

2 ej.



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

**"OSCILACIONES DE NEUTRINOS:
EL EXPERIMENTO DAR EN LSND"**

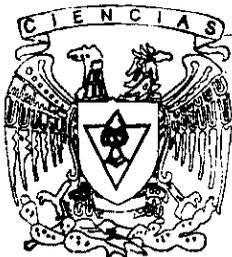
T E S I S

Que para obtener el título de

F I S I C O

presenta

Alexis Armando Aguilar Arévalo



FACULTAD DE CIENCIAS
UNAM

Director de Tesis:

Dr. Jorge Gustavo Hirsch Ganievich



2177150

**TESIS CON
ALLA DE ORIGEN**



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

MAT. MARGARITA ELVIRA CHÁVEZ CANO
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis:

"Oscilaciones de neutrinos: el experimento DAR en LSND"

realizado por **AGUILAR AREVALO ALEXIS ARMANDO**

con número de cuenta **9650489-1**, pasante de la carrera de **Física**

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis Dr. Jorge Gustavo Hirsch Ganievich
Propietario Instituto de Ciencias Nucleares

Propietario Dra. María Esther Ortiz Salazar
Instituto de Física UNAM

Propietario Dr. Geoffrey B. Mills
Los Alamos National Laboratory USA

Suplente Dr. Manuel Torres Labansat
Instituto de Física UNAM

Suplente Dr. Efraín Chávez Lomelí
Instituto de Física UNAM

Consejo Departamental de Física

Dedicatorias y Agradecimientos

A Dios, por permitirme llegar a este momento.

A mi papá, el Dr. Alexis Aguilar Maldonado, a quien siempre he admirado por su extraordinaria calidad humana y su sabiduría. Esta es la tesis de su hijo menor, y sé que una de las cosas que más deseaba era ver a todos sus hijos con una carrera Universitaria. Esto cumple su gran sueño, y deseo expresarle mi más profundo agradecimiento por todo el esfuerzo que representa habernos dado a los cuatro: Alejandra, Dora, Carlos y yo, Alexis, la oportunidad de poder decidir lo que queríamos hacer de nuestras vidas fuera cual fuera nuestro interés.

A mi mamá, Dora Arévalo de Aguilar, quien con su cariño y dedicación ha contribuido enormemente al alcance de esta meta.

A mis hermanos, por su invaluable ayuda y su gran confianza en mí .

A mis abuelos, tíos y primos.

A Alejandro Meza Vernis y Carmen Lucía Amezcua.

A Daniel (Iron), Jorge (Trillo), José (Trini), Karim (Mongus) y Omar (Ranita), mis amigos de *La Santa Inquisición*.

Al Dr. Saúl Téllez Minor, por la oportunidad de visitar el Laboratotio de Los Alamos.

To Gilbert and Lucille Peralta for their friendship and help during my stay in Los Alamos.

To my mentors at LANL: Hywel White, and Geoffrey Mills. This work was possible thanks to your exceptional help and infinite patience.

Al Dr. Jorge Hirsch, por su ayuda en la realización de esta tesis y mi formación como Físico.

A mis amigos de la Facultad de Ciencias.

A Graciela, quien ha hecho de estos últimos meses los más hermosos de mi vida.

Alexis A. Aguilar A.
Agosto de 1999

Índice General

Introducción	1
1 Neutrinos	5
1.1 La hipótesis del neutrino	5
1.2 Modelo estándar	6
1.3 Interacciones fundamentales	8
1.3.1 La interacción electromagnética	9
1.3.2 La interacción nuclear fuerte	9
1.3.3 La interacción débil	10
1.4 Propiedades de los neutrinos	11
1.4.1 Helicidad y Quiralidad	11
1.4.2 Tipos de neutrinos	17
1.4.3 Interacciones	20
1.5 La masa de los neutrinos	21
1.5.1 Eigenestados de masa y eigenestados débiles	25
1.5.2 Oscilaciones de Neutrinos	26
2 Detección de neutrinos	31
2.1 Fuentes de neutrinos	31
2.1.1 Neutrinos solares	31
2.1.2 Neutrinos de supernovas	33
2.1.3 Neutrinos atmosféricos	34
2.1.4 Neutrinos producidos en reactores nucleares	35
2.1.5 Neutrinos producidos por aceleradores	35
2.2 El descubrimiento del neutrino	37
2.3 Detectores de Neutrinos	41
2.3.1 Detectores de neutrinos solares y atmosféricos	42
2.3.2 Detectores de neutrinos cósmicos	43

2.3.3	Detectores cerca de reactores nucleares	44
2.3.4	Detectores con un haz de neutrinos	44
3	El experimento LSND	47
3.1	Método experimental	48
3.1.1	La fuente de neutrinos de LSND	48
3.1.2	El tanque detector	50
3.2	Adquisición de datos	52
3.2.1	Almacenamiento de datos experimentales	57
3.3	Resultados obtenidos por LSND	61
4	Análisis DAR	65
4.1	Fotones correlacionados...	65
4.1.1	Substracción de distribuciones	70
4.2	Criterio de selección de eventos...	75
4.3	Naturaleza de la distribución de...	77
4.4	Ajustes a las distribuciones...	86
4.4.1	Ajuste, distribución Δr	86
4.4.2	Ajuste, distribución N_h	88
4.5	Muestra de Láseres	90
5	Probabilidad de oscilación	95
5.1	Razón de verosimilitudes R	95
5.2	Corrección de la distribución de	98
5.2.1	Distribuciones de R	100
5.3	Muestra de electrones	103
5.4	Resultados con una definición alternativa...	113
5.4.1	Probabilidad de oscilación en función de R_0	114
5.4.2	Ajuste del parámetro f	115
5.4.3	¿Usar R o R^{alt} ?	116
6	Conclusiones	119
	Apéndices	124
A	Cálculo de errores	125
B	Physics Analysis Workstation (PAW)	131

Introducción

La hipótesis de oscilación de los neutrinos, enunciada por primera vez por Bruno Pontecorvo en 1957 [36], constituye un intrigante fenómeno dentro del mundo de las partículas elementales en la Física moderna, pues su existencia tendría consecuencias importantes sobre el entendimiento que tenemos del universo, yendo desde el nivel subatómico hasta las explosiones de supernovas, las galaxias y la estructura a gran escala del universo.

Los diferentes experimentos que a lo largo de la última década han buscado evidencias de este fenómeno, se han topado con la dificultad de requerir grandes obras ingenieriles y largos períodos de tiempo para lograr adquirir datos experimentales de una manera adecuada para su análisis. Dentro de los enormes retos que experimentos como SAGE, Gallex, Kamiokande o LSND, por mencionar unos cuantos [4], tienen que enfrentar, destaca el tratar de distinguir las poco frecuentes interacciones de los neutrinos de un cierto tipo sobre las señales de fondo que durante todo el tiempo alcanzan a los detectores y hacen más difícil la tarea.

Antes del experimento LSND [18], llevado a cabo en el “Los Alamos Neutron Science Centre” del Laboratorio Nacional de Los Alamos, E.U.A., no se había observado evidencia de que las oscilaciones de neutrinos podían en realidad ocurrir. Experimentos anteriores como CHOOZ en Francia, NOMAD en el CERN, y hasta un experimento contemporáneo de LSND, KARMEN [3], negaban la hipótesis de oscilación a un nivel de confianza del 90%. Pero los resultados de LSND parecían ser correctos, incluso podían ser rectificadas por sus dos maneras de realizar el análisis de datos experimentales.

En 1998 la colaboración del gigantesco experimento conocido como Super-Kamiokande [23], realizado en una mina a 1 km de profundidad en Japón,

anunció que había observado evidencias de oscilaciones de neutrinos del tipo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, un proceso distinto al buscado por LSND ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$). Super-Kamiokande es considerado el experimento con el análisis de datos más claro hasta el momento, ya que es capaz de distinguir neutrinos del electrón y neutrinos del muón con una gran eficiencia, y reconstruir sus direcciones de movimiento con una incertidumbre inferior a 10° .

La evidencia de Super-Kamiokande, aunque no se puede comparar directamente con la evidencia hallada por LSND, impulsa fuertemente la hipótesis de oscilación, dando nuevos ánimos a los experimentos de la nueva generación en la búsqueda de oscilaciones de neutrinos.

En el afán de mejorar calidad de las observaciones realizadas, el experimento LSND sigue analizando datos experimentales que ha adquirido durante los años en que el proyecto ha sido subsidiado por las autoridades administrativas del laboratorio de Los Alamos. El análisis de gran cantidad de estos datos no ha sido aun presentado a la comunidad científica debido al largo tiempo que toma ordenar la información de manera adecuada para el análisis. Previamente se han publicado resultados de datos experimentales adquiridos durante los años 1993 a 1995 [18] [21], pero actualmente se cuenta con datos tomados de 1993 a 1997, lo que representa cerca de un factor de 2 más datos que en el análisis publicado más recientemente.

Este trabajo de tesis presenta el análisis llamado de decaimiento en reposo (DAR) de los datos experimentales de 1993 a 1997. Algunas técnicas que no fueron empleadas en análisis anteriores de los datos de LSND fueron usadas aquí. Los resultados que de ellas se derivan son originales y serán publicados tras una revisión detallada en un futuro cercano.

Sobre las partes que componen este trabajo cabe mencionar que los capítulos 1 y 2 conforman una breve revisión sobre las características de los neutrinos, el fenómeno de oscilaciones en el vacío, métodos de detección y la historia de la detección de estas enigmáticas partículas. En el capítulo 3 se encuentra una descripción general del experimento LSND, y se hace referencia a la estrategia empleada por el análisis DAR para hallar evidencia de oscilaciones de neutrinos.

El trabajo original de esta tesis se presenta en los capítulos 4 y 5. En el

capítulo 4 se describen los elementos fundamentales empleados para llevar a cabo el análisis DAR y se explica el significado de las variables involucradas en el mismo. Las distribuciones de datos más importantes y los métodos de aproximación usados son discutidas. En el capítulo 5 se llega al cálculo de la probabilidad de oscilación en base a la definición de una función (razón de verosimilitudes R) empleada para eliminar parte de las señales de fondo que componen las muestras de datos experimentales. Dos maneras complementarias para calcular esta probabilidad son presentadas y comparadas. También en el capítulo 5 se analiza una definición alternativa de la función R con fines comparativos.

Las conclusiones del trabajo se discuten en el capítulo 6.

Capítulo 1

Neutrinos

1.1 La hipótesis del neutrino

La existencia de los neutrinos fue postulada por W.Pauli en 1930 [15] con la finalidad de dar una explicación al espectro continuo de energías de los electrones emitidos en el decaimiento beta de los núcleos radioactivos, que fuera consistente con las leyes de conservación de la energía y cantidad de movimiento. Pauli dio a conocer su propuesta a través de una famosa carta en la que daba el nombre de neutrón a la nueva partícula, así como algunas de las propiedades que debía tener para explicar satisfactoriamente los diferentes aspectos del decaimiento beta. Entre estas propiedades destacaban que la masa del neutrón de Pauli debía ser muy pequeña, a lo más de 0.01 veces la masa del protón, y su espín debía ser $1/2$.

El nuevo neutrón de Pauli era una partícula que existiría en el interior de los núcleos atómicos (que hasta ese momento se creían formados únicamente por protones), y en el proceso de emisión de radiación beta se emitiría a la par con un electrón, causando un decaimiento en tres cuerpos: un núcleo con una carga positiva más, un electrón y el neutrón de Pauli. En un proceso de decaimiento de este estilo la suma de la energía de la nueva partícula y el electrón se mantendría constante, dando origen a un espectro de energías tal como el que se observaba experimentalmente. Además de las dos propiedades ya mencionadas, la nueva partícula debía ser muy difícil de detectar, puesto que ningún experimento había notado su presencia.

El descubrimiento del neutrón como constituyente de los núcleos atómicos, realizado por James Chadwick en 1932 [12] impulsó la aceptación de la hipótesis de Pauli, y más tarde, hacia 1934, Enrico Fermi lo utilizó para completar su teoría del decaimiento beta [35] dando un nuevo nombre al neutrón de Pauli: *neutrino*. En la teoría de Fermi del decaimiento beta, basada en la electrodinámica cuántica de Dirac, un neutrón que forma parte de un núcleo se transforma en un protón, un electrón y un neutrino, produciendo un núcleo con número atómico incrementado en una unidad y un par de partículas cuya suma de energías debe ser igual a una constante.

Pero no fue sino hasta 1956 cuando F. Reines y C. Cowan [13] detectaron por primera vez a los neutrinos provenientes de un reactor nuclear, observando la ocurrencia de la reacción conocida como decaimiento beta inverso.

1.2 Modelo estándar de partículas elementales

Las partículas elementales se pueden dividir en dos grandes grupos: los quarks y los leptones. A diferencia de los leptones, los quarks no existen libres en la naturaleza, sino en agregados: dobletes de quark-antiquark formando partículas conocidas como mesones (piones y kaones), y tripletes de quarks formando partículas llamadas bariones (como el protón y el neutrón). Los quarks sienten las cuatro interacciones fundamentales de la naturaleza (fuerza nuclear fuerte, fuerza débil, fuerza electromagnética y fuerza gravitacional), mientras que los leptones sienten todas excepto la interacción nuclear fuerte, llamada también fuerza de color.

El modelo estándar propone que los bloques fundamentales con los que se construye toda la materia son seis quarks y seis leptones, con sus correspondientes antipartículas. Todas estas partículas se agrupan en tres familias o generaciones, estando cada una formada por una pareja de quarks (uno con carga $+2/3 e$ y el otro con carga $-1/3 e$), y una pareja de leptones, uno con carga negativa igual a la carga del electrón y el otro con carga neutra. Los leptones neutros del doblete de leptones de cada familia son justamente los neutrinos. A los distintos tipos de quarks se les llama *sabores*, y por lo tanto existen seis sabores posibles de quarks: u, d, c, s, t y b .

Los leptones se agrupan en dobletes de una partícula de carga negativa y un neutrino, a cada tipo de neutrino se le da el nombre del leptón cargado asociado con él: ν_e , o neutrino del electrón, ν_μ o neutrino del muón, y ν_τ o neutrino de la partícula tau. A cada tipo de neutrino se le da también el nombre de sabor.

Tabla 1.1: Modelo estándar

	Quarks		Leptones	
	símbolo	carga (e)	símbolo	carga (e)
Primera familia	u	+2/3	ν_e	0
	d	-1/3	e	-1
Segunda familia	c	+2/3	ν_μ	0
	s	-1/3	μ	-1
Tercera familia	t	+2/3	ν_τ	0
	b	-1/3	τ	-1

Además de la carga eléctrica, los quarks tienen una propiedad llamada carga de color, que es la responsable de que respondan a la interacción nuclear fuerte. Existen tres diferentes cargas de color: *rojo, verde y azul*; y las combinaciones de quarks que forman los diferentes hadrones (mesones y bariones), pueden darse ya sea entre quarks de tres colores distintos, o bien entre un quark y un antiquark. A estas combinaciones de colores se les llama combinaciones *incoloras*, queriendo decir con esto que las partículas compuestas por quarks tienen carga de color neutra. Debido a que cada quark puede existir en tres colores distintos existen en realidad 8 partículas en cada familia del modelo estándar.

La primera familia consta del par de quarks *u* y *d* (up y down), cada uno pudiendo tener carga de color rojo, verde o azul, y de la pareja de leptones *e* y ν_e (electrón y neutrino del electrón); estas ocho partículas forman toda la materia que se encuentra en la Tierra y a través de casi todo el universo inmediato. En particular el protón está hecho del triplete de quarks *uud*, y el neutrón del triplete *udd*, siendo cada uno de los quarks en cada triplete de un color distinto.

Las antipartículas tienen carga eléctrica opuesta a las partículas y también carga de color opuesta: antirrojo, antiverde y antiazul. De esta forma una combinación de quark-antiquark que da origen a un mesón tiene la composición de carga de color de *color-anticolor*, que es incolora.

Con excepción de los neutrinos, hay evidencia experimental de que las partículas de la segunda familia son más masivas que las de la primera y las de la tercera familia son más masivas que las de la segunda. Las partículas de la segunda y tercera familia son también inestables y tienden a decaer en fracciones de segundo hacia las de la primera familia mediante procesos débiles. Algunas de estas partículas masivas son creadas en el interior de las estrellas o en los centros de las galaxias, otras en los aceleradores de altas energías o a unos 30 km de altura sobre la superficie de la Tierra por la colisión de rayos cósmicos con las moléculas de la atmósfera.

1.3 Interacciones fundamentales

El modelo estándar está construido en base a principios de simetría, es decir, la invariancia de las leyes de la Física ante un conjunto determinado de transformaciones que pueden ser efectuadas sobre un sistema físico. La existencia de simetrías en un sistema implica la conservación de una cantidad física que describe parte del mismo. Tal es el caso de la simetría rotacional (rotación del sistema de referencia en el que se describe al sistema físico), la cual implica la conservación del momento angular de un sistema; la simetría traslacional (desplazamiento del origen del sistema de coordenadas espaciales), que implica la conservación del momento lineal, y la simetría temporal (desplazamiento del origen de la coordenada temporal), que tiene como consecuencia la conservación de la energía de un sistema.

Además de estas simetrías, el modelo estándar de partículas elementales tiene otras llamadas *simetrías locales de norma*. Estas definen las cargas de las partículas y las propiedades de las fuerzas que actúan sobre ellas de manera análoga a aquella en la que la simetría cúbica de un objeto implica la existencia de cuatro vértices, seis caras y un grupo de rotaciones que intercambia las posiciones de las caras y vértices entre sí. De esta forma, las simetrías internas del modelo estándar implican (1) que los quarks y lep-

tones se pueden agrupar en multipletes de partículas, (2) que las cargas de las partículas en cada multiplete están relacionadas de una manera definida, y (3) que existe un grupo de transformaciones internas que convierte a cada miembro de un multiplete en cualquier otro miembro del mismo multiplete.

Una implicación importante de estas teorías, llamadas teorías de norma, es que deben existir partículas mediadoras de las interacciones entre quarks y leptones. Estas partículas se conocen como *bosones intermediarios* o de norma. Un quark o leptón emite un bosón intermediario y otro quark o leptón lo absorbe, y es mediante este intercambio de partículas por el que cada uno siente la presencia o interacción del otro. La interacción de un intermediario con un quark o un leptón perteneciente a un multiplete determinado, causa una de las transformaciones definidas por la simetría local de norma de la interacción asociada al intermediario, esto es, la emisión o absorción de un bosón de norma causa que un quark o leptón se transforme en otro miembro del multiplete al que pertenece.

En el modelo estándar, cada fuerza (fuerte, electromagnética y débil), está asociada con su propia simetría local de norma, la que a su vez determina un conjunto de cargas y un conjunto de bosones de norma que son los mediadores de la fuerza entre las partículas con cada tipo de carga.

1.3.1 La interacción electromagnética

Existe una sola simetría de norma asociada al electromagnetismo, y por lo tanto, un único tipo de carga eléctrica. Esta simetría de norma está relacionada con la invariancia de las propiedades observables de una partícula ante el cambio de fase de su función de onda (campo cuántico). Esta simetría es válida sólo si la partícula tiene masa cero. Una consecuencia de que la masa del intermediario de la interacción electromagnética sea cero es que el alcance de la misma es infinito, pues esta propiedad de la interacción es inversamente proporcional a la masa de su bosón intermediario.

1.3.2 La interacción nuclear fuerte

La simetría de norma de la interacción nuclear fuerte se conoce como simetría de color, y da origen a un tipo de carga llamada carga de color: *rojo, verde o*

azul. Los quarks pueden tener cualquiera de los tres colores, y dos quarks con color interactúan entre sí mediante el intercambio de uno de los ocho gluones con color (bosones de norma de la interacción fuerte). De nuevo, la simetría asociada a la interacción de color implica que los gluones tienen masa cero y que la carga de color debe conservarse en una interacción de este tipo. Las propiedades de los quarks y las partículas compuestas que forman se derivan de las características de la simetría de color.

En este trabajo no nos referiremos a la interacción fuerte, pues los leptones no poseen carga de color y la parte del modelo estándar que describe las interacciones de color entre los quarks no se ven afectadas por las ideas concernientes a las propiedades de los neutrinos.

1.3.3 La interacción débil

Existen dos simetrías asociadas a la interacción débil, y por lo tanto dos tipos de carga débil: *la carga isotópica débil* y *la hipercarga débil*. Así mismo existen dos tipos de bosones intermediarios, el W y el Z^0 , que transmiten la interacción débil entre partículas con carga débil. El neutrino, aunque es eléctricamente neutro, posee los dos tipos de carga débil, y por lo tanto puede interactuar con la materia mediante el intercambio ya sea de un W o de un Z^0 . El bosón W existe en dos formas: el W^- y el W^+ , cada uno posee una unidad de carga eléctrica (+1 o -1 respectivamente), y una unidad de carga isotópica débil. Cuando una partícula con carga isotópica débil absorbe o emite un W , gana o pierde una unidad de carga eléctrica y una unidad de carga isotópica débil, cambiando su identidad.

Los procesos de decaimiento beta del neutrón, decaimiento beta del muón, el decaimiento beta inverso y la captura electrónica se pueden explicar mediante la emisión de bosones W^\pm por parte de quarks o leptones que luego de la emisión se transforman en otra partículas (en su compañero con el que forman un doblete). Algunos de estos procesos son revisados con detalle más adelante.

En la actualidad las descripciones de las fuerzas electromagnética y débil se han fusionado en la llamada *teoría electrodébil*, desarrollada en los años 60 por Steven Weinberg [41]. En esta teoría ambas interacciones se presentan como dos aspectos diferentes de un mismo fenómeno.

1.4 Propiedades de los neutrinos

Los neutrinos poseen un momento magnético intrínseco de $1/2$, por lo que son fermiones y obedecen el principio de exclusión, propiedad que el mismo Pauli había sugerido para su partícula cuando ideó su existencia por primera vez. Por ser leptones no poseen carga de color y no interactúan fuertemente con la materia, y por ser eléctricamente neutros no experimentan atracción o repulsión electromagnética con partículas con carga eléctrica. Sin embargo, como ya se mencionó, interactúan con la materia mediante la fuerza débil. Para hablar de otras propiedades de los neutrinos será necesario introducir algunos conceptos.

1.4.1 Helicidad y Quiralidad

Una propiedad de los neutrinos que fue deducida a partir de los resultados de los experimentos de C.S. Wu, realizados en 1956 para probar si las interacciones débiles conservaban la simetría de paridad, es la propiedad de que los neutrinos en el modelo estándar tienen masa cero y quiralidad izquierda. Aunque los conceptos de helicidad y quiralidad son utilizados indistintamente en algunas ocasiones, existe una diferencia importante entre ellos. La *helicidad* de una partícula se define como la proyección de su espín sobre su dirección de movimiento, usando a esta última como eje de cuantización. Si la partícula tiene espín $1/2$, entonces su helicidad es:

$$\lambda = \frac{s \cdot p}{|p|} = \pm 1/2, \quad (1.1)$$

donde s es el espín de la partícula y p es su momento lineal. La helicidad es un escalar cuyo valor depende del sistema de referencia desde el que se observe a la partícula. Por ejemplo, dado un sistema de referencia en el que una partícula de espín $1/2$ viaja con una cierta velocidad v_1 y tiene helicidad positiva, podemos encontrar un sistema de referencia que se mueva a una velocidad $v_2 > v_1$, en el que la partícula se moverá en la dirección opuesta, mientras su espín apuntará en la misma dirección. Esto hará que en el nuevo sistema de referencia la helicidad de la partícula sea negativa. La helicidad de una partícula de espín $1/2$ puede ser positiva o negativa; cuando es positiva se dice que tiene *helicidad derecha*, puesto que se puede usar la regla de

la mano derecha para indicar la dirección de "giro" de la partícula con las puntas de los dedos y la dirección de movimiento con el dedo pulgar. Cuando la helicidad es negativa se dice que la partícula tiene *helicidad izquierda*, usándose análogamente la mano izquierda para describir el momento y el espín de la partícula.

Los cuatro estados de helicidad de una partícula de espín 1/2

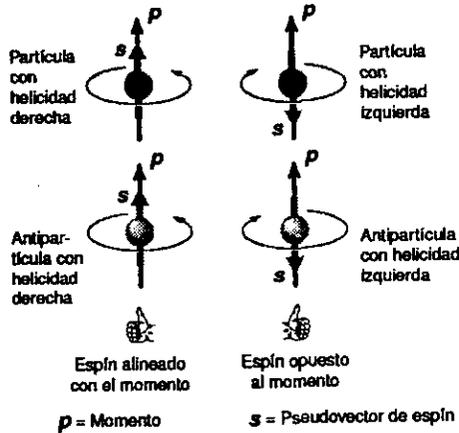


Figura 1.1: Partículas y antipartículas de espín 1/2 con helicidad izquierda y derecha. Tomada de [39].

Mientras que la helicidad de una partícula no es un invariante ante cambios de sistemas de referencia inerciales (o invariante ante transformaciones de Lorentz), la quiralidad sí lo es. Es un invariante relativista que indica el estado de espín de una partícula, aunque al mismo tiempo no es una constante de movimiento. La quiralidad de una partícula puede cambiar mientras su helicidad se mantiene constante. La helicidad y la quiralidad son idénticas sólo para partículas que viajan a la velocidad de la luz, pues ningún sistema de referencia puede viajar más rápido que ellas haciéndolas parecer que van en dirección opuesta, es decir, tener una quiralidad opuesta.

Rompimiento de la simetría de paridad en el decaimiento beta

Hasta 1956 se pensaba que las leyes de la Física eran simétricas respecto al cambio especular de las coordenadas x , y y z , idea proveniente de la obser-

vación de esta simetría (llamada simetría de paridad), en todos los procesos físicos conocidos hasta el momento. Pero en este año C.N. Yang y T.D. Lee sugirieron que las interacciones débiles podrían no tener esta simetría, proponiendo varios experimentos mediante los cuáles se podría verificar esta hipótesis. En ese mismo año C.S. Wu realizó uno de estos experimentos. Wu estudió el decaimiento beta del cobalto-60:



En su experimento una muestra de ${}^{60}\text{Co}$ se colocó en presencia de un campo magnético que tenía como objetivo alinear los espines de los núcleos atómicos. Los electrones emitidos en el decaimiento salían preferentemente en la dirección contraria a la dirección de los espines alineados como se ilustra esquemáticamente en la figura 1.2.

Violación máxima de paridad en el experimento del Cobalto-60

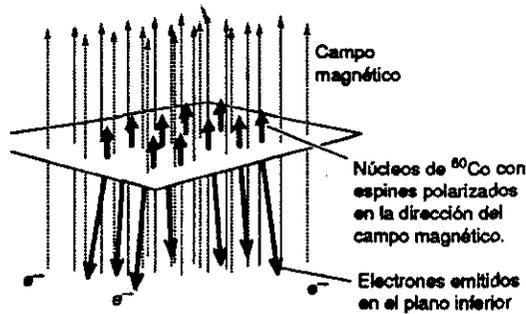
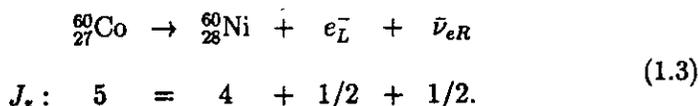


Figura 1.2: En el experimento de Wu, los electrones emitidos en el decaimiento β del ${}^{60}\text{Co}$ son emitidos preferentemente en la dirección opuesta al campo magnético, es decir, con helicidad izquierda. Tomada de [39].

