y Gell-Mann.

5.3 Haces de neutrinos de Banda ancha

El haz más intenso de banda ancha es el haz de neutrinos enfocado con una corneta (forma de cono truncado) (ref. 5.9). Una corriente pulsada, muy intensa viaja por un conductor interno de la corneta y sale por un conductor externo produciendo un campo magnético toroidal. Las cornetas están formadas para producir el enfoque deseado de hadrones de un tipo de carga. El sistema de enfoque de Fermilab consiste de tres cornetas construidas como dos unidades físicas y se les refiere como doble corneta. Las cornetas están conectadas en serie por una línea de transmisión de gran corriente.

El segundo dispositivo de enfoque de banda ancha consiste de un triplete de cuadrupolo. Este haz es para descarga lenta y se usa para la cámara de burbujas y experimentos electrónicos. El triplete no es tan acromático como el sistema de corneta y se optimiza alrededor de una energía particular. El flujo de alta energía es comparable con el flujo de corneta, pero el haz es más "duro" y tiene menos neutrinos de baja energía.

El tercer sistema de banda ancha es un "haz desenfocado de signo seleccionado" (ref. 5.10). Este haz no posee dispositivo de enfoque y por lo tanto, su flujo es más bajo que el haz de cuadrupolo o de la corneta. El haz consiste de un par de dipolos usados solo para seleccionar el signo del hadron padre que atravieza la región de decaimiento. Este sistema produce un haz de neutrino puro para hadrones positivos y un haz de solo anti-neutrinos cuando se ajusta a hadrones negativos.

5.4 Haces de neutrinos de banda angosta.

En estos haces las direcciones de los neutrinos entrantes son bien conocidas debido a la geometría de todos los sistemas de enfoque, y para lograr tener un haz de neutrinos incidentes de energía conocida sobre los aparatos, se produce un haz dicromático de neutrinos que tiene dos bandas de energía bien definidas para neutrinos y antineutrinos que crea una ambigüedad en E_ν debido a dos posibles fuentes generadoras de neutrinos.

El principio del haz dicromático de neutrinos es el de hacer una selección en signo y momento de hadrones secundarios (π , K). La mayoría (99.9 %) de los neutrinos provenientes de los piones y (90%) los provenientes de los Kaones están asociados a un decaimiento de dos cuerpos y por tanto forman neutrinos de energía bien definida para un cierto ángulo de decaimiento.

Las intensidades de los haces de banda angosta son del orden de 100 veces menores que para banda ancha. Por lo tanto se ajustan mejor a detectores electrónicos que a cámaras de burbujas.

5.5 Detectores de neutrinos

El problema característico para detección en la Física de neutrinos, es que el detector y el blanco son necesariamente una sola unidad, pues la masa del blanco, necesaria por

la pequeña sección eficaz y la dispersión del haz, es tan grande que los detectores deben estar contenidos en ella. Por esta razón, enormes cámaras de burbujas son los detectores empleados. Una gran parte de lo que se conoce sobre neutrinos, se ha obtenido de experimentos en cámaras de burbujas, llenas con freón o propano cuando se trabaja a una temperatura mayor que la del medio ambiente, y de hidrógeno, deuterio y neon para cámaras de burbujas trabajando a temperaturas cercanas al cero absoluto. Para altas energías, a las anteriores, se les agrega un Identificador electrónico de muones.

La gran cantidad de materia necesitada para los blancos impone algunas limitaciones a los detectores electrónicos. Los primeros detectores de este tipo consistían principalmente de un arreglo de placas de aluminio como cámaras de chispas, que sin embargo no son aptas para las grandes cámaras de burbujas de líquidos pesados. Los detectores electrónicos más recientes consisten de una sección blanco, en la cual la energía hadrónica total, su posición, y quizá su dirección puede ser medida por medio de centelleadores embutidos en el material blanco, que generalmente es hierro. Una segunda sección del detector identifica y mide el momento de los muones por medio de cámaras de alambre y deflectores de hierro imantado.

5.5.1 Detectores: Cámaras de burbujas

Camara de burbujas de Fermilab.

Esta cámara esférica de 15 pies de Fermilab puede ser llenada con un volumen útil de ~ 1 tonelada de Hidrogeno, o

~ 2 toneladas de deuterio, ó ~ 20 toneladas de Neon. Hasta ahora la cámara se ha usado con hidrógeno y con mezclas de neon-hidrogeno para la mayoría de experimentos de neutrinos en Fermilab. Se le puede aplicar un campo magnético de 30 KG.

