

# Medición del Ángulo de Weinberg en experimentos de Reactor Nuclear.

por

Alberto Andrés Ocampo Ríos

Tesis  
presentada al departamento de Física  
como parte de los requisitos  
para el grado de  
Maestría en Física

Director: Juan Carlos Sanabria PhD.  
Co-Director: Javier Magnin PhD.

Universidad de los Andes  
Bogotá, Colombia  
Abril, 2007

Yo, ALBERTO ANDRÉS OCAMPO RÍOS, manifiesto en este documento mi voluntad de ceder a la Universidad de Los Andes los derechos patrimoniales, consagrados en el artículo 72 de la Ley 23 de 1982, del trabajo final de grado\* denominado MEDICIÓN DEL ÁNGULO DE WEINBERG EN EXPERIMENTOS DE REACTOR NUCLEAR, producto de mi actividad académica, para optar por el título de MAGISTER EN FÍSICA en la Universidad de Los Andes. La Universidad de Los Andes, entidad académica sin ánimo de lucro, queda por lo tanto facultada para ejercer plenamente los derechos anteriormente cedidos en su actividad ordinaria de investigación, docencia y publicación. La cesión otorgada se ajusta a lo que establece la Ley 23 de 1982. Con todo, en mi condición de autor me reservo los derechos morales de la obra antes citada con arreglo al artículo 30 de la Ley 23 de 1982. En concordancia suscribo este documento en el momento mismo que hago entrega del trabajo final a la Biblioteca General de la Universidad de Los Andes.

---

NOMBRE

FIRMA

CÉDULA

Santafé de Bogotá, D.C.

---

\*“Los derechos de autor recaen sobre las obras científicas, literarias y artísticas en las cuales se comprenden las creaciones del espíritu en el campo científico, literario y artístico, cualquiera que sea el modo o forma de expresión y cualquiera que sea su destinación, tales como: los libros, folletos y otros escritos; las conferencias, alocuciones, sermones y otras obras de la misma naturaleza; las obras dramáticas o dramático-musicales; las obras coreográficas y las pantomimas; las composiciones musicales con letra o sin ella; las obras cinematográficas, a las cuales se asimilan las obras expresadas por procedimiento análogo a la cinematografía, inclusive los videogramas, las obras de dibujo, pintura, arquitectura, escultura, grabado, litografía; las obras fotográficas a las cuales se asimilan las expresas por procedimiento análogo a la fotografía; las obras de artes plásticas; las ilustraciones, mapas, planos, croquis y obras plásticas relativas a la geografía, a la topografía, a la arquitectura o a las ciencias, en fin, toda producción del dominio científico, literario o artístico que pueda reproducirse o definirse por cualquier forma de impresión o de reproducción, por fonografía, radiotelefonía o cualquier otro medio conocido o por conocer”. (artículo 2 de la Ley 23 de 1982)

# Resumen.

Actualmente se esta planeando un experimento de neutrinos de reactor a realizarse en la planta nuclear de Angra Dos Reis en Brasil, esta consiste en ubicar un detector de neutrinos cerca a un reactor nuclear con el fin de medir parámetros del modelo estándar relacionados con la física de neutrinos. Como fuente de los neutrinos se espera usar el reactor nuclear llamado Angra II ubicado en Angra dos Reis. En este trabajo se implementa una simulación de un experimento de neutrinos provenientes de un reactor nuclear, específicamente el experimento de Angra.

Existen varias clases de experimentos de neutrinos, entre ellos se cuentan los experimentos de reactor, experimentos con neutrinos solares y atmosféricos, y por último experimentos de neutrinos generados en aceleradores de partículas. Cada clase de experimento cumple con un objetivo diferente, sin embargo, se necesitan todos para realizar una descripción completa del sector de los neutrinos en el modelo estándar.

Los experimentos con neutrinos solares y atmosféricos miden los parámetros que describen la mezcla entre la primera y segunda, y la segunda y tercera generación en masa, por otra parte, los experimentos de reactor miden parámetros relacionados con neutrinos de primera y tercera generación en masa. Los experimentos de acelerador buscan complementar las medidas de las otras clases de experimentos, estos esperan ser usados para medir procesos con violaciones de paridad. Una descripción completa en la región leptónica del modelo estándar solo es posible una vez todos los experimentos hayan sido terminados para determinar los parámetros necesarios.

El experimento propuesto para ser realizado en Angra, busca principalmente medir el valor del ángulo de mezcla  $\theta_{13}$ [1], sin embargo, debido a su alto costo de implementación, se buscan utilidades para motivar la construcción del detector. Existen dos propuestas viables para ser realizadas en el mismo experimento, estas son la medición del momento dipolar magnético del antineutrino y del ángulo de mezcla débil o ángulo de Weinberg. En esta tesis se plantea un estudio de factibilidad para la medición de este ángulo.

En el año 2002 la colaboración del NuTeV[2] realizó un experimento de dispersión entre neutrinos y nucleones haciendo colisionar haces de neutrinos muónicos contra bloques de hierro, de este experimento la colaboración extrajo el valor del ángulo de Weinberg como  $\sin^2 \theta_W = 0,2277 \pm 0,0013(stat) \pm 0,0009(syst)$ . Este resultado se considera anómalo, ya que el valor obtenido se encuentra a 3 desviaciones estándar del valor reportado por un ajuste global a datos de LEP y SLD en el mismo año, cuyo resultado fue  $\sin^2 \theta_W = 0,2324 \pm 0,0012$ . [3] Debido a la diferencia entre los dos valores, una medición del ángulo de Weinberg, tomada de una interacción solamente leptónica cobra importancia, ya que esta interacción sería más “limpia” que la dispersión entre un nucleón y un antineutrino debido a la ausencia de complicados factores de forma hadrónicos en los leptones. Esta medición en principio puede ser hecha en un experimento de neutrinos de reactor, ya que el proceso cuya sección transversal depende del ángulo de Weinberg es puramente leptónico. Para incluir esta medición en los actuales experimentos se debe estudiar su viabilidad previamente, la importancia de realizar esta medición depende de la precisión con la cual se pueda extraer el ángulo de mezcla débil del experimento, si esta precisión mejora las medidas actuales, el resultado del experimento podría solucionar las diferencias entre los valores dados por NuTeV y LEP.

El experimento a simular en esta tesis es un experimento clásico de neutrinos de reactor, este consiste en ubicar un detector cilíndrico a una distancia determinada de un reactor nuclear para luego medir de manera indirecta el flujo de neutrinos provenientes del núcleo del reactor, el detector está diseñado para detectar eventos de dispersión elástica antineutrino electrónico-electrón y eventos de decaimiento beta inverso. Una vez ocurre uno de estos dos procesos al interior del detector, la energía producida es depositada en el líquido centelleador, para ser luego emitida en forma de luz, esta señal luminica es luego recolectada por fotomultiplicadores ubicados en el borde de los cilindros. La luz detectada por los fotomultiplicadores llega mezclada con ruido producido por la radioactividad natural de la tierra y los muones cósmicos principalmente. Para controlar este ruido se diseñaron vetos rodeando el tanque, con el objetivo de detectar para luego eliminar los eventos de contaminación externa.

En la realización de esta simulación se utilizó el conjunto de librerías que conforman GEANT4[4], estas forman una herramienta para simular el paso de partículas a través de la materia. Además de estas librerías se usó el paquete creado por Glenn Horton de la universidad de Kansas para la simulación del experimento kamLAND llamado GLG4sim[5]. Este último es una simulación de un detector genérico de neutrinos de reactor, este código fue adaptado agregándole los vetos diseñados y adaptando el detector a los requerimientos de Angra. Se realizó una simulación del espectro de neutrinos utilizando los datos de un reactor que funciona con  $^{235}U$  como combustible[6]. Para agregar el ruido a la simulación, se utilizaron los datos del artículo de Conrad, Link y Shaevitz[7], estos corresponden a la simulación creada para el experimento de KamLAND. Una vez se ha implementado el espectro de los antineutrinos y el ruido que llega a los cilindros, se realiza la implementación del detector en GEANT4, esta implica la simulación tanto del detector como de los vetos que lo rodean.

Como objetivo principal de esta tesis, se espera determinar la viabilidad de realizar una medición de precisión del ángulo de Weinberg con esta clase de experimentos. Esta viabilidad fué estudiada por medio de variaciones en la simulación tales como el diseño del detector, el ruido producido por la radiación natural, la estadística utilizada en el análisis y el flujo de neutrinos provenientes del detector entre otros. Se espera determinar un diseño óptimo del detector usando los resultados de la simulación, esto implica observar la utilidad de los vetos y determinar la mejor configuración del detector. Este trabajo también espera servir como un punto inicial para la simulación completa del futuro experimento.



# Índice general

<b>1. Neutrinos masivos en el modelo estándar.</b>	<b>9</b>
1.1. El modelo estándar. . . . .	9
1.2. Neutrinos de Dirac. . . . .	10
1.3. Neutrinos de Majorana. . . . .	11
1.4. Interacciones de neutrinos. . . . .	12
1.4.1. Decaimiento beta inverso. . . . .	12
1.4.2. Dispersión elástica. . . . .	13
1.5. Mezcla de Neutrinos. . . . .	14
1.6. Oscilación de Neutrinos. . . . .	15
<b>2. Experimentos de Neutrinos.</b>	<b>17</b>
2.1. Neutrinos cósmicos. . . . .	17
2.1.1. Neutrinos solares. . . . .	17
2.1.2. Neutrinos atmosféricos. . . . .	18
2.2. Neutrinos de acelerador. . . . .	19
2.3. Neutrinos de reactor nuclear. . . . .	20
2.4. Estatus experimental. . . . .	20
<b>3. El experimento de Angra Dos Reis.</b>	<b>23</b>
3.1. Objetivos. . . . .	24
3.2. La colaboración. . . . .	24
3.3. Planta nuclear de Angra dos Reis. . . . .	25
3.4. Reactor de Angra dos Reis. . . . .	26
3.5. Diseño preliminar del experimento. . . . .	26
3.6. Medición del ángulo de mezcla $\theta_{13}$ . . . . .	28
3.7. Medición del ángulo de Weinberg. . . . .	29
3.8. Ruido de Muones. . . . .	29
3.9. Ruido de radioactividad natural. . . . .	31
<b>4. Extracción del ángulo de Weinberg en Angra dos Reis.</b>	<b>33</b>
4.1. El detector. . . . .	33
4.1.1. Detector sin veto. . . . .	36
4.1.2. Detector con techo. . . . .	37
4.1.3. Detector con techo y paredes. . . . .	37

4.1.4.	Detector con techo, paredes y piso a modo de veto. . . . .	37
4.1.5.	Aceptancia. . . . .	38
4.2.	El flujo de antineutrinos. . . . .	40
4.3.	Las secciones transversales. . . . .	41
4.3.1.	Decaimiento beta inverso. . . . .	41
4.3.2.	Dispersión elástica antineutrino electrón. . . . .	43
4.4.	El flujo de muones cósmicos y la radioactividad natural. . . . .	46
4.5.	La radioactividad natural. . . . .	47
4.6.	Implementación del detector en GEANT4 y GLG4sim. . . . .	47
4.7.	Generadores de eventos. . . . .	48
4.8.	Detalles de la medición del ángulo de Weinberg. . . . .	51
<b>5.</b>	<b>Resultados y conclusiones. . . . .</b>	<b>53</b>
5.1.	Resultados para el detector con techo. . . . .	54
5.2.	Resultados para el detector con techo y paredes. . . . .	56
5.3.	Resultados para el detector con techo, paredes y piso. . . . .	57
5.4.	Medición del ángulo. . . . .	57
5.5.	Conclusiones. . . . .	59



# Capítulo 1

## Neutrinos masivos en el modelo estándar.

Inicialmente los neutrinos fueron propuestos como partículas “fantasmas” que garantizaban la conservación de la energía en decaimientos beta, se creía que estas partículas carecían de masa y se les conocía solamente por el decaimiento beta, esta imagen ha venido cambiando por medio de experimentos y modelos teóricos.

Actualmente se sabe que los neutrinos solo interactúan por medio de la interacción débil, por lo tanto su detección es muy difícil, además de esto, debido a la ausencia de carga estas partículas interactúan muy poco con la materia.

Debido a las anteriores razones, solo se pueden detectar neutrinos de manera indirecta, esto es, observando las partículas resultantes después de una interacción. Actualmente se llevan a cabo experimentos que buscan eventos de decaimiento beta inverso y de dispersión para determinar la presencia de neutrinos. Estos experimentos buscan realizar una descripción completa de estas partículas.

Entre las preguntas actuales en la física de neutrinos se encuentra la determinación de su masa. A la fecha se han observado oscilaciones de estas partículas en experimentos solares[8][9], estos datos han sido tomados como pruebas evidentes de su naturaleza masiva, ya que para explicar la oscilación de los mismos se deben describir los neutrinos en una base de estados propios de masa y una base de sabor que debe ser relativista[10].

Los neutrinos solo pueden ser vistos por medio de interacciones débiles, esto hace en principio que un experimento para detectarlos, sea un canal limpio para medir parámetros puramente electro-débiles como es el ángulo de Weinberg.

### 1.1. El modelo estándar.

El modelo estándar describe las interacciones de las partículas a nivel subatómico mediadas por las fuerzas electromagnética, fuerte y débil. Ahora bien, los neutrinos solo interactúan por medio de la fuerza débil, esto hace que la

parte del modelo encargada de describir las interacciones de los neutrinos sea la teoría electrodébil de Weinberg, Salam y Glashow. La descripción completa de este tipo de interacciones está dada por el lagrangiano electro débil[11][10], este, tiene consecuencias sobre los neutrinos como lo son la ausencia en la naturaleza de neutrinos derechos, ya que esta teoría solo acopla neutrinos izquierdos. Además de esto, la paridad no se conserva en las interacciones débiles lo cual se describe a partir de interacciones como la siguiente corriente cargada 1.1.[10]

$$J_\alpha(x) = \sum_l \bar{\psi}_l \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l}(x) \quad (1.1)$$

Debido a la naturaleza de la interacción débil, se espera encontrar una violación de paridad en los procesos que contengan antineutrinos. En la descripción matemática de la oscilación de neutrinos que será presentada mas adelante, se incluye una fase que mide la violación de paridad en el sector leptónico del modelo estándar, específicamente en la oscilación de estas partículas. Se espera en un futuro determinar el valor de esta fase por medio de experimentos de aceleradores, la determinación de este parámetro depende del valor encontrado para el ángulo de mezcla  $\theta_{13}$ , ya que si este resulta ser cero, la fase no podría ser determinada.

Actualmente, se tienen dos descripciones para los neutrinos dentro del modelo estándar. La primera descripción fue propuesta por Dirac y lleva el nombre de neutrinos de Dirac, en oposición a esta, la segunda descripción se llama neutrinos de Majorana. Los experimentos de neutrinos que actualmente se proponen, buscan determinar en un futuro cual de las dos descripciones es mas apropiada para estas partículas.

Dentro del experimento simulado en esta tesis, se espera medir el número de electrones provenientes de dispersiones elásticas en función de su energía de dispersión, al igual que el número de positrones procedentes del decaimiento beta inverso. Para realizar esta medición se debe conocer con anterioridad y precisión la sección transversal diferencial en función de la energía de los neutrinos que producen la interacción y de la energía cinética de la partícula cargada resultante. En el experimento se esperan dos procesos principales, estos son la dispersión elástica de un electrón por un antineutrino incidente, y el decaimiento beta inverso. Para estos dos procesos se debe usar la teoría electrodébil en el momento de calcular las secciones transversales antes mencionadas.

## 1.2. Neutrinos de Dirac.

Los neutrinos libres de dirac  $\nu$  cumplen con el lagrangiano:

$$\mathcal{L} = \bar{\nu}(i\gamma \cdot \partial - m)\nu \quad (1.2)$$

donde  $\nu$  es un campo de dirac de cuatro componentes y  $m$  es la masa del neutrino. Del lagrangiano se puede deducir la ecuación de movimiento de estos

neutrinos como:

$$(i\gamma \cdot \partial - m)\nu = 0 \quad (1.3)$$

Cuya solución es:

$$\nu(x) = \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^{3/2}} \sum_s [u(\vec{p}, s)a(\vec{p}, s)e^{-ip \cdot x} + v(\vec{p}, s)b^\dagger(\vec{p}, s)e^{ip \cdot x}] \quad (1.4)$$

En la ecuación 1.4,  $u(\vec{p}, s)$  y  $v(\vec{p}, s)$  son los espinores de Dirac, solución cada uno de las ecuaciones 1.5, con la normalización dada por  $\bar{u}(\vec{p}, s)u(\vec{p}, s) \equiv u(\vec{p}, s)^\dagger \gamma^0 u(\vec{p}, s) = 1$ .

$$(\gamma \cdot p - m)u(\vec{p}, s) = 0 \quad (\gamma \cdot p + m)v(\vec{p}, s) = 0 \quad (1.5)$$

Estos espinores, son estados propios del operador de helicidad. Ahora si se definen los estados quirales  $\nu_L$  y  $\nu_R$  como estados de neutrinos izquierdos y derechos respectivamente, donde:

$$\nu_L \equiv \frac{1-\gamma_5}{2}\nu \quad \nu_R \equiv \frac{1+\gamma_5}{2}\nu \quad (1.6)$$

En el caso que los neutrinos de Dirac sean de masa nula, estos van a ser estados propios del operador de helicidad como se ve en la ecuación 1.7.

$$\vec{\sigma} \cdot \vec{p} \left\{ \frac{1 \mp \gamma_5}{2} \nu \right\} = \mp \left\{ \frac{1 \mp \gamma_5}{2} \nu \right\} \quad (1.7)$$

Esta ecuación se llama ecuación de Weyl, y en ella la paridad es violada para los neutrinos no masivos de Dirac, cumpliendo así con una de las condiciones de la interacción electro-débil.

Bajo la operación de conjugación de carga, los neutrinos de Dirac cumplen con la siguiente ecuación.

$$C | \nu(\vec{p}, s) \rangle = \eta_C | \bar{\nu}(\vec{p}, s) \rangle \quad C | \bar{\nu}(\vec{p}, s) \rangle = \eta_C^* | \nu(\vec{p}, s) \rangle \quad (1.8)$$

Donde los neutrinos y los antineutrinos son partículas diferentes.[10]

### 1.3. Neutrinos de Majorana.

Estos neutrinos fueron propuestos por Majorana en 1937, y de forma contraria a los neutrinos de Dirac, estas partículas son sus propias antipartículas o lo que es lo mismo, cumplen con la relación:

$$\nu_M = \nu_M^C \equiv C\nu_M C^{-1} \quad (1.9)$$

donde  $C$  es la operación de conjugación de carga, esto lleva a identificar los operadores de creación y aniquilación de neutrinos de Majorana como:

$$a = \eta_C^* b \quad b^\dagger = \eta_C a^\dagger \quad (1.10)$$

Como consecuencia de las reacciones 1.10, la ecuación que describe los campos de los neutrinos de Majorana estaría dada por:

$$\nu_M(x) = \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^{3/2}} \sum_s [u(\vec{p}, s)a(\vec{p}, s)e^{-ip \cdot x} + v(\vec{p}, s)\lambda a^\dagger(\vec{p}, s)e^{ip \cdot x}] \quad (1.11)$$

Esta se diferencia de la ecuación 1.4, ya que esta solo crea una clase de partículas, y además, tiene una fase  $\lambda$  extra llamada fase de creación. Esta fase tiene consecuencias en las simetrías CP y CPT. Para ambos casos, se tiene que la fase resultante, una vez aplicada la simetría a un neutrino de Majorana, es puramente imaginaria como se ve en la ecuación 1.12.[10]

$$\begin{aligned} CP | \nu_M(\vec{p}, s) \rangle &= \eta_\Sigma^M | \nu_M(-\vec{p}, s) \rangle \\ CPT | \nu_M(\vec{p}, s) \rangle &= \eta_\Theta^M | \nu_M(-\vec{p}, s) \rangle \end{aligned} \quad (1.12)$$

Se espera que las diferencias entre los neutrinos de Dirac y Majorana sean observables para los experimentos futuros y gracias a esto, determinar la naturaleza real de los mismos.