La conservación del momento angular en el proceso implica que tanto el electrón como el antineutrino emitidos debían tener un espín paralelo al campo magnético aplicado, ya que el espín del núcleo de níquel es una unidad inferior al del cobalto, cantidad que sería compensada por el espín de las dos partículas:



Si la paridad se conservara en este proceso, no habría ninguna correlación entre el momento y el espín de los electrones emitidos, es decir, habría tantos electrones con momento paralelo al campo magnético como con momento antiparalelo a éste. Puesto que los electrones son emitidos en una dirección preferencial, los antineutrinos deben ser emitidos en la dirección opuesta por la conservación del momento lineal, ya que los núcleos hijos se quedan en reposo formando parte de la muestra. Es decir, los antineutrinos deben tener helicidad derecha, puesto que son emitidos en la dirección del campo magnético, que es paralelo a la proyección z de su espín.

Para explicar esta asimetría Yang y Lee propusieron que el antineutrino era siempre emitido con helicidad derecha. Pero si esto era cierto para cualquier sistema de referencia quería decir que los antineutrinos tenían que viajar a la velocidad de la luz, y por lo tanto no podrían tener masa en reposo distinta de cero. En la teoría de Yang y Lee existían entonces dos tipos de neutrinos: el antineutrino con quiralidad derecha y el neutrino con quiralidad izquierda.

Para verificar las implicaciones de los resultados de Wu, en 1957 M. Goldhaber y sus colaboradores diseñaron un experimento para medir la helicidad del neutrino emitido en un proceso débil: la captura electrónica. En este experimento un núcleo de ${}^{152}\text{Eu}$ (espín cero), decaería mediante la captura de un electrón orbital en un núcleo de ${}^{152}\text{Sm}^*$ en un estado excitado deformado y un neutrino. El núcleo hijo producido en este proceso tiene un momento angular de espín igual a uno.



Este núcleo excitado se libraría del exceso de momento angular emitiendo un rayo gama que se llevaría el momento angular con la helicidad correspondiente al núcleo hijo. Así se podría averiguar la helicidad del neutrino emitido en la captura electrónica midiendo la helicidad de los rayos gama, que por

conservación del momento angular debía ser la opuesta a la del neutrino.

Los rayos gama son emitidos en todas las direcciones, pero sólo aquellos que viajan en la dirección opuesta al movimiento del neutrino serían analizados. Para seleccionarlos Goldhaber utilizó reflectores de samario que enviarían al detector rayos gama que tuvieran la energía exacta liberada en la desexcitación del samario. Los rayos gama emitidos en la dirección opuesta al movimiento del neutrino serían producidos por un núcleo que retrocedería de éste en la misma línea y en la dirección de movimiento de los mismos rayos gama, dándoles una energía superior a la de los otros rayos gama que viajaran en distintas direcciones. Algunos de estos rayos gama tendrían justamente la energía necesaria para excitar a un núcleo de samario del reflector, el cual lo reemitiría casi al instante enviándolo al detector invirtiendo su helicidad, como se muestra en la figura 1.3.

La determinación de la quiralidad de los rayos gama emitidos por los núcleos de $^{152}\text{Sm}^*$ se llevó a cabo haciéndolos pasar a través de un bloque de hierro magnetizado. La habilidad de los rayos gama para penetrar el hierro magnetizado depende de la dirección de su espín respecto al campo magnético en el interior del hierro, siendo más probable que un electrón en el hierro disperse a un rayo gama si el espín de éste último está en la misma dirección que el campo magnético, que cuando tiene la dirección opuesta. Invirtiendo la dirección del campo magnético y comparando en que dirección se obtienen más rayos gama se puede identificar cuál es la quiralidad de los rayos gama emitidos por los núcleos de $^{152}\text{Sm}^*$. Un exceso de rayos gama obtenido cuando la dirección del campo magnético del hierro era igual a la dirección de movimiento de los mismos fue la prueba de que la helicidad de los neutrinos emitidos era izquierda.

Este experimento apoyó la idea de Yang y Lee de que los neutrinos son partículas de masa cero que sólo pueden tener helicidad izquierda (partículas de quiralidad izquierda), dando origen a la teoría del neutrino de dos componentes: el neutrino zurdo y el antineutrino derecho [33].

Pero pronto se identificó que era una propiedad de las interacciones débiles la de actuar solamente sobre los estados de helicidad izquierda de las otras partículas elementales (quarks y leptones), tuvieran masa o no, por lo tanto la helicidad izquierda mostrada por los neutrinos en los experimentos, es una

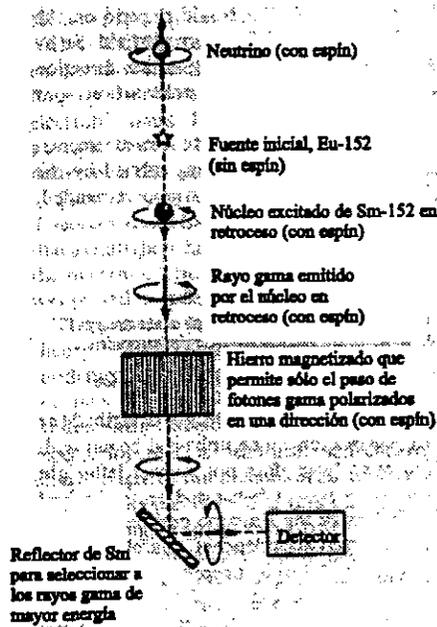


Figura 1.3: Esquema del experimento de Goldhaber para determinación de la helicidad de los neutrinos. Tomada de [40].

propiedad intrínseca de la fuerza débil y no de los neutrinos. De esto se concluye que los neutrinos podrían tener una masa distinta de cero.

1.4.2 Tipos de neutrinos

Hemos mencionado anteriormente que existen tres tipos de neutrinos, uno asociado con el electrón, uno con el muón y otro con la partícula tau. La primera prueba de la existencia de diferentes tipos de neutrinos fue el experimento llevado a cabo por M. Schwartz, L. Lederman y J. Standberg en el laboratorio de Brookhaven en los años 60. Este experimento sirvió como prueba de que el neutrino producido en el decaimiento beta es distinto del neutrino producido en el decaimiento del pión: $\nu_e \neq \nu_\mu$.

En este experimento piones obtenidos al hacer chocar un haz de protones de alta energía (15 GeV), contra un blanco metálico se dejaron avanzar hacia un blanco de acero permitiéndoles decaer en vuelo. Los muones cargados producidos en los decaimientos y los piones que no decayeron en vuelo eran detenidos por el escudo de acero, permitiendo únicamente el paso de los neutrinos a través de él. El haz de neutrinos encontraba en su camino una cámara de chispas con láminas de aluminio adicionales en su interior que tenían el objetivo de incrementar el número de protones con los que los neutrinos llevarían a cabo un decaimiento beta inverso. La interacción de un neutrino con un protón por este proceso produciría un leptón cargado (un electrón o un muón), que se llevaría la mayor parte de la energía cinética. El leptón al moverse dentro de la cámara de chispas produciría pulsos de luz que serían registrados en una película fotográfica.

Los resultados obtenidos indicaron que únicamente partículas con las características del muón eran producidas y dejaban su trayectoria marcada en la cámara de chispas. Si sólo hubiera un tipo de neutrino se producirían igualmente electrones y muones, cuya respuesta al pasar por la cámara de chispas había sido estudiada previamente. Los muones dejaban trazas claras de su paso a través de todas las láminas que componían la cámara, mientras que los electrones podían atravesar sólo unas cuantas láminas antes de que su trayectoria se transformara en una lluvia de trayectorias de otras partículas. Por lo tanto el neutrino emitido en el decaimiento del pión tenía que ser diferente de aquel producido en el decaimiento beta de los núcleos atómicos.

Este resultado tuvo otra implicación importante respecto las identidades del electrón y el muón. Se había pensado que el muón era un estado excitado del electrón, y el decaimiento de esta partícula era una manifestación clara de esta relación. Pero si esto fuera así el decaimiento

$$\mu \rightarrow e^{-} + \gamma, \quad (1.5)$$

sería posible. En el esquema de la teoría electrodébil, dos de los posibles modos de decaimiento del muón serían el decaimiento en tres cuerpos

$$\mu \rightarrow \nu + e^{-} + \bar{\nu}_e, \quad (1.6)$$

y el decaimiento $e^{-} + \gamma$, y ambos se podrían explicar con los diagramas de Feynmann mostrados en la figura 1.4. En el esquema (b) se puede apreciar que para que ocurriera el decaimiento de la reacción 1.5, el muón debería transformarse en un par neutrino- W^{-} , y éste último tendría que emitir un fotón para cambiar su momento y poder interactuar con el neutrino, produciendo un electrón.

Pero esto querría decir que un mismo neutrino se acopla tanto al muón como al electrón, idea que el experimento de Brookhaven negaba por completo.

La continuidad del espectro de los electrones producidos en el decaimiento (a) y la inobservabilidad de las otras dos partículas necesarias para darle esta propiedad a dicho espectro, sugirió que las otras partículas producidas en el proceso debían ser los dos neutrinos asociados a cada leptón.

La hipótesis sobre la conservación de un número cuántico relacionado con el número de leptones presentes antes y después de una reacción (conservación del número leptónico), en conjunto con la existencia de pares asociados de leptón-neutrino, llevó a la postulación de la conservación de un número de familia leptónica. De acuerdo con ella el número de leptones del tipo electrón y muón debe ser el mismo antes y después de una reacción. Dado que los leptones y sus antipartículas tienen números leptónicos opuestos de tal forma que la creación de pares de leptones

$$\gamma \rightarrow e^{+} + e^{-}, \quad (1.7)$$

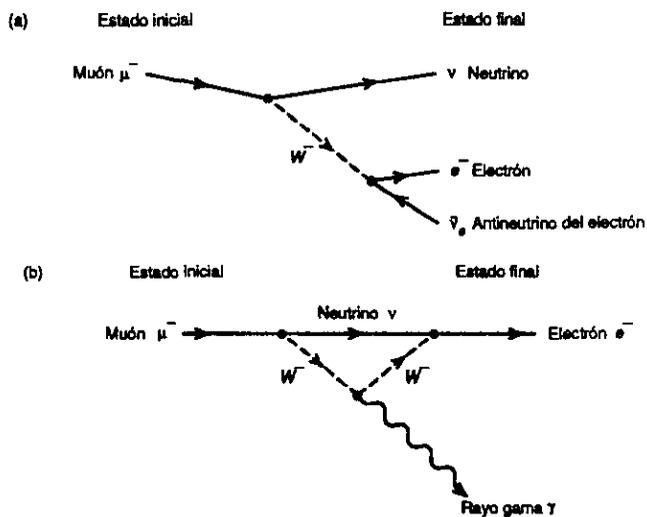


Figura 1.4: (a) Decaimiento ordinario del muón negativo. (b) El decaimiento del muón en un electrón y un rayo gama implicaría la no conservación del número cuántico de familia; el experimento MEGA [39] en LANL ha impuesto un límite para este decaimiento: 4×10^{-13} decaimientos del muón pueden ocurrir por cada decaimiento ordinario. Tomada de [39].

cumpliera con la regla de conservación del número de leptones, entonces en el decaimiento del muón mostrado en la reacción 1.5, las partículas neutras producidas debían ser un neutrino y un antineutrino; el neutrino debía ser del tipo del muón y el antineutrino del tipo del electrón.

Con estas reglas empíricas se determinó cuándo en una reacción debía aparecer un neutrino o un antineutrino.

Con el descubrimiento de la partícula tau, se postuló la existencia de un tercer neutrino, aunque aun no se ha detectado en la misma forma en la que se descubrió el neutrino del muón.

1.4.3 Interacciones de los neutrinos con la materia

Existen diferentes procesos mediante los cuales los neutrinos interactúan con la materia, siendo todos procesos en los que se involucra el intercambio de los bosones W^\pm y Z^0 . Las interacciones en las que se intercambian los bosones W^\pm son llamadas interacciones de corrientes cargadas y aquellas en las que aparece el Z^0 se llaman interacciones de corrientes neutras.

En la historia de la detección de los neutrinos los procesos débiles más importantes han sido principalmente la dispersión elástica electrón neutrino y el decaimiento beta inverso.

Dispersión electrón-neutrino

$$\bar{\nu}_e + e \rightarrow \bar{\nu}_e + e \quad (1.8)$$

Este proceso se puede llevar a cabo mediante el intercambio de un Z^0 entre un electrón y un neutrino de cualquier familia o bien mediante el intercambio de un W^\pm entre un electrón y un neutrino del electrón. La primera se conoce como una interacción de corriente neutra, pues el bosón Z^0 no tiene carga eléctrica, y la segunda como una interacción de corriente cargada.

Decaimiento beta inverso

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.9)$$

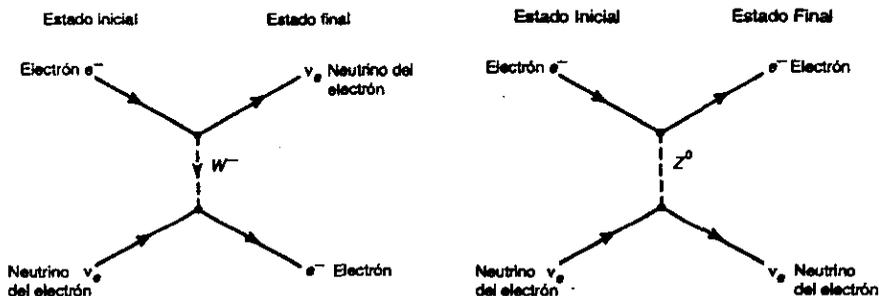


Figura 1.5: La dispersión electrón neutrino de corriente cargada (izquierda) y de corriente neutra (derecha). La interacción de corriente neutra puede suceder entre un electrón y un neutrino de cualquier familia, mientras que la interacción de corriente cargada sólo se observa entre leptones de la misma familia. Tomada de [39].

Esta interacción es producida por el intercambio de un bosón W^+ entre el protón y el antineutrino. A nivel de quarks, un quark u del protón emite un W^+ y pierde una unidad de carga eléctrica convirtiéndose en un quark d (el protón se convierte en neutrón), mientras que el antineutrino absorbe el bosón intermediario y adquiere una unidad de carga eléctrica, transformándose en un positrón.

La energía mínima que debe tener el neutrino para producir esta reacción está dada por

$$E_{min} = M_n - M_p + m_{e^+} \approx 1.805 \text{ MeV}, \quad (1.10)$$

en donde M_p y M_n son las masas del protón y el neutrón respectivamente y m_{e^+} es la masa del positrón. Sólo los antineutrinos con energía $E_\nu > E_{min}$ pueden crear positrones en esta reacción.

1.5 La masa de los neutrinos

Aunque en el modelo estándar de las interacciones electromagnéticas y débiles entre las partículas elementales se considera que los neutrinos tienen masa

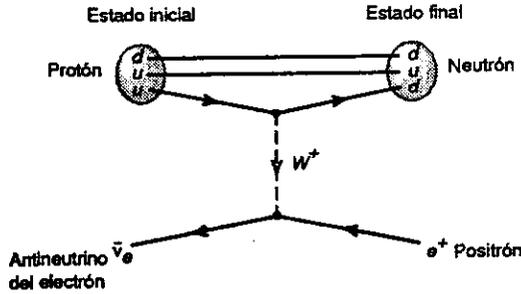


Figura 1.6: Decaimiento β inverso visto al nivel de quarks. El quark u del neutrón emite un W^+ que posteriormente decae en un electrón y un antineutrino del electrón, dejando en su lugar un quark d . Tomada de [39].

cero y existen únicamente en los estados de helicidad: *antineutrino derecho*, *neutrino izquierdo*, diferentes razonamientos teóricos, así como evidencias experimentales han establecido límites para los valores de las masas de los tres tipos de neutrinos con miras a la extensión de este modelo y a la posibilidad de encontrar en estas extensiones la explicación a un conjunto de fenómenos observados.

Límite para la masa del neutrino del muón ν_μ [30]

De observaciones del decaimiento del pión

$$\pi \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu, \quad (1.11)$$

se ha determinado un límite para la masa del neutrino emitido en este proceso. El momento máximo del muón en este decaimiento está relacionado con la masa del neutrino de acuerdo a la ecuación:

$$p_{\mu\nu}^2 = \frac{m_\pi^2 + m_\mu^2 + m_\nu^2}{4m_\pi^2} - m_\mu^2, \quad (1.12)$$

en donde p y m están dados en MeV (\hbar y $c = 1$). Utilizando los valores experimentales para la masa del muón y la masa del pión [26]:

$$\begin{aligned} m_\pi &= 139.5679 \pm 0.0007 \text{ MeV} \\ m_\mu &= 105.658389 \pm 0.000034 \text{ MeV}, \end{aligned} \quad (1.13)$$

hallamos un valor para el momento máximo del muón de

$$p_\mu(m_\nu = 0) = 29.79006 \pm 0.00080 \text{ MeV}. \quad (1.14)$$

Si el neutrino tiene masa, el momento del muón será menor a esta cantidad. Proponiendo la hipótesis de que $m_\nu = 0.27 \text{ MeV}$, obtenemos:

$$p_\mu(m_{\nu_\mu} = 0.27 \text{ MeV}) = 29.78923 \text{ MeV}. \quad (1.15)$$

Una medida precisa del momento del muón producido en el decaimiento llevada a cabo por Abela et al. [31] en el SIN (Swiss Institute for Nuclear Research) arrojó el valor de

$$p_\mu = 29.79139 \pm 0.00083 \text{ MeV}. \quad (1.16)$$

Una cantidad mayor al límite determinado arriba. Los resultados de este experimento permiten deducir que a un nivel de significación del 10% se rechaza la hipótesis de que $m_\nu = 0.27 \text{ MeV}$ en favor de que es menor. Esto es:

$$m_{\nu_\mu} < 0.27 \text{ MeV} \text{ (90\% n.c.)}. \quad (1.17)$$

Límite para la masa del neutrino del electrón ν_e

La masa del neutrino emitido en el decaimiento beta del tritio:



se ha acotado mediante la observación de la cola del espectro del decaimiento beta de este elemento. Si el neutrino emitido tiene una masa diferente de cero, la energía máxima de los electrones debe ser inferior a la energía total liberada

en el decaimiento. Hasta el momento estos experimentos, como el realizado por T. Bowles y H. Robertson en 1980 en el *Los Alamos National Laboratory*, se han mostrado consistentes con una masa del neutrino del electrón nula, aunque la estadística de los experimentos permite proponer el límite

$$m_{\nu_e} < 10 \text{ eV} \text{ (95\% n.c.)}. \quad (1.19)$$

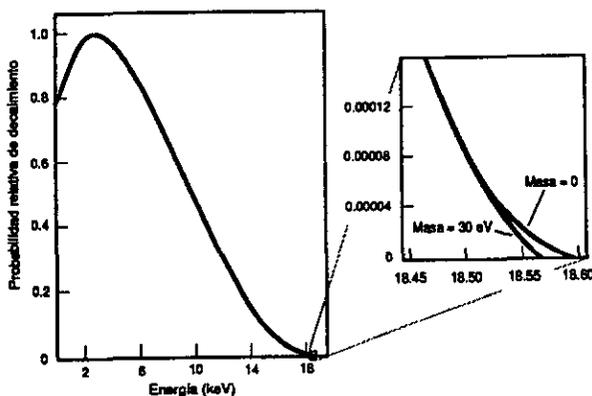


Figura 1.7: El espectro de decaimiento β del Tritio molecular. En la figura se observa la pequeña diferencia entre el espectro esperado para neutrinos sin masa y para neutrinos con una masa de 30 eV. Tomada de [8].

Límite para la masa del neutrino tau ν_τ

La masa del neutrino de la partícula τ , no detectado aun, se ha estimado mediante análisis cinemáticos de decaimientos hadrónicos del leptón τ como el estudiado por R. Barate y la colaboración del detector ALEPH [24]:

$$\tau^- \rightarrow 2\pi^- + \pi^+ + \nu_\tau, \quad (1.20)$$

dando un límite de

$$m_{\nu_\tau} < 20 \text{ MeV (95\% n.c.)}. \quad (1.21)$$

1.5.1 Eigenestados de masa y eigenestados débiles

Como ya se mencionó antes, las interacciones fundamentales tienen asociadas simetrías llamadas internas que determinan cómo se arreglan las partículas que comparten esa interacción en dobletes y en familias de dobletes. Tal es el caso de la interacción débil y de los neutrinos, de los cuáles se han identificado dos tipos distintos desde el punto de vista de las interacciones débiles, y se ha postulado la existencia de un tercero en este mismo contexto, en base al descubrimiento de la partícula tau. Estas partículas se conocen como *eigenestados débiles*, y pueden o no tener asociada una masa.

En el modelo estándar existe un mecanismo por el cual las partículas que definen las interacciones (quarks y leptones de cada familia), adquieren la propiedad llamada masa, es decir, una forma más en la que se manifiesta la energía de una partícula y que en general se aprecia como una resistencia al cambio en su momento lineal. Este mecanismo se conoce como el *mecanismo de Higgs*. Según él, las partículas elementales interactúan con un campo de partículas llamado "vacío", y es la interacción con las partículas de este campo (llamadas bosones de Higgs), la que se manifiesta como masa en las partículas del modelo estándar. En el caso de los quarks, son estos *estados con masa definida*, como suele llamárseles, los que componen a los protones y neutrones, cuya masa en reposo está determinada. Así mismo, los electrones, muones y partículas tau tienen una masa definida, la cual adquieren mediante la interacción con los bosones de Higgs.

Dadas las características del mecanismo de Higgs, cuando éste actúa sobre los quarks de un doblete (e.g. u y d), produce para cada uno un estado de masa definida (*eigenestados de masa*), uno de los cuales es proporcional al correspondiente eigenestado débil, mientras que el otro se escribe como combinación lineal de los eigenestados débiles de los miembros de los tres dobletes que son análogos a él. Estos eigenestados de masa funcionan como una descripción alternativa de las partículas del modelo estándar.

En el caso de los dobletes de leptones (e.g. e^- , ν_e), los estados de masa

definida resultan ser proporcionales a los eigenestados débiles. Esto es el resultado de que la masa de los neutrinos se ha considerado nula en esta descripción, y al escribir la interacción del bosón de Higgs con los leptones no se obtienen estados de masa que sean combinaciones lineales de los estados débiles de las tres familias.

Pero si los neutrinos tuvieran una masa distinta de cero, entonces sería posible dar una descripción de ellos similar a la que se da a los quarks, en la que los eigenestados de masa definida serían combinaciones lineales de los eigenestados débiles. Una consecuencia directa de esta suposición es el fenómeno de *oscilación de neutrinos*, analizado por primera vez por Bruno Pontecorvo en 1957.

1.5.2 Oscilaciones de Neutrinos

La distinción entre los eigenestados de masa y los eigenestados débiles que se hizo inicialmente para los quarks, muestra que cada uno de los quarks con masa definida que tienen carga $-1/2$ (d , s y b), se representan por estados que son una combinación lineal de los tres eigenestados débiles correspondientes (a los que denotaremos por d' , s' y b'). Esta combinación lineal se puede representar matricialmente de la siguiente forma:

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

La matriz de 3×3 en la expresión anterior se conoce como la matriz CKM, o de *mezclado*, nombre que se le da porque indica que una mezcla o combinación de los eigenestados débiles da origen a cada eigenestado de masa. Los elementos de la matriz CKM han sido determinados experimentalmente [11, 32, 39], y se ha encontrado que casi todo el mezclado ocurre entre las dos primeras familias. Esto quiere decir que los eigenestados de masa d y s están formados cada uno por una mezcla considerable de los eigenestados débiles d' y s' , y una muy pequeña fracción de b' , mientras que el eigenestado de masa b está compuesto casi en su totalidad por el eigenestado débil b' .

Si los neutrinos tienen una masa distinta de cero, entonces deben poder ser representados por estados de masa definida que sean una combinación

lineal de los eigenestados débiles. Así mismo, como el mezclado entre los quarks ocurre principalmente entre las dos primeras familias, es de esperarse que dos neutrinos con masa definida estén compuestos principalmente por los eigenestados débiles ν_e y ν_μ , y que el tercero esté compuesto por el eigenestado ν_τ casi en su totalidad. Es decir, podemos escribir una ecuación análoga a la ecuación 1.22, en la que únicamente aparezcan las parejas de eigenestados de masa y eigenestados débiles entre los que hay mezclado principalmente, y en lugar de una matriz de 3×3 , utilizaremos una de 2×2 .

La matriz de mezclado es una matriz de rotaciones en dos dimensiones, pues tanto los eigenestados débiles como los de masa pertenecen a un mismo espacio en el que deben estar normalizados, y por lo tanto la transformación que nos lleve de unos a otros debe preservar la norma de dichos estados. Si llamamos ν_1 y ν_2 a los eigenestados de neutrinos de masa definida, entonces podemos representar el mezclado de la siguiente manera:

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\text{sen}\theta \\ \text{sen}\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

El parámetro θ en la ecuación anterior se llama ángulo de mezclado. Puesto que la matriz de rotaciones es una matriz unitaria, su matriz inversa es igual a su transpuesta, y tenemos fácilmente la relación inversa escribiendo:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \text{sen}\theta \\ -\text{sen}\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

La ecuación anterior nos muestra cuál es la composición de los eigenestados débiles ν_e y ν_μ en términos de los eigenestados de masa ν_1 y ν_2 . La evolución temporal de, digamos, el eigenestado débil ν_μ , estará dada, en términos de la evolución temporal de los eigenestados de masa que lo componen. Esta evolución temporal está dada por la fase $\exp(-iEt/\hbar)$, obteniendo:

$$|\nu_\mu\rangle = -\text{sen}\theta |\nu_1\rangle e^{-\frac{iE_1 t}{\hbar}} + \cos\theta |\nu_2\rangle e^{-\frac{iE_2 t}{\hbar}}. \quad (1.25)$$

E_1 y E_2 son las energías de los eigenestados de masa ν_1 y ν_2 , respectivamente. Los neutrinos tienen una masa muy pequeña y son partículas relativistas que viajan a una velocidad cercana a la velocidad de la luz llevando una cantidad de movimiento p . Suponiendo que los dos eigenestados

de masa que componen a cada eigenestado débil llevan la misma cantidad de movimiento [29], podemos hacer la aproximación

$$E_i \approx pc + \frac{m_i^2 c^3}{2p} \quad (i = 1, 2), \quad (1.26)$$

para la energía de cada eigenestado de masa. Substituyendo estas expresiones en la ecuación 1.25, obtenemos la evolución temporal del eigenestado débil:

$$|\nu_\mu(t)\rangle = e^{-\frac{ipct}{\hbar}} \left[-\text{sen}\theta |\nu_1\rangle e^{-\frac{im_1^2 c^3 t}{2p\hbar}} + \text{cos}\theta |\nu_2\rangle e^{-\frac{im_2^2 c^3 t}{2p\hbar}} \right]. \quad (1.27)$$

Pero $|\nu_1\rangle$ y $|\nu_2\rangle$ pueden escribirse también como combinaciones lineales de $|\nu_e\rangle$ y $|\nu_\mu\rangle$, de acuerdo a la ecuación matricial 1.23. Si hacemos esta substitución encontramos que la evolución temporal del eigenestado $|\nu_\mu\rangle$ está dada por:

$$|\nu_\mu(t)\rangle = e^{-\frac{ipct}{\hbar}} \left(-\text{sen}\theta \text{cos}\theta e^{-\frac{im_1^2 c^3 t}{2p\hbar}} + \text{sen}\theta \text{cos}\theta e^{-\frac{im_2^2 c^3 t}{2p\hbar}} \right) |\nu_e\rangle + e^{-\frac{ipct}{\hbar}} \left(\text{sen}^2\theta e^{-\frac{im_1^2 c^3 t}{2p\hbar}} + \text{cos}^2\theta e^{-\frac{im_2^2 c^3 t}{2p\hbar}} \right) |\nu_\mu\rangle \quad (1.28)$$

En la expresión anterior vemos que el eigenestado débil $|\nu_\mu\rangle$ está compuesto de una proporción diferente de los dos eigenestados débiles $|\nu_e\rangle$ y $|\nu_\mu\rangle$ en cada momento. Es decir, la identidad del estado $|\nu_\mu\rangle$ oscila entre estos dos estados débiles a lo largo del tiempo.