La cámara sólo ha sido útil para estudios cualitativos de interacciones de neutrinos en altas energías. Se le ha agregado a la cámara, en complemento, un "Identificador Externo de Muones" (EMI) para identificar muones en su estado final en los eventos de neutrinos. El detector EMI consiste de un arreglo de 24 cámaras proporcionales multialámbricas, en forma de planos cada una con una área sensible de 1 m^2 . Están arregladas tres de alto por ocho de ancho y cubren $\sim 135^\circ$ azimutalmente y $\sim 45^\circ$ verticalmente (ref. 5.12).

Para usar la cámara de burbujas y el EMI juntos, es necesario que las trayectorias en la cámara correspondan a los impactos en el EMI. Para lograr ésto, las trayectorias en la cámara de burbujas se extrapolan, pasando un absorbedor hasta las cámaras proporcionales, incluyendo efectos de pérdida de energía y el campo magnético.

Ahora veremos dos ejemplos más de Cámaras de Burbujas instaladas en el SPS (Super Proton Synchrotron) localizados en CERN, que son Gargamelle y BEBC (Big European Bubble Chamber).

GARGAMELLE

Esta cámara de burbujas puede ser llenada con líquidos para operar a temperaturas cercanas a la del medio ambiente, típicamente freon y propano. Su volumen es cilíndrico, 4.9 m. lar

go, 1.9 m. diámetro, con un volumen visible de $\sim 8 \text{ m}^3$, y un volumen confiable de $\sim 3 \text{ m}^3$ que corresponde a ~ 5 toneladas de freon.

Está sumergida en un imán que produce un campo de 20 KG. En ésta cámara se descubrió las corrientes neutras. En la actualidad se ha trasladado al SPS, donde está equipada con EMI. Desde 1971 había estado funcionando en el haz del PS (Protón Synchrotron).

BIG EUROPEAN BUBBLE CHAMBER (BEBE).

Es una cámara de burbujas para bajas temperaturas. Su volumen es $\sim 32 \text{ m}^3$, es básicamente un cilindro 3.5 m de diámetro y 4 m de alto. Su volumen visible es $\sim 20 \text{ m}^3$ y un volumen confiable de $\sim 10 \text{ m}^3$. Esta rodeada por un iman superconductor que produce 30 KG. Flujo abajo está un EMI de 150 m^2 de area de cámaras proporcionales alámbricas.

La BEBE se ha llenado de tres formas. i) H_2 o D_2 ; ii) Neon; iii) Una sección de H_2 o D_2 central, llamada TST (track-sensitive target) es una caja transparente de plástico, rodeada de neon.

Los líquidos H_2/D_2 ofrecen las ventajas de un blanco con nucleones en su estado más simple, y condiciones para mediciones precisas en la cámara de burbujas con un mínimo de error debido a dispersión múltiple e interacciones secundarias; pero con las desventajas de pobre identificación de partículas, no detección de partículas neutras de una lluvia hadrónica y un blanco muy poco denso. ($\sim 3/4$ ton H_2 ó $\sim 1 1/2$ tons D_2).

El neon ofrece las ventajas de

- a) mayor masa del blanco (~ 10 tons);
- b) detección de partículas neutras, especialmente rayos- γ producto de cascadas esto hace posible medir la energía del componente neutral de una lluvia hadrónica; y
- c) una mejor identificación de partículas, especialmente electrones y positrones.

5.5.2 Detectores electrónicos

Calorímetro hadrónico o de ionización y espectrómetro magnético.

Consiste de cuatro secciones principales en serie a lo largo de la incidencia del haz, cada sección tiene $3 \times 3 \text{ m}^2$ de area eficaz y una longitud a lo largo, de 1.8 m, conteniendo aproximadamente 15 toneladas métricas de aceite mineral usado como líquido centelleante. Cada sección está dividida en cuatro subsecciones separadas ópticamente por 12 fotomultiplicadores (de 5 pulgadas de diámetro). Se colocan, además, cámaras de chispas de electrodos transparentes de una area de $3 \times 3 \text{ m}^2$ despues de cada sección del calorímetro.