## 1.4. Interacciones de neutrinos.

Los neutrinos son fermiones sin carga eléctrica y masa muy pequeña hasta el momento desconocida. Debido a la magnitud de su masa, los neutrinos son casi inertes a la fuerza de gravedad como partículas individuales, razón por la cual, la interacción gravitacional entre neutrinos es despreciable. Dada la ausencia de carga en estas partículas, los neutrinos tampoco interactúan por medios eléctricos; además de esto, estas partículas son leptones, razón por la cual no interactúan por fuerza fuerte. Considerando lo anterior, los neutrinos solo pueden interactuar vía fuerza débil.

Los antineutrinos utilizados en este experimento provienen de un reactor nuclear, una vez estos son producidos y llegan al detector, estos pueden llevar a cabo uno de tres procesos. En el primero, el antineutrino atraviesa el detector sin interactuar con él, este caso carece de importancia. Para el segundo caso el antineutrino, pasa por el detector interactuando con un protón del material del mismo, una vez ocurre esta interacción, ocurre un decaimiento beta inverso. Por último, existe la posibilidad de que el antineutrino interactúe con un electrón dentro del tanque del detector, en este caso una dispersión elástica antineutrino electrón ocurre.

### 1.4.1. Decaimiento beta inverso.

En el caso en el que un antineutrino proveniente del reactor interactúa con un protón en reposo dentro del líquido centellador ocurre un decaimiento beta inverso.

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.13)$$

Este proceso ocurre ya que al interior del detector se encuentran muchos átomos de hidrógeno que son en esencia protones, estos átomos son hidrógenos que hacen parte de la composición química del líquido centelleador. Para esta simulación, el líquido está compuesto por Aceite Mineral, Pseudocumeno y PPO, la composición química de estos materiales es  $CH_2$ ,  $C_9H_{12}$  y  $C_{15}H_{11}NO$  respectivamente. En estas cadenas orgánicas, cada hidrógeno se comporta como un protón libre para interactuar con los antineutrinos provenientes del reactor. El antineutrino interactúa con estos protones y no con otros, debido a que la energía necesaria para interactuar con un protón perteneciente a otro átomo, es mucho mayor que la energía que posee el antineutrino incidente.

Por otra parte, la sección transversal para este proceso es mucho mayor que la sección para la dispersión elástica, esto hace que los eventos de decaimiento beta inverso sean mucho más numerosos que los de dispersión elástica.

Una vez que el positrón y el neutrón son producidos, estos se propagan por el detector dejando su energía cinética en el líquido centelleador. En el caso del neutrón, este viaja hasta ser termalizado (obtener una energía cinética comparable a su energía térmica). Cuando este neutrón se encuentra en el tanque lleno de líquido centelleador dopado con Gadolinio, una vez termalizado, es absorbido por el Gadolinio emitiendo rayos gamma. El Gadolinio es agregado al líquido centelleador para aumentar la probabilidad de absorción del neutrón en un 70 % [1].

Por otra parte, el positrón se propaga en el detector dejando su energía cinética depositada en el líquido centelleador, una vez este se encuentra con un electrón, las dos partículas se aniquilan emitiendo dos rayos gamma.

Para detectar un decaimiento beta inverso se busca la coincidencia entre una aniquilación electrón positrón y una absorción de un neutrón en el Gadolinio. Estas dos señales están desfasadas en tiempo, por lo tanto se busca su coincidencia en una ventana de tiempo dada. El experimento francés CHOOZ determinó la media de tiempo para la coincidencia como  $30,5\mu s$  [28].

Si se desea medir el número de eventos de dispersión elástica, los decaimientos beta inversos representan ruido, sin embargo, si son correctamente identificados, sirven como normalización de los eventos de dispersión elástica. Esta señal también permite medir el ángulo de mezcla  $\theta_{13}$ , ya que la probabilidad de supervivencia de un antineutrino electrónico, depende del valor de esta variable. El objetivo de esta tesis es medir el ángulo de Weinberg, y por lo mismo esta señal solo es útil para la normalización de los eventos.

#### 1.4.2. Dispersión elástica.

El caso en el cual el antineutrino llega al detector y hace una dispersión elástica tiene la sección transversal más pequeña de los tres procesos mencionados, lo cual hace que este evento sea el menos probable de los tres.

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^- \quad (1.14)$$

Cuando un electrón aproximadamente en reposo adentro del tanque en la región llena de líquido centelleador interactúa con un antineutrino proveniente del reactor nuclear, adquiere una energía cinética debido al proceso de dispersión elástica, gracias a esta energía, el electrón se empieza a desplazar por el detector exitando el líquido centelleador hasta dejar parte de su energía cinética depositada en el líquido, luego de lo cual este es absorbido por algún átomo. En el proceso de desexcitación del líquido centelleador, se emite luz visible, esta luz opaca toda luz direccional o luz de Cherenkov producida por los electrones, ya que el tiempo de respuesta del líquido centelleador no es inmediato. Por la anterior razón el experimento no espera medir luz direccional.

La sección transversal diferencial en función de la energía de retroceso  $T$  y de la energía de los antineutrinos incidentes  $E_\nu$  está dada por:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi\alpha^2\mu_\nu^2}{m_e^2} \frac{1 - T/E_\nu}{T} + \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \times \left[ (g_V + g_A)^2 + (g_V - g_A)^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 + (g_A^2 - g_V^2) \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right] \quad (1.15)$$

Esta permite medir el ángulo de Weinberg al medir el número de eventos de dispersión elástica en un rango determinado de energías, ya que el producto entre el espectro en energía de los antineutrinos y la sección transversal 1.15, integrado sobre la energía de retroceso del electrón dispersado y la energía del antineutrino incidente, dan como resultado el número de eventos de dispersión en un rango de energías dado. El número de eventos es sensible al valor del ángulo de Weinberg, por lo tanto el valor experimental de este, puede ser comparado con un barrido en los valores teóricos para encontrar el ángulo que más se ajuste a la curva deseada.

## 1.5. Mezcla de Neutrinos.

Los resultados experimentales actuales concuerdan con la imagen de 3 tipos de neutrinos correspondientes a cada una de las generaciones leptónicas conocidas. Estas generaciones oscilan entre si debido a que cada una de ellas es una mezcla estadística de los estados propios de masa de los neutrinos.[10]

Para realizar la descripción matemática correcta se usa una base de masa:

$$\nu_m = \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

Estos neutrinos se mezclan entre si por medio de una matriz de mezcla para crear los estados propios de sabor siguientes:

$$\nu_f = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Las anteriores dos bases son descripciones posibles para los neutrinos, sin embargo, bajo la suposición de mezcla entre ellas, la expresión matemática que describe como los neutrinos de sabor son una mezcla de los neutrinos de masa, esta dada por la matriz:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

donde los  $s_{ij}$  y  $c_{ij}$  son los senos y cosenos de los ángulos de mezcla.

$$s_{ij} = \sin\theta_{ij} \quad (1.19)$$

$$c_{ij} = \cos\theta_{ij} \quad (1.20)$$

y el  $\delta_{13}$  es la fase que da información sobre el rompimiento de la simetría CP en la interacción débil[10].

Esta representación, no es la única existente para describir la mezcla entre los neutrinos, sin embargo, es de las mas usadas, ya que en ella se observa claramente que como los neutrinos de sabor son combinaciones lineales de los neutrinos de masa.

## 1.6. Oscilación de Neutrinos.

Los neutrinos de sabor  $\nu_\alpha$  con  $\alpha = e, \mu, \tau$  son una combinación lineal de los neutrinos de masa  $\nu_a$  con  $a = 1, 2, 3$  dada por:

$$\nu_\alpha(x) = \sum_{a=1,2,3} U_{\alpha a} \nu_a(x) \quad (1.21)$$

donde la matriz  $U_{\alpha a}$  es la matriz de mezcla mencionada anteriormente. Tomando la ecuación 1.21 y los estados de Fock de los neutrinos de masa, se puede llegar a la probabilidad de transición para la oscilación de un neutrino entre un estado débil de sabor y otro. Esta probabilidad está dada por:

$$P(\alpha \rightarrow \beta; t) = \left\| \sum_a U_{\beta a} U_{\alpha a}^* \psi_\alpha^M(0, 0) \psi_\alpha^{M*}(\vec{x}, t) \right\|^2 \quad (1.22)$$

Esta probabilidad depende tanto del estado inicial como de la forma en la que el neutrino se propaga por el espacio, ahora bien, después de hacer 3 aproximaciones que ponen al neutrino como una onda plana inicialmente, con energía bien definida relativísticamente y propagándose en un solo eje, se obtiene la probabilidad de transición entre un sabor y otro como[10]:

$$P(\alpha \rightarrow \beta; t) = \sum_a \|U_{\beta a}\|^2 \|U_{\alpha a}^*\|^2 + 2\text{Re} \left[ \sum_{a \neq b} U_{\alpha a}^* U_{\beta a} U_{\alpha b} U_{\beta b}^* \exp \left\{ -i \frac{\Delta m_{ab}^2}{2p} t \right\} \right] \quad (1.23)$$

Donde

$$\Delta m_{ab}^2 \equiv m_a^2 - m_b^2 \quad (1.24)$$

Para que exista la mezcla entre los neutrinos de sabor, se necesita que  $\Delta m_{ab}^2 \neq 0$  y además que la matriz de mezcla sea no diagonal.

La oscilación de los neutrinos tiene consecuencias medibles en un experimento de reactor. Cuando se busca el ángulo de mezcla  $\theta_{13}$ , se espera determinar la probabilidad de supervivencia de los antineutrinos electrónicos a una distancia previamente determinada del reactor.

Estas oscilaciones también son pruebas experimentales de la naturaleza masiva de los neutrinos. Se han observado en experimentos con neutrinos solares cambios en los flujos esperados para estas partículas. La única explicación posible para este suceso fue además la confirmación de la existencia de neutrinos masivos, y esta dada por la oscilación de los neutrinos entre sus diferentes sabores, esta oscilación tiene comportamientos diferentes en la materia y en el vacío[10]. La importancia de determinar los parámetros relacionados con la oscilación de neutrinos en experimentos como el de Angra, radica en ampliar nuestro conocimiento sobre el sector leptónico al conocer la forma exacta en la que los neutrinos se mezclan entre sí. Esto aumentaría el modelo estándar, sin embargo, los valores de estos parámetros requieren una explicación más allá de la actual, por lo tanto estos resultados ayudarían a fundamentar teorías más allá del modelo estándar[10].



## Capítulo 2

# Experimentos de Neutrinos.

Los experimentos de neutrinos buscan determinar los parámetros del modelo estándar que describen las interacciones que estos sienten. Para lograr de manera completa este objetivo, se han planteado múltiples experimentos tomando diferentes fuentes para estas partículas. Entre estos experimentos se cuentan principalmente tres tipos, estos son: de reactor nuclear, solares o atmosféricos y de aceleradores de partículas.

### 2.1. Neutrinos cósmicos.

#### 2.1.1. Neutrinos solares.

En el año 1968 Raymond D. Jr, S. Harmer, y K. C. Hoffman publicaron un artículo sobre neutrinos solares.[17] El experimento realizado por ellos consistió en excavar una caverna profunda y colocar en ella un tanque con percloroetileno para detectar neutrinos, la forma de detección fue contar el número de transmutaciones debido a la interacción con neutrinos solares entre  $Cl^{37}$  y  $Ar^{37}$ . Del experimento se observó solo un tercio de los neutrinos solares esperados, este resultado creó controversia, ya que se necesitaba una explicación para esta diferencia en la taza esperada y observada. La explicación al experimento de Raymond, fue planteada por medio de la oscilación de los neutrinos, de forma tal que todos los neutrinos provenientes del sol, al oscilar, se convierten en cierto porcentaje en neutrinos muónicos y tauónicos.

En 1989 el Kamiokande[8] detectó neutrinos solares, observando solo un tercio de la cantidad esperada. En el año de 1990, después de incrementar su capacidad de detección de neutrinos, el experimento IMB[26] confirmó los resultados del Kamiokande. Con el transcurso de los años 90 se llevaron a cabo varios experimentos que sugerían la existencia de un comportamiento oscilatorio y masivo para los neutrinos, sin embargo, solo hasta el año 1998 el detector Super-Kamiokande anunció tener evidencia de neutrinos masivos en la conferencia sobre neutrinos del 98.[18]

En el 2001 el experimento SNO[9] (Sudbury Neutrino Observatory.) reportó resultados de la medición de los flujos de neutrinos electrónicos, muónicos y tauónicos provenientes del sol. La suma de estos flujos estaba en acuerdo con el flujo de producción de neutrinos electrónicos producidos en el interior del sol, dándole así más peso a la teoría de la oscilación de neutrinos masivos en la materia.

De estos experimentos, haciendo un análisis global de los datos obtenidos se obtienen los valores de los parámetros  $\Delta m_{sol}^2 = \Delta m_{21}^2 = 6,9_{-1,5}^{+2,6} \times 10^{-5} eV^2$  y  $\sin^2 \theta_{12} = 0,3_{-0,07}^{+0,09}$ [19][20][21][22].

### 2.1.2. Neutrinos atmosféricos.

Cuando los rayos cósmicos incidentes sobre la atmósfera terrestre interactúan con núcleos de la misma, se producen baños hadrónicos que contienen piones y kaones, estas partículas decaen en neutrinos llamados atmosféricos de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & K^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{aligned} \quad (2.1)$$

Los muones producidos en este decaimiento, luego decaen en electrones produciendo más neutrinos.

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (2.2)$$

Los flujos esperados se encuentran en razón de:

$$\phi(\nu_e) : \phi(\bar{\nu}_e) : \phi(\nu_\mu) : \phi(\bar{\nu}_\mu) \approx 1 : 1 : 2 : 2 \quad (2.3)$$

Con estas señales, los experimentos de neutrinos atmosféricos buscan medir la constante:

$$R \equiv \frac{R_{expt}(\mu/e)}{R_{MC}(\mu/e)} = \frac{(N(\mu)/N(e))_{expt}}{(N(\mu)/N(e))_{MC}} = \frac{N_{expt}(\mu)/N_{MC}(\mu)}{N_{expt}(e)/N_{MC}(e)} \quad (2.4)$$

Donde  $N$  representa el número de neutrinos detectados de un cierto tipo. El subíndice *expt* en la ecuación 2.4 quiere decir experimentalmente encontrados y *MC* significa esperados por métodos de Monte Carlo. Una vez se obtiene la constante  $R$ , se puede determinar la existencia o no de nueva física no considerada, ya que si la física considerada es correcta, esta constante tiende a la unidad. La vida media de los kaones y los piones es mayor que el tiempo en que estos atraviesan la atmósfera, por esta razón los neutrinos producidos por el decaimiento de estas partículas, son detectados después de que los neutrinos han atravesado toda la tierra.

De este tipo de experimentos se han determinado los valores de  $\Delta m_{atm}^2 = \Delta m_{32}^2 = 2_{-0,9}^{+1,2} \times 10^{-3} eV^2$  y  $\theta_{23} \approx 45^\circ$ [23][24][25].

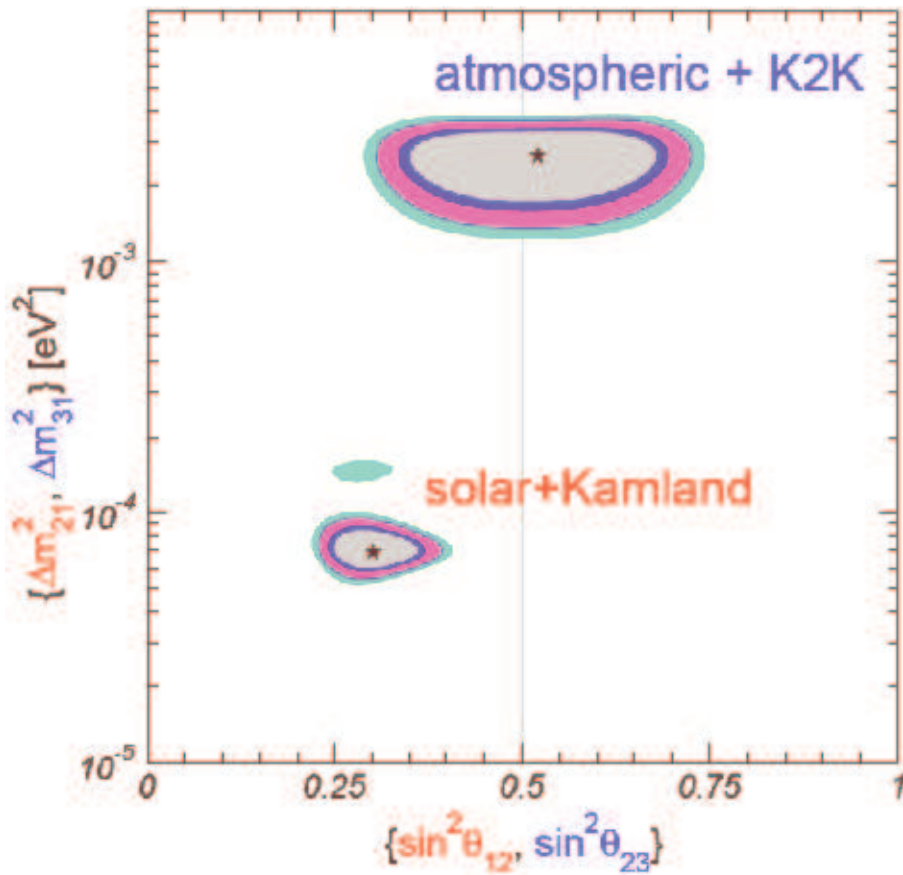


Figura 2.1: Estatus de los parámetros de la oscilación de neutrinos tomado de un análisis combinado de data global.[1]

## 2.2. Neutrinos de acelerador.

Los neutrinos de acelerador son producto del decaimiento de piones y kaones producidos por la dispersión de haces de protones contra un blanco fijo. Se han realizado varios experimentos con este tipo de neutrinos a la fecha, entre estos se encuentran mediciones realizadas en el CERN, LAMPF (Los Alamos Meson Physics Facility.), Brookhaven National Laboratory (BNL.) y el Fermi National Laboratory entre otros.[27]

Estos experimentos buscan estudiar oscilaciones en los neutrinos muónicos, razón por la cual, sus resultados pueden ayudar a determinar el valor de  $\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2$  y de  $\sin^2(2\theta_{21})$ . Los resultados obtenidos a la fecha, se han utilizado para la realización de un análisis global con el fin de determinar las constantes

mencionadas.