Por este motivo, en un momento dado existe una probabilidad de que al observar al estado débil $|\nu_\mu\rangle$, lo veamos como el estado $|\nu_e\rangle$ y otra de que lo veamos como el estado $|\nu_\mu\rangle$. Las probabilidades de que ocurran cada una de estas posibilidades están dadas por:

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= |\langle \nu_e | \nu_\mu \rangle|^2, \\ P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &= |\langle \nu_\mu | \nu_\mu \rangle|^2. \end{aligned} \quad (1.29)$$

Simplificando la ecuación 1.29, obtenemos la probabilidad de que al tiempo t , el neutrino del muón sea observado como un neutrino del electrón:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2 \left(\frac{c^2 \Delta m_{12}^2 x}{4p\hbar} \right), \quad (1.30)$$

en donde $\Delta m_{12}^2 = m_1^2 - m_2^2$ y x es la posición del neutrino, haciendo la aproximación $x \approx ct$. Si en este punto hacemos la aproximación a la energía del neutrino representada por el estado débil $|\nu_\mu\rangle$ es simplemente $E_\nu = pc$, entonces podemos escribir esta probabilidad como

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2 \left(\frac{c^4 \Delta m_{12}^2 x}{4\hbar c E_\nu} \right). \quad (1.31)$$

Si tomamos $c^4 \Delta m_{12}^2$ como la diferencia del cuadrado de las masas de los eigenestados de masa ν_1 y ν_2 en eV^2 , escribimos la energía del neutrino en MeV^2 , y la posición x en metros, la ecuación anterior se escribe:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2 \left(\frac{1.27 m_{12}^2 x}{E_\nu} \right). \quad (1.32)$$

A la ecuación anterior se le conoce como la *probabilidad de oscilación* del neutrino. Recibe este nombre porque la amplitud de probabilidad de observar al neutrino del muón como neutrino del electrón, es una función periódica de la posición x del mismo.

La probabilidad de que el neutrino del muón sea observado como él mismo tras haber recorrido la distancia x luego de ser creado, se encuentra de manera análoga, obteniéndose el resultado:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2 \left(\frac{1.27 m_{12}^2 x}{E_\nu} \right). \quad (1.33)$$

Como es de esperarse, estas dos probabilidades son complementarias a la unidad para todo valor de t . Podemos escribir estas probabilidades de oscilación de la siguiente forma:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \text{sen}^2(2\theta)\text{sen}^2\left(\frac{\pi x}{\lambda_{osc}}\right),$$
$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \text{sen}^2(2\theta)\text{sen}^2\left(\frac{\pi x}{\lambda_{osc}}\right),$$

en donde $\lambda_{osc} = 2.5E_\nu/\Delta m^2$, es la longitud de onda de la oscilación (dada en metros), es decir, la distancia entre dos máximos o dos mínimos de probabilidad.

Capítulo 2

Detección de neutrinos

2.1 Fuentes de neutrinos

Los neutrinos se producen en diferentes lugares y en diferentes proporciones en el universo: en el sol, en las explosiones de supernovas, en las colisiones de rayos cósmicos en la atmósfera, en los reactores nucleares, en los aceleradores de altas energías y en los procesos de decaimiento de núcleos radioactivos.

2.1.1 Neutrinos solares

En el sol los neutrinos son producidos a lo largo del proceso de fusión del hidrógeno en helio, formado por una cadena de reacciones nucleares que se divide principalmente en tres ramas, como se ve en la figura 2.1.

Las tres ramas se conocen comúnmente como *pp* y *pep*, Berilio-7 y Boro-8. Prácticamente toda la energía del sol es producida por la fusión de protones en núcleos de deuterio. El deuterio es convertido en Helio-4 siguiendo una de las tres rutas mostradas en la figura (a, b o c). De todas las reacciones mostradas, cuatro ocurren mediante procesos débiles de corriente cargada (cajas de colores), y producen neutrinos del electrón. Más del 95% de los neutrinos solares son producidos en las reacciones *pp* y *pep*.

Los neutrinos producidos en el interior del sol logran salir rápidamente hasta su superficie porque interactúan muy débilmente con la materia que encuentran a su camino hacia afuera, cosa que no sucede con los fotones que

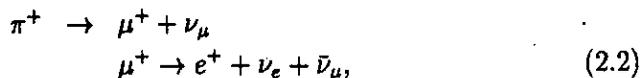
electrones y neutrones. El colapso del centro de la estrella se interrumpe abruptamente cuando los electrones y neutrones forman lo que se conoce como un gas de fermiones degenerado, en el que todos están muy cerca unos de otros, ocupando todos los estados de energía permisibles (por el principio de exclusión de Pauli) hasta un máximo, a diferencia de un gas ordinario en el que las partículas tienden a ocupar los niveles de energía distribuidos alrededor de la energía térmica promedio. Entonces el estado de las partículas que forman la protoestrella de neutrones es el de un gas prácticamente incompresible. Este efecto de incompresibilidad se conoce como presión de degeneración, y es producida principalmente por los electrones que aun forman parte del núcleo de la estrella.

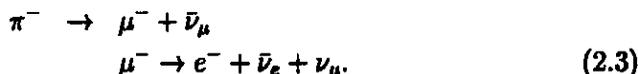
Cuando el material del exterior de la estrella comienza a caer hacia el centro, se va calentando poco a poco por la interacción con el enorme flujo de neutrinos que salen del centro de la estrella. El calentamiento se lleva a cabo desde el centro hacia afuera creando corrientes convectivas de material, lo que ocasiona un aumento en la presión dentro de la región comprendida entre la protoestrella de neutrones y la capa más externa de material, la cual comienza por soportar la capa exterior de material para posteriormente frenar su caída y reventarla, provocando una explosión de grandes proporciones.

2.1.3 Neutrinos atmosféricos

Continuamente rayos cósmicos llegan a la Tierra y son dispersados por las partículas que forman la atmósfera. Estos rayos son partículas provenientes del espacio como protones, neutrones, electrones, rayos gama, etc., que pueden llegar a tener energías muy elevadas.

Las colisiones de los protones de alta energía que vienen del espacio exterior, con los núcleos de los átomos en las capas altas de la atmósfera producen piones en grandes cantidades. Los piones son inestables y tienden a decaer por los procesos:





Los piones neutros π^0 tienden a decaer en rayos gama que se dispersan en la atmósfera sin producir reacciones secundarias importantes. Vemos que en estas reacciones hay una producción de neutrinos del muón del doble de los del neutrino del electrón.

2.1.4 Neutrinos producidos en reactores nucleares

En un reactor nuclear de fisión, el rompimiento de los núcleos por neutrones durante las reacciones en cadena da origen a núcleos inestables que tienden a bajar su nivel energético cambiando su identidad a lo largo de cadenas de decaimiento. Cada proceso de fisión da origen en promedio a seis decaimientos beta, cada uno acompañado de la emisión de un antineutrino.

2.1.5 Neutrinos producidos por aceleradores

Una fuente copiosa de neutrinos puede ser un acelerador de protones cuyo haz se hace chocar contra un blanco de agua. Cuando los protones acelerados chocan con los protones que forman las moléculas de agua, y si tienen la energía suficiente, se formarán piones positivos y negativos que tenderán a moverse en la dirección original de los protones de alta energía. Estos piones decaerán en muones y neutrinos por las reacciones antes mencionadas. Los muones y electrones (positivos y negativos), pueden ser detenidos por una placa de un metal como el cobre de espesor suficiente, pero los neutrinos pasarán y seguirán su trayectoria.

En una fuente de este tipo la mayor parte del haz de neutrinos está compuesto por los tipos ν_e , ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$, ya que los muones negativos son fácilmente capturados en el blanco de cobre antes de decaer. Este es el mecanismo mediante el cual se produce el haz de neutrinos del experimento LSND, en el cual un detector de antineutrinos del electrón es usado para medir las posibles oscilaciones de antineutrinos del muón a antineutrinos del electrón, y que se describe con más detalle en el capítulo 3.

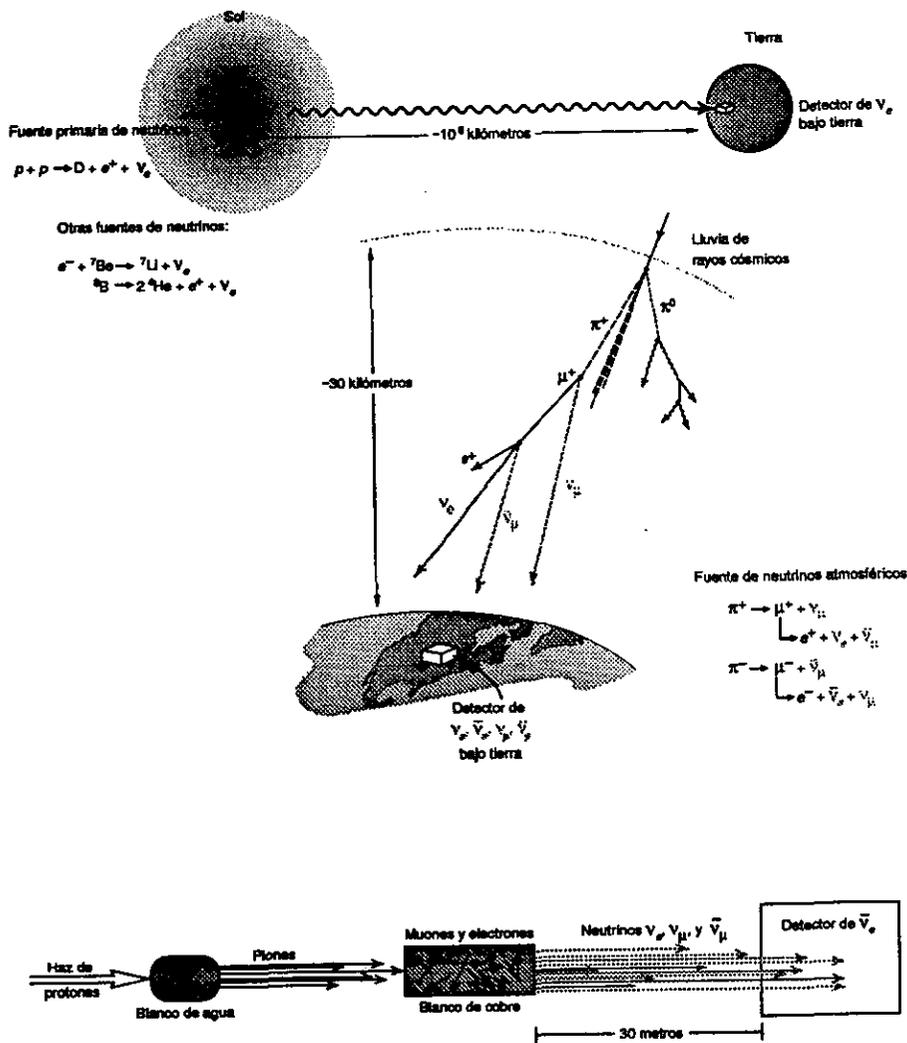


Figura 2.2: Ilustración esquemática de la producción de neutrinos en el sol(arriba); la atmósfera (en medio); un acelerador de partículas (abajo). El proceso ilustrado en la parte inferior de la figura es el proceso que utiliza el experimento LSND para producir el haz de neutrinos. Tomada de [39].

2.2 El descubrimiento del neutrino

El primer experimento capaz de detectar la presencia de los neutrinos fue el experimento de Savannah River [13], dirigido en la década de los 50's por Fred Reines y Clyde Cowan del *Los Alamos Scientific Laboratory*, en Nuevo México, USA. Reines y Cowan utilizaron como fuente de neutrinos un reactor nuclear de fisión y como detector un arreglo de dos tanques de plástico llamados "tanques blanco" (A y B en la figura 2.3), cuyo interior se llenó con una disolución de cloruro de cadmio en agua (200 L cada uno), ensandwichados por un arreglo de tres detectores de centelleo (I, II y III en la figura 2.3), con una capacidad para 1400 L de líquido centellador cada uno y 110 tubos fotomultiplicadores.

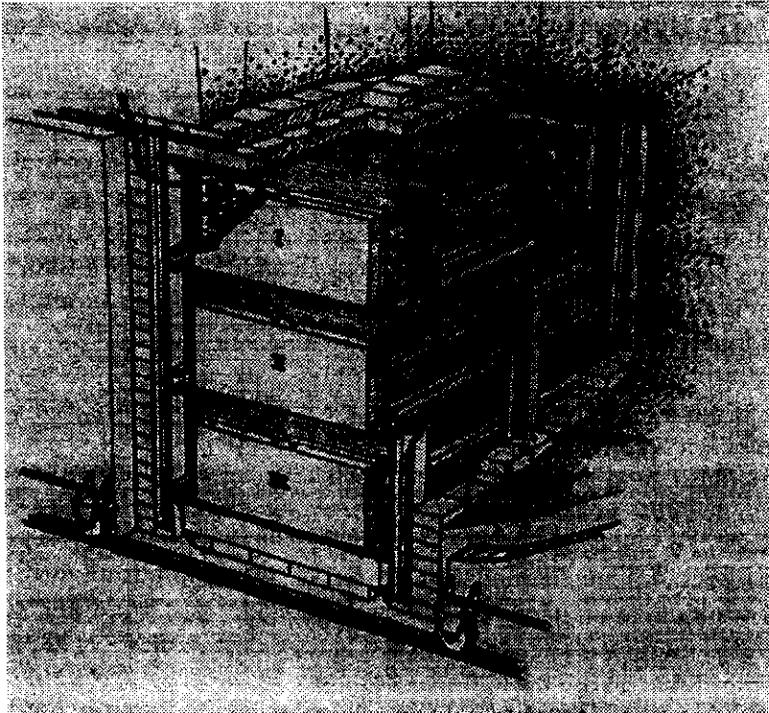


Figura 2.3: Arreglo de los tanques detectores del experimento de Savannah River con el que Reines y Cowan observaron por primera vez a los neutrinos provenientes del decaimiento beta inverso: $\nu_e p \rightarrow n e^+$. Tomada de [13].

La reacción observada por Reines y Cowan fue el decaimiento beta inverso. Un antineutrino proveniente del reactor interactuaría con un protón dentro del agua de uno de los tanques blanco dando origen a un positrón y a un neutrón:



El positrón al moverse encontraría un electrón dentro del mismo tanque blanco donde fue producido causando su aniquilación y la aparición de un par de rayos gama con una energía de alrededor de 0.51 MeV cada uno. Posteriormente estos rayos gama alcanzarían a salir del tanque blanco en direcciones opuestas entrando cada uno a uno de los dos detectores de centelleo que se encuentran a los lados del tanque blanco donde fue capturado el antineutrino.

Los rayos gama que entran a los detectores de centelleo son dispersados por los electrones del medio por dispersión de Compton, causando el movimiento de estas partículas cargadas a través del líquido centellador y produciendo a su paso la emisión de luz, que es detectada por los tubos fotomultiplicadores. El proceso de dispersión de los rayos gama dura unos cuantos nanosegundos, y durante ese tiempo los tubos fotomultiplicadores envían pulsos de corriente con una amplitud total que es proporcional a la energía inicial de los rayos gama.

Pero no sólo el positrón producido en la reacción es observado. El neutrón, que aparece al mismo tiempo, es capturado por los núcleos de cadmio presentes en el tanque blanco unos cuantos microsegundos después. El cadmio presenta una sección transversal de reacción elevada para el proceso de captura de neutrones, por lo que fue elegido por Reines y Cowan para producir este efecto. Cuando un neutrón es capturado por un núcleo de cadmio el resultado es un núcleo en un estado excitado que bajará su nivel de energía emitiendo rayos gama con una energía total de unos 9 MeV. Estos rayos gama serán detectados de la misma forma que los provenientes de la aniquilación del positrón, y deberán producir señales similares a aquellos en los detectores vecinos al tanque blanco donde se produjo la reacción.

Dependiendo de cual sea el tanque blanco en el que el antineutrino interactúe con un protón, las señales de rayos gama, provenientes ya sea de la

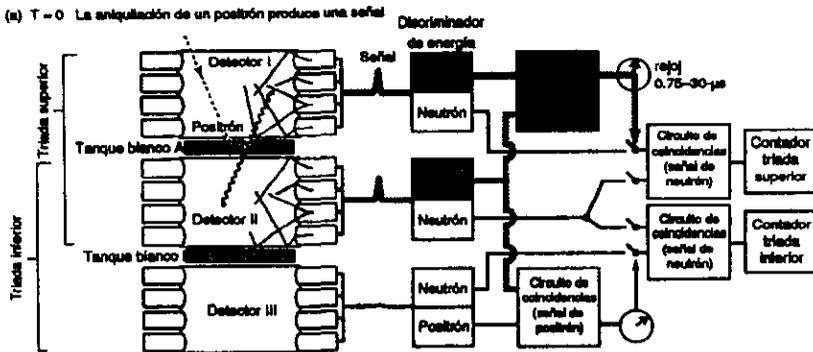


Figura 2.4: La aniquilación de un positrón en uno de los tanques blanco produce dos rayos gamma, los cuales al entrar a los detectores de centelleo producen luz al comunicar energía a los electrones del medio (dispersión de Compton). Si el par de señales tiene una energía de entre 0.2 y 0.6 MeV y están separadas por menos de $0.2 \mu s$, se etiquetan como la señal de un positrón aniquilado. Tomada de [13],

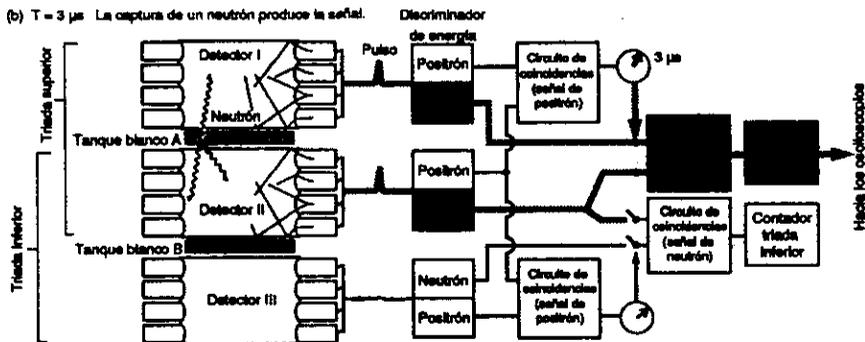


Figura 2.5: Un neutrón que sea capturado en el tanque blanco donde se produjo la detección de un positrón aniquilado, en los $30 \mu s$ posteriores a este, produce rayos gamma que son observados en los detectores. Si la energía de estos rayos gamma es superior a los 0.2 MeV en cada tanque detector y ocurren en un intervalo de tiempo de $0.2 \mu s$. Tomada de [13].

aniquilación del positrón o de la captura del neutrón, saldrán de los tanques detectores I y II o II y III. Así mismo, dependiendo de la intensidad de esas señales se determina si el rayo detectado en cada tanque tiene la energía correspondiente a un evento de aniquilación o de captura de un neutrón.

En la figura 2.4 se muestra cómo un evento de tipo positrón produce un par de rayos gama que van a los detectores I y II. Cada uno de estos rayos producirá pulsos de luz en los tanques que los fototubos convertirán en señales eléctricas y enviarán a un circuito discriminador, el cual las aceptará si se encuentran en el intervalo de energías entre 0.2 y 0.6 MeV cada una. Si las señales son aceptadas por cada circuito discriminador (uno por tanque), se enviarán a un circuito de coincidencias que verificará que lleguen con un retraso inferior a los $0.2 \mu\text{s}$ una de la otra. Si cumplen con esto las señales se marcarán como señales de un positrón y en ese momento se cerrará un circuito que permitirá detectar señales provenientes de la captura de neutrones durante un tiempo de $30 \mu\text{s}$.

En la figura 2.5 se muestra el proceso de detección de la captura de un neutrón. Una vez que el circuito de coincidencias para eventos de captura de neutrones ha sido activado gracias a la detección previa de una señal de positrón, un neutrón que sea capturado dentro de los $30 \mu\text{s}$ posteriores a este evento producirá un conjunto de rayos gama que se detectarán en el mismo par de detectores que los del evento de positrón. Las señales de los detectores se enviarán a un discriminador que las aceptará si su energía es superior a los 0.2 MeV en cada tanque. Además, si la energía total de las señales provenientes de ambos tanques está en el rango de 3 a 11 MeV pasarán al circuito de coincidencias para los eventos de captura de neutrones en donde se verificará que estén separadas unas de otras por un intervalo inferior a los $0.2 \mu\text{s}$.

La diferencia de tiempo típica entre las señales de positrón y las de captura de neutrones que provienen de la reacción de decaimiento beta inverso es de $3 \mu\text{s}$, y la distribución de eventos en función de esta diferencia decae exponencialmente de tal forma que prácticamente todos los eventos de tipo neutrón que ocurren a después de $10 \mu\text{s}$ de un evento de positrón provienen seguramente del ruido de fondo. Reines y Cowan encontraron que la razón de eventos favorables a eventos provenientes del ruido era de 4 a 1, es decir que por cada cuatro eventos que cumplían todas las características a lo largo del proceso de detección, uno no debía considerarse como válido.

Para llegar a esta conclusión tuvieron que acumular datos experimentales durante 900 horas con el reactor encendido, y durante 250 horas con el reactor apagado, así como realizar diversas pruebas para asegurarse de que las señales que observaban provenían de la captura de un antineutrino por un protón. Por ejemplo, para checar la señal del positrón, compararon los pulsos en coincidencia que formaban un evento de positrón con aquellos producidos durante una prueba corrida con una fuente de positrones disuelta en los tanques blanco (cobre-40). Para verificar la señal de captura de neutrones duplicaron la cantidad de cadmio en el agua de los tanques blanco y observaron una disminución del tiempo típico de captura, como lo esperaban. Posteriormente verificaron que la señal era proporcional al número de protones blanco llenando los tanques con una mezcla de agua pesada (D_2O), y observaron una disminución en la señal, correspondiente a la disminución en el número de protones y, por consiguiente, en la sección total de reacción efectiva para los neutrinos en el decaimiento beta inverso, respecto al detector.

Los resultados del experimento fueron enviados a W. Pauli el 14 de Junio de 1956 en un telegrama diciendo: *“Nos alegra informarle que definitivamente hemos detectado neutrinos provenientes de fragmentos de fisión observando el decaimiento beta inverso de protones. La sección transversal observada concuerda bien con el valor esperado de seis por diez a la menos cuarenta y cuatro centímetros cuadrados.”* [40] Reines recibió el premio Nobel por su descubrimiento del neutrino hasta 1995. Clyde Cowan había muerto para entonces.

2.3 Detectores de Neutrinos

Debido a que los procesos de interacción de los neutrinos tienen una sección eficaz de reacción extraordinariamente pequeña, el uso de detectores de gran tamaño y la larga duración de los experimentos son imperativos [2, 3, 4].

Existen diferentes tipos de detectores de acuerdo a la energía o el origen de los neutrinos que se deseen detectar.

2.3.1 Detectores de neutrinos solares y atmosféricos

Los neutrinos solares tienen energías de entre 0 y 20 MeV, dependiendo del tipo de reacción nuclear de la que provengan. Bajo tierra, bajo el agua o bajo hielo, los detectores hechos para observarlos son capaces de percibir ya sea el cono de radiación de Cerenkov emitido cuando un neutrino interactúa con el agua (como Kamiokande o Super-Kamiokande [23]), o la transformación de átomos estables en radioactivos por su interacción con un neutrino (por ejemplo Cloro 37 proveniente de Argón en el experimento Homestake [4], o Germanio 71 proveniente de Galio como en el experimento Gallex).

Gallex

Este experimento se encuentra bajo la montaña de Gran Sasso, cerca del túnel que une a Francia e Italia. El detector consiste en un contenedor con 12.2 toneladas de Galio 71 hidratado, el cual, tras interactuar con un neutrino solar, se convierte en Germanio 71, un isótopo radioactivo con una vida media de 11.43 días. Todos los átomos de Galio 71 y los posibles átomos de Germanio 71 producidos, son filtrados a través de un sistema químico aislando con gran eficiencia y pureza a los átomos de Germanio 71, que son detectados y contados gracias a su radioactividad, dando el número de interacciones de neutrinos.

Los resultados de este experimento indican que existe un déficit de un 40% de neutrinos respecto a los predichos por el modelo estándar midiendo 70 SNU, cuando la predicción es de 132 SNU (1 SNU = 1 neutrino por segundo por 10^{36} átomos de material detector).

Homestake

Se localiza en la mina de Homestake, en Dakota del Sur, USA. El detector, construido en 1976 en el laboratorio de Brookhaven, contiene 615 toneladas de tetracloroetileno. Bajo la interacción de un neutrino, el Cloro 37 se transforma en Argón 37, que es radioactivo con una vida media de 35 días. Como en Gallex, el Argón 37 es aislado y su radioactividad es medida. El número de átomos de Argón 37 observados, es igual al número de interacciones de neutrinos. Datos acumulados a lo largo de 24 años (1969 a 1993), arrojan un flujo de 2.5 SNU, cuando la teoría predice 8 SNU para este detector. Esto representa un déficit del 69%.

Super-Kamiokande

Este es el experimento más sensible a las interacciones de neutrinos que se ha diseñado. Se localiza en la mina de Kamioka, en Japón, a una profundidad de 1000 m. El detector es un tanque cilíndrico de unos 40 m de alto por 40 m de diámetro, conteniendo cerca de 50,000 toneladas de agua de alta pureza y monitoreado por alrededor de 13,000 tubos fotomultiplicadores. Es un detector de tipo Cerenkov, capaz de observar el cono de radiación producido por partículas cargadas relativistas que se mueven a través de él, identificando las interacciones tanto de neutrinos del electrón como de neutrinos del muón con electrones y muones, respectivamente. Este experimento dió a conocer [23] en 1998 sus resultados a favor de la hipótesis de oscilación $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ al encontrar una asimetría en el flujo de neutrinos atmosféricos que entraban al detector por su parte superior y su parte inferior. Los neutrinos que tenían que atravesar la tierra para llegar al detector oscilaban en neutrinos de la partícula tau y se volvían invisibles a los ojos del detector.