Inmediatamente después del calorímetro de Ionización, en la dirección de avance del haz incidente, se encuentra el espectrómetro magnético. Esto consiste de cuatro unidades de imanes de acero en forma de toroides, uno tras otro a lo largo del haz, con cámaras de chispas de electrodos transparentes, despues de cada imán. Los toroides tienen un diámetro interior de 0.3 m, un diámetro exterior de 3.6 m y 1.2 m. de longitud; se opera a un campo magnético constante de aproximadamente 18 KG; las cáma-

ras de chispas son de $2.3 \times 2.3 \text{ m}^2$ de área.

Esta adaptación de detectores se utiliza para interacciones de neutrinos, que a su paso encontrarán cerca de 60 toneladas métricas de líquido centelleante más otras 60 toneladas de hierro.

IMANES DE NUCLEOS DE HIERRO.

Debido a la permeabilidad, el hierro es más barato de imantar comparado con el vacío o el aire. Tiene la desventaja que las partículas no sólo son deflectadas por el campo magnético, sino que también por dispersión múltiple. El imán se usa para los muones. En estos imanes, el hierro se satura con 17 a 18 KG. Para obtener una resolución de 10%, el muon debe viajar 4 m de hierro. Para obtener resolución de 1% debe viajar 400 m de hierro. La mayoría de los actuales funcionan con 5 - 15 % de resolución.

DETECTOR ELECTRONICO PARA EL SPS. (Colaboración CERN-DORTMUND-HEIDELBERG-SACLAY).

Este detector es del tipo calorímetro hadrónico-iman de nucleo de hierro, y por tanto puede medir, en interacciones de neutrino, el vector momentum del muon y la energía hadrónica. Sin embargo, el iman y calorímetro se unen en una sola unidad, y se logra imantando las placas del calorímetro (Espectrómetro magnético). Hay 19 toroides magnéticos de hierro, cada uno de 3.75 m de diámetro, conteniendo 75 cm de placas de

hierro, y pesando 65 toneladas. Entre las unidades hay tres juegos de alambres recorridos a 60° de cada uno, para medir las trayectorias de los muones. Las primeras siete unidades de imanes consisten de quince placas de hierro, cada una 5 cm de grosor, las doce restantes de cinco placas de 15 cm de grueso. Todas están imantadas por medio de dos bobinas verticales, que proveen un campo toroidal de 16.5 KG. La energía de la cascada hadrónica se recoge en los centelleadores, arreglados en planos en los vacíos entre las placas de hierro. Cada plano consiste de ocho centelleadores horizontales, 6-8 mm de grueso.

Enfrente del detector magnético está un tanque de $\sim 35 \text{ m}^3$ que puede ser llenado con hidrogeno o deuterio, y un conjunto de camaras proporcionales multialambricas, que se usan para reconstruir trayectorias cargadas para comprobar el origen de los eventos.

DETECTOR CERN-HAMBURG-MOSCOW-ROME.

Tal detector que sirve para medir el desarrollo de una cascada. Consta de 80 hojas de mármol, cada una de ~ 80 cm de grosor y $3 \times 3 \text{ m}^2$, estan rodeadas de un marco inmantado de doble propósito: Colocando las bobinas en serie, el iman puede ser usado en la medición magnetica de los muones; colocando las bobinas opuestas, se crea un pequeño campo magnético uniforme (~ 50 gauss) en las placas de mármol, que puede ser usado para medir la polarización de los muones.

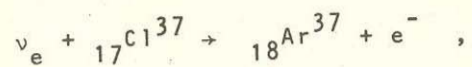
5.6 El Oceano como Detector de Neutrinos.

Debido a que el neutrino sólo interacciona débilmente, juega un papel muy importante en el Universo. Ofrece el único modo de transferencia de energía del interior de una estrella. Neutrinos de bajas energías pueden escapar del interior de una estrella, sin interaccionar con nada, mientras que los cuantos de luz les toma 10^7 años para poder salir. La detección de neutrinos emitidos de las estrellas es por eso de un interés especial, pues abre una ventana a los interiores estelares, que por otros medios es completamente inaccesible.