Entre los experimentos realizados con neutrinos de reactor, se encuentra la colaboración de NuTeV, la cual realizó una medición del ángulo de Weinberg con una anomalía de tres desviaciones estándar con respecto al parámetro obtenido mediante un análisis global realizado por una colaboración hecha en el LEP.[2][3]

### 2.3. Neutrinos de reactor nuclear.

Los reactores nucleares producen antineutrinos electrónicos debido a los decaimientos propios del combustible una vez sufre el proceso de fisión. En el caso de reactores funcionando con  $^{235}\text{U}$ , se produce un total de 6 antineutrinos por fisión[6]. Estos antineutrinos son emitidos desde el reactor de manera uniforme en todas las direcciones, lo cual se puede aprovechar al ubicar un detector cerca al reactor. El flujo que recibirá el detector depende de la potencia del mismo. Estos experimentos buscan principalmente medir el valor del ángulo de mezcla  $\theta_{13}$ , para lograr esto, miden la probabilidad de supervivencia de un antineutrino a una distancia determinada del reactor en función de su energía. Esta probabilidad esta dada por:

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{atm}^2 L}{4E} \right) - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \right) \quad (2.5)$$

Por lo tanto midiendo el flujo de antineutrinos en el detector, se obtiene una forma de determinar el ángulo de mezcla.

Se han realizado varios experimentos de neutrinos de reactor nuclear, entre los más importantes se encuentra el experimento kamLAND y el CHOOZ en Francia[28], este último experimento a determinado límites experimentales para la diferencia de masa  $\Delta m_{31}^2$ [29], sin embargo, un análisis global de los datos actuales arroja  $\Delta m_{31}^2 \lesssim 2 \times 10^{-3} eV^2$ . Utilizando este valor para la diferencia de masas, se tiene para el ángulo de mezcla  $\theta_{13}$  las desigualdades:

$$\sin^2 2\theta_{13} \leq 0,16 \quad \sin^2 \theta_{13} \leq 0,053 \quad \theta_{13} \leq 10,8^\circ \quad (2.6)$$

Las nuevas propuestas experimentales buscan determinar con mayor precisión el valor actual para la diferencia de masas y para el ángulo de mezcla, obtener este ángulo es necesario para determinar posteriormente el valor de la fase  $\delta$ .

La propuesta experimental para Angra dos Reis es una continuación de los actuales experimentos de neutrinos de reactor, se espera con esta mejorar la medición actual que se tiene de la diferencia de masas y del ángulo de mezcla, además de esto, por medio de este trabajo buscamos estudiar la posibilidad de medir el ángulo de Weinberg en el experimento.

### 2.4. Estatus experimental.

Actualmente existen varias propuestas para la realización de experimentos de reactor, entre ellas están: el DOUBLE CHOOZ y el Cruas en Francia; los reac-

tores nucleares en Angra dos Reis en Brasil; experimentos en Braidwood, Byron y La Salle ubicados todos en Illinois además del Cañon del diablo en California Estados Unidos y Daya Bay en China entre otros varios no mencionados[1].

Todos estos lugares han sido propuestos debido a la potencia de sus reactores nucleares además de las características especiales de cada uno, por ejemplo, en Angra dos Reis, la ubicación geográfica es óptima para la implementación de un veto natural contra los muones cósmicos, ya que los reactores nucleares están ubicados entre una playa y varias colinas que proveen de blindaje contra muones atmosféricos y que serían de gran utilidad al ubicar un detector lejano al reactor. Ahora bien, estos experimentos tienen como objetivo medir el ángulo de mezcla  $\theta_{13}$ , el cual determina la mezcla entre la primera y la tercera generación de neutrinos. Este ángulo es uno de los siete parámetros que describe la oscilación entre los leptones, los otros seis parámetros son: el ángulo  $\theta_{12}$ , el ángulo  $\theta_{23}$ , la fase  $\delta$  que da razón de la violación de paridad en las interacciones débiles y las diferencias de masa  $\Delta m_{12}^2$ ,  $\Delta m_{13}^2$  y  $\Delta m_{23}^2$  de los estados propios de masa.

El ángulo  $\theta_{12}$  al igual que la diferencia de masas entre las dos primeras generaciones de neutrinos denotada por  $\Delta m_{12}^2 = m_1^2 - m_2^2$  han sido medidos con una precisión entre el 10 y el 20 % por los experimentos SNO, KamLAND y SuperKamiokande[19][20][21]. Estos parámetros tienen actualmente las medidas  $\Delta m_{12} = 6,9_{-1,5}^{+2,6} \times 10^{-5} eV^2$  y  $\sin^2 \theta_{12} = 0,3_{-0,07}^{+0,09}$  a  $3\sigma$ [22].

Por otra parte, el ángulo  $\theta_{23}$  y la diferencia  $\Delta m_{23}^2 = m_2^2 - m_3^2$ , han sido medidos con datos provenientes de neutrinos atmosféricos[23], estos datos han sido recopilados por el Super-Kamiokande y el K2K[24], el cual es un experimento de acelerador. Estos datos han arrojado los siguientes valores:  $|\Delta m_{32}^2| = 2_{-0,9}^{+1,2} \times 10^{-3} eV^2$  con un error de  $3\sigma$  y  $\theta_{23} \approx 45^\circ$  con 10 % de precisión.

Estas medidas son incompletas, ya que aún se desconoce el valor del tercer ángulo la fase y la tercera diferencia de masas, sin embargo, el experimento CHOOZ ha impuesto un límite para la medida de  $\theta_{13}$  y las diferencias de masas[28][29]; estos son  $\sin^2 2\theta_{13} \leq 0,2$ , y  $\Delta m_{31}^2 \lesssim 2 \times 10^{-3} eV^2$ .

Estos valores son todo lo que se conoce de la matriz de mezcla entre los neutrinos. Se tiene las medidas de los ángulos de mezcla solares y atmosféricos y una desigualdad para el ángulo restante. De la desigualdad se sabe que  $\theta_{13}$  es pequeño comparado con los otros dos ángulos, además, para que el parámetro  $\delta$  sea medible, el ángulo  $\theta_{13}$  debe ser diferente de cero. Si esto no fuera así, como  $\delta$  es la constante que mide la violación de paridad en la región leptónica, al no ser medible, no se presentaría violación de paridad en procesos leptónicos, lo cual lleva a pensar que el ángulo  $\theta_{13}$  es diferente de cero.

Para mejorar el conocimiento actual que se tiene sobre los neutrinos se proponen entonces los experimentos de reactor nuclear como método para medir las constantes desconocidas, sin embargo, estos experimentos por si solos no proporcionan la herramienta necesaria para dar una descripción completa de los neutrinos, es por lo tanto necesario que estos experimentos sean complementados con otra clase de experimentos como lo son los aceleradores de gran distancia “*long-baseline accelerator experiments*” tal como el K2K. En un futuro se espera determinar los valores de los siete parámetros de la física de las oscilaciones de

los neutrinos.

## Capítulo 3

# El experimento de Angra Dos Reis.

La actual propuesta consiste en realizar un experimento de neutrinos de reactor nuclear en el complejo nuclear de Angra Dos Reis. Se ha planeado ubicar 3 detectores cerca de la planta nuclear, estos detectores estarían ubicados a 10, 100 y 1000 metros de distancia del núcleo del reactor Angra II. El diseño preliminar de los detectores está inspirado en el experimento francés CHOOZ, por esta razón los detectores son inicialmente cilíndricos de tres volúmenes.

Ubicando los detectores en las posiciones mencionadas, se espera tener tres medidas diferentes de los mismos procesos inducidos por los neutrinos proveniente del reactor. Los detectores están diseñados principalmente para medir el número de decaimientos beta inducidos por los antineutrinos incidentes, sin embargo, en el caso de Angra se espera optimizar el detector para medir además eventos de dispersión elástica entre antineutrinos electrónicos y electrones.

El principal problema para realizar las medidas propuestas se encuentra en la radiación cósmica producida por muones externos y en la radiación intrínseca de la tierra, para solucionar este problema, se propone en esta tesis la implementación de vetos externos que determinen cuanta radiación entra al tanque del detector para no ser tomada en cuenta en el análisis de los datos.

Una vez la medición ha sido hecha, el número de eventos de decaimiento beta detectados, es directamente proporcional a la probabilidad de supervivencia de un antineutrino electrónico a una distancia determinada del detector. De esta información, realizando un análisis estadístico en los tres detectores se puede determinar el valor del ángulo de mezcla entre neutrinos  $\theta_{13}$ .

Para el caso de la dispersión elástica  $\bar{\nu} + e$ , el número de eventos detectados en cada detector depende de la sección transversal total para la dispersión elástica, esta sección depende del valor de ángulo de mezcla débil o ángulo de Weinberg, por lo tanto después de realizar un análisis estadístico, se puede determinar el valor del mismo.

El objetivo de esta tesis es realizar un estudio de factibilidad de la medida del

ángulo de Weinberg en este experimento. Angra cuenta con muy buenas condiciones geográficas para la realización del mismo. El complejo nuclear donde se ubicarán los detectores está rodeado por una cadena montañosa, la cual provee de una protección natural contra el ruido producido por muones cósmicos. Aparte de estas ventajas, se cuenta con apoyo de las entidades brasileras encargadas de la planta nuclear, además de la colaboración de un grupo extranjero con experiencia en experimentos de neutrinos de reactor como lo es el grupo del CHOOZ.

### 3.1. Objetivos.

El experimento de Angra tiene como objetivo principal mejorar la medición del ángulo de mezcla  $\theta_{13}$ . Para lograr esta meta se cuenta con la experiencia del grupo francés CHOOZ, para este grupo, el experimento de Angra es una continuación del experimento mencionado. Se espera además determinar con mayor precisión la diferencia de masa  $\Delta m_{31}^2$ .

Como segundo objetivo se espera realizar la medición del ángulo de mezcla débil o ángulo de Weinberg, dependiendo del resultado previo de una simulación completa y de este estudio de factibilidad. La realización de esta meta tiene su mayor obstáculo en la eliminación del ruido externo, ya que para el proceso de dispersión elástica el proceso de decaimiento beta es en realidad ruido fácil de eliminar. Dependiendo del valor del ángulo de mezcla resultante del experimento, se espera determinar la viabilidad de medir en un experimento futuro la fase  $\delta$  de la matriz de mezcla.

Se desea además mejorar los diseños de detectores y vetos para los mismos en comparación con los experimentos precedentes. Realizar esta mejora, permitira mejorar la implementación de futuros experimentos de neutrinos.

Tambien se quiere mejorar la descripción actual del sector leptónico de los neutrinos en el modelo estándar, además de obtener una estadística suficiente como para mejorar las medidas actuales. Se espera tambien recopilar información suficiente para realizar física mas allá del modelo estándar.

### 3.2. La colaboración.

Para la planeación del experimento y la futura realización del mismo se a formado una colaboración internacional, esta incluye países como Brazil, Estados Unidos y Colombia. Por parte de Brasil hay actualmente cuatro universidades involucradas las cuales son: El CBPF o Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, el Instituto de Física de la Universidad de São Paulo, el Instituto de Física Gleb Wataghin de la Universidad Estadual de Campinas y el Departamento de Física de la Pontificia Universidad Católica de Rio de Janeiro.

Por parte del CBPF se encuentran involucrados los investigadores João dos Anjos, Laudo Barbosa, Javier Magnin y Ronald Shellard; de la Universidad de São Paulo esta Renata Funchal; por la Universidad Estadual de Campinas, se



encuentra Ernesto Kemp y Orlando L.G. Peres y por la universidad católica de Rio, se encuentra Hiroshi Nunokawa.

Entre las universidades externas a Brasil involucradas están el “Argonne National Laboratory” de USA con David Reyna como colaborador y la Universidad de los Andes de Colombia, con el profesor Juan Carlos Sanabria. Además de estas dos colaboraciones, el actual grupo de investigación del experimento francés CHOOZ se encuentra interesado en el experimento en Brasil.

Actualmente Anderson Schilitz del CBPF en Brazil, se encuentra realizando una tesis de doctorado sobre el experimento de Angra, él espera realizar el estudio de medición del ángulo  $\theta_{13}$ . Por último, en la colaboración, me encuentro yo realizando el estudio de factibilidad de la medición del ángulo de Weinberg en este futuro experimento como tesis de maestría.[30]

### 3.3. Planta nuclear de Angra dos Reis.



Figura 3.1: Mapa topográfico de la planta nuclear en Angra, los círculos concéntricos se encuentran a 500 metros de distancia.[1]

La planta nuclear de Angra dos Reis se encuentra ubicada a 150 km al sur de Rio de Janeiro en una zona costera de aproximadamente 4 km de largo y 1.5 km de ancho. En el terreno de la planta, existen varias colinas rodeando el

complejo nuclear, estas montañas tienen de 200 a 600 metros de altura y pueden ser aprovechadas para colocar bajo ellas los detectores a usar en el experimento. Los tanques serían ubicados bajo tierra en las colinas, se ha estimado que esto brindaría una protección contra el ruido externo de 2000 m.w.e (“Meters water equivalent”) para el detector lejano y 250 m.w.e para el detector cercano.

En el complejo nuclear existen dos reactores en funcionamiento y un tercer reactor esta planeado para entrar en operación en el 2010. El primer reactor es el Angra I, este tiene una potencia térmica de 2.0 GW. El segundo reactor se llama Angra II, posee una potencia térmica de 4.0 GW y es el reactor que se usará en el experimento. El núcleo de Angra I debe ser tomado en cuenta en la realización de las simulaciones previas al experimento, sin embargo, el flujo de antineutrinos deseado es el producido por el reactor Angra II, razón por la cual el flujo de los neutrinos de Angra I es una corrección al flujo total.

La figura 3.1 muestra un mapa topográfico del complejo nuclear de Angra, en esta mapa los círculos concéntricos están a una distancia de 500 metros, el centro de los círculos representa la ubicación del reactor Angra II.

### 3.4. Reactor de Angra dos Reis.

Los reactores nucleares de Angra Dos Reis funcionan con  $^{235}\text{U}$ , por esta razón modelamos el espectro de antineutrinos producidos por el reactor como está en el trabajo de F. T. Avignone[6]. La determinación precisa del espectro producido por la planta de Angra es necesario para la simulación final del experimento, a la fecha de realizar esta tesis esa información era desconocida por nosotros, sin embargo, este espectro es fácilmente medible según se sabe por información proveniente del complejo nuclear.

Angra II opera con un reactor PWR (“Pressurized water reactor”) con una potencia nominal de 1350 MW equivalente a 4 GW de potencia térmica. Este reactor usa agua como moderador y como refrigerante por ser del tipo PWR.

### 3.5. Diseño preliminar del experimento.

El experimento esta planeado para ubicar tres detectores cerca del núcleo del reactor Angra II. El primer detector está planeado como un prototipo de una tonelada aproximadamente y estaría ubicado a una distancia de 50 metros del reactor. Este detector fue planeado inicialmente como un prototipo para realizar mediciones previas al experimento total, su diseño es idéntico al de los otros dos detectores y consiste en un detector cilíndrico genérico de tres volúmenes. Este tipo de detector será descrito en el capítulo 4. Actualmente el gobierno brasilero planea construir el prototipo mencionado[34].

El segundo detector esta planeado para ser ubicado a una distancia de 300 metros del reactor y es denominado el detector cercano. Este pesará 50 toneladas y será ubicado bajo una colina a modo de veto para la radiación cósmica, esta provee una protección de 250 m.w.e.

Por último, el tercer detector estará ubicado a una distancia de 1500 m del núcleo del reactor, este también estará bajo una protección equivalente a 2000 m.w.e bajo una colina llamada “Morro do Frade”. El peso de este detector será de aproximadamente 500 toneladas, y se conocerá como detector lejano.

Se ubicaran tres detectores porque se espera medir el flujo de neutrinos provenientes del núcleo del reactor a distintas distancias del mismo. Esto se desea debido a la dependencia en la distancia al reactor de la probabilidad de oscilación del antineutrino electrónico, de esta probabilidad se puede extraer el valor del ángulo de mezcla  $\theta_{13}$  y de la diferencia de masa  $\Delta m_{13}^2$ .

En principio cualquiera de los tres detectores serviría para medir el ángulo de Weinberg, sin embargo, se busca optimizar la relación distancia-flujo de antineutrinos para esta medición, por esta razón se espera medir el ángulo de Weinberg en el detector cercano, ya que a esta distancia el flujo de antineutrinos provenientes del detector aún puede ser medido y el efecto de oscilación en los neutrinos no es tan grande como para inducir un error estadístico considerable.

Los tres detectores son idénticos, estos están inspirados en el diseño de los detectores de CHOOZ. La geometría de los detectores es cilíndrica, cada uno consiste de tres tanques concéntricos llenos de líquidos diferentes. La descripción completa de los detectores se hará en el capítulo 4.

Como ya fue mencionado, los procesos que buscan ser medidos por estos detectores son decaimientos beta inverso y dispersión elástica producidos por los antineutrinos incidentes provenientes del reactor nuclear. El diseño del detector esta implementado con la finalidad de medir el decaimiento beta, sin embargo, aunque el proceso de dispersión elástica también es detectado, existe una gran cantidad de ruido que hace difícil su identificación. Esta razón fue el principal motivo para la implementación de vetos.

La mayor fuente de ruido radica en los muones cósmicos, estos producen interferencia con la señal de dispersión, ya que producen electrones de Michael, isotopos que decaen por interacción débil emitiendo neutrinos y electrones; y algunos muones altamente energéticos que atraviesan el tanque dejando rastro lumínico en él[7].

Debido al ruido producido por los muones cósmicos y a la radioactividad de la tierra, se necesita la implementación de un trigger en el experimento, este determinaría que eventos grabar y cuales desechar. El criterio para reconocer un decaimiento beta inverso, sería la coincidencia de dos señales producidas por la absorción de un neutrón en el Gadolinio y el aniquilamiento de un positrón en el detector, este par de eventos deben coincidir en una ventana temporal determinada por mediciones hechas en el CHOOZ[28] como  $30,5\mu s$ .

Además de determinar los eventos de decaimiento beta inverso, se espera poder separar los eventos de dispersión elástica de la radiación externa. Realizar este trigger sin ayuda de un veto externo, es una tarea imposible debido a la ausencia total de información para determinar cuando una de las señales detectadas corresponde a una dispersión elástica o a ruido.

Una vez sea implementado el trigger, se espera realizar un análisis estadístico para determinar el valor de las constantes buscadas con el experimento.

La simulación fue planteada con el objetivo de estudiar todos los aspectos mencionados acá y su influencia a la hora de realizar una medición del ángulo de Weinberg.