2.3.2 Detectores de neutrinos cósmicos

Neutrinos con energías elevadas son producidos en procesos energéticos como las explosiones de supernovas, en los agujeros negros, las estrellas de neutrones y cuasares, entre otros. Estos neutrinos son conocidos como neutrinos cósmicos, y han llamado la atención de cosmólogos y astrofísicos en los últimos años. Detectores especiales como AMANDA (“Antartic Muon and Neutrino Detector Array”), han sido construidos para buscar las fuentes de estos neutrinos, los cuales traerían posiblemente información sobre los acontecimientos más violentos en el universo.

AMANDA

El detector AMANDA consiste en un volumen cilíndrico de hielo de la Antártida de 120 m de diámetro y 400 m de largo, situado a una profundidad de 1 km bajo la superficie del hielo, rodeado por 422 tubos fotomultiplicadores arreglados en anillos concéntricos. Los fototubos observan la radiación de Cerenkov producida por partículas relativistas (muones y electrones), que se mueven a través del hielo tras ser producidas por la interacción de un neutrino cósmico de alta energía. El gran tamaño del detector permitiría seguir la trayectoria de muones energéticos a lo largo de hasta 400 m, permitiendo

determinar la dirección del neutrino que lo produjo. Este enorme detector se planea expandir incluyendo un volumen mayor de hielo en un futuro cercano. Una de las ambiciones de la expansión de AMANDA es tratar de observar evidencia de oscilaciones de neutrinos en la escala cósmica.

2.3.3 Detectores cerca de reactores nucleares

Los antineutrinos producidos en los reactores nucleares son emitidos en gran cantidad y tienen una energía promedio de 4 MeV. Los detectores de neutrinos de este tipo utilizan el decaimiento beta inverso $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ para detectar antineutrinos. Son capaces de detectar los fotones emitidos cuando el neutrón es absorbido por la materia y cuando el positrón creado en la interacción se aniquila con un electrón. Este método de detección fue usado por Reines y Cowan en 1956 para detectar por primera vez al neutrino, y en experimentos recientes como CHOOZ.

CHOOZ

Se ubica al norte de Francia, a 1 km de la planta nuclear de CHOOZ, a unos 100 metros bajo la superficie de la Tierra. Los antineutrinos que salen del reactor nuclear a 1 km de distancia del detector, interactúan con 300 litros de material centellador dopado con Gadolinio, en un recipiente transparente de acrílico. La interacción genera un positrón y un neutrón, cada uno produciendo fotones que son colectados por tubos fotomultiplicadores situados alrededor del recipiente. Los resultados de este experimento estuvieron en contra de la hipótesis de oscilación para parámetros $\sin^2 2\theta$ mayor a 0.18 y Δm^2 mayor a $0.9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

2.3.4 Detectores con un haz de neutrinos

Actualmente, los neutrinos generados por aceleradores tienen energías de entre 10 MeV y 100 GeV. Los detectores en este caso identifican las partículas provenientes de las interacciones de alta energía de neutrinos con protones, neutrones o electrones en el material detector. Los haces de neutrinos son producidos usando haces de protones de aceleradores, dirigidos en contra de un blanco (agua, por ejemplo), y luego filtrados a través de un material denso (cobre, acero, concreto, etc.). Este tipo de detección se utilizó en el experimento de Brookhaven con el que se descubrió el neutrino del muón en

1962, en el experimento CHARM II en 1974, en NOMAD en 1995, y en el experimento LSND (1993-1997), por mencionar unos cuantos ejemplos.

NOMAD

Localizado en el CERN, es un conjunto de 144 cámaras de arrastre que componen el blanco principal, un detector de transición que identifica electrones, y un calorímetro electromagnético. La meta del experimento era buscar ν_τ en un haz de ν_μ , obtenidos de un haz de protones del acelerador SPS del CERN. La interacción de un ν_τ produciría una partícula tau que sería reconocida por sus productos de decaimiento. Este experimento no encontró evidencia de las oscilaciones buscadas para $\sin^2 2\theta$ mayor a 4.2×10^{-3} y Δm^2 mayor a 1 eV^2 .

KARMEN

Este es un experimento que busca evidencia de oscilaciones de neutrinos de energía media (de 0 a 58 MeV), y sus resultados son comparables, en principio, con los del experimento LSND. KARMEN [16] utiliza una fuente de ν_μ , ν_e y $\bar{\nu}_\mu$. El análisis de sus datos de 1993 a 1998 indica que no hay evidencia de oscilaciones de neutrinos del tipo $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Este resultado no excluye al del análisis DAR del experimento LSND debido a que KARMEN tiene un gran número de eventos de fondo en su muestra final de eventos, lo que lo hace tener una sensibilidad inferior a LSND. En 1996 se puso en práctica un mejoramiento de la técnica de experimental de KARMEN para disminuir el fondo y aumentar la sensibilidad del experimento, arrojando hasta el momento resultados similares a los obtenidos antes. En los próximos años se espera poder comparar de nuevo los resultados de KARMEN y LSND con una estadística mayor. Actualmente las dos colaboraciones trabajan en la comprensión de las discrepancias entre sus resultados basándose en el problema de la sensibilidad de KARMEN y perfeccionando el análisis de LSND, parte en la cual tiene su fundamento el presente trabajo.

Capítulo 3

El experimento LSND

En los últimos años la idea de que el modelo estándar debe ser extendido para incluir neutrinos que tienen una masa finita distinta de cero, ha ganado aceptación en la comunidad científica dedicada al estudio de las partículas elementales. El déficit de neutrinos solares [28], y las indicaciones de anomalías en los eventos de neutrinos atmosféricos [23], conducen a la posibilidad de que las oscilaciones de neutrinos pueden ocurrir, implicando la no conservación del número leptónico de familia y la existencia de neutrinos con masas finitas.

El experimento LSND, desarrollado en el *“Los Alamos Neutron Science Centre”* (LANSCE), del Laboratorio Nacional de Los Alamos en Nuevo México, Estados Unidos, fue diseñado para buscar evidencia de este proceso en dos posibles formas: (1) observando neutrinos provenientes del decaimiento de muones en reposo, y (2) observando neutrinos provenientes del decaimiento de piones en movimiento. Estas dos ramas del experimento se encriptan bajo los acrónimos DAR (Decay At Rest), y DIF (Decay In Flight). En este trabajo se desarrolla el análisis DAR para llegar al cálculo de la probabilidad de oscilación, empleando datos experimentales adquiridos durante el período 1993 a 1997. Las partes del análisis y técnicas empleadas (descritas en los capítulos siguientes) constituyen la contribución principal de esta tesis. Los resultados que se derivan de ellas son originales y serán publicados en un futuro.

Para una descripción del análisis DIF véanse las referencias [20] y [21].

3.1 Método experimental

El detector utilizado en este experimento recibe el nombre de LSND (*Liquid Scintillator Neutrino Detector*), y fue diseñado para detectar neutrinos producidos al hacer colisionar protones de 800 MeV con un blanco de agua, mientras el resto de los productos de esta colisión eran absorbidos por una barrera de cobre (*beam stop*). La meta principal era buscar la transmutación de neutrinos del muón en neutrinos del electrón de dos maneras complementarias. La propuesta del experimento [5], fue entregada en 1989 y comenzó a operar en 1993. Los primeros resultados fueron publicados en 1995 [17], contemplando el análisis de los neutrinos provenientes del decaimiento de muones en reposo (DAR), y en 1998 se publicó el análisis de los neutrinos provenientes del decaimiento de piones en vuelo (DIF) [20, 21].

Para el análisis de decaimiento de muones en reposo (DAR), el blanco debía ser una fuente copiosa de $\bar{\nu}_\mu$ en un rango particular de energías, con una componente pequeña de $\bar{\nu}_e$. El detector debía ser capaz de detectar las interacciones de los $\bar{\nu}_e$ y separarlas de las de otros tipos de neutrinos, incluyendo las de los ν_e producidos en gran cantidad en el mismo blanco. La observación de interacciones de $\bar{\nu}_e$ en exceso sobre las esperadas de procesos convencionales, sería interpretada como evidencia de oscilaciones de neutrinos. Sin embargo debe hacerse notar que, aunque este experimento se concentra en la hipótesis de oscilación, cualquier proceso no convencional en el que se produzcan $\bar{\nu}_e$, ya sea en la producción en el blanco, en vuelo o en el detector mismo, daría una señal positiva en esta búsqueda. Un buen ejemplo de estos procesos no convencionales puede ser el decaimiento del muón $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$, en el que se viola el número leptónico de familia.

3.1.1 La fuente de neutrinos de LSND

El acelerador y el blanco de agua producen piones en gran cantidad. La mayoría de éstos llegan al reposo en el bloque de cobre situado después del blanco de agua y decaen a través de la secuencia

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \end{aligned} \quad (3.1)$$

produciendo $\bar{\nu}_\mu$ con una energía máxima de 52.8 MeV [19]. El flujo como función de la energía de los $\bar{\nu}_\mu$ está bien estudiado [10], y se conoce con una precisión del 7%. El espacio abierto entre el blanco de agua y el bloque de cobre es corto comparado con la longitud de decaimiento de los piones, por lo que sólo una pequeña fracción (3.4 %), decaen en vuelo si provienen de la reacción 3.1. Una fracción mucho menor (aproximadamente un 1%), de los muones producidos decaen en vuelo.

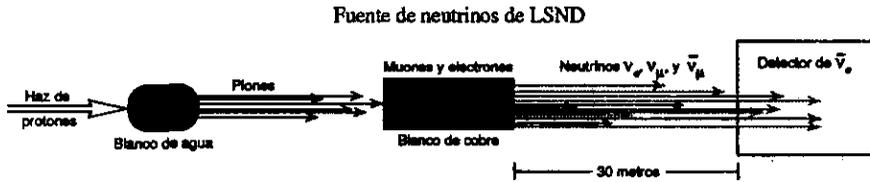


Figura 3.1: La fuente de neutrinos de LSND. Piones positivos decaen en muones positivos y antineutrinos del muón. Aproximadamente sólo 5 de cada 10,000 piones (positivos y negativos), producen un $\bar{\nu}_e$. La fuente produce principalmente $\bar{\nu}_\mu$. Tomada de [34].

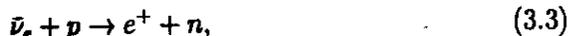
La cadena que comienza con los piones negativos π^- , produce sólo un pequeño número de $\bar{\nu}_e$, ya que la mayoría de los piones y muones negativos son absorbidos incluso en el mismo blanco de agua. La producción de piones positivos en el blanco del acelerador del LANSCE, excede a la de los piones negativos en un factor de 8. Los piones negativos que alcanzan a llegar al bloque de cobre son capturados antes de que decaigan, por lo que únicamente los piones negativos que decaen en vuelo contribuyen con un ruido de $\bar{\nu}_\mu$. Prácticamente todos los muones negativos que se producen por el decaimiento de los piones negativos en vuelo, son capturados en el bloque de cobre en el proceso análogo a la captura electrónica (88%), produciendo un ν_μ , mientras que el 12% restante logra decaer y producir un $\bar{\nu}_e$.

La proporción relativa de $\bar{\nu}_e$ provenientes de los piones y muones negativos que logran decaer, respecto a los $\bar{\nu}_\mu$ que se producen a través del canal positivo puede estimarse a partir de las fracciones anteriores, y se encuentra que es aproximadamente:

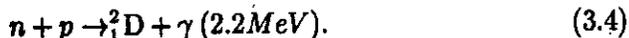
$$(1/8) \times 0.034 \times 0.12 \approx 5 \times 10^{-4} \frac{\bar{\nu}_e}{\nu_\mu + \nu_e + \bar{\nu}_\mu}. \quad (3.2)$$

Según este cálculo, sólo 5 de cada 10,000 piones producen un $\bar{\nu}_e$.

LSND detecta $\bar{\nu}_e$ a través de la reacción:

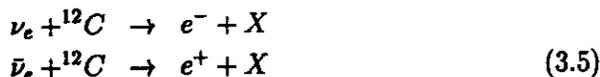


proceso con una sección transversal de reacción bien conocida [7], seguida por la reacción de captura del neutrón



La *huella* de la interacción de un antineutrino del electrón para el análisis de decaimiento en reposo (DAR), consiste en una señal tipo electrón (positrón), seguida de un fotón de 2.2 MeV correlacionado con la primera señal en posición, tiempo y energía.

Para la búsqueda del decaimiento en vuelo (DIF), electrones provenientes de las reacciones



son estudiados y los resultados son comparados con los de la búsqueda DAR. En principio, las oscilaciones $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ tienen los mismos parámetros que las oscilaciones $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

Aunque el espectro de energías de los electrones (positrones) del análisis DIF es más ancho que el de los electrones (positrones) del análisis DAR, el fondo proveniente de procesos convencionales es inferior en el análisis DIF.

3.1.2 El tanque detector

El detector se localiza a unos 30 m de la fuente de neutrinos y está escudado por el equivalente a 9 m de acero, además de encontrarse bajo tierra para reducir el flujo de rayos cósmicos a través de él. Una vista esquemática de la disposición del detector y la fuente se muestra en la figura 3.2.

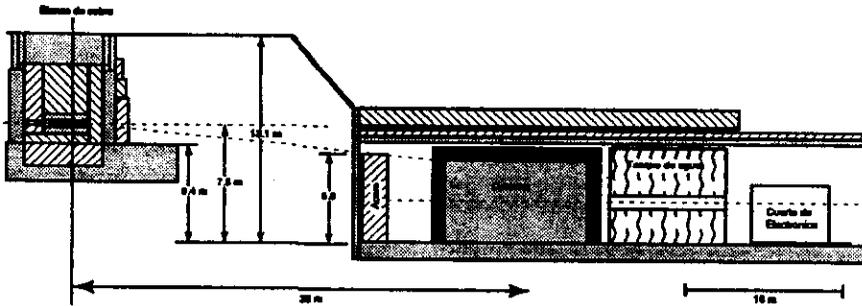


Figura 3.2: El blanco de cobre se encuentra a unos 30 m de distancia del detector, distancia a través de la cual se permite que los neutrinos que escapan del blanco de cobre, oscilen: $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

El detector consiste en un tanque cilíndrico de 8.7 m de largo y 5.7 m de diámetro en cuyas paredes internas se encuentran 1220 tubos fotomultiplicadores [1], de 8 pulgadas de diámetro cada uno, cubriendo en total un 25% de su superficie interna. El tanque se llena con 167 toneladas de aceite mineral (C_nH_{2n} , donde n varía de 22 a 26), con una pequeña cantidad disuelta de PBD-butilo [22] como centellador (0.031 g/L). Esta mezcla permite detectar radiación de Cerenkov producida por partículas cargadas relativistas en movimiento a través del tanque, así como luz isotrópica de centelleo producida por partículas con energías más bajas, produciendo alrededor de 33 fotoelectrones por MeV depositado en el aceite. Lo anterior resulta en la capacidad de identificación de e^\pm , localización de vértices de interacción e identificación de la trayectoria de los e^\pm . Los sistemas electrónicos de adquisición de datos [37], fueron diseñados explícitamente para detectar y correlacionar eventos separados por un intervalo de tiempo.

El escudo vetador

El detector se encuentra inmediatamente cubierto por un escudo arqueado llamado vetador (*Veto shield*) que cubre al detector por todas partes excepto por el suelo, y cuya capa más interna es una placa de plomo de 15 cm de ancho. Esta capa detiene una gran cantidad de fotones accidentales que se dirigen hacia el volumen sensible del detector y a la vez detiene una cierta cantidad de rayos cósmicos. Pero esto no es suficiente para eliminar el fondo

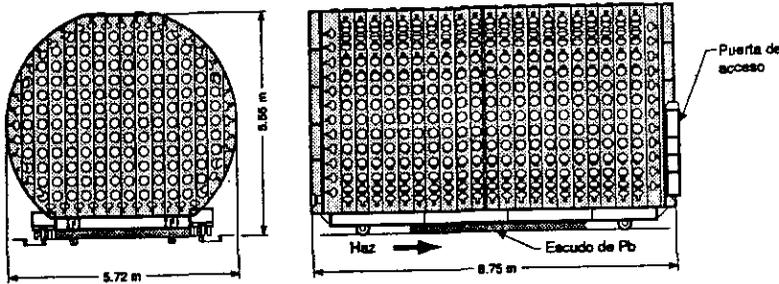


Figura 3.3: Un 25% de la superficie interna del tanque detector de LSND se encuentra cubierta por los 1220 tubos fotomultiplicadores Hamamatsu de 8 in de diámetro, que observan todo lo que ocurre en el interior del tanque.

producido por los rayos cósmicos. Un flujo constante de ≈ 4000 muones atraviesa el detector cada segundo. Con el fin de identificar estas partículas constituyentes del fondo, la pared externa del escudo vetador se encuentra cubierta por 292 tubos fotomultiplicadores que apuntan hacia el interior del tanque. El espacio entre las paredes del escudo (15 cm), se encuentra lleno con la misma mezcla de aceite mineral y líquido centellador que el tanque mismo. Así, los muones que penetran al detector con una frecuencia de 4 kHz, dejan una traza de luz de centelleo en el escudo en su camino hacia el volumen sensible del detector. Eliminando los eventos en los que más de unos cuantos tubos del escudo vetador son activados, se logra eliminar el 99.999% de los eventos inducidos por rayos cósmicos.

3.2 Sistema de adquisición de datos experimentales

El sistema de adquisición de datos (DAQ), de LSND provee al experimento de una manera eficiente de seleccionar eventos con las características de interacciones de neutrinos, y de la eliminación de señales de fondo provenientes de procesos como la radioactividad natural y los rayos cósmicos, las cuales sobrepasan en número a las señales de interés.

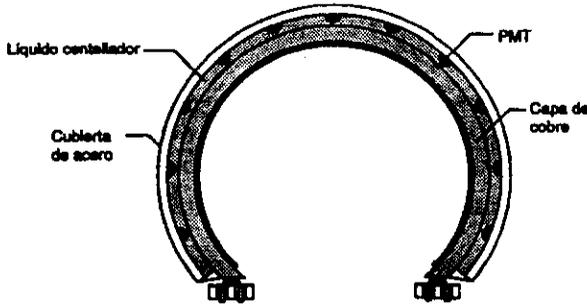


Figura 3.4: El escudo vetador cubre al tanque detector por todas partes excepto el piso, por donde penetran una gran cantidad de eventos que dan origen a señales de fondo. Este instrumento permite eliminar casi en su totalidad los eventos producidos por rayos cósmicos, que superan en número a las señales de interés.

La luz producida por las interacciones de partículas en el detector es capturada por los tubos fotomultiplicadores en su interior, los cuales envían pulsos de voltaje con una amplitud proporcional a la cantidad de luz que capturan. La amplitud de cada pulso de voltaje y el tiempo al cual es producido respecto a un reloj global, son codificados, digitalizados y enviados finalmente a una memoria circular¹ a direcciones de memoria etiquetadas por el tiempo al cual la señal es producida. Cada tubo fotomultiplicador está conectado a un búfer de memoria circular, con 2,047 espacios disponibles, los cuales reciben una pareja digitalizada de carga-tiempo (q, t) proveniente de un tubo cada 100 ns, intervalo controlado por el reloj global. Así, cada 204.7 μs un búfer de memoria circular comienza a reescribirse, substituyendo la información que contiene por información más reciente.

Cada tiempo T (medido en unidades de 100 ns), la información de la carga q del pulso producido por un tubo y el tiempo t al que ocurrió (con una precisión de ± 5 ns), es enviada a la siguiente dirección de memoria del búfer circular. Esta dirección de memoria es etiquetada con el tiempo T del sistema. Si al tiempo T del sistema un tubo no es activado, se asignan los valores $q = 0$ y $t = 0$, y esta información se escribe en la dirección de memoria etiquetada con el tiempo global T . En promedio cada tubo en el tanque

¹Memoria que se sobrescribe cada cierto intervalo de tiempo.

es activado cada $200 \mu\text{s}$, por lo que los datos en la mayoría de las direcciones de memoria son ceros.

De esta forma, cada búfer circular retiene historias de $204.7 \mu\text{s}$ de su fototubo correspondiente. El sistema de adquisición de datos puede acceder a cualquier porción de esta historia para los 1512 tubos con los que cuenta el detector, lo que le da la capacidad de establecer historias de $204.7 \mu\text{s}$ de todo lo que ocurre en el tanque y el escudo vetador.

La tarea principal del sistema de adquisición de datos es almacenar la información de la actividad del tanque de una manera intelegible para la computadora de análisis. Para lograr esto una computadora es la encargada de identificar a los dos tipos de eventos: los eventos *primarios* y los eventos *secundarios*. Los eventos primarios consisten en actividades en el tanque que depositan una energía superior al umbral de 4 MeV . Cuando el sistema de adquisición de datos DAQ identifica un evento primario, toma de su memoria a corto plazo todo lo que ocurrió en el tanque y el escudo vetador durante los $6 \mu\text{s}$ previos a la detección (información que se encuentra en las direcciones de memoria con etiquetas de tiempo anteriores a la detección del evento), y continúa detectando y asociando a ese mismo evento todos los eventos *tipo rayo gama* que ocurran durante los siguientes $1000 \mu\text{s}$ (1 ms).

La identificación en línea de los eventos primarios y secundarios se lleva a cabo en dos etapas: (1) por medio de circuitos sumadores se cuentan cuántos fototubos fueron activados en el intervalo marcado por el tiempo T . Si al tiempo T del reloj global, al menos 21 fototubos dentro del tanque y menos de 4 del escudo vetador fueron activados, la señal se etiqueta como *candidato a rayo gama*; si al menos 150 fototubos dentro del tanque y menos de 4 en el escudo son activados, la señal se etiqueta como *candidato a positrón*. Los muones de rayos cósmicos típicamente activan entre 250 y 1000 o más fototubos en el tanque. (2) Cuando un evento primario o un evento secundario es identificado por la etapa (1), se verifica que no haya actividad en el tanque ni el escudo en los $15 \mu\text{s}$ previos a la identificación, pidiendo a cada búfer circular la información correspondiente a las etiquetas de tiempo $T - 150 \times 100 \text{ ns}$ a T . Si en esta ventana de tiempo existe alguna actividad sospechosa en el escudo, el evento es ignorado y su información no se guarda en la memoria a largo plazo. La vida media del muón es de $\approx 2 \mu\text{s}$, por lo que pidiendo que no haya actividad en un margen de 7 vidas

medias del muón antes de un evento de tipo positrón se puede estar seguro de que el evento no provino del decaimiento de un muón en el interior del tanque.

Las señales que pasan la primera etapa del proceso de identificación llegan a razón de una por cada $60 \mu\text{s}$, pero luego de la segunda etapa únicamente una por cada 10 ms es observada. Después de unos 400 ns de que se ha encontrado un evento primario limpio sin historia previa, una señal es enviada a cada búfer circular para que libere la información detallada del evento (su historia previa hasta $6 \mu\text{s}$, que es utilizada para checar doblemente si el evento primario no proviene de los rayos cósmicos. La información de los búferes circulares es enviada a una memoria temporal donde las parejas (q, t) asociadas al evento primario y las correspondientes a la actividad de tipo rayo gama en el siguiente milisegundo se van ordenando conforme van llegando. Finalmente estas parejas se guardan en cintas magnéticas para su análisis posterior, ordenándose en un mismo grupo de parejas (q, t) todas aquellas señales correspondientes a un solo evento primario y sus historias pasada ($6 \mu\text{s}$) y futura (1 ms).

Una computadora de análisis toma los conjuntos de datos (q, t) y efectúa la reconstrucción de los eventos primarios y secundarios: Primero, identifica al evento primario analizando las parejas (q, t) correspondientes a la etiqueta de tiempo del evento según el reloj global (en el caso de los positrones encuentra el cono de radiación Cerenkov y una esfera de luz de centelleo y determina la posición y trayectoria de la partícula); luego analiza los conjuntos de parejas (q, t) de las actividades futuras y encuentra la posición y energía de los rayos gama que ocurren en la ventana de 1 ms después del evento primario.

Armada con esta información, la computadora encargada del análisis trata de establecer correlaciones en espacio, tiempo y energía entre el evento primario (tipo positrón), y los eventos secundarios (tipo rayo gama). Cuando una correlación se ajusta a la que debe tener la interacción de un neutrino², la información correspondiente a ese evento primario se guarda en una cinta magnética y el evento se etiqueta como un candidato a neutrino.

²Los eventos primario y secundario deben ocurrir a unos $186 \mu\text{s}$ uno del otro; el evento secundario debe activar entre 21 y 50 fototubos, y deben estar separados por unos 60 cm .

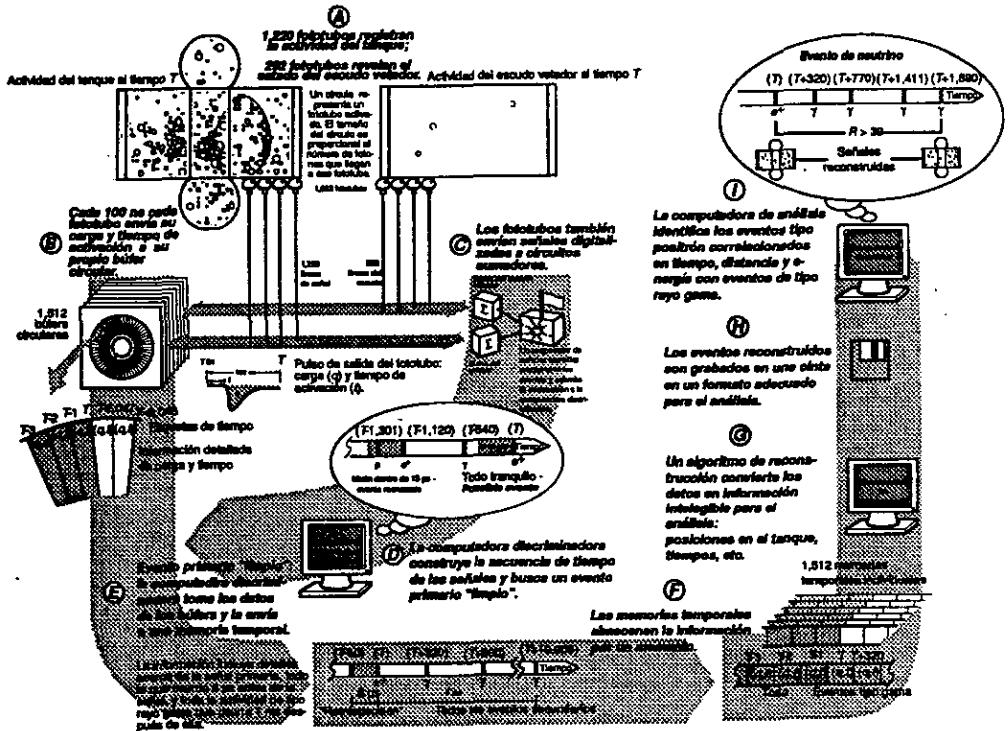


Figura 3.5: Proceso de adquisición de datos y reconstrucción de eventos del experimento LSND. Las señales producidas por los fototubos en los diferentes instantes del tiempo marcado por un reloj global son almacenadas como parejas (q, t) en un búfer de memoria que se sobrescribe cada 204 μs . De acuerdo al número de fototubos que un evento active se etiqueta como primario o secundario. Los eventos primarios que presenten actividad en una ventana de tiempo de 6 μs antes de su detección son rechazados. Los eventos primarios son almacenados en conjunto con sus eventos secundarios asociados y son enviados a la computadora de análisis que reconstruye los eventos en el interior del tanque.