La detección de partículas por medio de interacciones débiles es experimentalmente difícil. Consideremos, por ejemplo, la absorción de un antineutrino tipo electrón de energía 3 MeV por un proton, la sección eficaz es de sólo $2.4 \times 10^{-43} \text{ cm}^2$. La trayectoria libre para un neutrino de baja energía es de aproximadamente 100 años luz en Hidrógeno líquido. Para la detección y el estudio de esos neutrinos se requiere una combinación de flujos intensos y detectores muy grandes. En los reactores se han logrado flujos de antineutrinos de $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$. La estrella más cercana, nuestro sol, produce un flujo de neutrinos tipo electrón que en la tierra es estimada en $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$, equivalente a 25 watts por m^2 . R. Davis y sus colaboradores del Brookhaven National Laboratory han estado buscando neutrinos solares con un detector de 400,000 litros de Percloroetileno, en una mina

de oro en Homestake, South Dakota, llevan algunos años, pero no detectan el total de tal cantidad, el flujo que registran es menor al calculado.

El mecanismo de detección es la reacción.



Se colecta el Ar^{37} radioactivo y se mide su desintegración. La localización del detector debe ser a grandes profundidades bajo tierra para evitar una reacción posible cuyo producto final sea el mismo que la reacción anterior producida por rayos cósmicos de muones.

Los rayos cósmicos al interaccionar con la atmosfera terrestre producen mesones (piones y kaones) que decaen en muones y neutrinos. Estos neutrinos ya han sido detectados en una mina de oro en SudAfrica en 1965.

5.7 Proyecto Dumand (Deep Underwater Muon and Neutrino Detector).

La primera idea que se tuvo de un gran detector Cherenkov submarino, surgió del problema de determinar la curva de profundidad vs. intensidad del muon en un medio bien definido. Utilizando un detector de éste tipo se podrían registrar los pulsos electrónicos de los fotomultiplicadores producidos por los cuantos de radiación debidos al paso de partículas cargadas en el oceano.

Habiéndose imaginado un detector submarino de éste modo, se vió la posibilidad de poderlo usar para la detección de neutrinos.

Se han sugerido tres formas de utilización de tal detector:

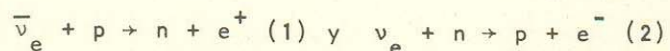
1) Detección de neutrinos producidos en un Colapso Gravitacional Estelar (CGE) de energía probablemente entre 10 y 100 MeV, no solo de nuestra galaxia, sino de otras galaxias de quizá hasta 2×10^7 años luz de distancia.

2) Detección y estudio de una cola altamente energética (1 TeV) del espectro del neutrino producida en la atmósfera por la interacción de rayos cósmicos.

3) Detección de neutrinos de muy altas energías producidos por colisiones de rayos cósmicos con protones y fotones en el espacio interestelar e intergalactico.

5.8 Detección del CGE (Colapso Gravitacional Estelar).

La detección de flujos de neutrinos de bajas energías (10-100 MeV) puede hacerse ya sea por dispersión o por absorción de neutrinos, con la detección de partículas cargadas secundarias. La mejor reacción, para la cual la sección eficaz crece como E^2 en la región de interés, es la conversión de $\bar{\nu}_e$ a e^+ y ν_e a e^- , (el inverso de la captura electrónica), de acuerdo con la interacción débil de corriente cargada:



Estas reacciones pueden ocurrir tanto con nucleones ligados como con nucleones libres.

Los neutrinos tipo electrón de bajas energías, 30-50 MeV pueden ser detectados en el agua solo a través de dispersiones con los electrones para la cual la sección eficaz es pequeña:

$$\sigma \sim 10^{-43} \text{ cm}^2.$$

Los antineutrinos, por otro lado, son absorbidos por los protones, de acuerdo con la ecuación (1). El Hidrógeno en el agua es un medio efectivo para detectar $\bar{\nu}_e$ hasta de 50 MeV; a más energía que ésta el isotopo abundante O^{16} empieza a contribuir. La sección eficaz para que ocurran las reacciones (1) y (2) en el O^{16} es muy pequeña y su contribución empieza a energías mayores que el umbral de nucleones libres que es mayor que 50 MeV.

La interacción de corriente cargada para neutrinos y antineutrinos muónicos no puede contribuir hasta que la energía del neutrino sobrepase el umbral para la producción del muon, que es 105 MeV. A energía menor que la anterior, solo existe dispersión debida solo a interacción leptónica.

Si se va a utilizar el oceano como detector de neutrinos, veamos que fenómenos se tienen que tomar en cuenta y cuales van a ser las limitaciones que se presentarán.

La intensidad de la luz se reduce a su valor mínimo a una profundidad de 1 km. Otros fondos o "backgrounds" que influirán son los rayos cósmicos, la radioactividad del agua de mar y la luz debida a la bioluminiscencia de la flora y

fauna. Para decrecer los efectos de los rayos cósmicos, se necesita una profundidad de cuando menos 5 km.