### 3.6. Medición del ángulo de mezcla $\theta_{13}$ .

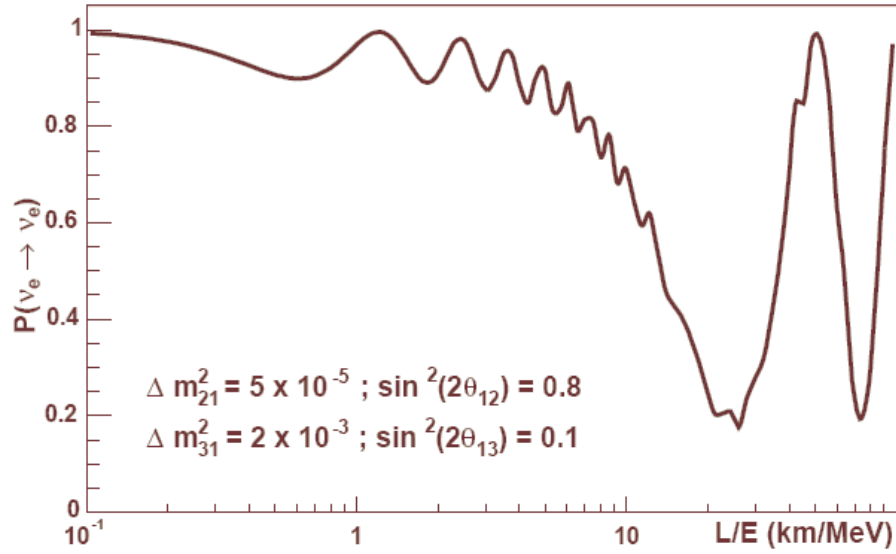


Figura 3.2: Gráfica de la probabilidad de supervivencia de un antineutrino electrónico a una distancia  $L$  y una energía  $E$ . [1]

La medición del ángulo de mezcla  $\theta_{13}$  se basa en la probabilidad de oscilación de un antineutrino a una distancia del reactor y una energía determinada. Esta probabilidad está dada por la ecuación 2.5, la gráfica de esta probabilidad se puede ver en la figura 3.2.

El número de eventos de decaimiento beta inverso detectados en cualquiera de los tres detectores, es proporcional a la probabilidad de oscilación de los antineutrinos a la distancia a la cual está ubicado el detector y a la energía que el antineutrino lleva. Al realizar la medida experimental del número de eventos de decaimiento beta inverso en al menos dos detectores y compararlas por medio de una prueba de  $\chi^2$ , se puede determinar con un buen nivel de precisión el valor de  $\sin^2 2\theta_{13}$  para una luminosidad del detector dada. [1]. La ecuación para esta prueba es la siguiente. [1]

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\left[ N_i^{far} - \left( \frac{L_{near}}{L_{far}} \right)^2 N_i^{near} \right]^2}{\left[ N_i^{far} + \left( \frac{L_{near}}{L_{far}} \right)^4 N_i^{near} \right]} \quad (3.1)$$

En la ecuación 3.1,  $L$  se refiere a la distancia desde el núcleo del reactor hasta el detector ya sea cercano o lejano,  $N_i$  hace referencia al número de eventos en el  $i$ -ésimo bin del espectro de energía medido por el detector.

Por otra parte la forma de detectar un evento de decaimiento beta inverso en el detector consiste en reconocer señales coincidentes entre la absorción de un neutrón en Gadolinio y la aniquilación de un positrón y un electrón como se describe en el capítulo 1.

Algunos neutrones producidos por muones cósmicos, adquieren energía cinética para entrar al detector y ser termalizados y capturados. Cuando por alguna circunstancia, esta señal coincide con luz proveniente de otro evento dentro de los cilindros, una falsa coincidencia es detectada y un evento de decaimiento beta inverso falso es contado. Es también factible que un neutrón producido al interior del tanque no sea termalizado y visto por el detector, y este salga sin ser absorbido, en este caso un evento deja de ser contado. El 84% de los neutrones producidos, son absorbidos por el Gadolinio en el detector según mediciones realizadas por el CHOOZ[28], el 16% restante es capturado por hidrógenos o sale del detector sin interactuar.

### 3.7. Medición del ángulo de Weinberg.

Esta medición es propuesta como objetivo principal en esta tesis. Se plantea medir el valor de este ángulo por medio de un proceso puramente letónico, para esto se espera utilizar la sección transversal del evento de dispersión elástica entre un antineutrino electrónico y un electrón convoluida con el flujo de antineutrinos provenientes del núcleo del reactor.

Para la realización de esta medida se debe tener la capacidad de recuperar la mayoría de los eventos de dispersión con las menores pérdidas posibles, se espera por lo tanto realizar un estudio estadístico del experimento con esta tesis para observar su viabilidad.

Específicamente para la medición del ángulo de Weinberg, se tiene una sección transversal muy pequeña, razón por la cual los eventos de dispersión se opacan fácilmente por el ruido.

En el próximo capítulo discutiremos los detalles experimentales de esta extracción.

### 3.8. Ruido de Muones.

Los muones cósmicos representan la mayor cantidad de ruido en el experimento, ya que estos decaen en electrones de Michael[7] y producen señales no

deseadas al atravesar el detector depositando parte de su energía cinética. Los muones también pueden inducir la creación de “spallation isotopes”. Estos son isótopos inducidos por la interacción de la tierra con un muón, generalmente estos isótopos son radioactivos y decaen principalmente por interacción débil emitiendo electrones, los cuales pueden eventualmente entrar en el detector y ser confundidas con una de las señales buscadas.

Aparte de los dos procesos descritos, los muones también pueden entrar al detector dejando parte de su energía cinética en el líquido centelleante, esta interacción crea luz suficiente para generar ruido en las mediciones. Para controlar este efecto, se proponen paredes de centelleador tal que estas detecten al muon entrando y saliendo del tanque, estos eventos podrían ser entonces eliminados del análisis.

El espectro de energías de los muones cósmicos es amplio, y abarca todos los rangos de energía involucrados en la simulación. La presencia de estas partículas en el experimento son la mayor dificultad para realizar cualquier medición, la eliminación del ruido producido por estas, es uno de los objetivos principales en el diseño del experimento, en esta simulación se implementaron los vetos con el objetivo de reducir al mínimo los eventos mal identificados que tengan origen en los muones cósmicos.[7]

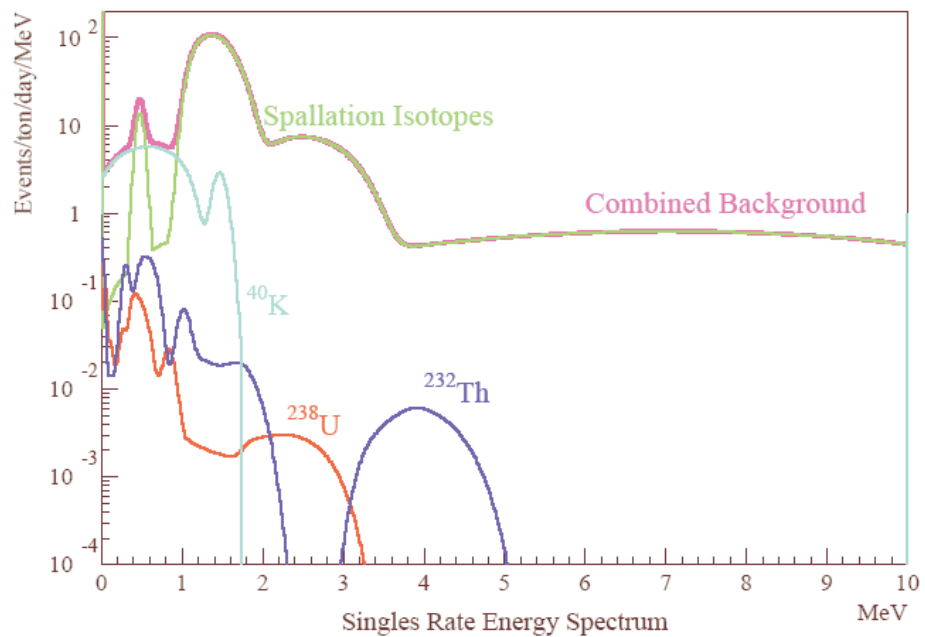


Figura 3.3: Datos de radiación combinada tomados para del experimento KamLAND, para la simulación realizada.

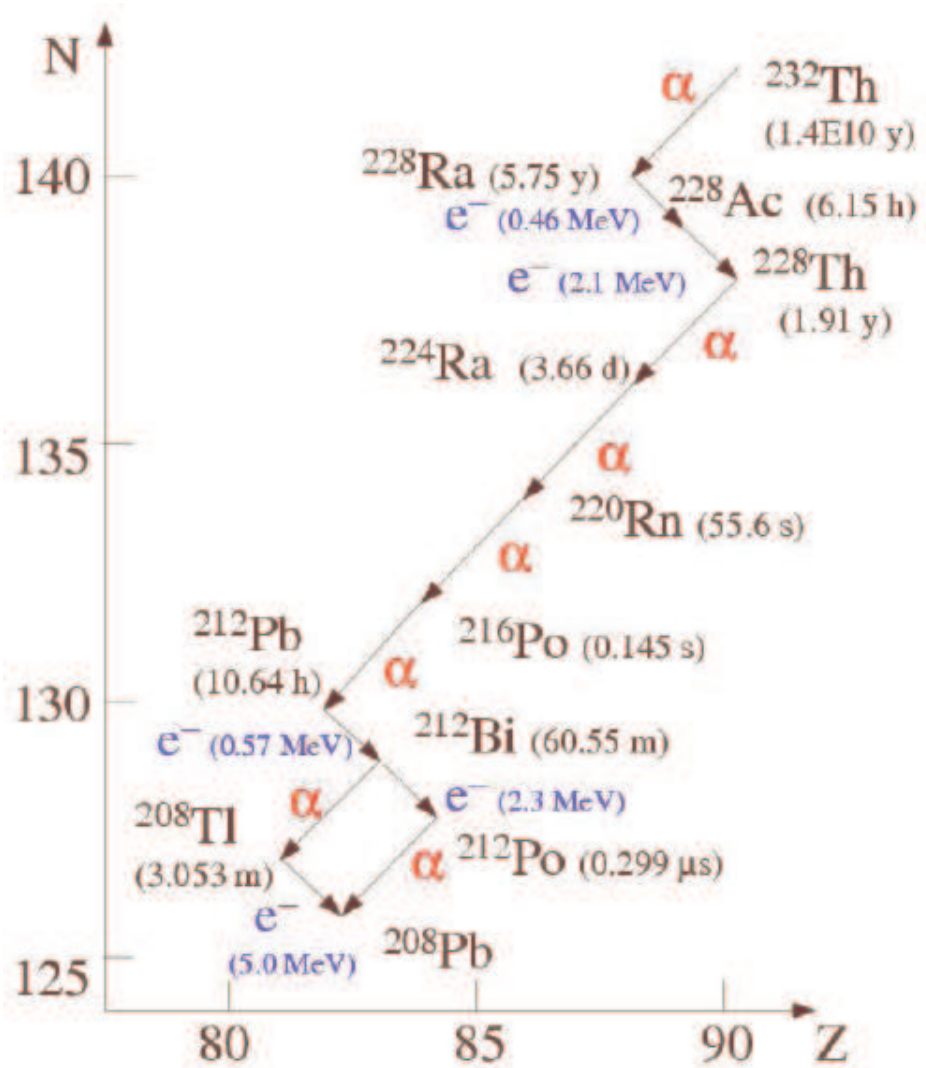
### 3.9. Ruido de radioactividad natural.

La tierra tiene componentes radioactivos en ella, de estos elementos algunos decaen via interacción débil produciendo electrones fuera de los tanques de detección. Cuando los electrones producidos por esta radiación entran al detector, estos generan una señal que es fácilmente confundida con procesos de dispersión elástica. Esta radiación genera ruidos en el experimento, sin embargo, estos pueden ser fácilmente eliminados al tomar solo una ventana en energía para el análisis de los datos, ya que la mayoría de esta radiación, tiene energías en el rango de 0 a 3 MeV.

Los elementos que mas contribuyen con el ruido son  $^{232}Th$ ,  $^{40}K$  y  $^{238}U$ , de estos el mas importante a controlar es el  $Th$ , ya que este emite radiación beta a más energía que los otros dos. La figura 3.4 muestra los decaimientos de este isótopo, en ella se ve la energía de la radiación beta producida entre paréntesis. En el caso de el potasio, este decae hasta llegar a uno de dos isótopos:  $^{40}Ca$  el 80 % de las veces o  $^{40}Ar$  el otro 20 %, por otro lado el uranio decae hasta llegar a  $^{206}Pb$ . En estos procesos se emiten electrones y radiación alfa que es fácilmente detenida. Para controlar esta radiación se busca optimizar la implementación del veto.

Para la actual simulación se utilizaron los datos de concentraciones de isótopos del experimento KamLAND, además de la radiación incidente en el experimento de Braidwood, estos datos se pueden ver en la figura 3.3, en donde se observan todas las contribuciones de background utilizadas en la simulación. En ella se toman en cuenta las contribuciones al ruido de los muones, la radiación de la tierra y las partículas producidas por la interacción entre los muones y los materiales cercanos al detector.

Se utilizaron estos datos para la simulación, debido a la ausencia de datos brasileros. En una futura simulación realizada previamente al experimento, los datos reales para el experimento de Angra deben ser medidos e implementados.

Figura 3.4: Decaimiento del  $^{232}\text{Th}$ . [7]



## Capítulo 4

# Extracción del ángulo de Weinberg en Angra dos Reis.

La simulación realizada se divide en dos partes, en la primera parte se realizó un estudio del flujo del reactor y los procesos físicos implicados, para esto se utilizó el artículo [6] y se estudiaron las secciones transversales predichas por el modelo estándar. Basados en las mediciones actuales sobre del ángulo de Weinberg, se fijó un valor para el mismo y con el se hizo el estudio previo del experimento.

Una vez terminado este estudio inicial, se programó la simulación. Para el funcionamiento del detector se utilizó el código implementado por Glenn Horton Smith GLG4sim[5]. Este fue modificado para implementar un veto de tres formas diferentes, la utilización de este veto espera reducir el ruido producido por radiación externa al experimento.

Para la simulación se realizó un generador de eventos implementado en C++. Este genera ruido producido por muones y radioactividad externa al detector, eventos de dispersión elástica y eventos de decaimiento beta. Una vez implementado este generador, la simulación fue corrida y los resultados fueron grabados en una “root-tupla” para ser luego analizados utilizando ROOT[32].

### 4.1. El detector.

El detector modelado por Glenn Horton poseé 4 cilindros a diferencia del descrito anteriormente, los cilindros internos corresponden a la descripción hecha, sin embargo, adicional a estos cilindros la simulación posee uno externo fabricado de acero y lleno de agua a manera de veto.

El cilindro interno esta lleno de líquido centelleante dopado con Gadolinio al 0.1 % aproximadamente, este tiene la función de aumentar la sección transver-

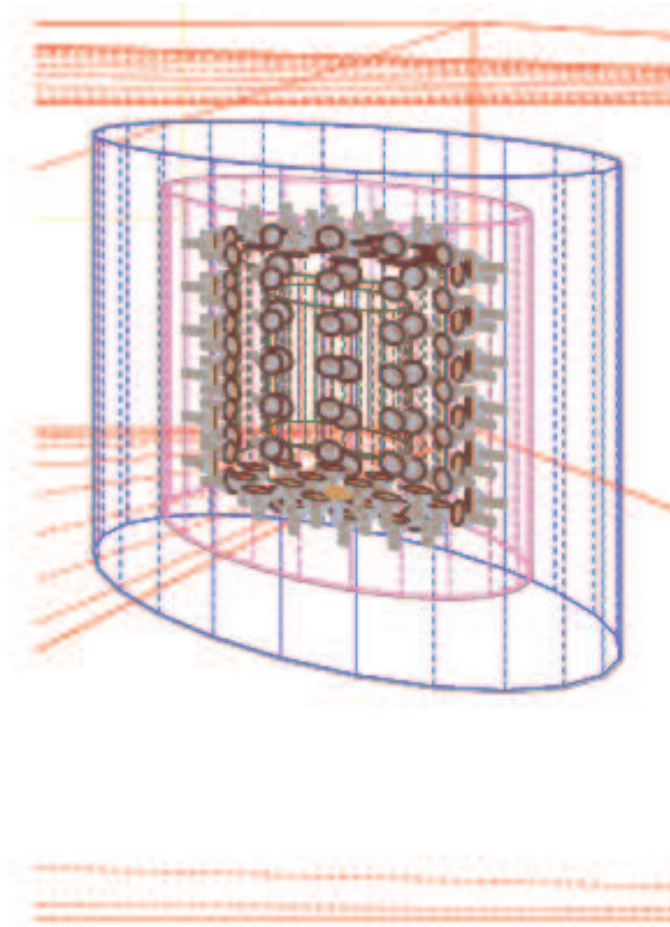


Figura 4.1: Gráfica del detector cilíndrico sin veto.

sal para la captura de neutrones termalizados. A esta región se le denomina la región “Target” o blanco, en ella se espera detectar la mayoría de decaimientos beta inverso producidos por la interacción de los antineutrinos con los materiales del detector.

El cilindro intermedio está lleno con líquido centelleante sin dopaje, este tiene por objetivo aumentar el volumen de captura de los rayos gamma producidos por la aniquilación de un positrón y un electrón dentro del blanco. A esta región se le denomina “Gamma catcher”, además de la función descrita anteriormente, esta región también aumenta el volumen utilizable para detectar eventos de dispersión elástica antineutrino-electrón.

El cilindro externo se encuentra lleno de aceite mineral y cumple la función de “buffer”, este protege el interior del detector de radiación leve proveniente de los materiales de la montaña donde se encuentra ubicado, y de los materiales

propios del detector tales como el vidrio de los fotomultiplicadores.

Rodeando los tres tanques, se encuentran incrustados en el cilindro externo los fotomultiplicadores encargados de registrar la luz producida por la interacción de los antineutrinos. Adicionalmente se tiene un cilindro rodeando el detector, este está construido en acero y lleno de agua a modo de veto para protección contra la radiación externa.

Aparte de los tanques cilíndricos, se implementaron paredes de centelleador plástico, estas consisten en láminas de centelleador ubicadas al exterior del detector, su utilidad es reconocer radiación externa producida principalmente por muones cósmicos. En los extremos de cada lámina de centelleador, se encuentra ubicado un fotomultiplicador. Si los tubos fotomultiplicadores de las paredes detectan luz, se descartan los siguientes eventos dentro del tanque, ya que con una gran probabilidad, estos eventos han sido producidos por radiación externa que se puede interpretar como ruido para el experimento.