3.2.1 Almacenamiento de datos experimentales

Después de que la información que tiene las características adecuadas ha pasado las pruebas de identificación impuestas por el sistema de adquisición de datos experimentales y ha llegado a la computadora de análisis, un procedimiento de reconstrucción es llevado a cabo sobre ella. Un código en el que se toman en cuenta los detalles de la geometría del detector incluyendo la disposición y desempeño de todos los fototubos, las características ópticas de la mezcla de aceite mineral, tales como su longitud de atenuación y la eficiencia en la producción de fotoelectrones al paso de una partícula en movimiento con cierta energía, es el encargado de transformar los grupos de parejas (q, t) en información susceptible de ser interpretada.

Utilizando las parejas (q, t) asociadas al evento primario, se identifica, en caso de existir, la proyección del cono de radiación de Cerenkov en las paredes del tanque, y la esfera de luz de centelleo que genera a su paso por el líquido centellador. Con estos datos se determinan las características cinemáticas de la partícula observada. En el caso de un positrón producido por la interacción de un antineutrino del electrón con un protón, el ángulo de apertura del cono y la dirección de su eje determinan la energía de la partícula, que está relacionada directamente con el ángulo del cono de radiación de Cerenkov.

Como cada evento primario tiene asociado a él un conjunto de actividades dentro del detector durante los $6 \mu\text{s}$ previos y el primer milisegundo posterior a su detección, el código efectúa la reconstrucción de la posición y energía de esos eventos secundarios y los almacena de una manera en la que mantienen su relación cronológica con el evento primario. Es importante señalar que para los eventos de tipo rayo gama no es posible determinar la dirección de movimiento debido a la naturaleza de su proceso de detección.

Los eventos secundarios de tipo rayo gama, son detectados mediante el proceso de dispersión de Compton con los electrones del medio, principalmente. La sección transversal de los fotones con energía de 2.2 MeV está dominada por la sección de Compton, como puede verse en la figura 3.6, y el proceso de dispersión por el que pierden casi toda su energía se lleva a cabo en unos cuantos nanosegundos. Los electrones dispersados, al moverse dentro del líquido centellador, producen luz que es capturada por los tubos fotomultiplicadores, permitiendo asociar actividad del tanque en un rango de

valores de t , con los eventos de tipo rayo gama. De esta manera la posición y energía depositada en el detector de los eventos secundarios puede ser encontrada.

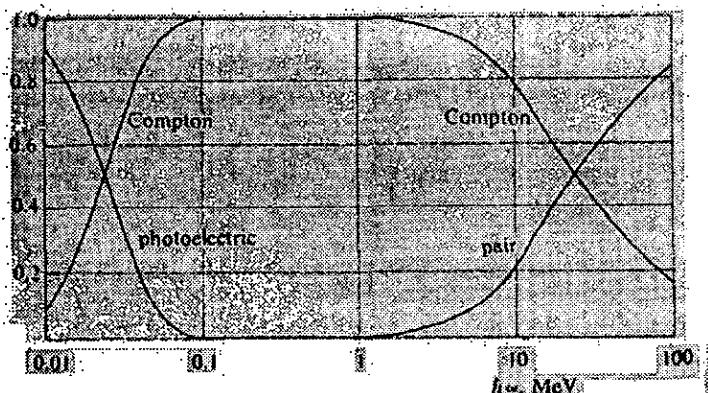


Figura 3.6: Contribuciones relativas de los diversos procesos de dispersión de fotones en un medio con Carbono (efecto fotoeléctrico, producción de pares, dispersión de Compton). En el intervalo de energías en el que los rayos gama producidos por la captura de un neutrón son producidos, el proceso dominante es el efecto fotoeléctrico [38].

Cualquier actividad distinta de la típica producida por un rayo gama que ocurra en la ventana de $6 \mu\text{s}$ antes de un evento primario es suficiente para eliminarlo de la muestra.

Una muestra consiste en una matriz con tantos renglones como eventos primarios de un mismo tipo existan en ella, y tantas columnas como variables asociadas a cada evento se deseen tomar en cuenta. Entre estas variables podemos contar las coordenadas x , y y z respecto a un sistema de referencia en el detector (reconstruidas a partir de las parejas (q, t) para cada evento), el número de fototubos que fueron activados durante el proceso de detección (N_h), el tiempo de detección, la cantidad de energía acumulada por los tubos durante la detección y el número de eventos secundarios que ocurrieron en la ventana de 1 ms después del evento primario (N^{sec}).

En un mismo renglón existen variables de carácter vectorial, como el vector de coordenadas x de todos los eventos secundarios que le corresponden al evento primario designado por ese renglón, el vector de coordenadas y , el vector de coordenadas z , el vector que contiene el número de tubos fotomultiplicadores que activó cada evento secundario, el vector de energías depositadas en el detector de todos los eventos secundarios, y así sucesivamente hasta cubrir todas las variables observadas en los eventos de tipo rayo gama. El arreglo de una muestra típica se ilustra en la matriz 3.6.

$$\begin{pmatrix} N_1^{sec} & x_1 & y_1 & \dots & \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \end{pmatrix}_1 & \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \vdots \end{pmatrix}_1 & \dots & \begin{pmatrix} N_{h1} \\ N_{h2} \\ \vdots \end{pmatrix}_1 & E_1 & \dots \\ N_2^{sec} & x_2 & y_2 & \dots & \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \end{pmatrix}_2 & \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \vdots \end{pmatrix}_2 & \dots & \begin{pmatrix} N_{h1} \\ N_{h2} \\ \vdots \end{pmatrix}_2 & E_2 & \dots \\ \vdots & \vdots \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Este tipo de arreglo es llamado *n-tuplete*, y es la pieza básica necesaria para el análisis de datos experimentales. De éste se pueden extraer resultados cuantitativos sobre el desempeño del detector en la labor para la que está diseñado. Antes de que cualquier tipo de resultado pueda extraerse de los datos experimentales, deben encontrarse ordenados en uno o varios de estos archivos, llegando a veces a incluir cerca de 10^6 eventos primarios, con sus correspondientes eventos secundarios (de 0 a 5), y toda la información referente a cada uno de ellos.

En el experimento existen al menos 4 diferentes tipos de *n-tupletes*, que se diferencian entre sí por el tipo de evento primario y la cantidad de actividad secundaria que contienen. Es decir, que el detector no asocia únicamente positrones o electrones relativistas con eventos primarios, sino que es capaz de identificar como evento primario a un muón, un neutrón de energía intermedia, o incluso un pulso de luz suficientemente energético. En cada caso se requiere que el evento considerado primario active una cierta cantidad de fototubos, que la interacción con el material detector dure un tiempo determinado, en general, que las señales tengan las características esperadas.

Tipos de n-tupletes

Los cuatro tipos de n-tupletes o muestras en las que se basa el análisis de datos experimentales son llamados (1) *muestras de electrones*, (2) *muestras de neutrones de rayos cósmicos*, (3) *muestras de electrones Michel*, y (5) *muestras de láseres*.

Las *muestras de electrones* tienen como evento primario a un electrón o positrón relativista, ya que ambos tipos de partículas dejan las mismas huellas en el detector. Este evento primario debe ocurrir mientras el haz de protones del acelerador se encuentra encendido, cualidad que puede ser verificada gracias a la presencia de una variable de carácter lógico en cada evento primario, la cual indica si el evento se produjo mientras el haz de protones estaba activado o no.

Las *muestras de neutrones de rayos cósmicos* tienen como evento primario a un neutrón que tiene al menos un evento de tipo rayo gama en su ventana de 1 ms, y que ocurre mientras el haz de protones del acelerador se encuentra apagado. Estos neutrones provienen de la interacción de rayos cósmicos con la parte exterior del tanque, y son capturados por protones luego de experimentar dispersión elástica con los núcleos de carbono y protones presentes en el medio detector. Los neutrones son arrancados de los núcleos en los alrededores del detector cuando protones y neutrones de los rayos cósmicos chocan con ellos y se dispersan inelásticamente.



La energía que depositan estos neutrones en el detector es de entre 36 y 60 MeV (como un positrón), y dejan una huella de luz de centelleo al comunicar energía cinética a los protones y núcleos de carbono con los que sufren dispersión.

Las *muestras de electrones Michel* consisten en eventos primarios que presentan actividad en el escudo vetador en su ventana previa de 15.2 μ s. Muy pocos eventos aparecen en los siguientes 15.2 μ s después de una señal en el escudo vetador debido al requerimiento del sistema de adquisición de datos

de que un evento no debe tener actividad en ese período de tiempo, pero quedan aun muchos eventos para el análisis a pesar de esta restricción. Estas muestras se utilizan principalmente con fines de calibración.

En las *muestras de Láseres* los eventos primarios son pulsos de luz producidos por bulbos esféricos de 10 cm de diámetro llenos de un material dispersante llamado Ludox³, a los cuáles se lleva luz producida por un laser de N₂ situado lejos del tanque, por medio de fibras ópticas. Estos pulsos de luz tienen longitudes de onda de alrededor de 420 nm, y alcanzan los fototubos de la misma forma que la luz producida por las partículas que se mueven en el líquido centellador. Además de estos eventos primarios las muestras de láseres contienen eventos secundarios que se ocurren en las ventanas de 1ms de alguno de los eventos primarios.

Cada una de estas muestras tiene un papel distinto en el análisis de los datos experimentales. La manera en la que se emplean se verá en detalle más adelante.

3.3 Resultados obtenidos por LSND

El experimento LSND ha publicado ya varios trabajos [17, 18, 21], tras haber analizado segmentos de los datos experimentales que ha adquirido a lo largo de sus 5 años de operación. En todos ellos el hallazgo de LSND ha sido que existe evidencia de oscilaciones de neutrinos del tipo $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

La colaboración del experimento ha llegado a esta conclusión utilizando una estrategia definida: encontrar un exceso de interacciones de tipo decaimiento beta inverso sobre todas las que se esperan por procesos convencionales.

Una parte fundamental del análisis se basa en tomar una muestra de electrones y seleccionar de todos los posibles eventos tipo positrón que la forman, aquellos que cumplen con una serie de características que los hacen buenos candidatos de provenir de un decaimiento beta inverso $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + p$. De

³El Ludox consiste en una disolución coloidal de esferas de cuarzo de 22 nm de diámetro, que dispersan la luz eficientemente.

este número de buenos candidatos restantes, se deben eliminar todos aquellos eventos que se deben al fondo que llega a cada momento al detector, con el objetivo de verificar si al final permanecen algunos eventos en exceso de los esperados, los cuales aportarán la evidencia de las oscilaciones de neutrinos.

Tras haber eliminado eventos de la muestra de electrones que no cumplen con ciertas restricciones (como no ocurrir dentro del volumen fiducial del detector o no depositar una energía de entre 20 y 60 MeV), el número de eventos tipo positrón que restan para el análisis se puede descomponer de la siguiente forma:

$$N_{Tot} = N_{osc} + N_{ac}^{fondo} + N_{Haz}^{fondo} \quad (3.8)$$

en donde N_{osc} es el número de eventos debidos a la oscilación de $\bar{\nu}_\mu$ en $\bar{\nu}_e$, N_{ac}^{fondo} es el número de eventos accidentales de fondo que ocurren de manera permanente sobre el detector, y N_{Haz}^{fondo} es el número de eventos que se espera que ocurran debido a la naturaleza del haz de neutrinos que se hace incidir en el detector. La cantidad N_{Haz}^{fondo} tiene dos componentes principales: los eventos tipo positrón que están correlacionados a la detección de un rayo gama y los que no lo están. La correlación de un evento tipo positrón con un evento secundario de tipo rayo gama se estudia en detalle en el siguiente capítulo.

Para sustraer del número total N_{Tot} de eventos candidatos todos aquellos que se espera que ocurran y dejar únicamente a los producidos por la oscilación (N_{osc}), se emplean distintos mecanismos. El primero consiste en eliminar el número de eventos accidentales de fondo N_{ac}^{fondo} que está siempre presente, y se logra substrayendo a los eventos que ocurren cuando el haz está encendido, aquellos que ocurren cuando el haz está apagado. El resultado de esta substracción deja un número de eventos llamados eventos excedentes que está dado por:

$$N_{Exced} = N_{osc} + N_{Haz}^{fondo} = N_{osc} + (N_{Haz}^{fondo\ corr} + N_{Haz}^{fondo\ ac}) \quad (3.9)$$

en donde $N_{Haz}^{fondo\ corr}$ y $N_{Haz}^{fondo\ ac}$ son los eventos que componen al fondo debido a la naturaleza del haz, descritos anteriormente. Para eliminar el fondo accidental debido a la naturaleza del haz $N_{ac}^{fondo\ Haz}$, se determina la fracción

de eventos tipo positrón correlacionados a la detección de un rayo gama de 2.2 MeV, que compone el número de eventos N_{Exced} . Esto se hace definiendo una cantidad que sea representativa de la cualidad de una pareja de eventos positrón-gama de estar correlacionados o no, y observando su distribución para los eventos excedentes. La distribución de esta cantidad (llamada función R) será una combinación lineal de las distribuciones de R para parejas correlacionadas y para parejas no correlacionadas, y el parámetro de ajuste en esta combinación lineal es justamente la fracción buscada. Luego de conocer esta fracción, se determina el número de eventos de tipo positrón que están correlacionados a la detección de un rayo gama, que componen la cantidad N_{Exced} como $f \times N_{Exced}$, donde f es esta fracción. De esta manera nos deshacemos de la cantidad de eventos $N_{ac}^{fondo Haz}$ quedándonos con los eventos:

$$N_{Exced}^{corr} = N_{osc} + N_{Haz}^{fondo corr}. \quad (3.10)$$

Finalmente, es preciso eliminar las interacciones de $\bar{\nu}_e$ que se esperan debido a la naturaleza de la fuente, así como los eventos de fondo que aparentemente tienen las características de un decaimiento beta inverso común. Estos eventos dejan una señal parecida a la de un positrón con energía típica de 40 MeV, y están correlacionados a la detección de un rayo gama de 2.2 MeV producido por la captura de un neutrón en reposo. Las reacciones que pueden dar origen a este tipo de eventos son, principalmente:



La contribución de estos procesos al número N_{Exced}^{corr} , se estima de acuerdo al conocimiento del flujo de los neutrinos que componen el haz, conocido hasta un 7%. Eliminando esta contribución, se obtiene el número de eventos que ocurren por la oscilación $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

El cálculo de la probabilidad de oscilación se hace tomando el cociente de este número de eventos (N_{osc}), entre los eventos que se esperarían observar si se diera una transmutación del 100% de antineutrinos del muón en antineutrinos del electrón, cantidad que se estima de nuevo en base a la naturaleza

de la fuente de neutrinos.

Con la estrategia descrita en los párrafos anteriores, LSND ha reportado una probabilidad de oscilación de $(0.30 \pm 0.12 \pm 0.05)\%$, empleando datos adquiridos durante los años 1993 a 1995 [18].

En los capítulos siguientes, se muestra un procedimiento equivalente al llevado a cabo en el análisis de los años 93 a 95, para el cálculo de la probabilidad de oscilación, haciendo uso de datos adquiridos durante el período de 1993 a 1997. Este procedimiento fué desarrollado como cuerpo principal de este trabajo de tesis en el "*Los Alamos Neutron Science Centre*" de LANL, y constituye una aportación significativa al análisis de datos experimentales de LSND, al haber mostrado consistencia con los resultados publicados anteriormente. Las técnicas empleadas para la determinación de los elementos necesarios para llegar a la conclusión de que la probabilidad de oscilación es distinta de cero, son también material original de este trabajo de tesis y se describen detalladamente a continuación.

Capítulo 4

Piezas básicas para el análisis experimental DAR de LSND

El análisis de datos experimentales asociados a los eventos producidos por el decaimiento en reposo de muones en el blanco de cobre situado a un extremo del acelerador de LANSCE, se divide principalmente en dos partes: la primera tiene como finalidad identificar a los fotones que efectivamente provienen de la captura de un neutrón en reposo por un protón (también en reposo), y la segunda identificar definitivamente a los eventos primarios que corresponden con positrones con energías entre 35 y 60 MeV para después, una vez siendo capaces de identificar a los fotones correlacionados con la captura de un neutrón, establecer el número de interacciones de $\bar{\nu}_\mu$ que exceden el número esperado por los procesos convencionales. Este exceso es interpretado como evidencia de oscilaciones de neutrinos, como se mencionó antes.

4.1 Fotones correlacionados a la captura de neutrones

Los neutrones producidos en la reacción $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$ son identificados por la detección del rayo gama de 2.2 MeV que se libera cuando son capturados por un protón presente en el medio del detector mediante la reacción $n + p \rightarrow d + \gamma$. Estos neutrones son producidos con energías de retroceso de entre 0 y 5.2 MeV, y viajan alrededor de 10 cm antes de detenerse y ser capturados. El valor esperado del tiempo de captura de estos neutrones es de

186 μs , y es esencialmente independiente de la energía con la que se producen los neutrones porque el tiempo en el que su energía se degrada a menos de 1 MeV es muy pequeño comparado con 186 μs .

La detección de los rayos gama correlacionados con la captura de un neutrón es una de las partes más importantes del experimento, y a partir del estudio estos eventos se puede extraer información necesaria para determinar la existencia de eventos de tipo $\bar{\nu}_e$ en exceso sobre los esperados por procesos convencionales.

Dentro de una muestra de *neutrones de rayos cósmicos* como la descrita en el capítulo anterior, para cada evento primario se tiene una variable de carácter vectorial llamada Δt . Esta contiene la diferencia de tiempo entre el momento en el que el neutrón que penetra al tanque ha degradado su energía hasta menos de 1 MeV, y el momento en que se detecta cada uno de los eventos secundarios asociados a ese neutrón como evento primario (rayos gama que sufren dispersión de Compton con los electrones del medio).

Supongamos que dejamos entrar al tanque una cierta cantidad de neutrones y que luego lo aislamos para que no penetre ni uno más. Si al tiempo t hay $N(t)$ neutrones con una energía inferior a 1 MeV en el tanque, podemos suponer que el número de neutrones que es capturado en el intervalo de tiempo dt es proporcional a esta cantidad inicial y a la magnitud del intervalo temporal. Entonces el cambio dN en el número de neutrones en el tanque es:

$$dN = -\frac{1}{\tau}N(t)dt. \quad (4.1)$$

Integrando esta ecuación y suponiendo que al tiempo t_0 hay N_0 neutrones, obtenemos el número de neutrones como función del tiempo:

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.2)$$

La distribución de los valores de Δt en una muestra de neutrones de rayos cósmicos acumulada durante los años 96 y 97 tiene un comportamiento prácticamente igual al de la función anterior, con la diferencia de que

se encuentra desplazada hacia arriba por la presencia de una distribución uniforme. Al realizar un ajuste al histograma con una función de la forma:

$$N(\Delta t) = N_0 e^{-\frac{\Delta t}{\tau}} + Cte \quad (4.3)$$

se obtiene un tiempo de decaimiento de $(186 \pm 4) \mu s$, y una constante igual a $Cte = 455$. El histograma mostrado tiene 100 intervalos desde 0 hasta $1000 \mu s$. Cada intervalo contiene un número de eventos que es proporcional a la probabilidad de encontrar un evento con un valor de Δt en ese intervalo. La función ajustada asigna a cada intervalo un número de eventos, y la suma de los valores ajustados a los diez intervalos es igual (o muy cercano) al número total de eventos que componen al histograma.

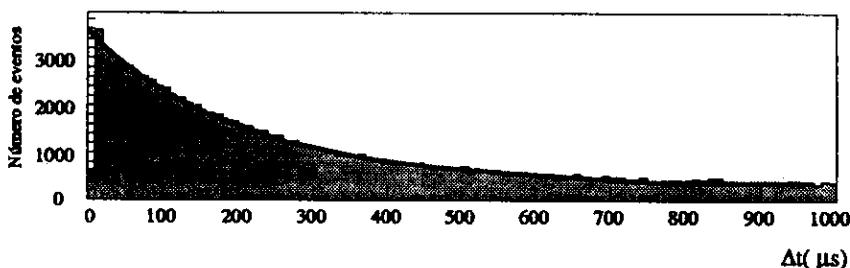


Figura 4.1: Distribución de los valores de Δt para una muestra de neutrones de rayos cósmicos tomada durante los años 93 a 97.

La distribución uniforme que se superpone a la distribución exponencial es la distribución de los valores de Δt para los eventos que no provienen de la captura de un neutrón por un protón, sino de algún otro proceso como la radioactividad natural, mientras que todos los eventos que dan forma a la distribución exponencial, son rayos gama que provienen de este proceso. Por lo tanto, a partir de este histograma podemos separar el número de eventos correlacionados a la captura de un neutrón de los que no lo están, tomando los parámetros del ajuste hecho anteriormente.

La parte exponencial de la ecuación 4.3 es proporcional a la distribución de probabilidad de los valores de Δt para los eventos correlacionados, y la constante es proporcional a la distribución de probabilidad de los valores de

Δt de los eventos no correlacionados.

La distribución de Δt será de utilidad en la obtención de las partes correlacionada y no correlacionada de las distribuciones de otras variables referentes a los rayos gama de la muestra.

En el tanque detector se fija un sistema de coordenadas x, y, z , cuyo origen está en el centro del tanque. En este sistema coordinado el eje y es vertical, el eje x va de izquierda a derecha, viendo al detector en la dirección del haz del acelerador, y el eje z coincide con el eje del cilindro que forma el tanque. Todos los eventos primarios y secundarios en la muestra, tienen asignadas coordenadas respecto a este sistema de referencia. Los rayos gama son detectados a una cierta distancia de los eventos primarios a los cuales están asociados, y nos podemos fijar en la distribución de los valores de esta distancia, llamada Δr , para todos los eventos secundarios de la muestra. Esta distribución se muestra en la figura 4.2.

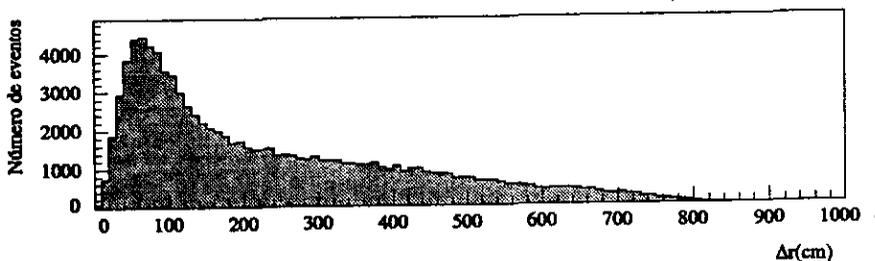


Figura 4.2: Distribución de los valores de Δr para la muestra de neutrones de rayos cósmicos tomada durante los años 93 a 97. Este histograma está compuesto por los eventos secundarios que provienen de la captura de un neutrón y de los eventos que constituyen el fondo.

Para cada evento secundario el cálculo de Δr se hace de la siguiente manera:

$$\Delta r = \sqrt{(x_p - x_\gamma)^2 + (y_p - y_\gamma)^2 + (z_p - z_\gamma)^2}, \quad (4.4)$$

en donde x_p, y_p, z_p son las coordenadas del evento primario y $x_\gamma, y_\gamma, z_\gamma$ son las coordenadas de algún evento secundario asociado a ese evento primario.

La forma de la distribución de los valores de Δr es la superposición de los valores que esta variable toma para los eventos de tipo rayo gama que están correlacionados a la captura de un neutrón y los que no lo están, de manera similar a lo que ocurre con la distribución de los valores de Δt .

Una tercera distribución que es utilizada con propósitos de análisis es la distribución del número de tubos fotomultiplicadores que activa cada evento secundario. En su proceso de detección los eventos que son catalogados como candidatos a rayos gama por el sistema de adquisición de datos deben activar un número de fototubos entre 21 y 150, aunque en realidad los eventos tipo rayo gama sólo alcanzan activar hasta alrededor de 60 fototubos. La distribución de los valores de esta variable para todos los eventos secundarios, llamada N_h (*number of hits*), se muestra en la figura 4.3.

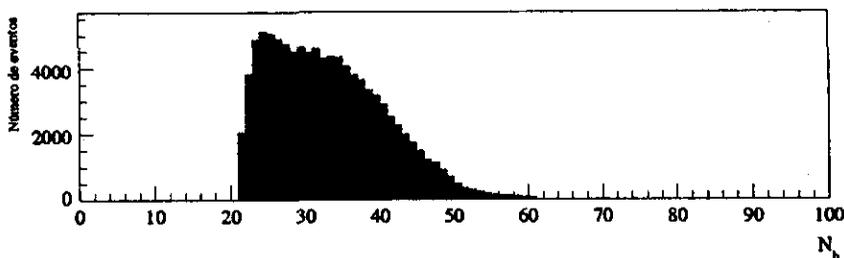


Figura 4.3: Distribución del número de fototubos que los eventos secundarios activan durante su proceso de detección, el cual ocurre en unos cuantos nanosegundos.

El número de tubos fotomultiplicadores que activa un evento de tipo rayo gama es proporcional a la energía que deposita en el detector durante su proceso de dispersión, es decir, a la energía que transmite el fotón a los electrones y que estos logran convertir en luz al interactuar con el líquido centellador disuelto en el aceite mineral.

La distribución de la energía depositada por los eventos secundarios en el detector se muestra en la figura 4.4. En ésta podemos ver que la mayoría de los eventos secundarios depositan en el tanque una energía de alrededor de 1.5 MeV.

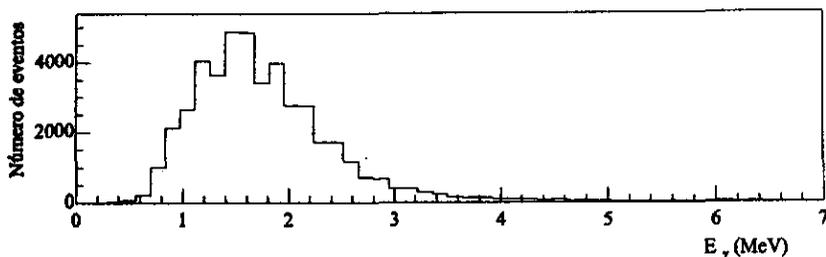


Figura 4.4: Distribución de la energía depositada en el detector por los eventos secundarios.