La Bioluminiscencia existe a todas profundidades, aunque va decreciendo con la profundidad, a los 6-7 km. aún estará presente.

Finalmente, la radioactividad del agua de mar provee un mínimo irreducible a los eventos registrados por un fotomultiplicador. Existen dos fuentes independientes de backgrounds que afectan al contador; la primera es la radioactividad β del agua, que principalmente se debe al K^{40} , que tiene una actividad de 13 desintegraciones seg^{-1} por litro. El otro background son rayos gama debido a la captura de neutrones en el agua de mar, principalmente los que captura el Cl^{35} . Los neutrones provienen de la pequeña cantidad de Uranio que existe en el agua de mar (3 μg por litro). Algunos son producidos por fisión y otros debido a los nucleos emisores de partículas alfa.

El efecto de la intensidad de desintegración del K^{40} obliga a usar técnicas de coincidencia. Los rayos β del potasio producen pocos fotones y la eficiencia para detectar los es baja.

Las energías de captura de los rayos gama del Cl^{35} son hasta de 8 MeV. Esto impone un umbral de detección. Por lo que la radioactividad del oceano impide detectar neutrinos de energías menores que 10 MeV.

El detector constará de las siguientes características:

Para los flujos de neutrinos que llegan se necesita un detector de aproximadamente 10^9 toneladas de oceano (un cubo de 1 km de lado) dividido en un gran número de celdas cúbicas, de 20 m de lado. La cantidad de cubos es de 3000. Estos cubos están rodeados de fotomultiplicadores que recolectarán los cuantos de radiación Cherenkov producidos por las partículas secundarias de los eventos neutrínicos.

5.9 Emisión de neutrinos en el CGE.

El colapso gravitacional ocurre cuando a una estrella masiva, de una masa mayor que el llamado límite de Chandrasekhar (1.2 masas solares), se le agota el combustible nuclear.

Fotografías recientes del CGE muestran que el proceso se lleva a cabo en dos etapas, involucrando diferentes mecanismos de producción de neutrinos y diferentes luminosidades.

Cuando una estrella que está cerca del colapso, alcanza una densidad de aproximadamente 2×10^{11} gr cm^{-3} , todos los protones empiezan a capturar electrones transformandose en neutrones ($e+p \rightarrow n+\nu_e$) creandose neutrinos tipo electrón de 10 MeV. Esta "neutronización" dura cuando mucho unas cuntas centésimas de segundo. Después de esto el colapso se acelera. En unos pocos milisegundos, la estrella se colapsa hasta una densidad nuclear, cercana a 10^{14} gr cm^{-3} finalizando ya sea como una estrella de neutrones o un agujero negro. Al

final del colapso, la temperatura se eleva (10^{10} K ó más) y cerca de 10^{53} ergs, diez veces mayor que en la primera etapa, es liberada como neutrinos, formados por los procesos térmicos. Los neutrinos emitidos son creados en pares, de neutrino y antineutrino, de tipos electrónico y muónico; y la energía es probablemente mayor que en la primera etapa.

5.10 Busqueda del Boson W con masa 30-100 GeV en experimentos de Dumand.

La busqueda del boson W en experimentos submarinos debida a la reacción resonante $\bar{\nu}_e + e \rightarrow W^- \rightarrow$ hadrones, parece ser la más indicada.

Para masas del boson W (m_W) en el rango de 30-100 GeV, la energía resonante del antineutrino $E_0 = m_W^2 / 2m_e$ está entre los valores de 9×10^5 GeV a 1×10^7 GeV. Los flujos de neutrinos apropiados a éstas energías para detectar los bosones W se pueden esperar de fuentes extragalácticas.

El fondo producido por los muones atmosféricos es despreciable a éstas energías y la producción resonante de los bosones W aparece en un pico estrecho sobre el espectro diferencial de energía de los eventos producidos por otras reacciones de neutrinos ($\nu_\mu + N \rightarrow \mu +$ hadrones, $\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\nu}_\mu +$ hadrones etc. N es nucleon).