La implementación de las paredes es un estudio hecho exclusivamente en esta

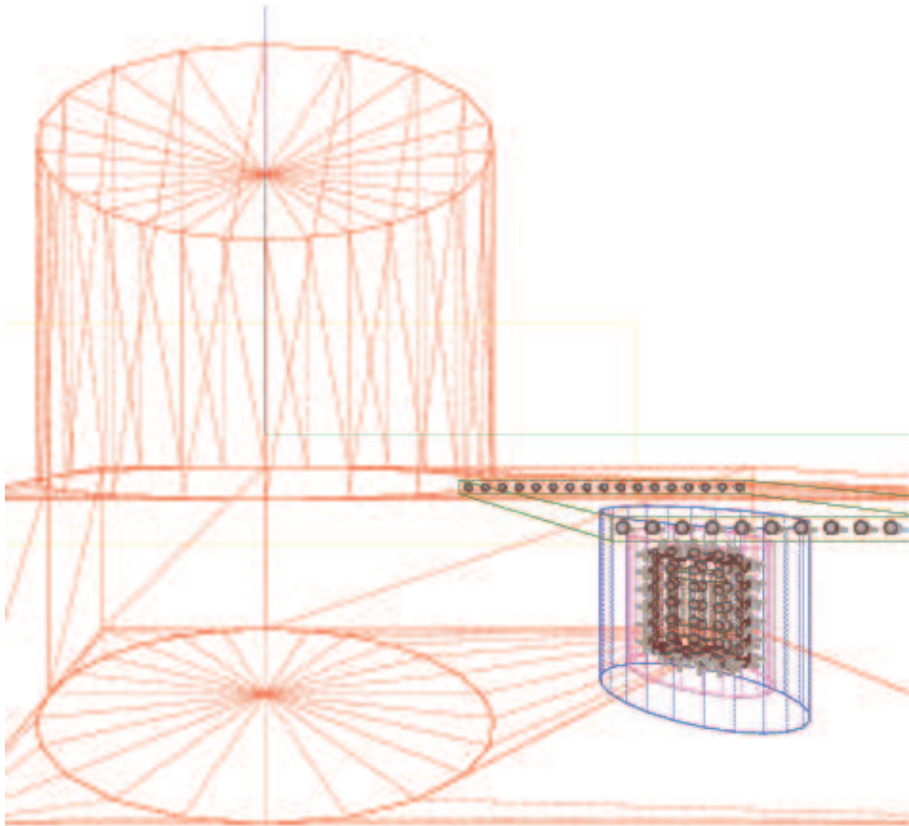


Figura 4.2: Gráfica del detector cilíndrico con techo a modo de veto.

tesis y tiene por objetivo mirar la utilidad de esta clase de vetos. Se crearon tres modelos; el primero consiste en un cilindro como los anteriormente mencionados con un techo de centelleador plástico, El segundo detector consiste en el mismo diseño pero adicionalmente tiene cuatro paredes que lo rodean, por último se implemento el detector cilíndrico completamente rodeado por paredes, techo y piso. Estos modelos fueron hechos con el fin de estudiar la utilidad y necesidad de esta clase de vetos. Si bien es cierto, que estos vetos incrementarían el costo del experimento, de su implementación exitosa, se puede extraer una mejor medida del ángulo de Weinberg y del ángulo de mezcla  $\theta_{13}$ .

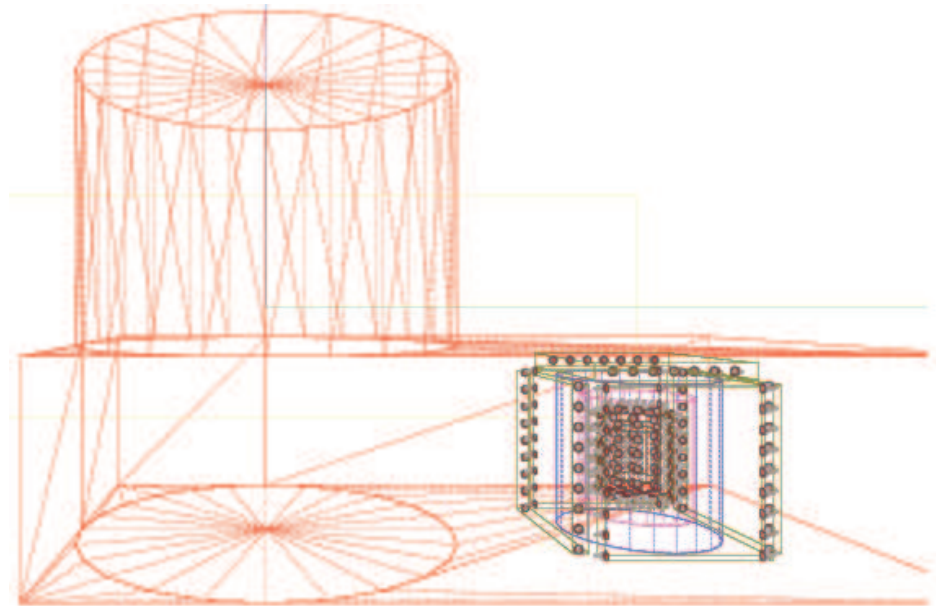


Figura 4.3: Gráfica del detector cilíndrico con techo y paredes a modo de veto.

#### 4.1.1. Detector sin veto.

El detector usado fue implementado por Glenn Horton en su código GLG4sim, su descripción ya fue hecha, pero en esta sección se listan sus características físicas principales.

El tanque interno de geometría cilíndrica tiene una altura  $h_{interno} = 1,3m$ , un radio interno  $r = 0,55m$  con un espesor de  $w_{interno} = 8mm$ . Este cilindro está lleno de líquido centelleante dopado con Gadolinio como ya fue mencionado y está hecho de acrílico.

El tanque intermedio tiene una altura  $h_{medio} = 1,9m$ , un radio interno de  $r = 80cm$  y un grosor de  $w_{medio} = 1,2cm$ . Este también está fabricado de

acrílico y esta lleno de líquido centelleador sin Gadolinio.

El tercer cilindro está lleno de aceite mineral a manera de “Buffer”, este tiene una altura  $h_{ext} = 3,1m$ , un radio interno  $r_{ext} = 1,4m$  y un ancho de  $w = 15cm$ ; por ultimo se encuentra el tanque veto lleno de agua, cuyas medidas son una altura  $h_{ext} = 4,1m$ , un radio interno  $r_{ext} = 2m$  y un ancho de  $w = 15cm$ , este tanque está construido con acero al igual que el tercero, en el se encuentran incrustados los fotomultiplicadores que se usarán en el experimento, cuyo funcionamiento fue implementado por Glenn Horton. En la figura 4.1 se observa una gráfica de los fotomultiplicadores y del detector cilíndrico sin vetos externos.

Los fotomultiplicadores usados en este detector fueron modelados siguiendo el diseño hecho por Hamamatsu para fotomultiplicadores de 8 pulgadas[33], este detector posee un total de 110 fotomultiplicadores rodeando el detector en forma circular, esto forman 10 anillos alrededor del tanque.

#### 4.1.2. Detector con techo.

Este modelo es casi idéntico al descrito en la sección anterior, su modificación consiste en adicionar un techo a modo de veto para la radiación externa. Este techo es un rectángulo de centelleador plástico de dimensiones  $a = 4,8m$  de ancho,  $l = 4,8m$  de largo y  $h = 40cm$  de alto, este techo está construido con pequeños rectangulos . Cada rectangulo de estos tiene un fotomultiplicador ubicado en sus extremos para capturar la luz producida por radiación externa al detector al entrar en este. El detector luce como se ve en la figura 4.2. Además de los fotomultiplicadores internos al cilindro, el techo tiene 34 más repartidos 17 a un lado y 17 al lado opuesto.

#### 4.1.3. Detector con techo y paredes.

Este detector es esencialmente el mismo descrito anteriormente, las dimensiones del techo son reducidas a  $a = 2,15m$  de ancho,  $l = 2,15m$  de largo y  $h = 40cm$  de alto, adicionalmente tiene cuatro paredes más a modo de veto, estas están hechas de plástico centelleador y tienen las dimensiones  $a = 40cm$  de ancho  $l = 2,15m$  de largo y  $h = 4,1m$  de alto. Cada pared está ubicada en un punto cardinal para rodear el detector. Se busca evitar la mayor cantidad de ruido posible con este montaje, y comparar el cambio entre este modelo y los anteriores. Este detector luce como se ve en la figura 4.3.

En este caso el techo tiene 14 fotomultiplicadores repartidos 8 a un lado y 8 al frente, en el caso de las paredes, cada una tiene 18 fotomultiplicadores para un total de 218 en todo el detector.

#### 4.1.4. Detector con techo, paredes y piso a modo de veto.

Por último se rodeó totalmente el detector cilíndrico inicial con vetos contra la radiación externa, a diferencia de los diseños descritos anteriormente, este tiene un piso de centelleador plástico con las mismas dimensiones del techo. El

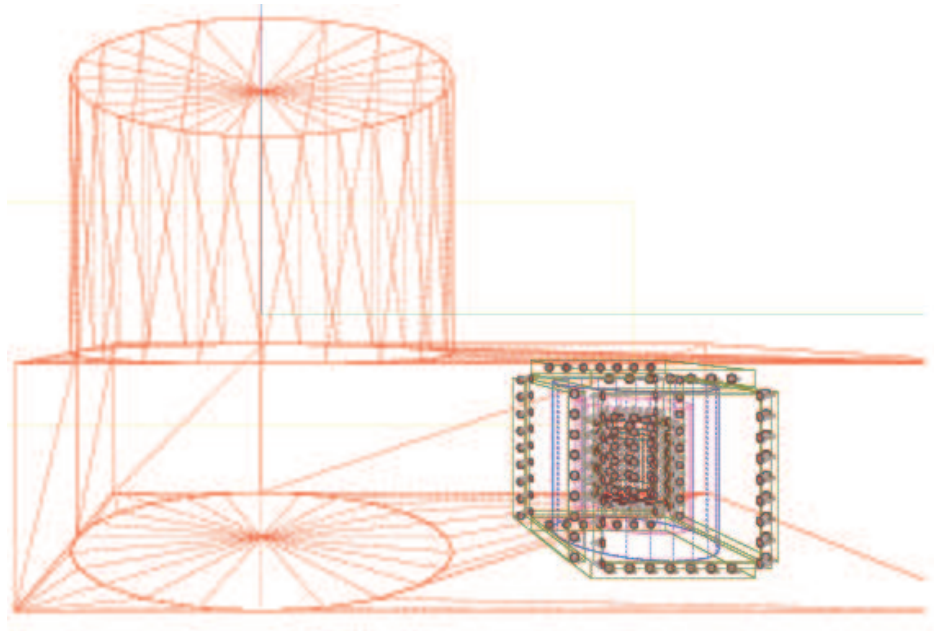


Figura 4.4: Gráfica del detector cilíndrico con techo, paredes y piso a modo de veto.

detector completo luce como se ve en la figura 4.4.

Agregar el piso implica poner 18 fotomultiplicadores más, repartidos de la forma descrita.

#### 4.1.5. Aceptancia.

En el detector se producen cierto número de interacciones en un tiempo determinado, sin embargo, de estas solo cierto porcentaje es detectado. Para tener una medida de la efectividad del detector se calcula la aceptación, esta es la división entre el espectro de eventos producidos en el detector y el detectado.

$$Aceptancia = \frac{\Phi_{detectado}}{\Phi_{producido}} \quad (4.1)$$

En la figura 4.5 se observan los espectros de eventos producidos y detectados en función de la energía de retroceso en el detector, de estas se observa que aproximadamente la mitad de los eventos fueron detectados. Al realizar una gráfica de la aceptación, esta luce como se muestra en la figura 4.6.

De la gráfica se observa que el detector ve la mitad de los eventos. A medida que la energía aumenta, se tiene una estadística pobre, razón por la cual la aceptación fluctúa.

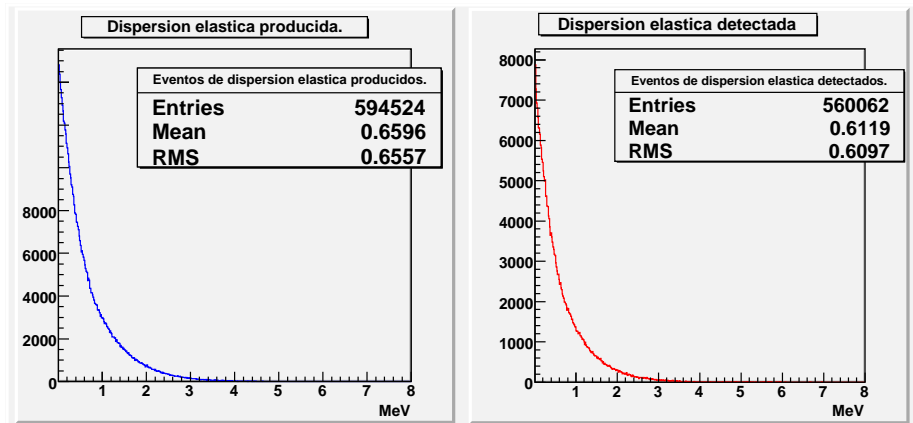


Figura 4.5: Gráfica de los espectros producidos y detectados para el evento de dispersión elástica. Ecuación 4.5

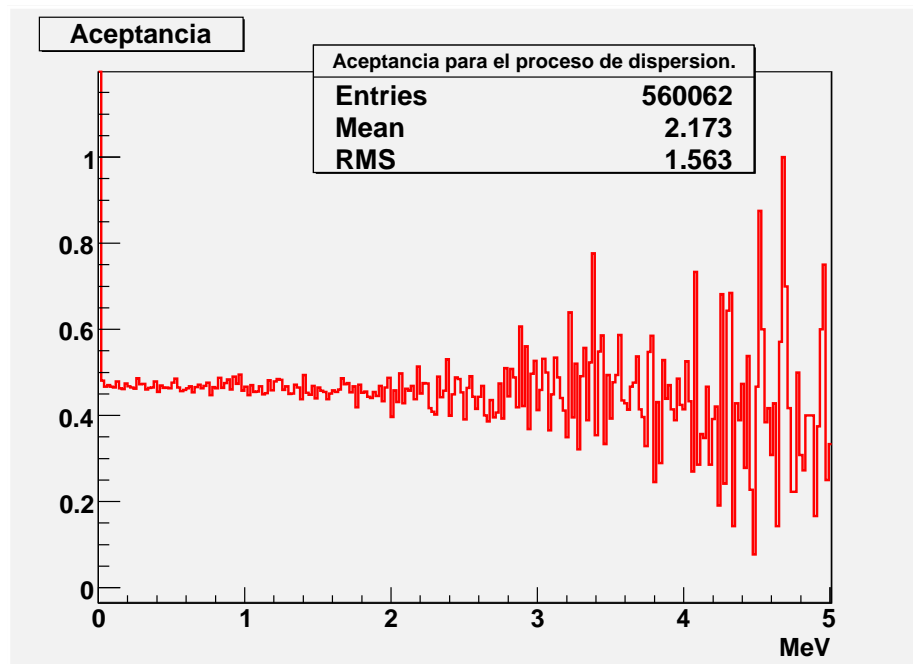


Figura 4.6: Gráfica de la aceptación del detector.

Esta aceptación debe ser considerada en el análisis estadístico para encontrar la medida del ángulo de Weinberg.

## 4.2. El flujo de antineutrinos.

El número de antineutrinos producidos en la fusión nuclear del Uranio está dado por:

$$N(E_\nu) = \sum_j Y_j(Z, A) b_j P_j(E_\nu) \quad (4.2)$$

en donde  $Y_j(Z, A)$  son los productos principales del núcleo  $(Z, A)$  que decaen por la  $j$ -ésima vía,  $b_j$  es la *branching ratio*, y  $P_j(E_\nu)$  es el espectro teórico con correcciones de Coulomb para los antineutrinos por la vía  $j$  de decaimiento beta. Al realizar este cálculo y normalizarlo para tener el número de antineutrinos por fisión se obtiene:

$$\int_0^\infty N(E_\nu) dE_\nu = 6,0 \pm 0,1 \quad (4.3)$$

La función que obtenemos después de este cálculo luce como se ve en la figura 4.7, esta muestra la distribución en energía de los antineutrinos producidos

Events/MeV/fisión

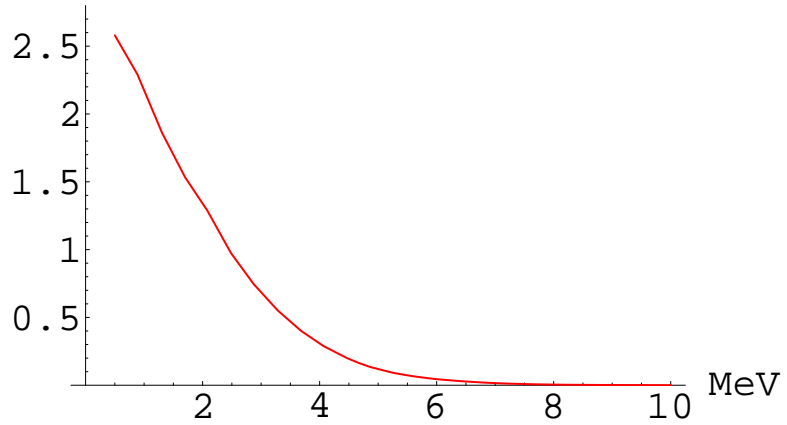


Figura 4.7: Espectro de los antineutrinos producidos por el reactor. Número de eventos por MeV por fisión.

por el reactor. Para la simulación hecha en esta tesis, esta curva se obtuvo realizando una interpolación de los datos del artículo[6], esta fue implementada en un pequeño programa escrito en C++ documentado mas adelante en este mismo capítulo.

El flujo de los antineutrinos a una distancia  $L$  del reactor nuclear sobre un detector de area transversal  $A$ , estará dado por la ecuación siguiente:

$$\Phi(E_\nu) = \Phi_0(E_\nu) \frac{A}{4\pi L^2} \quad (4.4)$$



donde  $\Phi_0(E_\nu)$  es el flujo dibujado en la figura 4.7.

### 4.3. Las secciones transversales.

El espectro de antineutrinos convoluido con las secciones transversales determina el número de eventos de decaimiento beta inverso y dispersión elástica en el detector.

Se tiene que para una distancia determinada  $L$ , un tiempo  $t$  de exposición a este flujo y un valor de ángulo sólido determinado por el tamaño del detector, el número de eventos por energía en el detector de un determinado proceso estará dado por:

$$N_{e^\pm}(T) = \int I_0(E_\nu) \frac{NPt}{4\pi L^2 E_f} \frac{\partial \sigma}{\partial E_\nu}(E_\nu, T) dE_\nu \quad (4.5)$$

donde  $\frac{\partial \sigma}{\partial E_\nu}(E_\nu, T)$  es la sección transversal diferencial para cualquiera de los dos procesos en función de la energía, del antineutrino y de retroceso de la partícula cargada producida en la interacción;  $N$  es el número de protones o electrones según el caso en el detector,  $P$  es la potencia térmica del reactor y  $E_f$  es la energía liberada por fisión por el núcleo del reactor.