Las distribuciones de Δt , Δr y N_h mostradas anteriormente son una mezcla de los rayos gama correlacionados a la captura de un neutrón y de todos los otros eventos que pueden pasar por rayos gama para el detector, y los rayos gama que no están correlacionados a la captura de un neutrón. Un procedimiento para separar los eventos correlacionados de los no correlacionados en las distribuciones de Δr y N_h puede aplicarse. El objetivo es obtener las distribuciones de probabilidad de los valores de estas variables, lo que servirá para calcular la afinidad de cada pareja de evento secundario y primario de ser una pareja correlacionada o no correlacionada.

4.1.1 Procedimiento de obtención de las distribuciones de probabilidad para eventos correlacionados y eventos no correlacionados

Como se mostró en la sección anterior, la distribución de los valores Δt puede separarse en la parte de los eventos correlacionados y los no correlacionados (o accidentales), mediante el ajuste de una función exponencial desplazada hacia arriba por una constante. La parte exponencial de la función es justamente la que describe a los eventos correlacionados, y está descrita por una ecuación de la forma de 4.3, mientras que la distribución de los eventos no correlacionados está descrita por una función constante.

A partir de la ecuación 4.3 se puede encontrar una función de densidad de eventos tal que su integral sea igual al número total de eventos correlacionados:

$$f_c(\Delta t)d\Delta t = \frac{N_c^{T\alpha}}{\tau} e^{-\frac{\Delta t}{\tau}} d\Delta t, \quad (4.5)$$

en donde $\tau = 186 \mu s$, y $N_c^{T\alpha}$ es el número total de eventos correlacionados que componen el histograma. Utilizando esta función de densidad de eventos podemos encontrar el número de eventos correlacionados en cualquier intervalo de valores de Δt con una muy buena aproximación¹. La función de densidad de probabilidad para estos eventos se obtiene al multiplicar $f_c(\Delta t)$ por $\frac{1}{N_c^{T\alpha}}$.

El número de eventos no correlacionados de tipo rayo gama puede encontrarse multiplicando la constante ajustada al histograma de la figura 4.1 por el número de intervalos que lo forman (100 en este caso). Esto quiere decir que todos los intervalos de valores de Δt contienen prácticamente el mismo número de eventos no correlacionados, i.e. *la probabilidad de que un evento no correlacionado ocurra a un tiempo Δt de un evento primario es la misma para todo el intervalo (0 ms, 1 ms)*. Por lo tanto, la función de densidad de eventos no correlacionados (o accidentales) es

$$f_a(\Delta t)d\Delta t = (1000\mu s)^{-1} \times N_a^{T\alpha} d\Delta t. \quad (4.6)$$

La integral de esta función en el intervalo (0 ms, 1000 μs), es justamente el número total de eventos no correlacionados $N_a^{T\alpha}$ en la muestra.

Tanto los eventos correlacionados como los accidentales que componen a la muestra contribuyen a la forma de las distribuciones de los valores de la variables Δr y N_h . Si estas variables son independientes de la variable Δt , es posible encontrar la forma de estas distribuciones para los eventos correlacionados y los accidentales por separado.

Si separamos la distribución de Δt en dos regiones I y II, como se muestra en la figura 4.5, podemos obtener una distribución de una variable cualquiera x para el grupo de eventos de cada región. Representaremos a estas distribuciones como $N^I(i)$ y $N^{II}(i)$, respectivamente, en donde el índice i corre sobre el número de intervalos de estas distribuciones, y la variable x pertenece a

¹La fracción del área bajo la exponencial con $\tau = 186 \mu s$, para $t > 1000 \mu s$ es inferior al 0.5%.

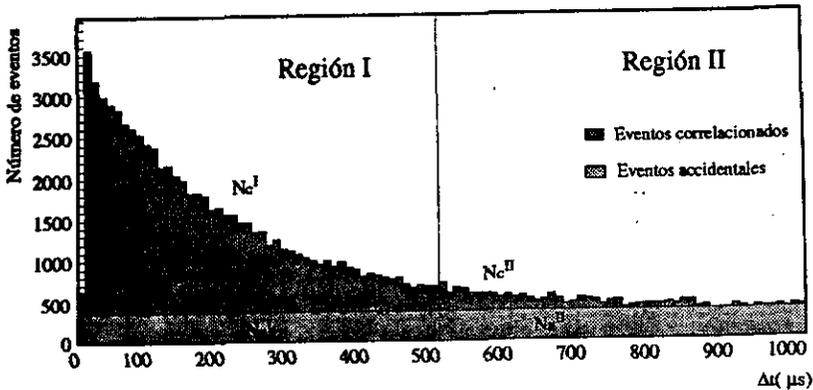


Figura 4.5: División de la distribución de Δt usada para separar las partes correlacionada y accidental de distribuciones independientes de Δt .

alguno de dichos intervalos. Si se cumple la condición de independencia entre la variable x , y la variable Δt , se satisface el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\begin{aligned} N^I(i) &= N_c^I P_c(i) + N_a^I P_a(i) \\ N^{II}(i) &= N_c^{II} P_c(i) + N_a^{II} P_a(i) \end{aligned} \quad (4.7)$$

En donde

- N_c^I Número de eventos correlacionados en la región I
- N_a^I Número de eventos accidentales en la región I
- N_c^{II} Número de eventos correlacionados en la región II
- N_a^{II} Número de eventos accidentales en la región II

$P_c(i)$ es la probabilidad de que un evento secundario correlacionado a la captura de un neutrón tenga un valor de x en el intervalo i de la distribución, y $P_a(i)$ es la probabilidad de que un evento secundario accidental tenga un valor de x en el mismo intervalo.

Por lo tanto, lo que las ecuaciones 4.7 indican, es que el número de eventos en el intervalo que contiene a un valor dado de x en las distribuciones $N^I(i)$ y $N^{II}(i)$, tiene una componente de eventos correlacionados y una componente de eventos accidentales, lo que ya sabíamos con anterioridad. Pero

estas cantidades están bien definidas, y utilizando las funciones de densidad de eventos 4.5 y 4.6, podemos conocer el número de eventos correlacionados y no correlacionados en cada una de las secciones del histograma de Δt .

Resolviendo el sistema de ecuaciones 4.7 para el intervalo i -ésimo de $P_c(x)$ y $P_a(x)$, podemos encontrar las distribuciones de probabilidad de los eventos correlacionados y los eventos accidentales en la variable x de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} P_c(i) &= \left(\frac{N_a^I}{N_c^{II} N_a^I - N_c^I N_a^{II}} \right) N^{II}(i) - \left(\frac{N_a^{II}}{N_a^I N_c^{II} - N_a^{II} N_c^I} \right) N^I(i) \\ P_a(i) &= \left(\frac{N_c^I}{N_a^{II} N_c^I - N_a^I N_c^{II}} \right) N^{II}(i) - \left(\frac{N_c^{II}}{N_c^I N_a^{II} - N_c^{II} N_a^I} \right) N^I(i) \end{aligned} \quad (4.8)$$

La asimetría en los intervalos I y II permite usar con éxito estas expresiones. Las constantes N_c^I , N_c^{II} , N_a^I y N_a^{II} se determinan de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} N_c^I &= \int_0^{500\mu s} f_c(\Delta t) d(\Delta t) = N_c^{Tot} \left(1 - e^{-\frac{500\mu s}{\tau}} \right) \\ N_c^{II} &= \int_{500\mu s}^{\infty} f_c(\Delta t) d(\Delta t) = N_c^{Tot} \left(e^{-\frac{500\mu s}{\tau}} \right) \\ N_a^I &= N_a^{II} = \int_0^{1000\mu s} \frac{f_a(\Delta t) d(\Delta t)}{2} = \frac{N_a^{Tot}}{2} \end{aligned} \quad (4.9)$$

En la expresión anterior, N_c^{Tot} y N_a^{Tot} son los números totales de eventos correlacionados y accidentales, respectivamente, y $\tau = 186 \mu s$

En la figura 4.6 se muestran los resultados de la aplicación de este algoritmo para la obtención de las partes correlacionada y accidental de las distribuciones de probabilidad de las variables Δr y N_h . Como puede verse, los eventos accidentales tienden a ocurrir con mayor frecuencia a una distancia de alrededor de 400 cm de los eventos primarios, mientras que los eventos correlacionados ocurren con mayor frecuencia a unos 60 cm de distancia de los eventos primarios. También podemos ver que los eventos correlacionados tienden a activar un número de fototubos de alrededor de 37. Los eventos

no correlacionados de tipo rayo gama pueden activar, en principio, cualquier cantidad de fototubos, pero según se observa en la figura 4.6, tienden a ser menos que los que activan los eventos correlacionados.

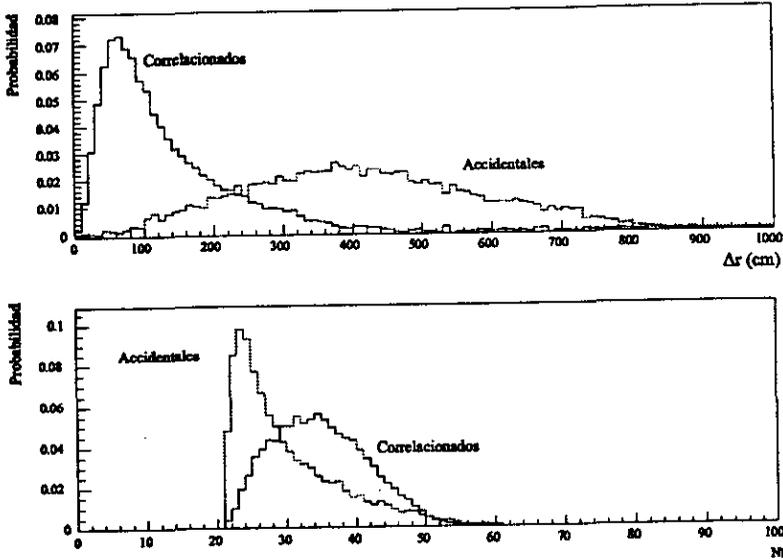


Figura 4.6: Distribuciones de valores de Δr y N_h para eventos correlacionados y para eventos no correlacionados.

Lo que la figura 4.6 representa es que, si pudiéramos distinguir de entre todas las posibles parejas primario-secundario que se pueden formar con la información de la muestra de neutrones de rayos cósmicos, aquellas que corresponden con un rayo gama producido por la captura de un neutrón tendrían como distribuciones de Δt , Δr y N_h aquellas que llamamos correlacionadas, mientras que el resto de las parejas, las cuales no están relacionadas de esta forma, tendrían como distribuciones aquellas que llamamos accidentales o no correlacionadas.

4.2 Criterio de selección de eventos de la muestra de neutrones de rayos cósmicos

Para formar cada uno de los histogramas referentes a la muestra de neutrones de rayos cósmicos, se deben imponer ciertas restricciones a los datos que en ella se encuentran. A pesar de las restricciones que el sistema de adquisición de datos impone al almacenar eventos, gran cantidad de los que pasan las pruebas de selección no son más que parte del fondo que oculta las señales de interés.

Los histogramas de valores de Δt , Δr y N_h son llenados con eventos secundarios que cumplen con las siguientes restricciones:

$$\begin{aligned}
 Dist &> 35 \text{ cm} \\
 20 \text{ MeV} &< E_p < 60 \text{ MeV} \\
 0 \mu s &< \Delta t < 1000 \mu s \\
 0 \text{ cm} &< \Delta r < 1000 \text{ cm} \\
 20 &< N_h < 51 \\
 \frac{Q_T^T}{N_h} &> 0.5
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

$Dist$ es la distancia desde el punto asociado al evento secundario a la pared más cercana del detector, medida normalmente. Esta restricción se impone para garantizar que los eventos secundarios ocurran en un volumen fiducial dentro del detector que pueda ser cubierto por los tubos fotomultiplicadores (ver figura 4.7).

La restricción en la energía del evento primario $10 \text{ MeV} < E_p < 60 \text{ MeV}$, se impone con la finalidad de observar únicamente eventos primarios con energías en el mismo intervalo que las que se consideran cuando el evento primario es un positrón producto de la reacción $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow n + e^+$, además de rechazar los eventos primarios correspondientes a neutrones con energías elevadas, que contribuyen en la dispersión de los valores de Δr , como se explica más adelante. La distribución de energía depositada por los eventos primarios se muestra en la figura 4.8.

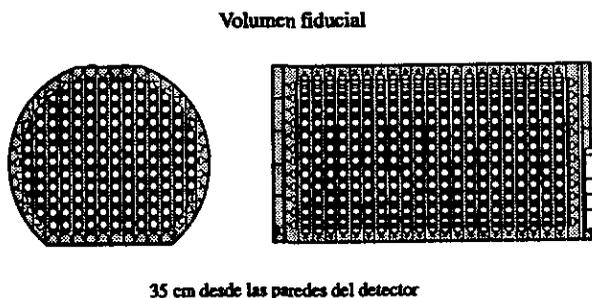


Figura 4.7: Volumen fiducial $Dist > 35 \text{ cm}$. La superficie de los fototubos se encuentra a unos 35 cm de la pared interna del tanque.

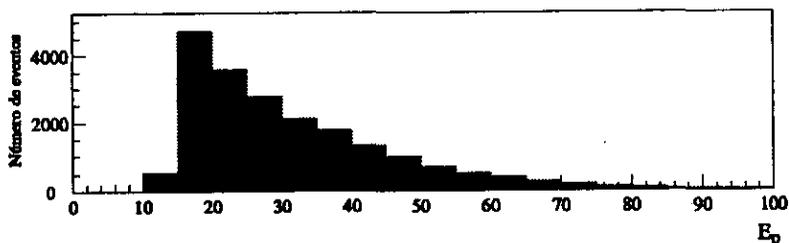


Figura 4.8: Distribución de energía depositada por los neutrones que penetran en el tanque. Los eventos que se toman en cuenta para el análisis deben depositar una energía de entre 20 y 60 MeV, para hacerlos comparables con los positrones que se producen en la reacción $\bar{\nu}_{\mu}p \rightarrow n + e^+$.

Dado un evento primario, si éste cumple con la restricción en su energía depositada, los eventos secundarios asociados a él se toman en cuenta para formar las distribuciones de Δt , Δr y N_h .

El valor de Δt para un evento secundario asociado a un evento primario se restringe a tomar valores inferiores a los $1000 \mu s$, que es la duración máxima permitida del intervalo entre un evento primario y un evento secundario. Al tiempo $t = 1000 \mu s$ la componente correlacionada de Δt ha decaído a menos del 0.5% de su valor inicial, por lo que se considera una buena aproximación. Para todo fin práctico, todo evento secundario que ocurra fuera de esa ventana de 1 ms después de un evento primario, es seguramente un evento accidental y lo podemos descartar desde el principio.

La restricción en el número de fototubos activados por un evento secundario se elige de esta manera porque una gran cantidad de eventos accidentales de baja energía (distintos de rayos gama de 2.2 MeV o más), ocurren en el detector y son eliminados por el sistema de adquisición de datos. Sólo eventos que son susceptibles de ser confundidos con rayos gama de 2.2 MeV son tomados en cuenta al formar la muestra de neutrones de rayos cósmicos. Como puede verse en las distribuciones de N_h , no más de 60 fototubos son activados por este tipo de eventos.

La distancia Δr también está restringida al intervalo requerido, no hay eventos que satisfagan las restricciones anteriores, que sean reconstruidos a más de 10 m de distancia de un evento primario.

La restricción $\frac{Q_7^T}{N_h} > 0.5$ se impone porque la razón de la carga total Q_7^T producida en el proceso de detección de un evento secundario, al número de fototubos activados tiene un valor umbral debajo del cual la reconstrucción de los eventos es deficiente. La distribución de la variable $\frac{Q_7^T}{N_h}$ se muestra en la figura 4.9.

4.3 Naturaleza de la distribución de Δr

En la sección anterior se obtuvo la distribución de Δr para eventos correlacionados y no correlacionados analizando los eventos secundarios de una muestra de neutrones de rayos cósmicos. Los neutrones que forman esta

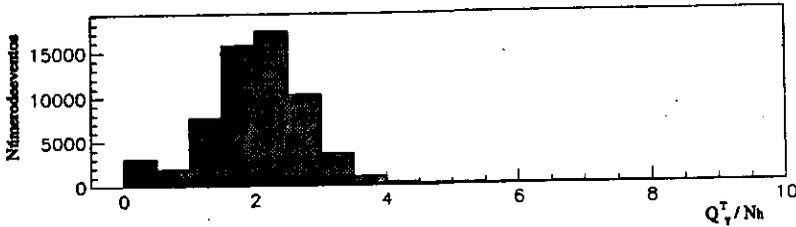


Figura 4.9: Distribución de $\frac{Q_T^T}{N_h}$ para la muestra de neutrones de rayos cósmicos. La carga producida por fototubo en el proceso de detección de los eventos secundarios tiene un umbral para la buena reconstrucción de los eventos.

muestra (tomada entre los años 93 y 97), pueden tener energías de hasta 100 MeV (ver figura 4.8), y cuando penetran en el tanque son dispersados por protones y núcleos de carbono hasta reducir su energía a menos de 1 MeV, momento en el cual se etiqueta como evento primario. Si la energía de un neutrón cuando penetra al tanque es grande, la reconstrucción de su posición tendrá un error mayor que si su energía es pequeña. Esto se debe a que un neutrón energético se dispersará a lo largo de una trayectoria mayor que un neutrón de baja energía.

El proceso de determinación de la posición de un neutrón como evento primario es similar al de un rayo gama, del cual hablaremos en detalle en esta sección.

Cada vez que un rayo gama es dispersado por un electrón, el electrón se lleva una parte de la energía del rayo gama y produce luz que alcanza a los fototubos al moverse a través del líquido centellador. La luz que llega a los fototubos libera típicamente 33 fotoelectrones por MeV depositado en el líquido, por lo que se puede observar la dispersión de un fotón mientras la energía de retroceso del electrón dispersor sea superior a los 0.03 MeV.

Los fotones que alcanzan a los tubos fotomultiplicadores llegan a ellos en diferentes momentos (el tiempo de llegada se conoce con precisión de hasta 5 ns). Comenzando con una posición pesada con un promedio de la respuesta de los fototubos en todo el tanque se calcula el tiempo que un fotón viajando a 20 cm/ns (velocidad de la luz de centelleo en el medio), tardaría en alcanzar perpendicularmente a su superficie a cada uno de los

fototubos, y se determina el tiempo respecto al reloj global al que cada tubo habría sido activado si el pulso de luz hubiera sido producido en el punto de prueba. Realizando un ajuste de tipo χ^2 con número de grados de libertad igual al número de fototubos activados menos 4 (número de parámetros que se fijan al probar cada posición: x , y , z , t), se determina el punto alrededor del punto inicial que representa al evento secundario. La cantidad que se minimiza es básicamente de la forma:

$$\chi_r^2 = \sum_i^{N_{act}} \frac{[(t_i - t_{prueba})v - r_i]^2}{(\sigma(Q_{pred}^i))^2}, \quad (4.11)$$

donde $\sigma(Q_{pred}^i)$ es una función que depende del número de fotoelectrones Q_{pred}^i que el evento produce en el fototubo i . La cantidad $1/\sigma(Q_{pred}^i)$ es un factor de peso para las diferencias de distancias que forman a χ_r^2 . $\sigma(Q_{pred}^i)$ representa el ancho de la distribución de tiempos de activación de los fototubos del detector que producen Q_{pred}^i fotoelectrones al detectar eventos de una muestra de electrones Michel². Un tratamiento más detallado acerca del factor de peso y las muestras de electrones Michel puede encontrarse en otra parte [20].

Dado un evento de tipo positrón en el detector, se predice el número de fotoelectrones Q_{pred}^i que se generarán en el fototubo i en base al flujo total de luz producido por el evento y la fracción de luz que cae en ese fototubo. Para ese número de fotoelectrones se tiene una distribución de tiempos de activación obtenida previamente de una muestra de electrones Michel, la cual tiene un ancho $\sigma(Q_{pred}^i)$, parámetro que se emplea en la definición de χ_r^2 .

El algoritmo de reconstrucción de posiciones que se empleó antes [19] usaba como factor de peso el inverso del número de fotoelectrones medidos en el evento. Esto conducía a una mala resolución porque los eventos que producían un solo fotoelectrón, a pesar de ser observados eficientemente por los fototubos, contribuían de manera excesiva al valor de χ_r^2 .

La distancia r_i es medida normalmente desde cada punto de prueba hasta el fototubo i , i.e. $r_i = |\tau_i^f - \tau_{prueba}|$.

²Para descripción, ver capítulo 3.

ESTA TESTS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

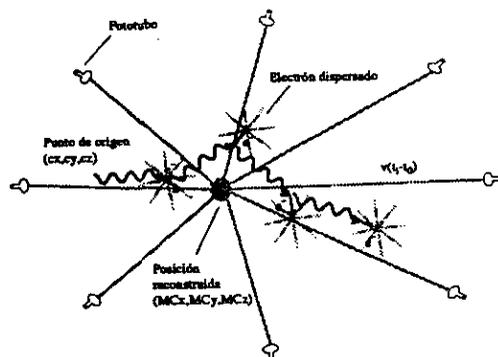


Figura 4.10: Algoritmo de reconstrucción de la posición de un rayo gama, basado en el proceso de dispersión de Compton. Cada fototubo es alcanzado por un fotón que viaja hacia él en línea recta desde su punto de origen. La posición reconstruida se determina por un ajuste de χ^2 al conjunto de puntos.

La distancia entre este punto reconstruido y el correspondiente punto reconstruido para el evento primario, es el valor de Δr para un evento secundario. Como en el proceso de determinación de Δr para un evento secundario dado están involucrados dos procesos de aproximación: el de la posición del evento primario y el de la posición del evento secundario, el error en la determinación de Δr dependerá de la precisión con la que cada una de estas aproximaciones se realice.

Simulación Monte Carlo de rayos gama

Una simulación Monte Carlo de rayos gama con una energía de 2.2 MeV (la energía de los fotones que son emitidos tras la captura de un neutrón en reposo por un protón), fue utilizada para conocer la forma de la distribución de valores de Δr para neutrones en reposo. En esta simulación 10,000 rayos gama son creados aleatoriamente dentro del volumen del tanque al tiempo $t = 0$, viajando en trayectorias elegidas al azar. De estos 10,000 eventos sólo unos 5,600 pasan el conjunto de restricciones

$$\begin{aligned}
 Dist &> 35 \text{ cm} \\
 0 &< N_h < 60 \\
 0 \text{ cm} &< \Delta r < 1000 \text{ cm}
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

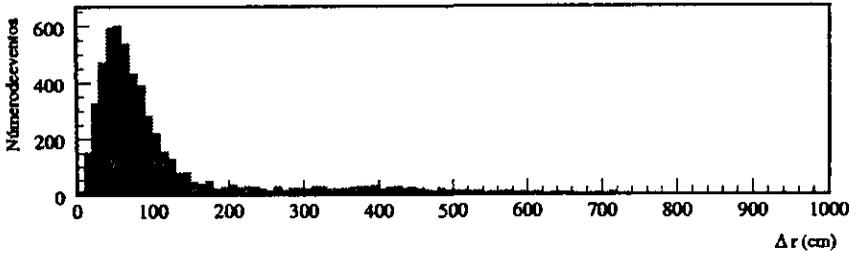


Figura 4.11: Distribución de Δr para una simulación de rayos gama de 2.2 MeV en el detector. Los rayos gama son creados en posiciones al azar y dejados evolucionar en el detector. Estos fotones experimentan principalmente dispersión de Compton mientras son visibles para el detector.

En donde $Dist$ es la distancia del evento tipo rayo gama a la pared del detector más cercana, medida normalmente. Este conjunto de restricciones se elige de manera similar al usado para seleccionar eventos en la muestra de neutrones de rayos cósmicos.

En esta simulación la posición del evento primario se substituye por el punto de creación de cada rayo gama. De esta forma, si x , y y z son las coordenadas del evento generado y MCx , MCy y MCz son las coordenadas del evento reconstruido, entonces Δr está dada por:

$$\Delta r = \sqrt{(x - MCx)^2 + (y - MCy)^2 + (z - MCz)^2} \quad (4.13)$$

En la simulación, en cada vértice de interacción de un fotón con un electrón se producen 40 fotones con longitud de onda de alrededor de 430 nm por cada MeV transferido al electrón. Estos viajan en direcciones al azar desde el vértice hacia los fototubos y la reconstrucción se efectúa como se ve en la figura 4.10. La distribución de valores de Δr obtenida de la simulación se muestra en la figura 4.11.

El valor de Δr más probable en el que se tiene el pico en la distribución, y para estos eventos generados aleatoriamente es de alrededor de 55 cm. La distribución de Δr obtenida de los eventos secundarios correlacionados de la muestra de neutrones de rayos cósmicos tiene su máximo en alrededor de los

65 cm, y es más ancha. Esto corresponde con lo esperado debido a que en la muestra de neutrones de rayos cósmicos el error en la determinación de la posición del evento primario incrementa el error en la determinación de Δr , lo que se traduce en una distribución más ancha.

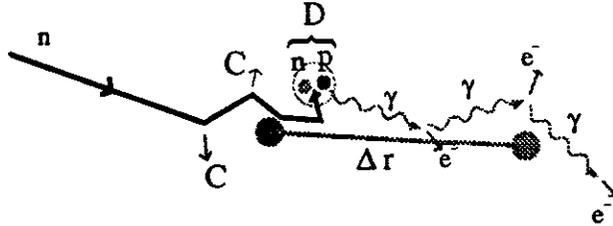


Figura 4.12: Determinación de la distancia Δr entre un evento primario y un evento secundario. Los procesos de dispersión más complicados causan un ensanchamiento en la forma de la distribución de Δr debido a que producen valores más dispersos en la misma.

En la simulación el proceso de detección del neutrón se lleva al límite de energía cero, es decir, se asume que la simulación representa lo que le ocurre a neutrones que están en reposo en el detector, son capturados y producen un rayo gama de 2.2 MeV.

Debido a que la reacción $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + e^+$ produce neutrones con energías inferiores a los 5 MeV, la distribución de Δr para los rayos gama asociados a la captura de estos neutrones debe tener una forma intermedia entre la de la simulación Monte Carlo y la de la muestra de neutrones de rayos cósmicos correlacionados.

El proceso de dispersión de Compton de los rayos gama es simulado de acuerdo a su sección eficaz de reacción en el aceite mineral, obtenida a partir de la ecuación de Klein-Nishina:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{3}{4} \left[\frac{1+\gamma}{\gamma^3} \left(\frac{2\gamma(1+\gamma)}{1+2\gamma} - \log(1+2\gamma) \right) + \frac{1}{2\gamma} \log(1+2\gamma) - \frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2} \right] \quad (4.14)$$

en donde $\gamma = \frac{E_0}{m_e c^2}$, y $\sigma_0 = 8\pi r_0^2 = 6.57 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ (r_0 es el radio de Bohr). Esta ecuación nos da la sección eficaz por electrón dispersor.