Los experimentos se efectuarán con el detector DUMAND. El agua oceánica alrededor de los fotomultiplicadores sirve

como detector de neutrinos: los hadrones producidos en las colisiones crean una cascada nucleo-electromagnética de la cual la radiación Cherenkov será detectada por los fotomultiplicadores. A energías $E \geq 1 \times 10^7$ GeV las cascadas producidas por los neutrinos pueden ser detectadas más eficientemente mediante señales acústicas producidas en el agua.

Si los neutrinos son producidos en las colisiones entre rayos cósmicos protónicos y núcleos, el flujo de antineutrinos electrónicos es 1/6 del flujo total. A razón de $f = 10 \text{ año}^{-1}$, las instalaciones DUMAND de 10^9 m^3 de volumen puede detectar un flujo de $3 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

En el modelo de Weinberg-Salam $m_W \approx 70$ GeV para la cual se necesitaría una energía resonante de antineutrinos de 5×10^6 GeV. De acuerdo con Berezhinsky y Smirnov (ref. 5.18) en 1975 el flujo anterior se excede en dos ordenes de magnitud al flujo total de las galaxias normales, pero el flujo real se puede esperar que sea tres ordenes de magnitud mayor que los de las galaxias normales.

El volumen efectivo de instalación (10^9 m^3) se tiene que aumentar unas 100 veces si se van a detectar los neutrinos por el método acústico (ref. 5.19). En éste caso el boson W puede ser descubierto en el flujo total de antineutrinos provenientes de galaxias normales y de nuestra galaxia.

BIBLIOGRAFIA: CAPITULO V.

Referencias

- 5.1 F. Reines y C.L. Cowan, A Proposed Experiment to Detect the Free Neutrino. Phys. Rev. 90 492(1953).
- 5.2 F. Reines et.al., Detection of Neutrons with a Large Liquid Scintillation Counter. Rev. Sci. Instr. 25 1061(1954).
- 5.3 C.L. Cowan, et. al., Large Liquid Scintillation Detectors. Phys. Rev. 90 493(1953).
- 5.4 F. Reines y C.L. Cowan, Detection of the Free Neutrino Phys. Rev. 92 830(1953).
- 5.5 C.L. Cowan, et.al., Detection of the Free Neutrino: a confirmation. Science Vol. 124 p.103-104, 20 Jul 1956.
- 5.6 Danby, et.al. Phys. Rev. Lett. 9 36 (1962).
- 5.7 Davis, et.al., Phys. Rev. Lett. 20 1205(1968).
- 5.8 F.J. Hasert. et. al., Phys. Letters 46B 138 (1973)
- 5.9 F. Nezzrick, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-22, No.3, 1479(1975).
- 5.10 A. Benvenuti et.al., Proceedings of the International Conference on High Energy Neutrino Physics, Paris (1975).
- 5.11 FNAL Proposal # 21 (1970), Caltech Fermilab group.
- 5.12 R.J. Cence et. al., Nucl. Inst. & Meth. 138, 245 (1976).
- Además de las anteriores, para la sección 5.2, 5.5(Gargamelle, BEBC en 5.5.1), (Detector CDHS, imanes de nucleo hierro,

Detector CHMR 5.52) se consultó.

- 5.13 J. Steinberger, High-Energy neutrino experiments, proceedings of the 1976 CERN school of Physics.

Para las secciones 5.3, 5.4, 5.5 (cámara de burbujas de Fermi-lab 5.5.1), se utilizó

- 5.14 B.C. Barish, Experimental Aspects of High Energy Neutrino Physics CALT 68-621, 1977. Energy Research and Development Report.

También se empleó en la sección 5.5(5.5.2 Calorímetro hadrónico y espectrometro magnético).

- 5.15 Benvenuti et.al., Phys. Rev. Lett. 30 1084 (1973).

Las secciones 5.6, 5.7, 5.8, 5.9 se consultaron en

- 5.16 Blood, Learned, Reines, Roberts., DUMAND: The ocean as a neutrino detector FERMI-LAB Pub. 76/51-Exp.

La sección 5.10 de

- 5.17 V.S. Berezinsky, A.Z. Gazizov, Cosmic neutrinos and search for W -boson with mass 30-100 GeV in THE DEEP UNDERWATER EXPERIMENTS
Institute for Nuclear Research, Academy of Sciences. USSR.
"Summer workshop DUMAND-77" oct. 1977.
- 5.18 Berezinsky, Smirnov, 1975 Astrophys and Sp. Sci. 32, 461.
- 5.19 Askarjan, Dolgoshein, 1977 Pisma ZHTEF 25, N5,279.