#### 4.3.1. Decaimiento beta inverso.

El modelo estándar, permite calcular la sección transversal para el decaimiento beta inverso, para esta tesis tomamos el artículo [12] como referencia. En este la sección transversal diferencial esta dada por:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{2\pi(s - m_p^2)^2} |\mathcal{M}^2| \quad (4.6)$$

donde  $G_F = 1,16637 \times 10^{-5} / GeV^2$  es la constante de acople de Fermi y  $\cos \theta_C = 0,9746 \pm 0,0008$  es el ángulo de Cabibbo. La amplitud de Feynmann está dada por  $\mathcal{M}$ :

$$\mathcal{M} = \bar{v}_{\nu_e} \gamma^a (1 - \gamma_5) v_e \cdot \bar{u}_n \left( f_1 \gamma_a + g_1 \gamma_a \gamma_5 + i f_2 \sigma_{ab} \frac{q^b}{2M} + g_2 \frac{q_a}{M} \gamma_5 \right) u_p \quad (4.7)$$

Despues de calcular el cuadrado de esta amplitud, se obtiene:

$$|\mathcal{M}^2| = A(t) - (s - u)B(t) + (s - u)^2 C(t) \quad (4.8)$$

donde:

$$\begin{aligned}
 16A &= (t - m_e^2)[4 |f_1^2| (4M^2 + t + m_e^2) + 4 |g_1^2| (-4M^2 + t + m_e^2) + |f_2^2| (\frac{t^2}{M^2} + 4t + 4m_e^2) \\
 &+ \frac{4m_e^2 t |g_2^2|}{M^2} + 8Re[f_1^* f_2](2t + m_e^2) + 16m_e^2 Re[g_1^* g_2]] - \Delta^2 [(4 |f_1^2| + \frac{t |f_2^2|}{M^2})(4M^2 + t - m_e^2) \\
 &+ 4 |g_1^2| (4M^2 - t + m_e^2) + 4m_e^2 |g_2^2| (\frac{t - m_e^2}{M^2} + 8Re[f_1^* f_2](2t - m_e^2) + 16m_e^2 Re[g_1^* g_2]) \\
 &- 32m_e^2 M \Delta Re[g_1^*(f_1 + f_2)] \\
 16B &= 16t Re[g_1^*(f_1 + f_2)] + 4m_e^2 \Delta \frac{(|f_2^2| + Re[f_1^* f_2 + 2g_1^* g_2])}{M} \\
 16C &= 4(|f_1^2| + |g_1^2|) - \frac{t |f_2^2|}{M^2}
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

En estas expresiones se tiene que:

$$\begin{aligned}
 \Delta &= m_n - m_p \approx 1,293 MeV & M &= \frac{m_p + m_n}{2} \approx 938,9 MeV \\
 s &= (p_\nu + p_p)^2 & t &= (p_\nu - p_e)^2 \\
 u &= (p_\nu - p_n)^2 & \{f_1, f_2\} &= \frac{\{1 - (1 + \xi)t/4M^2, \xi\}}{(1 - t/4M^2)(1 - t/M_V^2)^2} \\
 g_1 &= \frac{g_1(0)}{(1 - t/M_A^2)^2} & g_2 &= \frac{2M^2 g_1}{m_\pi^2 - t}
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

Al calcular las variables de Mandelstam, se obtiene:

$$s - m_p^2 = 2m_p E_\nu \quad s - u = 2m_p(E_\nu + E_e) - m_e^2 \quad t = m_n^2 - m_p^2 - 2m_p(E_\nu - E_e) \tag{4.11}$$

En el marco de referencia del laboratorio, en el cual el protón se encuentra en reposo se puede escribir la sección transversal en función de la energía de dispersión del positrón como:

$$\frac{d\sigma}{dE_e}(E_\nu, E_e) = 2m_p \frac{d\sigma}{dt} \quad E_\nu \geq E_{thr} \equiv \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} \tag{4.12}$$

Las energías permitidas para el positrón en retroceso en el centro de masa correspondientes a los ángulos posibles en el centro de masa  $\theta^{CM}$ , están dadas por  $E_1 \leq E_e \leq E_e$  donde:

$$E_{1,2} = E_\nu - \delta - \frac{1}{m_p} E_\nu^{CM} (E_e^{CM} \pm p_e^{CM}) \quad \delta \equiv \frac{m_n^2 - m_p^2 - m_e^2}{2m_p} \tag{4.13}$$

Para los cuales las energías en el centro de masa son:

$$E_\nu^{CM} = \frac{s - m_p^2}{2\sqrt{s}} \quad E_e^{CM} = \frac{s - m_n^2 + m_e^2}{2\sqrt{s}} \quad p_e^{CM} = \frac{\sqrt{[s - (m_n - m_e)^2][s - (m_n + m_e)^2]}}{2\sqrt{s}} \tag{4.14}$$

Al graficar la sección transversal para este proceso se obtiene la figura 4.8.

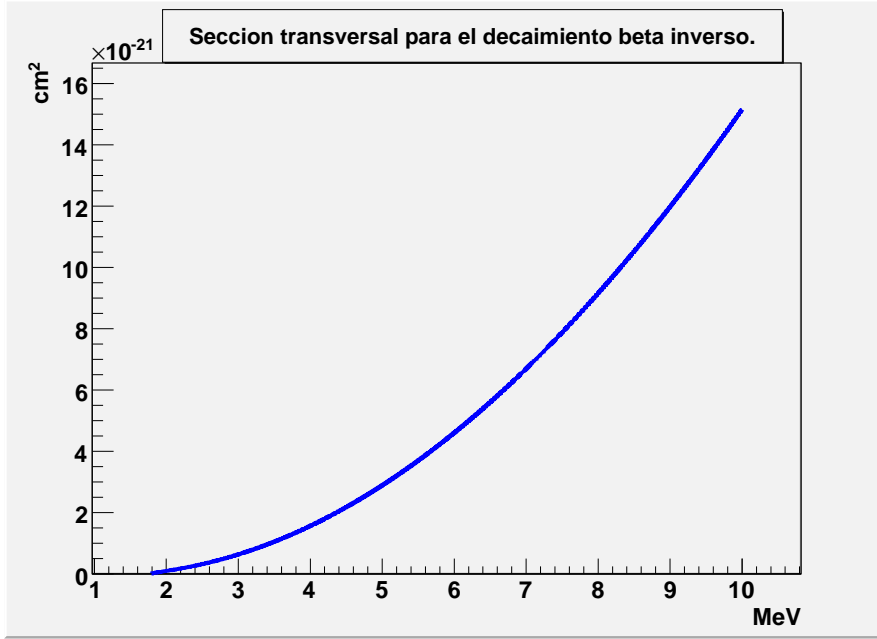


Figura 4.8: Sección transversal para el decaimiento beta inverso en función de la energía del antineutrino incidente.

#### 4.3.2. Dispersión elástica antineutrino electrón.

La sección transversal del proceso de dispersión determina el espectro teórico de los electrones en el detector en función de su energía cinética, esta sección depende del ángulo de mezcla débil o ángulo de Weinberg y además del momento dipolar magnético del antineutrino, por lo tanto si se conoce el espectro experimental y el teórico, se puede llevar a cabo un análisis de datos que permita obtener el valor de estos parámetros.

En la interacción entre antineutrino y electrón se tiene los siguientes cuadrimentos:

$$\begin{aligned} p_\nu &= (E_\nu, \vec{P}_\nu) & p_e &= (m_e, \vec{0}) \\ p'_\nu &= (E'_\nu, \vec{P}'_\nu) & p'_e &= (E'_e, \vec{P}'_e) \end{aligned} \quad (4.15)$$

Para este proceso la variable de Mandelstan  $t$  está dada por:

$$t = (p_\nu - p'_\nu)^2 = (p'_e - p_e)^2 \quad (4.16)$$

Una vez se reemplazan los cuadrimentos, se llega a la expresión:

$$2E_\nu E'_\nu (1 - \cos \theta_\nu) = 2m_e^2 - 2m_e E'_e \quad (4.17)$$

La cual al ser reordenada y al tener en cuenta que  $E_e'^2 = p_e'^2 + m_e^2$ , arroja el siguiente valor para la energía del electrón en retroceso en función de la energía

del antineutrino incidente:

$$E_e = \frac{(E_\nu^2 + (E_\nu + m_e)^2)m_e}{((E_\nu + m_e)^2 - E_\nu^2)} \quad (4.18)$$

Esta expresión limita la energía en retroceso del electrón dispersado. Utilizando la teoría electrodébil se puede calcular la sección transversal diferencial del proceso de dispersión elástica entre un antineutrino y un electrón. Esta como ya fue mencionado está dada por:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi\alpha^2\mu_e^2}{m_e^2} \frac{1 - T/E_\nu}{T} + \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \times \left[ (g_V + g_A)^2 + (g_V - g_A)^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 + (g_A^2 - g_V^2) \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right] \quad (4.19)$$

Donde  $T$  es la energía de retroceso del electrón y  $E_\nu$  es la energía incidente. Las constantes de acople  $g_V$  y  $g_A$  están dadas por[10]:

$$g_V = 2 \sin^2 \theta_W + \frac{1}{2} \quad g_A = -\frac{1}{2} \quad (4.20)$$

Al graficar la sección transversal para la dispersión elástica, se obtiene la figura 4.9. Al comparar las secciones transversales para los dos procesos, se observa

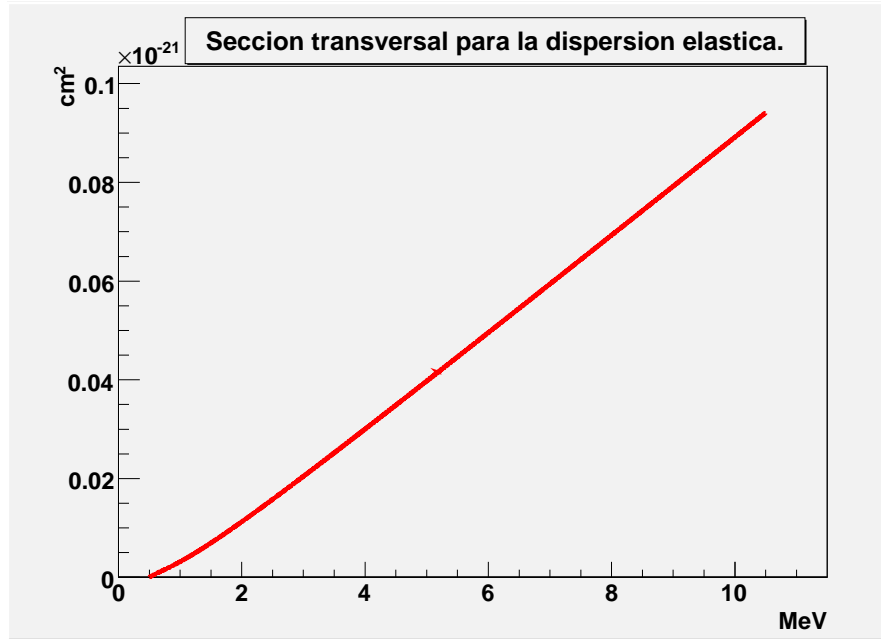


Figura 4.9: Sección transversal para la dispersión elástica entre un antineutrino y un electrón en función de la energía cinética del antineutrino incidente.

que la sección correspondiente al decaimiento beta inverso crece más rápido, esto implica que la probabilidad de observar un decaimiento es mayor, por esta razón se esperan menos eventos de dispersión elástica en el experimento. La gráfica 4.10 muestra claramente esta idea.

Se espera realizar la medición del ángulo de Weinberg en la región en la región

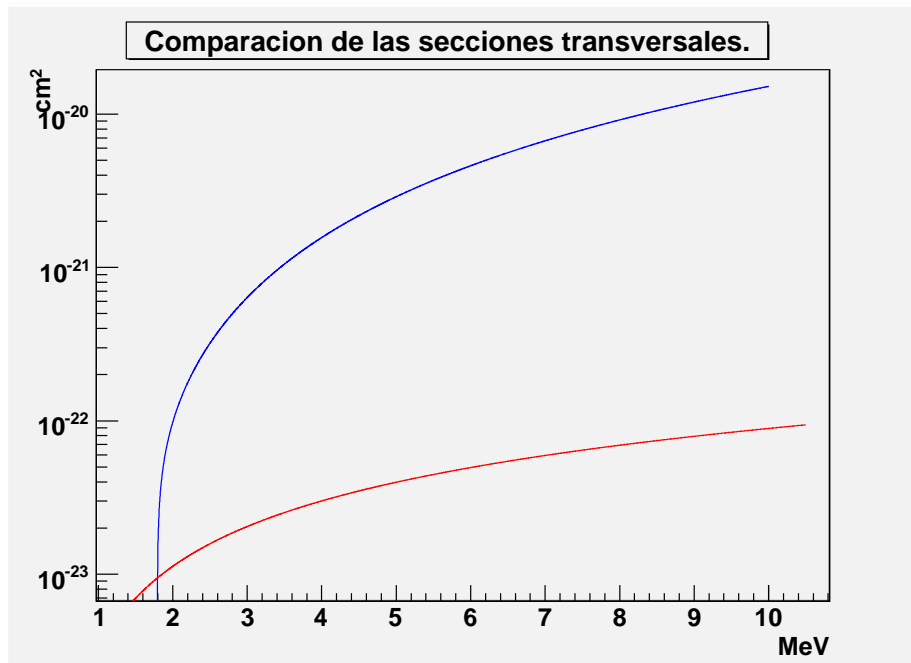


Figura 4.10: Comparación entre las dos secciones transversales, de la gráfica se hace evidente que la probabilidad de un decaimiento beta es mayor que la de un evento de dispersión.

con menos intensidad de ruido, esta región es una ventana en energía que va de 3 a 5 MeV aproximadamente, de la gráfica 4.10, se espera al menos un orden de magnitud de diferencia entre el número de eventos observados para cada proceso. Como consecuencia de esto se tiene que el proceso de decaimiento inverso es en realidad una señal de ruido para la medición del ángulo de Weinberg. Para eliminar esta señal se aprovecha la coincidencia de la luz producida por positrones y neutrones en el detector.

#### 4.4. El flujo de muones cósmicos y la radioactividad natural.

Para la simulación se estudio el flujo de muones atmosféricos del artículo de D. Reyna.[31] En este se presenta la intensidad de los muones atmosféricos en función del ángulo Zenith y del momento que estos poseen, esta información fue estudiada e implementada en un posterior generador de evento, sin embargo, en la simulación esta información no fue usada. Para reemplazar el espectro de muones, se utilizó la información que aparece en la gráfica 4.11, estos datos fueron tomados de una gráfica similar 3.3 del artículo [7], esta corresponde al ruido combinado incidente en el experimento KamLAND, esta información es además consistente con la radiación esperada en el experimento de neutrinos de reactor planeado en Braidwood.

Se utilizaron estos datos debido a la ausencia de mediciones precisas realizadas

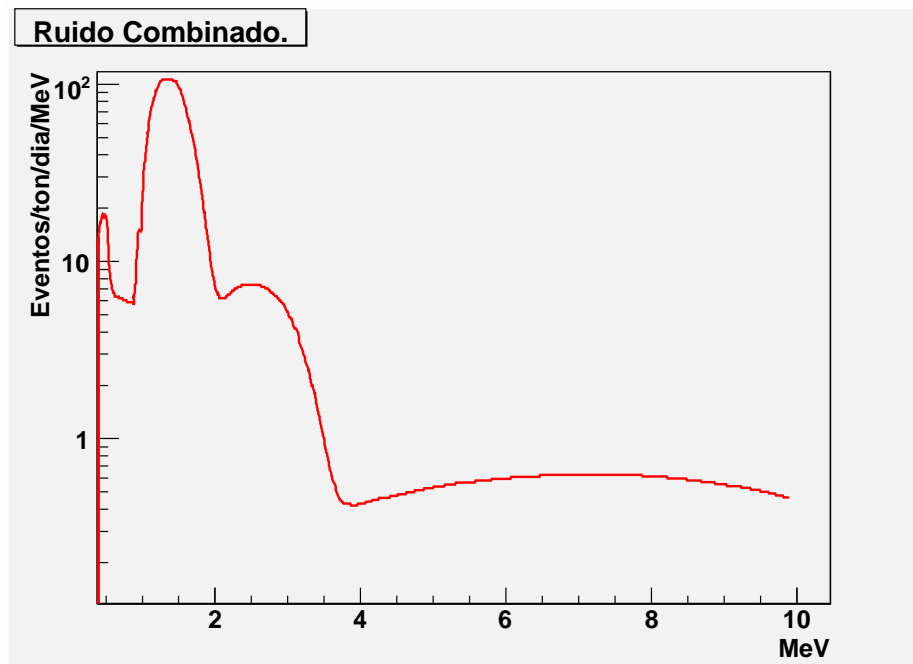


Figura 4.11: Gráfica de los datos de ruido cambiando tomados del experimento de KamLAND.

para el experimento de Angra. En la realización completa de la simulación previa al experimento se espera tener el espectro real de los muones atmosféricos, la radiación proveniente de materiales cercanos al detector y cualquier señal que sea fuente de ruido para el experimento de Angra.

## 4.5. La radioactividad natural.

La radioactividad proveniente de los materiales cercanos al detector es ruido que debe ser eliminado a la hora de realizar una medición de precisión, este ruido fue descrito en el capítulo anterior. Para eliminar este ruido se implementaron los vetos de centelleador plástico, si los fotomultiplicadores del veto detectan un evento y además los correspondientes al interior del detector también lo detectan, se elimina el evento al ser catalogado como ruido.

## 4.6. Implementación del detector en GEANT4 y GLG4sim.

El detector cilíndrico original fue implementado por Glenn Horton con el código de GLG4sim[5], este está basado en Geant4[4] y contiene librerías que reproducen el funcionamiento físico del detector de una manera realista.

Glenn definió en Geant4 los materiales usados en el detector con sus respectivas propiedades físicas y ópticas, además de esto, implementó la geometría y los fotomultiplicadores internos. El definió los espectros de emisión de los centelleadores y las propiedades ópticas de los mismo. Por medio de Geant4 simuló el paso de las partículas a través del detector y su detección en los fotomultiplicadores por medio de la luz emitida por ellas al atravesar los centelleadores. Además de esto Glenn implemento la salida de datos a un “root-upla” en root determinado por el usuario del programa. Esta contiene la información necesaria para analizar los datos recogidos por la simulación.

En este trabajo se modificó la simulación creada por Glenn Horton. Inicialmente, se le agregó el líquido centelleante dopado con Gadolinio, una vez este fue implementado, se modificó el número de fotomultiplicadores a usar al interior del detector cilíndrico, colocando 109 PMT. Se implemento un techo hecho de centelleador plástico de manera independiente a la simulación de Glenn Horton, una vez este estuvo en funcionamiento, se adicionó este techo al detector cilíndrico creando así el primer veto. Una vez implementado este veto, se realizó un segundo modelo que adiciona paredes en los puntos cardinales además del techo, estos fueron hechos con centelleador plástico rodeado de PMTs, estos vetos se colocaron con la intención de estudiar la posibilidad de eliminar el ruido al máximo.

Por último se implementó un veto en todas las posible direcciones de incidencia de ruido externo, para esto se implemento además del techo y las paredes, un piso. Este fue implementado ya que en principio para la radiación y el ruido externo, la fuerza de gravedad no es un factor determinante para la incidencia de las partículas en el detector.

Una vez se implementó la geometría de estos detectores como se muestra en las figuras 4.1, 4.3, 4.4 y 4.2, se realizó la inclusión de los procesos físicos en los fotomultiplicadores de manera que estos detecten la luz que atraviesa sus respectivos vetos. El paquete final, es muy similar al creado por Glenn, pero

tiene como adiciones las características mencionadas.

## 4.7. Generadores de eventos.

Mientras se realizó la implementación de los detectores, se realizó un generador de eventos que simula lo que pasa físicamente en el detector. Para realizarlo se implementó un programa en C++ que generaba eventos de decaimiento beta inverso, de dispersión elástica y de eventos de antineutrinos de reactor que atraviesan el detector sin interactuar. Para realizar esta implementación, se estudiaron previamente las secciones transversales de cada proceso y el espectro de antineutrinos producido por el reactor nuclear cercano al detector, la convolución de estas dos funciones dió como resultado el espectro de los eventos en el detector en función de la energía cinética de retroceso de las partículas cargadas producidas. Este espectro está dado para cada uno de los procesos como se mostró en la sección 4.3 en la ecuación 4.5.

En la figura 4.12 se observa una muestra estadística para el espectro de antineutrinos provenientes del detector a una distancia de 100 metros del detector, este está dado por la ecuación 4.4.