El camino libre medio de los rayos gama con energía de 2.2 MeV se puede estimar si suponemos que la probabilidad de que avancen hasta la posición x decae exponencialmente:

$$Q(x) = e^{-\rho\sigma x}, \quad (4.15)$$

en donde ρ es la densidad de electrones en el medio dispersor y σ es la sección eficaz de dispersión de Compton para esa energía. Entonces la razón de cambio de esta probabilidad con respecto a la distancia x está dada por:

$$f(x) = \frac{dQ}{dx} = \rho\sigma e^{-\rho\sigma x}. \quad (4.16)$$

Por lo tanto, el camino libre medio de los rayos gama se puede estimar como:

$$\langle l \rangle = \int_0^\infty f(x) dx = \frac{1}{\rho\sigma} \quad (4.17)$$

La densidad de electrones en el aceite mineral del detector de LSND es aproximadamente la del CH_2 que lo forma (despreciando la pequeña cantidad de centellador disuelta en él), y es de $29.04 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ [19], y la sección eficaz de dispersión de Compton para fotones con $E_0 = 2.2 \text{ MeV}$ es, según la ecuación 4.14, $\sigma = 1.35 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$. Con esta información obtenemos un camino libre medio de

$$\langle l \rangle \approx 25.5 \text{ cm}. \quad (4.18)$$

Haremos la aproximación de que luego de sufrir la primera dispersión el fotón pierde la máxima cantidad de energía posible, la energía con la que se enfrentará al siguiente electrón (según la ecuación de dispersión de Compton), es

$$E_1 = \frac{E_0}{\left(1 + \frac{E_0}{m_e c^2 (1 - \cos\theta)}\right)} = \frac{1}{6.4} E_0. \quad (4.19)$$

$\cos\theta = -1$

Es decir, el fotón, que viaja ahora en la dirección opuesta, se dispersará ahora con una energía $E_1 = 0.22 \text{ MeV}$. Para fotones con esta energía la sección eficaz de Compton es $\sigma = 3.86 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$, y el camino libre medio es de $\langle l \rangle \approx 8.9 \text{ cm}$. En el tercer paso de este procedimiento, el fotón tendría una energía de 0.12 MeV, y podría viajar hasta otros 6.77 cm. Así las dispersiones del fotón en estos tres pasos ocurren en las posiciones $x_1 = 25.5 \text{ cm}$, $x_2 = 16.6 \text{ cm}$, y $x_3 = 23.4 \text{ cm}$, tomando en cuenta que después de cada dispersión el fotón viaja en la dirección opuesta.

Luego de la primera dispersión el electrón se lleva cerca de 2 MeV de la energía del fotón, produciendo una señal de 65 fotoelectrones en los tubos que activa; luego de la segunda dispersión la energía que se lleva el electrón es de 0.10 MeV, produciendo 3 fotoelectrones; en la tercera dispersión de este tipo la energía del electrón es de 0.037 MeV, que alcanza sólo a producir 1 fotoelectrón. Es decir, que sólo podemos observar tres dispersiones máximas. Todas estas dispersiones ocurren cuando la energía del fotón está entre los 100 KeV y los 2.2 MeV, región dominada por el proceso de dispersión de Compton.

La posición promedio de los vértices de dispersión del fotón, pesada por la cantidad de energía depositada en el detector se puede estimar como:

$$\langle l \rangle = \frac{25.5 \text{ cm} \times 1.98 \text{ MeV} + 16.6 \text{ cm} \times 0.10 + 23.9 \text{ cm} \times 0.037 \text{ MeV}}{2.117 \text{ MeV}} \approx 25 \text{ cm}.$$

De la simulación Monte Carlo también se puede obtener la distribución del número de tubos fotomultiplicadores activados por cada evento de rayo gama simulado en el tanque. Esta distribución se muestra en la figura 4.13.

Como puede verse en la figura 4.13 (b), incluyendo la restricción de observar únicamente eventos secundarios que ocurren a menos de 250 cm de los eventos primarios, obtenemos una distribución más continua para N_h . Al incluir esta restricción hemos eliminado eventos que tienen una probabilidad mayor de provenir de un proceso accidental alrededor del tanque, que de la captura de un neutrón en reposo, fenómeno que la simulación busca representar.

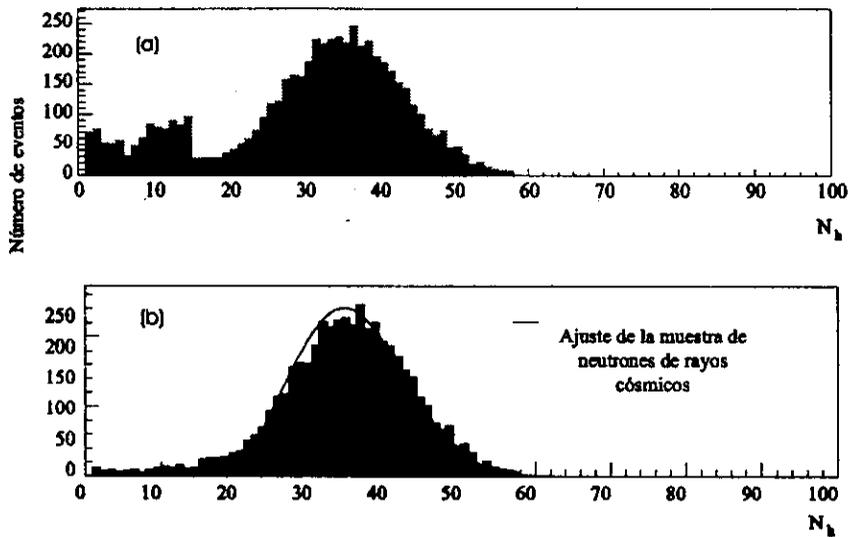


Figura 4.13: Distribución de fototubos activados según la simulación Monte Carlo de rayos gamma creados aleatoriamente en el tanque. En (a) se muestran los eventos que satisfacen las restricciones $Dist > 35 \text{ cm}$, $20 < N_h < 60$ y $0 \text{ cm} < \Delta r < 1000 \text{ cm}$; en (b) se muestra la distribución para eventos secundarios que satisfacen la restricción adicional $\Delta r < 250 \text{ cm}$.

4.4 Ajustes a las distribuciones de la muestra de neutrones de rayos cósmicos

Con el objetivo de realizar un análisis cuantitativo basado en la forma de las distribuciones de probabilidad de las variables Δt , Δr y N_h para eventos correlacionados y accidentales, se encontraron funciones que representaran dichas distribuciones mediante ajustes de tipo χ^2 a los histogramas correspondientes a cada una de ellas.

4.4.1 Ajuste a las distribuciones de Δr

Principalmente nos interesa distinguir entre eventos secundarios correlacionados a la captura de un neutrón y eventos secundarios accidentales, por lo que las distribuciones de Δr se construirán con la restricción adicional $\Delta r < 250$ cm. La mayoría de los eventos accidentales tienen valores de Δr entre 350 cm y 450 cm. El algoritmo de separación de las partes correlacionada y accidental de la distribución de Δr se emplea de la misma forma, pero tomando en cuenta sólo eventos que satisfagan el criterio de selección impuesto por las restricciones.

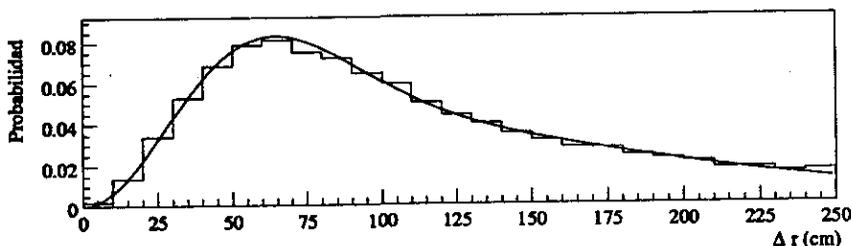


Figura 4.14: Ajuste realizado a la distribución de los valores de Δr para eventos correlacionados en la muestra de neutrones de rayos cósmicos. La función ajustada representa fielmente al histograma.

La función ajustada a la distribución de eventos correlacionados es de la forma:

$$P_c(\Delta r) = N_c(\Delta r)^2 \left(f e^{-\frac{(\Delta r)}{\lambda}} + (1 - f) e^{-\frac{(\Delta r)^2}{2\sigma_c^2}} \right). \quad (4.20)$$

El ajuste correspondiente para la distribución de Δr de eventos accidentales se muestra en la figura 4.15. La función ajustada representa muy bien al histograma en el intervalo en consideración.

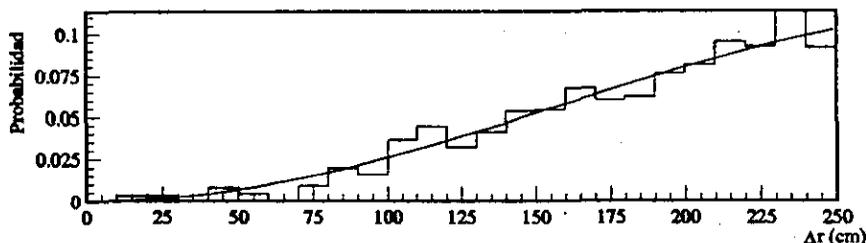


Figura 4.15: Ajuste a la distribución de Δr para eventos accidentales en la muestra de neutrones de rayos cósmicos.

La función usada para este ajuste es de la forma:

$$P_a(\Delta r) = N_a \frac{4\pi}{\sqrt{(2\pi\sigma_a)^3}} (\Delta r)^2 e^{-\frac{(\Delta r)^2}{2\sigma_a^2}} \quad (4.21)$$

Esta función es una distribución Gaussiana en tres dimensiones, que tiene su máximo en $\Delta r = \sqrt{2}\sigma$.

Podemos ajustar una función de la misma forma que la que se usó para la parte correlacionada de Δr en la muestra de neutrones de rayos cósmicos, a la distribución de Δr obtenida de la simulación Monte Carlo de rayos gamma de 2.2 MeV. El ajuste se muestra en la figura 4.16.

La estructura de los ajustes empleados para las distribuciones de Δr de los eventos correlacionados y de los eventos generados con las simulaciones es la misma, y difieren tanto en la normalización como en los parámetros f , λ y σ . La función ajustada es la suma de una función de distribución Gaussiana en tres dimensiones más una función de distribución exponencial también en tres dimensiones. La componente Gaussiana por sí misma tiene su máximo en el valor de $\Delta r = \sqrt{2}\sigma_c$, y la componente exponencial tiene una longitud de atenuación al 36.7% igual a λ .

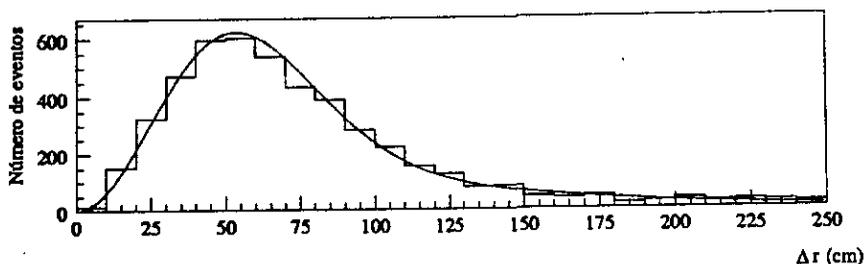


Figura 4.16: Ajuste de la distribución de Δr de la simulación de rayos gama.

Podemos comparar las distribuciones basándonos en los parámetros λ y σ_c , pues el máximo de la distribución está determinado básicamente por el valor de σ_c , y el ancho de la misma está regulado por el valor de λ .

Tabla 4.1: Parámetros de los ajustes de Δr (correlacionados)

Distribución	σ_c	λ
Monte Carlo	36.83 cm	36.14 cm
Neutrones de r.c.	40.89 cm	50.17 cm

4.4.2 Ajuste a las distribuciones de N_h

Las distribuciones de N_h para eventos correlacionados y eventos no correlacionados de la muestra de neutrones de rayos cósmicos se muestran con sus respectivos ajustes en la figura 4.17. Los ajustes, realizados empíricamente para emular la forma de las distribuciones, fueron recorridos medio intervalo hacia la izquierda para tomar en cuenta el hecho de que la variable N_h toma en realidad valores enteros.

La función utilizada para ajustar la distribución de N_h para eventos correlacionados es de la forma:

$$P_c(N_h) = N_1(N_h - n_0)e^{-\frac{(N_h - n_0)^2}{2\sigma_1^2}} + N_2(N_h - m_0)e^{-\frac{(N_h - m_0)^2}{2\sigma_2^2}} \quad (4.22)$$

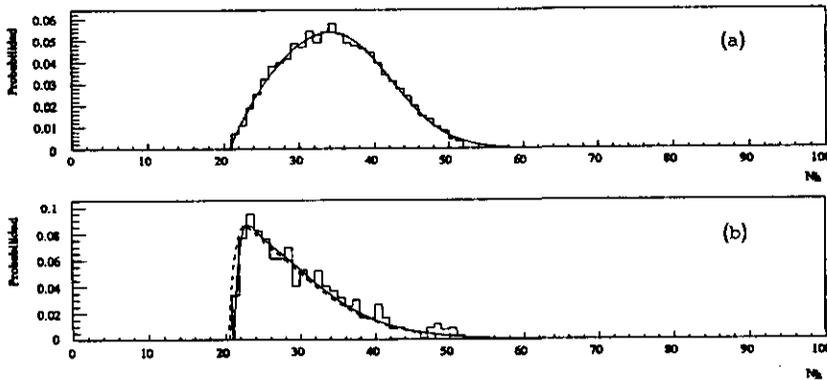


Figura 4.17: Distribuciones de N_h para eventos correlacionados (a) y no correlacionados (b), en la muestra de neutrones de rayos cósmicos, junto con sus funciones de ajuste.

Por otro lado, el ajuste para la distribución para eventos accidentales es de la forma

$$P_a(N_h) = N_1(N_h - n_0)e^{-\frac{(N_h - n_0)}{\lambda_1}} + N_2(N_h - n_0)e^{-\frac{(N_h - n_0)}{\lambda_2}}. \quad (4.23)$$

Esta función de ajuste tiene un parámetro menos que la anterior, debido a que se utilizó sólo una constante para desplazar a la función a lo largo del eje horizontal, y el histograma tiene el mismo número de intervalos con contenido distinto de cero (31 intervalos).

La distribución de N_h de los eventos accidentales obtenida de la muestra de neutrones de rayos cósmicos con la restricción $\Delta r < 250 \text{ cm}$ es ligeramente distinta de la obtenida sin esta restricción. Esta diferencia tiene origen estadístico, ya que el número de eventos accidentales se reduce en un 83% al incluir esta restricción. Con la finalidad de encontrar mejores distribuciones para eventos accidentales se emplean las muestras de Láseres.

4.5 La muestra de Láseres

Como se mencionó antes (capítulo 3), las muestras de Láseres están compuestas por eventos secundarios asociados a eventos primarios generados al azar en el interior del tanque. Los eventos primarios son simulados por la emisión de luz proveniente de los bulbos de Ludox que se encuentran en las posiciones mostradas en la tabla 4.5:

Tabla 4.2: Posiciones de los bulbos con Ludox

Bulbo	c (cm)	y (cm)	z (cm)
1	-36.5	27.3	-143.5
2	35.2	28.6	1.3
3	-35.2	27.9	221.6

Los eventos de las muestras de Láseres son una excelente fuente de eventos accidentales, puesto que ningún evento secundario de tipo rayo gama está correlacionado con estos eventos primarios, dada la naturaleza misma de la muestra. De esta muestra se pueden obtener distribuciones de Δr y de N_h que servirán para comparar los resultados obtenidos de la muestra de neutrones de rayos cósmicos.

La muestra de Láseres analizada está formada por eventos almacenados durante los años 93, 94, 96 y 97. La distribución de Δr obtenida de esta muestra en el intervalo de 0 a 1000 cm se puede ver en la figura 4.18. En la figura 4.19 se compara la distribución de Δr para eventos accidentales de la muestra de neutrones de rayos cósmicos, con un ajuste a la distribución de Δr para la muestra de Láseres en el intervalo de 0 a 250 cm.

Puesto que los eventos de la simulación Monte Carlo de rayos gama (eventos correlacionados) ocurren prácticamente en su totalidad dentro del intervalo de 0 a 250 cm (ver figura 4.16), estaremos más interesados en la forma de las distribuciones de Δr en este mismo intervalo. Más adelante se verá que al no considerar eventos vistos por el detector con Δr fuera de este rango, estaremos eliminando una gran cantidad de eventos de fondo, en los cuales no estamos interesados.

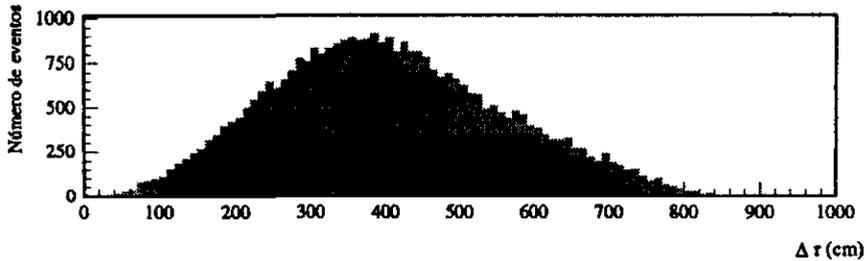


Figura 4.18: Distribución de Δr para los eventos secundarios en una muestra de Láseres tomada durante los años 93, 94, 96 y 97.

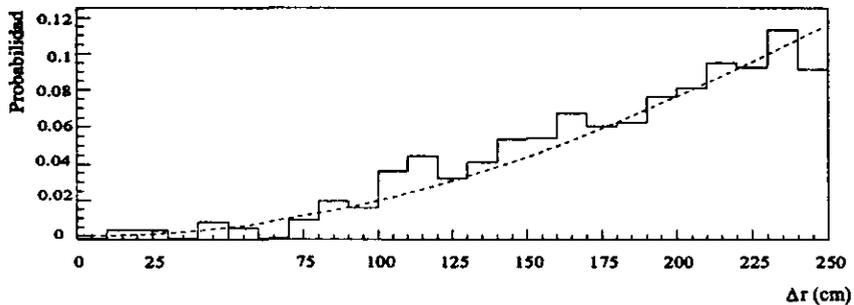


Figura 4.19: Distribución de Δr para eventos accidentales de la muestra de neutrones de rayos cósmicos y ajuste a la distribución de esta misma variable para los eventos de la muestra de Láseres en el intervalo de 0 a 250 cm. La distribución y la curva están normalizadas a la unidad cuando se suma sobre los 25 intervalos que componen al histograma.

La distribución de N_h de los eventos de Láseres y la correspondiente para eventos no correlacionados de la muestra de neutrones de rayos cósmicos son ligeramente diferentes. Se utilizará la distribución de N_h de la muestra de Láseres para el análisis posterior, ya que en ésta el número de fototubos activados por eventos accidentales se obtiene directamente, sin necesidad de efectuar una substracción.

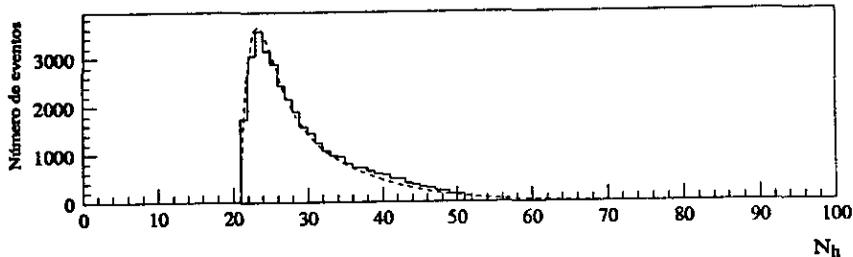


Figura 4.20: Distribución de N_h , muestra de Láseres.

La distribución de Δt para la muestra de Láseres, como es de esperarse, es una distribución uniforme, es decir, los eventos puramente accidentales tienen la misma probabilidad de ocurrir a cualquier tiempo después de los eventos primarios.

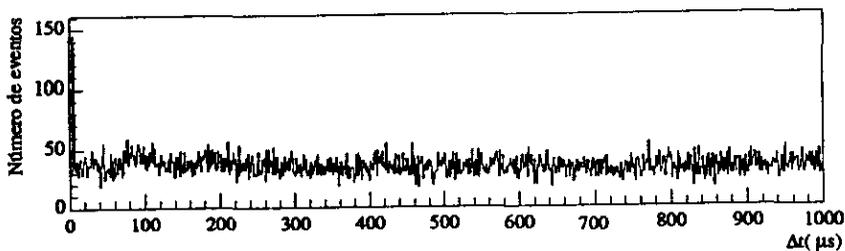


Figura 4.21: Distribución de Δt para la muestra de Láseres con eventos tomados en los años 93, 94, 96 y 97.

Como se puede apreciar, para Δt inferior a los $8 \mu s$, hay un exceso de eventos provenientes de señales de fondo. Este comportamiento del detector

impulsó la inclusión de la restricción $8 \mu s < \Delta t < 1000 \mu s$.

Una distribución que resulta de utilidad es la distribución del número de eventos secundarios asociados a los eventos primarios de esta muestra. Puesto que todos los eventos que la forman son eventos accidentales, la fracción de eventos primarios en ella que tienen al menos un evento secundario, es igual a la probabilidad de observar con el detector un evento accidental. Esta distribución se muestra en la figura 4.22.

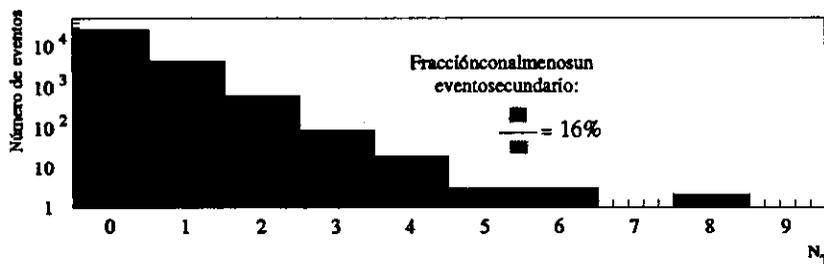


Figura 4.22: Distribución del número de eventos secundarios asociados a los eventos primarios de la muestra de Láseres (93, 94, 96 y 97). La fracción de eventos primarios con al menos un rayo gama, respecto a todos los eventos primarios en la muestra que están en el volumen fiducial del detector, es la probabilidad de observar un evento accidental.

Si $N_{n\gamma}$ es el número de eventos primarios con n eventos tipo rayo gama asociados, entonces la probabilidad de observar un evento accidental asociado a un evento primario en el tanque, está dada por:

$$\epsilon_a = \frac{\sum_{n \geq 1} N_{n\gamma}}{\sum_{n \geq 0} N_{n\gamma}} = (15.9 \pm 0.02)\% \quad (4.24)$$

El error calculado en este valor es estadístico [6]: $\frac{\sqrt{N}}{N}$ donde N es el número de eventos en la porción con $N_\gamma > 1$ de la figura 4.22.

Esta cantidad tiene una importancia crucial en la determinación de la probabilidad de oscilación, y más directamente en la construcción de la distribución de eventos accidentales de una función llamada razón de verosimilitudes R que se usará para discriminar parejas de eventos primarios y

Capítulo 5

Determinación de la probabilidad de oscilación a partir del análisis DAR

Las piezas del análisis estudiadas en el capítulo anterior son empleadas para construir un mecanismo de selección de las parejas *positrón-gama* que mejor representen la interacción de un antineutrino del electrón con un protón (decaimiento beta inverso). La muestra final de la que se extraen estos eventos candidatos es una *muestra de electrones*, en la que los eventos primarios ahora son positrones relativistas con una energía típica de 40 MeV, que se identifican por generar un cono de radiación de Cerenkov al moverse a través del aceite. Cabe señalar que la muestra recibe este nombre porque electrones y positrones son idénticos ante los ojos del detector.

5.1 La razón de verosimilitudes R

Para identificar un evento correlacionado de un evento accidental en una muestra en la que aparezcan tanto señales de fondo como señales producidas por la reacción $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, se puede definir una función que mida la susceptibilidad de un par *evento primario-evento secundario*, de ser efectivamente un positrón y un rayo gama producido por la captura de un neutrón. En el análisis DAR del experimento LSND esta función se define como el producto de tres razones de verosimilitud parciales:

$$R = L_{\Delta t} L_{\Delta r} L_{N_h}. \quad (5.1)$$

Cada una de las funciones $L_{\Delta t}$, $L_{\Delta r}$, y L_{N_h} mide la susceptibilidad de que una pareja de eventos primario y secundario esté correlacionada en tiempo, distancia y energía depositada en el detector, respectivamente. Las razones de verosimilitud parciales L_i se definen de la siguiente manera:

$$L_{\Delta t} = \frac{P_c(\Delta t)}{P_a(\Delta t)} \quad L_{\Delta r} = \frac{P_c(\Delta r)}{P_a(\Delta r)} \quad L_{N_h} = \frac{P_c(N_h)}{P_a(N_h)} \quad (5.2)$$

Las llamamos razones de verosimilitud debido a que las probabilidades involucradas son probabilidades *a posteriori*, es decir, se calculan empleando distribuciones determinadas *a priori*, con valores para las variables obtenidas de un experimento [9]. El producto de estas tres cantidades típicamente será mayor para eventos correlacionados que para eventos accidentales. Las cantidades $P_c(\Delta t)$, $P_a(\Delta t)$, $P_c(\Delta r)$, $P_a(\Delta r)$, $P_c(N_h)$ y $P_a(N_h)$ son los valores que los ajustes a las distribuciones de probabilidad (estudiados en el capítulo anterior), asignan a las variables Δt , Δr y N_h respectivamente. Si una pareja de eventos correlacionado y accidental tiene un valor de Δt inferior a $186 \mu s$, Δr de alrededor de 60 cm, y el evento secundario activa cerca de 35 fototubos, el valor de R asociado a esta pareja será elevado. comparado con el de una pareja que tiene Δt mayor a $186 \mu s$, Δr superior a 100 cm, y activa cerca de 22 fototubos.

La figura 5.1 muestra el comportamiento de los cocientes $\frac{P_c(\Delta t)}{P_a(\Delta t)}$, $\frac{P_c(\Delta r)}{P_a(\Delta r)}$ y $\frac{P_c(N_h)}{P_a(N_h)}$. El cociente $\frac{P_c}{P_a}$ se encuentra una vez habiendo normalizado las distribuciones correlacionada y accidental para que la suma del contenido de los histogramas correspondientes sea igual a la unidad.