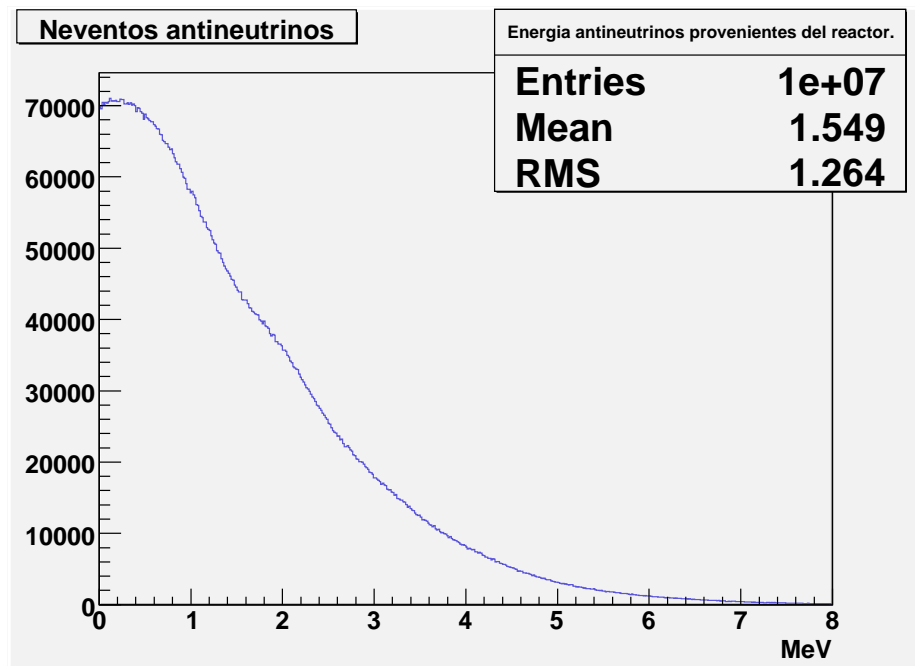


Figura 4.12: Espectro de antineutrinos producidos por el detector multiplicado por el número de fisiones en 3 años.



Para simular los espectros producidos por el funcionamiento del reactor nucle-

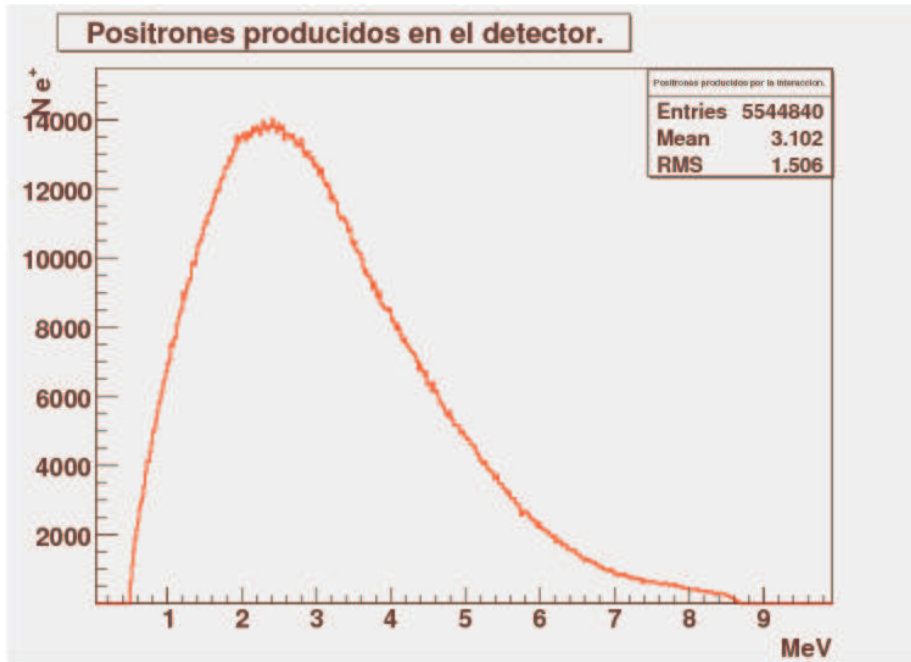


Figura 4.13: Gráfica de los eventos de decaimiento beta producidos en función de la energía de retroceso del positrón.

ar en el detector tales como el espectro de antineutrinos mostrado en la figura 4.12, o los espectros de los decaimientos beta inverso y dispersión elástica en función de sus respectivas energías de retroceso 4.5. Se deben generar eventos aleatorios que sigan las funciones 4.5 y 4.4 como distribuciones de probabilidad. En la figura 4.5 se muestra la distribución de eventos teórica y simulada para el proceso de dispersión elástica. En la gráfica 4.13 se observa el espectro de eventos de decaimiento beta inverso producidos en el detector. Una vez se tiene esta distribución en energía, se procede a realizar una distribución en momento y una distribución aleatoria en posición. Para realizar estas distribuciones se implementaron programas en C++ que generaban los espectros deseados, en el proceso se utilizaron métodos numéricos para integración, métodos para generación de distribuciones normales a partir de distribuciones conocidas (Método de Von Neumann) y cambios de bases producidos por rotaciones entre otros. La distribución en posición de los puntos iniciales para los eventos de ruido fue modelada con un cilindro que contiene al detector, cada punto en este cilindro es un vértice de un evento de ruido.

Una vez implementado el generador de eventos de dispersión elástica y decaimiento beta inverso, se procedió a simular el ruido. Para esto se realizó el estu-

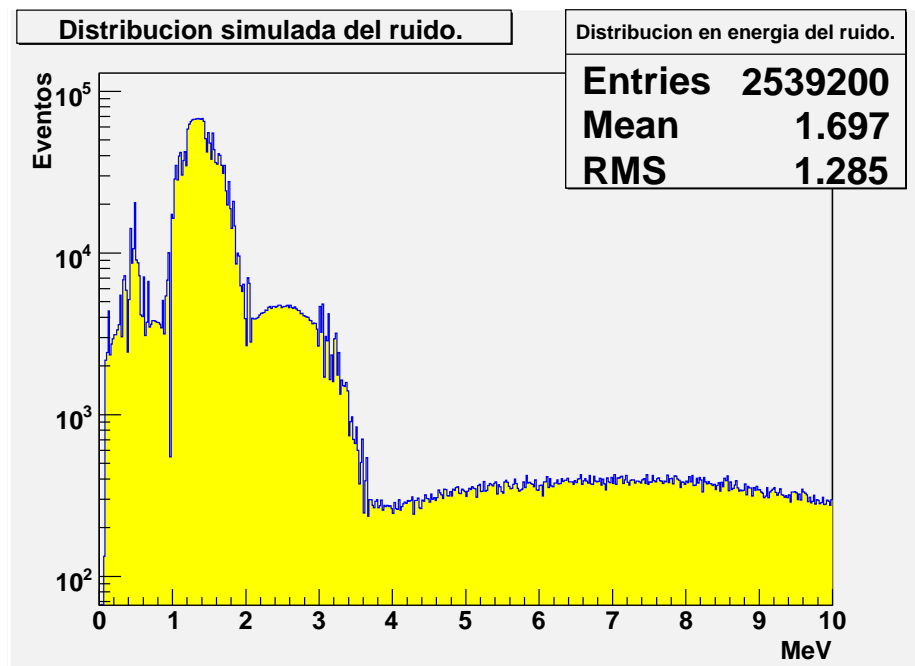


Figura 4.14: Gráfica del ruido simulado por el generador de eventos.

dio de la radiación producida por materiales externos al detector pertenecientes a la tierra cercana, y el ruido producido por muones cósmicos y las consecuencias que estos dejan. La gráfica 4.11 muestra la función de eventos por toneladas, por MeV, por día del ruido combinado que entra al detector. Estos datos fueron tomados de la simulación de KamLAND[7] y coinciden con el experimento de Braidwood como ya fue mencionado, esto fue hecho debido a la ausencia de datos para el experimento de Angra. La implementación del ruido en la simulación se observa en la figura 4.14, en esta gráfica está incluido el ruido generado por los muones, y la radioactividad propia de la tierra. La gráfica teórica se muestra en la figura 4.11.

La distribución en posición de los vértices para los eventos de ruido se hizo generando posiciones aleatorias en un cilindro que recubre el detector. La distribución en momento fue generada considerando la energía inicial de cada partícula, direccionandolas desde sus vértices iniciales hasta el centro del cilindro.

Los resultados de todos los archivos de C++ reunidos, fueron recopilados en un archivo “macro” que sirve como entrada para la simulación hecha en GLG4sim y Geant4.

## 4.8. Detalles de la medición del ángulo de Weinberg.

Una vez realizada la simulación, se espera separar la muestra estadística correspondiente a los eventos de decaimiento beta inverso. Estos eventos van a estar distribuidos en el detector siguiendo la ecuación 4.5, por lo tanto al considerar que la sección transversal diferencial depende del valor del ángulo de Weinberg, se puede realizar una extracción del mismo de los datos obtenidos.

La sección transversal para el proceso de decaimiento beta inverso está dada por la ecuación 4.19, de acá se observa que además del ángulo de Weinberg, esta función depende del momento dipolar magnético  $\mu_\nu$ . Se han encontrado restricciones experimentales sobre el valor de este parámetro [13][14][15][16], estas han determinado una desigualdad para el momento dipolar dependiendo del experimento, sin embargo, la menor de ellas determina que  $\mu_\nu/\mu_B < 5 \times 10^{-13}$ . Para determinar el momento dipolar magnético del neutrino en el experimento de angra, se debe considerar la sección transversal diferencial 1.15, en ella se observa una indeterminación cuando la energía de retroceso del electrón tiende a cero. Esto implica que el mejor rango de energías para determinar esta constante, se encuentra cuando la energía de retroceso del electrón casi se anula, sin embargo, como se discutirá más adelante, esta región de energía es la más contaminada por la radiación proveniente de la tierra. Esta radiación es difícil de vetar, razón por la cual un análisis en esta región se hace improbable.

La ventana en energía cinética más fácil de ser analizada se encuentra después de los 3 MeV y antes de los 5 MeV, en esta zona, la radiación de la tierra no tiene mayor influencia, además, la radiación cósmica, puede ser determinada con una buena implementación de un veto. En esta ventana de energías, despreciar el término correspondiente a el momento dipolar magnético, induce un error del 12% [7] en la medición del ángulo de Weinberg, solo si  $\mu_\nu$  está apenas por debajo de uno de los límites experimentales  $\mu_\nu < \mu_B 10^{-10}$ . Las anteriores razones nos llevaron a no considerar el término del momento dipolar magnético para el antineutrino en la sección transversal para el decaimiento beta inverso.

Una vez se considera la sección transversal como función únicamente del ángulo de Weinberg, se puede realizar un análisis del experimento para buscar su medida.

Inicialmente se intentó realizar un ajuste de la curva experimental utilizando la ecuación 4.5, sin embargo, después de un estudio, se observó que la forma de la ecuación 4.5 no es muy sensible al cambio en el ángulo de mezcla débil. En el artículo [7], se había hecho mención a esto, como solución se propuso observar el espectro de los electrones en el detector en la ventana de energía entre 3 y 5 MeV, ya que en esta región el ruido por radioactividad es mínimo. Una vez se tiene el espectro de electrones de retroceso en esta ventana, se puede determinar el número de eventos producidos en esta región al integrar la ecuación 4.5. Esta integral es sensible al valor del ángulo de Weinberg, por lo tanto la medición se puede realizar al comparar el valor experimental con la ecuación teórica integrada.



## Capítulo 5

# Resultados y conclusiones.

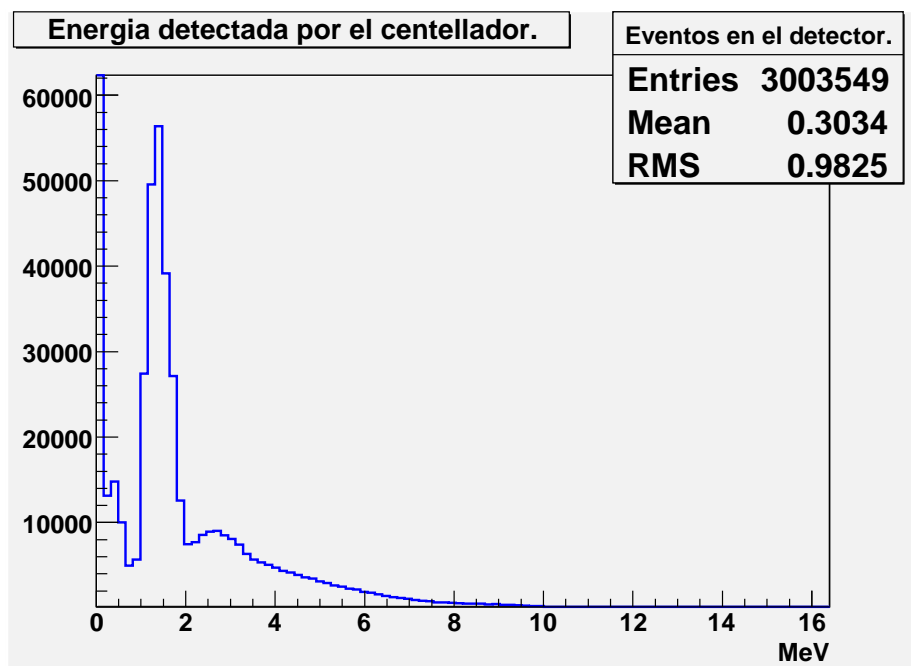


Figura 5.1: Energía depositada en el centelleador del detector con techo a modo de veto.

Debido a que los neutrinos solo pueden ser observados indirectamente por procesos de interacción débil, se tienen muy pocos eventos de dispersión elástica y decaimiento beta inverso comparados con el número de procesos que generan ruido alrededor del tanque.

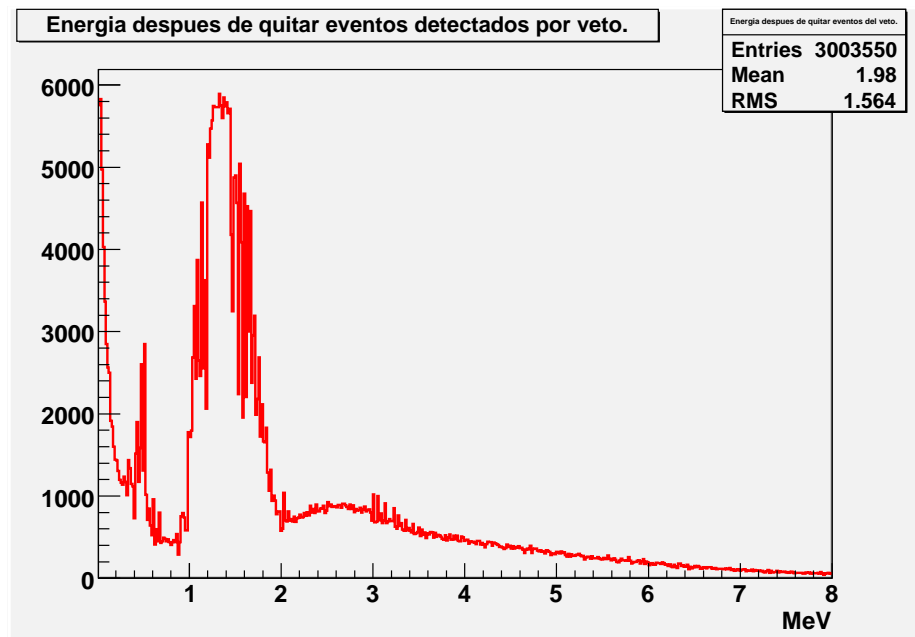


Figura 5.2: Gráfica de la energía depositada en el detector después de eliminar la energía detectada por el veto.

La realización de un experimento de supervivencia de antineutrinos electrónicos provenientes de un reactor nuclear, puede ser hecha ya que la señal del decaimiento beta inverso presenta una coincidencia entre la captura de un neutrón en el Gadolinio y la aniquilación de un positrón y un electrón. Por otra parte el proceso de dispersión elástica no posee ninguna coincidencia, y la única señal que da pistas de su ocurrencia, es la luz producida por un electrón que deposita parte de su energía cinética en el tanque y es luego absorbido por un átomo. Como consecuencia de la baja intensidad de los eventos de dispersión elástica y de la alta intensidad de los eventos de ruido, un detector sin veto, no puede determinar el valor del ángulo de Weinberg, ya que cada señal de ruido sería indistinguible de una señal real. Por las razones anteriores se modelaron tres detectores con diferentes vetos.

### 5.1. Resultados para el detector con techo.

Poner un techo de veto en el detector cilíndrico, ayuda a identificar la radiación que incide verticalmente sobre el tanque, sin embargo, los resultados de la simulación mostraron que esto es insuficiente, pues la radiación que incide verticalmente sobre el detector posee un espectro de energía amplio como se de-

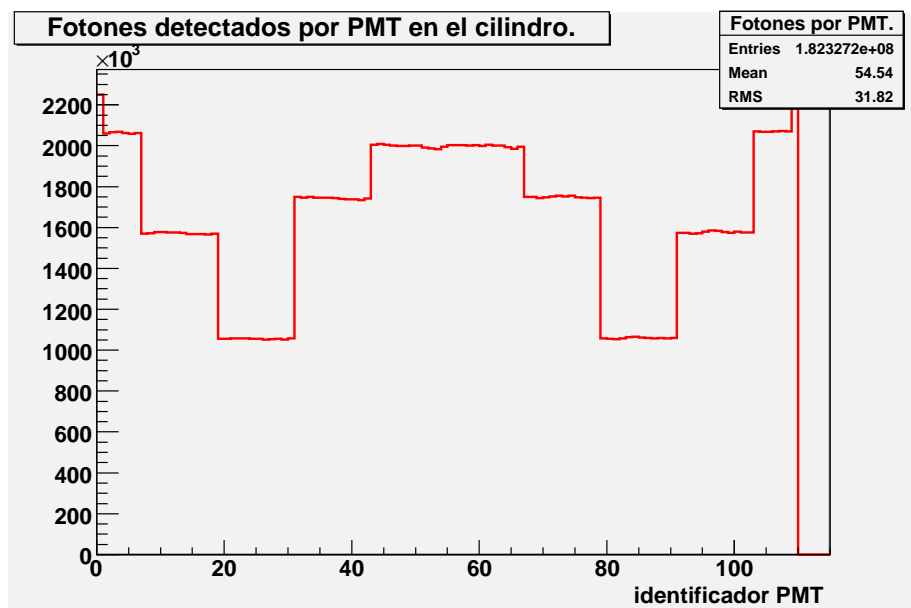


Figura 5.3: Gráfica del número de fotones detectados por cada fotomultiplicador en el detector con techo como veto.

scribe en el artículo de Reyna[31], y sus ángulos de incidencia son variados, sin embargo, aunque el techo logra detectar un porcentaje de muones dependiendo del tamaño del mismo, la radiación producida por los muones al interactuar con la tierra cercana al detector es considerable y suficiente para opacar la señal de dispersión buscada para obtener el ángulo de Weinberg.

En la gráfica 5.1, se observa el espectro de energía depositada en el líquido centelleante. El pico que se forma debido a la señal debida a radioactividad ubicado entre 1 y 2 MeV, no puede ser eliminado después de quitar los eventos que pasaron por el techo y los eventos de decaimiento beta inverso, esto se observa en la figura 5.2 en donde los eventos detectados por el veto han sido eliminados y aún persisten dos picos de ruido que hacen imposible medir el valor del ángulo de mezcla.

Por otra parte, al observar la gráfica 5.3 se ve que ciertos fotomultiplicadores captan más luz que otros, esta información puede ayudar a la optimización del diseño del detector real, ya que al conocer las regiones en las cuales este recibe más luz, se pueden distribuir más fotomultiplicadores que en los lugares en los cuales no se recibe tanta señal. Utilizar esta información puede disminuir el número de PMT a usar. En las simulaciones realizadas, se observó que los lugares favorecidos para recibir luz proveniente del centelleador son los centros de las tapas de los cilindros y la mitad del cilindro aproximadamente.

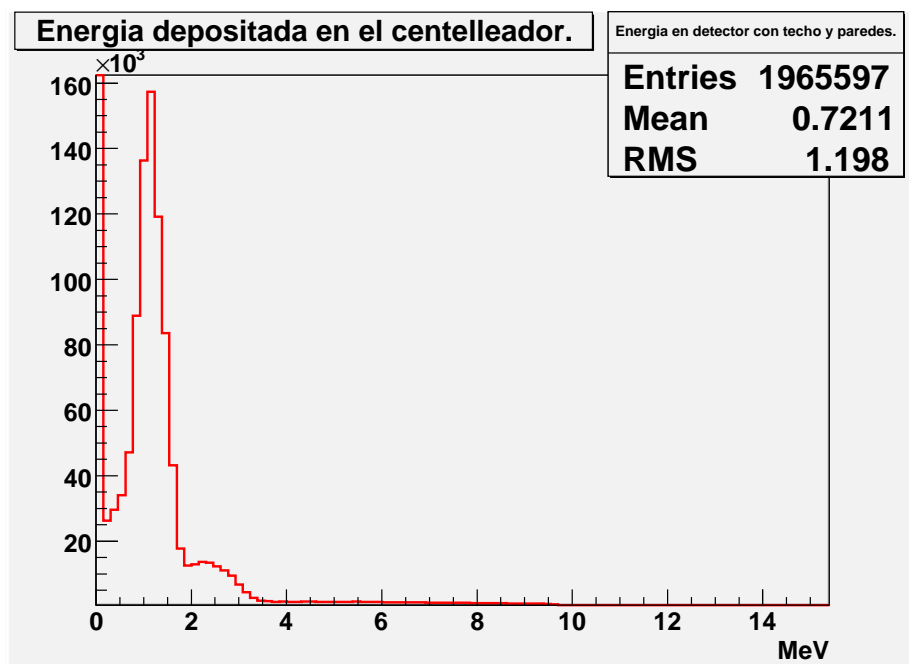


Figura 5.4: Energía depositada en el centelleador del detector con techo y paredes a modo de veto.

## 5.2. Resultados para el detector con techo y paredes.

En el caso del detector con techo y paredes a modo de veto, se obtuvo la gráfica 5.4 para la energía depositada en el centelleador; la implementación de cinco barreras a modo de veto, cuatro paredes y un techo, ayudaron a la detección del ruido proveniente del exterior, sin embargo, este no fue eliminado totalmente.

Después de realizar un filtrado de las señales que pasaron previamente por el detector, se obtuvo la figura 5.5, en esta se observa que el número de eventos se reduce a la mitad aproximadamente al ser comparada con la gráfica 5.4, sin embargo, los picos producidos por la radiación externa al tanque permanecen. Esta radiación es en principio indistinguible de la señal necesaria para medir el ángulo de mezcla, razón por la cual no puede ser eliminada y impide la medición del ángulo.



### 5.3. RESULTADOS PARA EL DETECTOR CON TECHO, PAREDES Y PISO.57

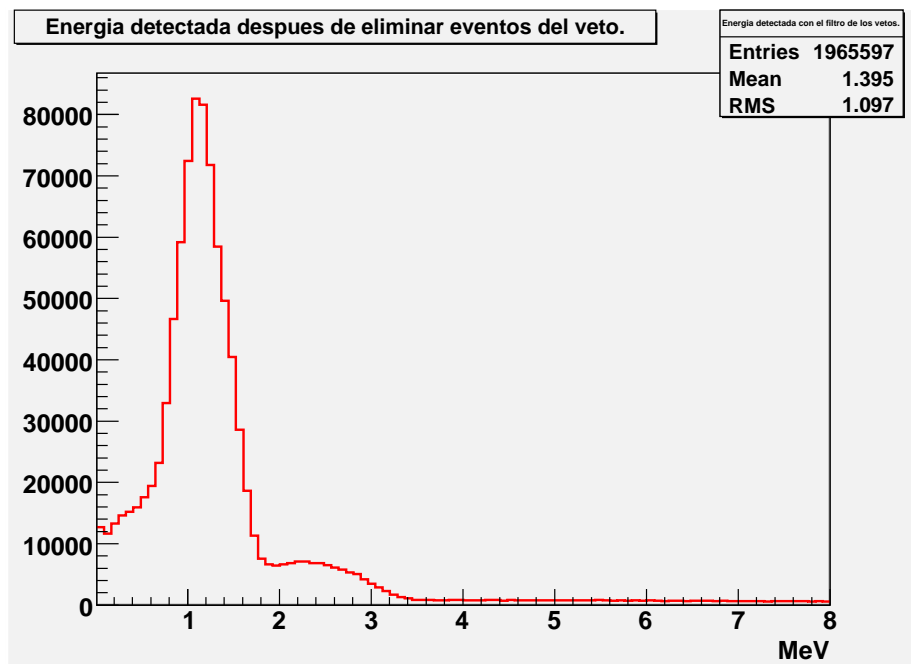


Figura 5.5: Gráfica de la energía depositada en el detector después de eliminar la energía detectada por el veto.

### 5.3. Resultados para el detector con techo, paredes y piso.

En el caso del detector rodeado de centelleador plástico, se esperaba poder determinar el valor del ángulo de Weinberg, sin embargo, una vez terminada la simulación, se observó que la medición del ángulo no podía realizarse debido a que el ruido no era totalmente eliminado y continuaba llegando al tanque interno. Esto se observa al comparar las gráficas 5.6 y 5.7. Al comparar el número de eventos entre los dos histogramas se ve que la estadística está reducida aproximadamente a la mitad, sin embargo, esto no elimina los picos producidos por la radiación externa al experimento. Esta radiación como ya fue mencionado hace imposible la medición de la sección transversal para el proceso de dispersión elástica, y por lo mismo hace imposible la medición del ángulo de Weinberg.

### 5.4. Medición del ángulo.

La medición del ángulo de Weinberg por medio de un experimento de reactor nuclear estaba basada en la capacidad de eliminar los ruidos ajenos a la señal

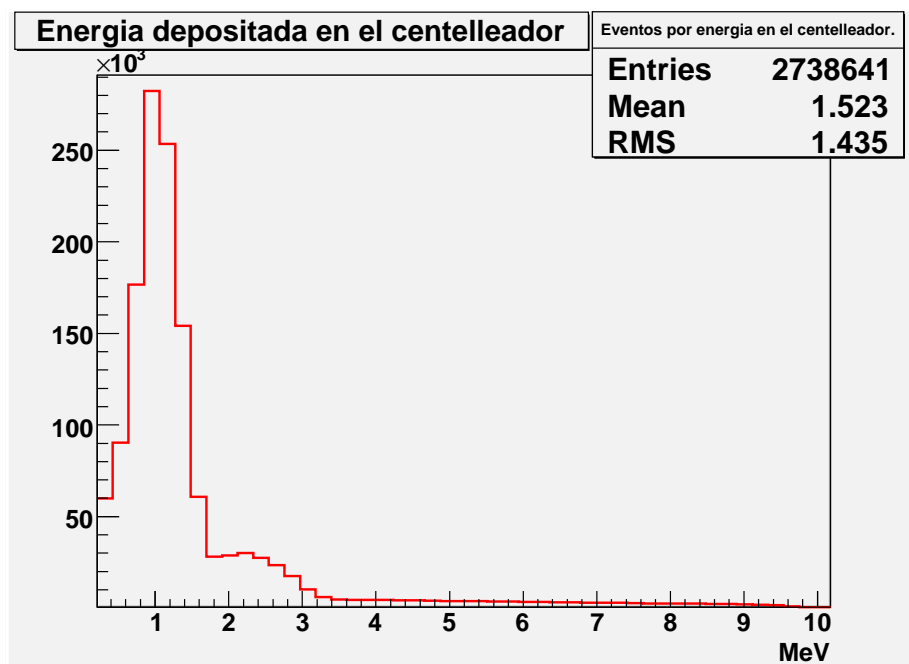


Figura 5.6: Energía depositada en el centelleador del detector con techo, paredes y piso a modo de veto.

producida por los eventos de dispersión elástica, para eliminar estos ruidos se habían planteado diferentes modelos de vetos para ayudar al detector a mantener aislada la señal buscada. Confiando en el éxito que estos vetos pudieran tener, se esperaba medir el espectro de electrones en función de su energía de retroceso, este espectro era la convolución de los antineutrinos provenientes del reactor nuclear con la sección transversal diferencial para el proceso de dispersión elástica, por lo tanto medir el espectro de eventos en el detector era con una cierta incertidumbre equivalente a medir la sección transversal diferencial del proceso de dispersión.

La incertidumbre en la medición, estaría dada por la imprecisión en el espectro de antineutrinos producidos por el reactor y errores sistemáticos y estadísticos de las mediciones. Se sabe que la incertidumbre de este espectro puede ser reducida a un 2%. Se realizó un análisis en la ventana de energías entre 3 y 5 MeV como el descrito en el capítulo anterior, los datos obtenidos de la simulación, impidieron realizar una medición del ángulo de Weinberg debido a exceso de ruido en las muestras.

Este trabajo no pretende ser una simulación completa y 100% realista del experimento de Angra para la medición del ángulo de Weinberg, sin embargo, espera ser un punto inicial para la futura simulación completa del experimento

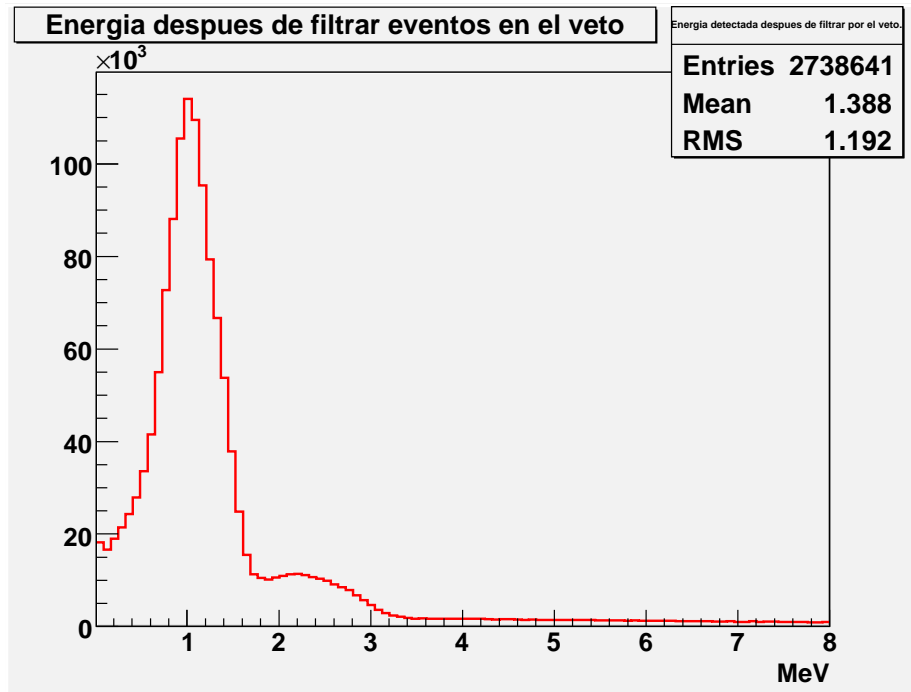


Figura 5.7: Gráfica de la energía depositada en el detector después de eliminar la energía detectada por el veto.

que pretende medir el valor del ángulo  $\theta_{13}$ .

## 5.5. Conclusiones.

Se implementó una simulación completa aunque preliminar del experimento de neutrinos de reactor de Angra dos Reis, que servirá a la colaboración como punto de partida para futuros estudios.

La medición del ángulo de Weinberg, estaba basada en determinar el espectro experimental en función de la energía de retroceso de los electrones dispersados por los antineutrinos incidentes, sin embargo, al realizar un análisis de los datos arrojados por la simulación, se observó que el ruido producido por los muones y los materiales propios de la tierra no puede ser eliminado hasta el punto de realizar una medición de precisión, se hace entonces evidente que al menos bajo esta simulación la medición del ángulo de Weinberg por este experimento es impracticable.

Mejorar la simulación de manera que los vetos sean más efectivos y el total sea más cercano a la realidad es posible, sin embargo, parece poco probable realizar esta medición sin incrementar los problemas para realizarla. Se podría engrosar

el veto de manera que exista mayor probabilidad de que el ruido sea detectado al atravesarlo.

El problema principal para realizar la medida de este ángulo radica en el flujo de radiación a la que el experimento estaría expuesto. Eliminar el ruido producido por eventos de decaimiento beta inverso es fácil debido a que se pueden buscar coincidencias de eventos entre captura de neutrones y aniquilamiento de positrones, se sabe por mediciones hechas por CHOOZ que la precisión para determinar los decaimientos beta inverso es alta, sin embargo, eliminar la radiación cósmica y la radioactividad natural es difícil.

Se ha propuesto el experimento de Angra ya que la geografía del complejo nuclear permite ubicar los detectores bajo un blindaje natural como lo es la tierra, sin embargo, esta también posee radiación que es en principio detectable con vetos como los aquí implementados. Los resultados de la actual simulación determinan este procedimiento como insuficiente.

Se esperaba analizar los datos en una ventana de energía en la cual la radiación fuera mínima, sin embargo, al eliminar el ruido detectado por los vetos, la región a usar ubicada entre 3 y 5 MeV sigue estando llena de radiación difícilmente erradicable.

Aumentar el flujo de antineutrinos solo sería útil si su señal se hace comparable con la señal de ruido, sin embargo, conociendo la sección transversal para la dispersión elástica entre antineutrinos y electrones, se sabe que el número de eventos de dispersión elástica va a ser de varios ordenes de magnitud menor que el número de eventos de ruido.

Entre más lejos se encuentre el detector del reactor, más difícil se hará la medición, razón por la cual sería óptimo maximizar el tamaño y minimizar la distancia con el objetivo de ganar un factor geométrico en la estadística observada. Sin embargo, por razones de seguridad no se permite ubicar detectores a menos de aproximadamente 40 metros del reactor nuclear.

Para la realización de un experimento de antineutrinos de reactor con un detector cilíndrico, se observó que cierta distribución de fotomultiplicadores en el tanque recibe mayor número de fotones que otra. Este resultado podría determinar un diseño óptimo para ubicar fotomultiplicadores en el detector en las zonas centrales de las tapas.

Se puede mejorar la simulación al implementar los datos propios para el experimento en Angra, esto incluye cambiar los espectros de ruido y radiación y los espectros ópticos de los detectores usados.

# Bibliografía

- [1] White paper report on using nuclear reactors to search for a value of  $\theta(13)$ . K. Anderson et al. FERMILAB-PUB-04-180, Jan 2004. 167pp.
- [2] G.P. Zeller *et al.*, Phys. Rev. Lett., Vol 88, N 9, 2002. Y referencias incluidas.
- [3] hep-ex/0112021 Diciembre 2001.
- [4] Geant4. A toolkit for simulation of the passage of particles through matter. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [5] GLG4Sim. A Generic Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector ("GenericLAND") Geant4 simulation.
- [6] F.T. Avignone., Phys. Rev. D. Vol 2, N 11, 2609-2612. (1970).
- [7] J.M. Conrad., J.M. Link., M.H. Shaevitz., Phys. Rev. D 71, 073013 (2005).
- [8] Hirata et al. Phys. Rev. Lett. 63, 16 - 19 (1989).
- [9] Ahmad et al. Article in [http://www.sno.phy.queensu.ca/sno/first\\_results/](http://www.sno.phy.queensu.ca/sno/first_results/)
- [10] Neutrinos in Physics and Astrophysics, C.W. Kim, A.Pevsner. Harwood academic publishers. Chapter 4, 5, 6, and 7. And references there in.
- [11] Quantum Field Theory, F. Mandl., G. Shaw., Revised Edition, John Wiley and Sons Ltd. 1994. Chapters 11 and 12. And references there in.
- [12] A. Strumia., F. Vissani., Phys. Lett. B564 :42-54, (2003).
- [13] M. Fukugita., S. Yazaki., Phys. Rev. **D36**, 3817 (1987).
- [14] J. M. Lattimer., J. Cooperstein., Phys. Rev. Lett. **61**, 23 (1988).
- [15] R. Barbieri., R.N. Mohapatra., Phys. Rev. Lett. **61**, 27 (1988).
- [16] G.G. Raffelt., Phys., Rept., **320.**, 319, (1999).
- [17] Raymond D. Jr., S. Harmer, y Kenneth C. Hoffman, Phys. Rev. Lett., 20, 1205 - 1209, (1968)
- [18] Omasu Yasuda. Phys. Rev. D 58, 091301 (1998).

- [19] S. Fukuda *et al.*, Phys. Lett B **539** (2002) 179; B.T. Cleveland *et al.*, Astrophys. J. **496**, 505 (1998); D.N. Abdurashitov *et al.*, Phys. Rev. **C60**, 055801 (1999); astro-ph/0204245; W. Hampel *et al.*, Phys. Lett. **B447**, 127 (1999); C. Cattadori, Nuc. Phys. B (Proc. Suppl.) **110** (2002) 311; Q. R. Ahmad *et al.*, SNO Coll., Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 (2002); Phys. Rev. Lett. **89**, 011302(2002).
- [20] SNO collaboration, preprint nucl-ex/0309004, submitted to Phys. Rev. Lett.2003.
- [21] K. Eguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90** 021802 (2003).
- [22] M. Maltoni, T. Schwetz, M. A. Tortola, and J. W. F. Valle. Status of three-neutrino oscillations after the sno-salt data 2003.
- [23] Super-K Coll., Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562; Y. Hayato, talk at the HEP2003 conference (Aachen, Germany, 2003), <http://eps2003.physik.rwth-aachen.de>
- [24] M.H. Ahn *et al.*, K2K Coll., Phys. Rev. Lett. **90**, 041801 (2003), [hep-ex/0212007].
- [25] G.L. Fogli *et al.*, Phys. Rev. **D67**, 073002 (2003).
- [26] Fukuda *et al.* Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 - 1567 (1998).
- [27] Danby G., Gaillard J-M., Goulianos K., Lederman L. M., Mistry N., Schwartz M., Steinberger J., Phys.Rev.Lett. Vol 9 (1962). pag 36-44.
- [28] M. Apollonio *et al.*, Eur. Phys. J. C27 (2003) 331-374.
- [29] M. Apollonio *et al.* Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment. Phys. Lett., B466:415-430, 1999.
- [30] J.C Anjos *et al.*, Angra Neutrino Project: status and plans. arXiv:hep-ex/0511059v1
- [31] D. Reyna. A simple parameterization of the cosmic Ray muon momentum spectra at the surface as a function of zenith angle. hep-ph/0604145v2
- [32] Root User guide. <http://root.cern.ch>
- [33] Hamamatsu Photomultiplier tube R5912. [http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts\\_R/R5912.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_R/R5912.pdf)
- [34] Conversación privada con Juan Carlos Sanabria. PhD. Universidad de los Andes.