Las funciones de ajuste utilizadas para construir la razón de verosimilitudes R , deben ser representativas del tipo de procesos de interés. En el caso del análisis DAR de LSND, estos procesos son: la detección de un rayo gama de 2.2 MeV proveniente de la captura de un neutrón que se produce con una energía inferior a los 5 MeV, creado junto con un positrón con energía típica de 45 MeV después de la interacción de un antineutrino del electrón de 50 MeV con un protón en reposo. Como la distribución de Δr para los neu-

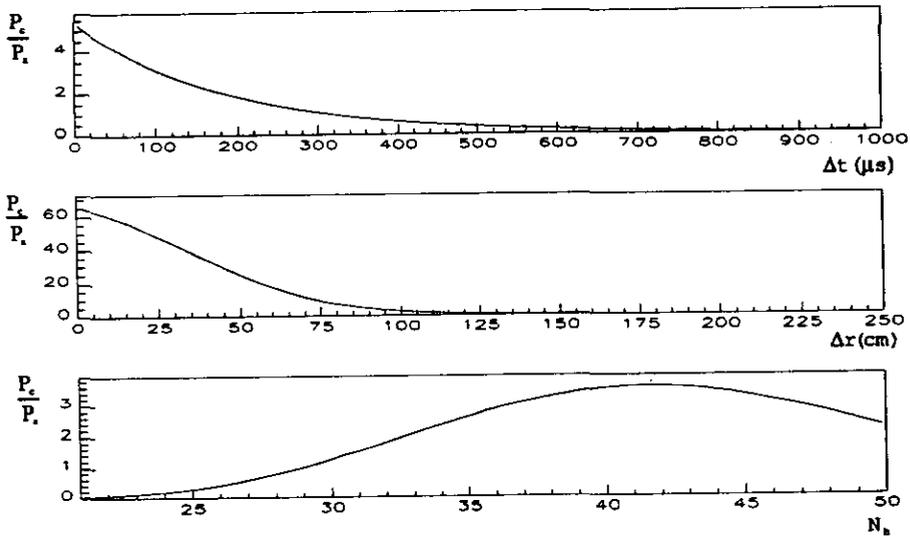


Figura 5.1: Razones de verosimilitud parciales $L_{\Delta t}$, $L_{\Delta r}$ y L_{N_h} en función del parámetro correspondiente. Los ajustes son aquellos realizados a las distribuciones de probabilidad obtenidas de la muestra de neutrones de rayos cósmicos con datos de los años 93 a 97, excepto en el caso de la distribución Δr , que se tomó de la simulación de rayos gama con una corrección que se explica en la siguiente sección, y la de N_h , que se toma de la muestra de Láseres.

trones de rayos cósmicos incluye un error excesivo ¹, se construye la razón de verosimilitudes R utilizando la distribución de Δr obtenida de la simulación Monte Carlo, después de efectuar en ella una corrección que se explica en la siguiente sección.

5.2 Corrección de la distribución de Δr de la simulación Monte Carlo de rayos gama

El proceso mostrado en la figura 4.12 en el capítulo anterior, debe modificarse cuando la reconstrucción de eventos se lleva a cabo en una *muestra de electrones*. El proceso completo se muestra en la figura 5.2.

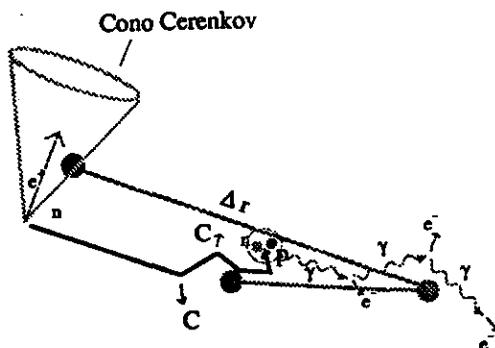


Figura 5.2: Proceso de reconstrucción de la distancia Δr en una muestra de electrones. Los eventos primarios son positrones relativistas identificados por el cono de radiación de Cerenkov que producen al moverse en el aceite mineral. El error en la determinación de la posición del positrón, el neutrón y el rayo gama, se propaga a la determinación de Δr .

En este proceso se puede ver que los desplazamientos del neutrón y el rayo gama contribuyen de manera independiente al valor de la distancia Δr . Típicamente el neutrón recorre unos 10 cm antes de ser capturado, y el rayo

¹La posición reconstruida de un neutrón es más imprecisa si se dispersa a lo largo de un camino mayor

gama avanza al rededor de 20 cm antes de ser dispersado por los electrones del medio [19]. Es decir, el valor de Δr depende de la dirección y magnitud de estos desplazamientos independientes. Pero una tercera fuente de desplazamiento debe tomarse en cuenta, debido a que la posición de los positrones es reconstruida típicamente a una distancia de 14 cm de su punto de creación, resultado obtenido de una simulación Monte Carlo de electrones con energías entre 10 y 45 MeV en el detector.

El parámetro de la función ajustada que determina la posición del máximo en la distribución de Δr es σ . Suponiendo que las contribuciones de los desplazamientos del positrón, el neutrón y el rayo gama son independientes entre sí, podemos estimar el parámetro σ corregido como la suma en cuadratura de los parámetros σ_i de las distribuciones de Δr de los tres procesos independientemente:

$$\sigma_c^2 = \sigma_\gamma^2 + \sigma_{e^+}^2 + \sigma_n^2, \quad (5.3)$$

en donde σ_γ , σ_{e^+} y σ_n son los parámetros que controlan el pico de las distribuciones correspondientes a cada uno de los procesos. Esta corrección deja prácticamente inalterada la forma de la distribución Δr , como puede verse en la figura 5.3.

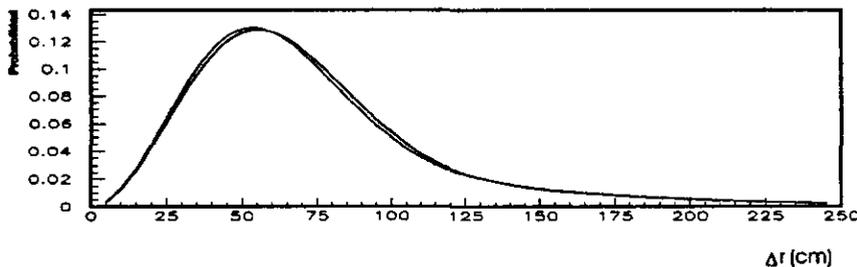


Figura 5.3: Distribución de Δr ensanchada por los procesos de desplazamiento del neutrón, positrón y rayo gama. Esta distribución es más representativa del proceso de detección de un evento de tipo $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$.

5.2.1 Distribuciones de R para eventos correlacionados y accidentales

Una vez habiendo determinado las funciones $P_c(\Delta t)$, $P_a(\Delta t)$, $P_c(\Delta r)$, $P_a(\Delta r)$, $P_c(N_h)$ y $P_a(N_h)$ que representan las distribuciones de probabilidad de que un evento secundario correlacionado o accidental tenga un valor dado de las variables Δt , Δr y N_h , se puede establecer la forma de las distribuciones de valores de R para eventos puramente correlacionados y para eventos puramente accidentales.

Estas distribuciones se obtuvieron haciendo una simulación de eventos, representados por un triplete $(\Delta t, \Delta r, N_h)$ con las restricciones:

$$\begin{aligned} 0 \mu s < \Delta t < 1000 \mu s \\ 20 < N_h < 51 \\ 0 \text{ cm} < \Delta r < 250 \text{ cm} \end{aligned} \quad (5.4)$$

Para generar la distribución de valores de R para eventos accidentales se utilizó el algoritmo de Metrópolis con las distribuciones $P_a(\Delta t)$, $P_a(\Delta r)$ y $P_a(N_h)$. Usando estas distribuciones se generaron eventos cuyos valores de las tres variables tuvieran las distribuciones de eventos accidentales, y se calculó su valor de R . Pero esta distribución no está completa, pues faltaría agregar todos los posibles eventos accidentales que ocurren con alguna de las variables fuera de los límites marcados por las restricciones anteriores. Los eventos que ocurren fuera de estos límites tienden a tener valores de R muy cercanos a cero, puesto que la función $L_{\Delta r}$ es prácticamente cero para $\Delta r > 250 \text{ cm}$. De esta forma, el contenido del intervalo que contiene a R_0 en la distribución de valores de R , se acumula de una manera especial.

Esta consiste en utilizar la probabilidad de observar un evento accidental (calculada en el capítulo anterior a partir de la muestra de Láseres), con el detector. Es decir, como sólo el $(16 \pm 0.2)\%$ de los eventos accidentales asociados a eventos primarios ocurren con estas restricciones, de cada 100 eventos, 84 tendrán un valor de $R = 0$, y el resto se podrá calcular.

De manera similar se encuentra la distribución de valores de R para eventos correlacionados, solo que esta vez se generan tripletes $(\Delta t, \Delta r, N_h)$ de

acuerdo a las distribuciones $P_c(\Delta t)$, $P_c(\Delta r)$ y $P_c(N_h)$, y el valor de $R = 0$ es asignado el 66% de las veces. Este valor del 66% se estima de la misma forma que se hizo en el análisis previo publicado en 1995 [18], y consiste en el producto de cuatro factores de eficiencia:

$$\epsilon_c = \epsilon_{\Delta r} \epsilon_{\Delta t} \epsilon_{N_h} \epsilon_{Lat+DAQ}, \quad (5.5)$$

en donde $\epsilon_{\Delta r} = 1.0$ es la probabilidad de observar un evento correlacionado con $0 \text{ cm} < \Delta r < 250 \text{ cm}$, $\epsilon_{\Delta t} = 0.95$ es la probabilidad de observar un evento correlacionado con $8 \mu s < \Delta t < 1000 \mu s$, $\epsilon_{n_h} = 0.90$ es la probabilidad de observar un evento correlacionado con $20 < N_h < 51$, y $\epsilon_{Lat+DAQ} = 0.77$ es la probabilidad de que el detector vea cualquier señal (factor de eficiencia de detección²).

Los valores de estos factores se estiman a partir de las distribuciones de Δr y N_h obtenidas de la simulación Monte Carlo de rayos gama, que es la que se toma como representativa del proceso de interés, y de la determinación experimental de la respuesta del detector. La distribución de Δt encontrada se utiliza en este cálculo. El factor de eficiencia ϵ_c es una medida de la probabilidad de observar un evento correlacionado con las restricciones anteriores.

En la figura 5.4 se muestran las distribuciones de R para eventos correlacionados y accidentales generados aleatoriamente en base al cálculo de las eficiencias de observar eventos accidentales y correlacionados con valores de las variables Δt , Δr y N_h dentro de los límites impuestos. Un evento correlacionado se genera de acuerdo a las distribuciones de eventos correlacionados de Δt , Δr y N_h , y un evento accidental de acuerdo con las distribuciones correspondientes para eventos accidentales, usando en cada caso un algoritmo similar al algoritmo de Metropolis [25].

Estas distribuciones, normalizadas a tener un contenido de 1, nos indican la probabilidad de que un evento secundario asociado a un primario, tenga asociado un determinado valor de R , en caso de ser correlacionado, y en caso de ser accidental.

²Fración de eventos de cualquier tipo que son observados, del total de eventos que ocurren en el volumen del detector.

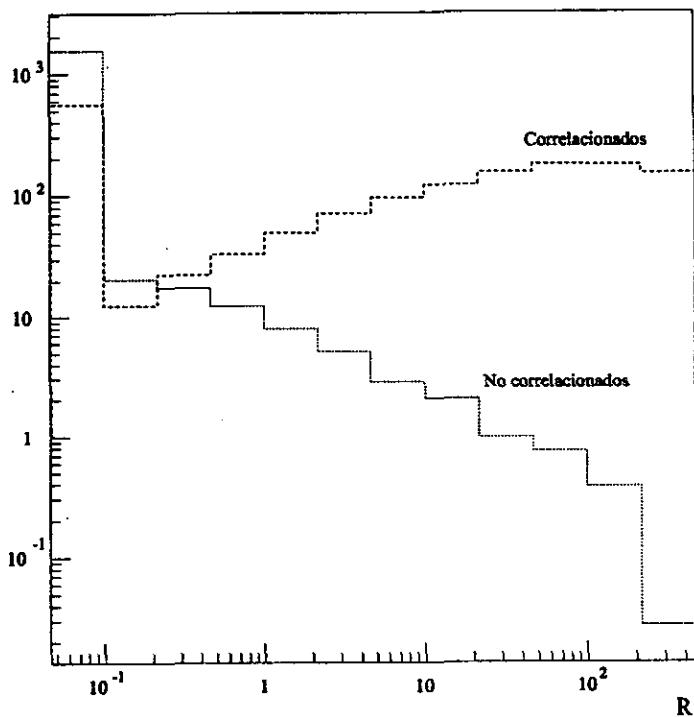


Figura 5.4: Distribuciones de R para eventos accidentales y eventos correlacionados generados aleatoriamente.

En la tabla 5.1 se muestra el cálculo de la fracción de eventos correlacionados y accidentales que se consideran cuando se impone una restricción al valor de R :

Tabla 5.1: Fracciones de eventos consideradas al imponer restricciones en R

$R > R_0$	$\epsilon_c(R)$	$\epsilon_a(R)$
1.00	0.603	0.0122
4.64	0.532	0.0043
21.5	0.405	0.0012
30.0	0.391	0.0009
46.4	0.313	0.0007

El error estadístico en estas cantidades ($\sqrt{\epsilon(1-\epsilon)/N}$, con $N=60,000$ eventos generados) [14], es inferior al 0.1% en todos los casos.

Estas fracciones se utilizarán para calcular la cantidad de eventos correlacionados y accidentales que componen un número dado de eventos de fondo. Los valores de R_0 son elegidos arbitrariamente.

5.3 Muestra de electrones, eventos excedentes

La muestra de electrones estudiada contiene cerca de 10^6 eventos primarios, cada uno con un número de entre 0 y 5 eventos secundarios asociados. Un proceso de selección de estos eventos primarios se lleva a cabo imponiendo algunas restricciones:

$$\begin{aligned}
 (\Delta t)_p &> 10 \mu s \\
 \Delta t &> 8 \mu s \\
 N_h^{perm} &< 100 \\
 0.20 &< \chi_r < 0.65 \\
 0.28 &< \chi_t < 0.75 \\
 0.3 &< \chi_l < 0.20 \\
 20 \text{ MeV} &< E_p < 60 \text{ MeV}
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

El significado de la mayoría de estas restricciones se describe con detalle en [18], y básicamente se refiere a la capacidad de distinguir entre eventos primarios que son neutrones, muones o bien positrones (o electrones). Sólo se toman en cuenta eventos primarios con energía entre 20 y 60 MeV, y que no tienen eventos tipo muón en un intervalo de tiempo de 10 μ s antes de su detección. La restricción $N_h^{perm} < 100$ se refiere a que no se toman en cuenta eventos primarios en los que haya un número de fototubos activos después de 500 ns de su detección, lo que entorpecería la reconstrucción de los eventos.

Tras imponer estas restricciones, el número de eventos primarios que quedan en la muestra disminuye hasta $(53,699 \pm 242)$ eventos. Entre estos eventos están los candidatos a mostrar la evidencia de la ocurrencia del fenómeno de oscilaciones de neutrinos, y se encuentran ocultos debajo del conjunto de eventos provenientes de procesos convencionales.

Las señales de fondo se calculan a partir de las estimaciones del flujo de neutrones proveniente de interacciones de diversos tipos, algunas causadas por la naturaleza del haz de neutrinos utilizado, y otras de procesos atmosféricos. La parte de estas señales de fondo debida a los eventos que se producen cuando el haz de neutrinos está apagado se puede calcular conociendo la razón del tiempo durante el cual el haz está encendido al tiempo durante el cual el haz está apagado, a lo largo de un período de adquisición de datos.

Esta fracción es diferente dependiendo del año en el que los eventos fueron acumulados. La tabla 5.2 muestra el valor de este factor para los diferentes períodos de tiempo durante los que se acumuló la muestra de electrones analizada.

Tabla 5.2: Factor de operación D

Año	D
93	0.076
94	0.080
95	0.059
96	0.056
97	0.048

El factor de operación usado en este análisis se define como

$$D \equiv \frac{N_{ON}^{fondo}}{N_{OFF}^{fondo}} = \frac{T_{ON}}{T_{OFF}} \quad (5.7)$$

Donde N_{ON}^{fondo} y N_{OFF}^{fondo} son el número de eventos accidentales que ocurren cuando el haz está encendido y cuando está apagado, respectivamente, y T_{ON} y T_{OFF} son los períodos de tiempo que el haz permaneció encendido y apagado, respectivamente. Por lo tanto, conociendo el número de eventos que ocurren cuando el haz está apagado (que son accidentales), se puede estimar el número de eventos accidentales que ocurren cuando el haz está en operación.

De los eventos primarios (eventos tipo positrón) que quedan en la muestra después de evaluar las restricciones 5.6, una gran cantidad son eventos que fueron acumulados cuando el haz de neutrinos estaba apagado. Usando el factor de operación adecuado para cada año, se determina la cantidad de eventos accidentales que deben eliminarse para dejar únicamente a los eventos que no procedan de procesos convencionales que ocurren de manera natural en el tanque. Los eventos que sobreviven a esta substracción son eventos que llamaremos *eventos excedentes*.

Un algoritmo de substracción de eventos basado en los factores de operación fue utilizado para construir distribuciones formadas por eventos excedentes en la muestra de electrones. Para elaborar un histograma con eventos excedentes, los eventos se pesaron de acuerdo a la tabla 5.2, del factor de operación. Un evento que ocurre cuando el haz está encendido tiene un peso $w = 1$, y un evento que ocurre cuando el haz está apagado tiene un peso igual a $w = -D$.

Usando este factor de peso, se acumularon distribuciones de la energía depositada en el tanque por los eventos primarios de la muestra de electrones. Esta misma distribución de energía se acumuló aplicando restricciones en el valor de R de los eventos primarios, el cual se calculó como se indica a continuación:

1. Dado un evento primario que cumple con las restricciones 5.6, se calcula el valor de R para todos los eventos secundarios asociados a él como sigue:

$$R = L_{\Delta t} L_{\Delta r} L_{N_h} \quad \text{si} \quad \begin{cases} 8 \mu s < \Delta t < 1000 \mu s \\ 0 \text{ cm} < \Delta r < 250 \text{ cm} \\ 21 < N_h < 51 \end{cases}$$

$$R = 0 \quad \text{de otra forma} \quad (5.8)$$

Los eventos que no satisfagan las restricciones anteriores tienen por definición $R = 0$.

2. El valor de R para el evento primario se toma como el mayor de los valores de R para sus eventos secundarios. De esta forma, cada evento primario de los que sobreviven al criterio de selección impuesto por las restricciones tiene asociado un solo valor de R .
3. El valor de E_p se acumula en un histograma, pesado por el factor de operación (ya sea 1 o $-D$). El histograma resultante estará formado por los eventos excedentes.

En la figura 5.5 se muestran las distribuciones de E_p (energía depositada por los eventos primarios de tipo positrón), para diferentes restricciones en el valor de R .

El contenido de los histogramas es el número de eventos excedentes con el valor de R requerido por la restricción. Es importante hacer notar que este número de eventos excedentes no es el número final de interacciones $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + e^+$ que sobrepasan a las de los procesos convencionales, puesto que sólo se ha eliminado de la muestra de electrones la parte del fondo correspondiente a procesos ajenos al haz. Pero otros procesos producidos por el haz pueden causar la detección de eventos que aparentemente provienen de la reacción buscada. Estos procesos dan origen a lo que se conoce como *fondo correlacionado debido al haz y fondo accidental debido al haz*, y es calculado en el artículo de los resultados previos del análisis de DAR de LSND [18].

El fondo correlacionado debido al haz son los eventos provenientes de interacciones de neutrinos $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ que forman parte del haz, y que interactúan

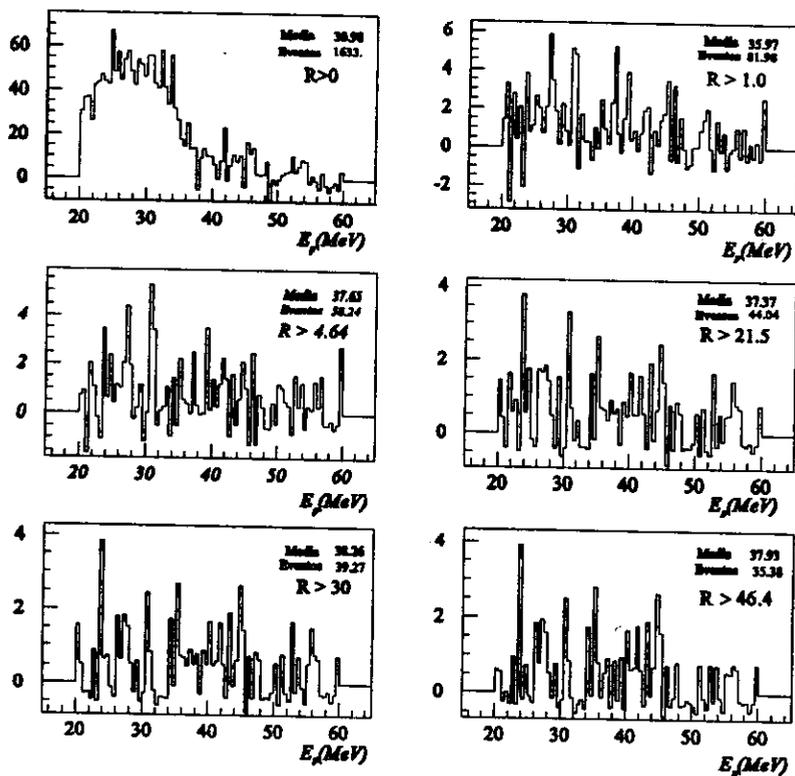


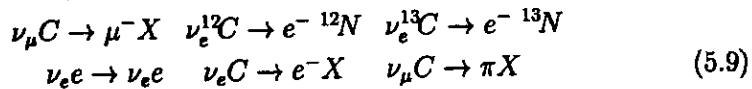
Figura 5.5: Distribuciones de E_p para eventos excedentes obtenidos al sustraer los eventos accidentales de procesos ajenos al haz de los eventos que se detectan cuando el haz está encendido. Como puede verse, el valor promedio de la energía del evento primario de tipo positrón es de alrededor de 37 MeV para restricciones razonables en el valor de R ($R > 1.0$).

con protones del detector, dando origen a eventos secundarios correlacionados a un evento primario. Pero sólo nos interesan los eventos de interacciones de $\bar{\nu}_e$ que no provengan de la naturaleza del haz, por lo que estas señales deben ser eliminadas. Las reacciones que originan estas señales de fondo se muestran en la tabla 5.3.

Tabla 5.3: Fondo correlacionado debido al Haz

Fondo	Fuente
$\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$	$\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$
$\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n$	$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$
$\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$	$\pi \rightarrow e \nu$ y $\mu \rightarrow e \nu$

El fondo accidental debido al haz está constituido por eventos primarios de tipo positrón que son idénticos a los que produce la interacción $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$, pero no producen un neutrón que de origen a un evento secundario. Estos procesos son:



De los eventos primarios tipo positrón que estos procesos producen, se obtienen parejas de evento primario-secundario que no están correlacionados entre sí, es decir, si se calcula su valor de R , estará distribuido según la distribución de valores de R para eventos accidentales obtenida en la sección anterior.

Según el análisis hecho para los datos de 93 a 95 [18], el fondo correlacionado debido a la naturaleza del haz, para un número de eventos excedentes de 924.3 encontrado en ese análisis, es de 12.5 eventos. El análisis presente incluye datos que fueron adquiridos en los años 96 y 97, además de los que se usaron en ese análisis, por lo que el cálculo de este fondo correlacionado se estima como proporcional al obtenido en el análisis publicado anteriormente (DAR, 1993-1995).

El número total de eventos excedentes sin restricción en el valor de R , para este análisis resultó ser de (1633 ± 242) . Lo que da origen a un fondo

correlacionado debido al haz de (22.1 ± 8.4) eventos.

Una pieza más de información que puede extraerse del análisis anterior es el número de eventos excedentes que se esperarían si ocurriera una transmutación total $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. En el análisis anterior (años 93 a 95), se determinó a partir del flujo de neutrinos $\bar{\nu}_\mu$ que la cantidad de estas partículas que alcanzaron el detector durante el período de adquisición de datos con el haz encendido fué de $(16,670 \pm 1,667)$ (ya sea habiendo o no oscilado a $\bar{\nu}_e$), lo que para el presente análisis corresponde con $(29,505 \pm 3,238)$ eventos.

Con esta información, se puede estimar la probabilidad de que ocurra la oscilación $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, considerando eventos que tengan un valor de R mayor a un valor arbitrario:

$$P_{osc}(R > R_0) = \frac{\text{exceso}(R > R_0) - \text{Fondo}_{\text{Haz}}^{ac}(R > R_0) - \text{Fondo}_{\text{Haz}}^{corr}(R > R_0)}{\epsilon_c(R) \times (100\% \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)} \quad (5.10)$$

En la ecuación anterior $\text{Fondo}_{\text{Haz}}^{ac}$ es el fondo accidental debido al haz, y $\text{Fondo}_{\text{Haz}}^{corr}$ es el fondo correlacionado debido al haz. La cantidad $100\% \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ es el número de eventos que se observarían si hubiera una transmutación del 100% de $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Los fondos correlacionado y accidental debidos a la naturaleza del haz se calculan en base a los factores de eficiencia de la tabla 5.1, que nos dicen la probabilidad de observar eventos correlacionados y accidentales con R mayor a un cierto valor arbitrario.

$$\begin{aligned} \text{Fondo}_{\text{Haz}}^{ac}(R > R_0) &= \text{exceso}(R > R_0) \times \epsilon_a(R) \\ \text{Fondo}_{\text{Haz}}^{corr}(R > R_0) &= 22.1 \times \epsilon_c(R) \end{aligned} \quad (5.11)$$

En la tabla 5.4, se muestra el cálculo de la probabilidad de oscilación imponiendo a los eventos excedentes una restricción en su valor de R .

Los resultados obtenidos para la probabilidad de oscilación, muestran que esta es prácticamente independiente del valor elegido de R_0 , teniendo un valor promedio de 0.27%.

Tabla 5.4: Probabilidad de Oscilación para eventos con $R > R_0$

$R > R_0$	exceso	(exceso-fondo)	P_{osc}
1.0	81.98±13.8	48.7±15.1	(0.27±0.09) %
4.64	58.24±10.9	39.37±12.5	(0.25±0.08) %
21.5	44.04±8.6	33.10±10.5	(0.28±0.08) %
30.0	39.27±8.2	29.25±9.8	(0.25±0.08) %
46.4	35.38±7.4	27.33±9.6	(0.30±0.09) %

Los errores que aparecen en la tabla 5.4 son estadísticos, siendo el error más importante el de el número de eventos en exceso. La manera de obtener los errores se discute en el apéndice A de este trabajo.

Otra manera de calcular la probabilidad de oscilación, es preguntarnos por la fracción de eventos de fondo correlacionado debido al haz y la fracción de eventos de fondo accidental debidos al haz, que componen el exceso total observado. Para responder a esta pregunta, utilizaremos de nuevo las distribuciones de valores de R para eventos correlacionados y eventos accidentales, pero de una manera distinta.

Los eventos excedentes (sólo 1633) tienen una distribución de valores de R . Esta distribución está formada por intervalos que contienen un cierto número de eventos cada uno y que a su vez están formados por eventos correlacionados y eventos accidentales. Ajustando al histograma de la distribución de R para los eventos excedentes, una función de distribución compuesta por una fracción f de eventos correlacionados y una fracción $(1 - f)$ de eventos accidentales se puede realizar este cálculo. La distribución ajustada tiene la forma:

$$exceso_i(f) = (f P_c^R(i) + (1 - f) P_a^R(i)) exceso_{tot} \quad (5.12)$$

Donde $P_c^R(i)$ y $P_a^R(i)$ son las distribuciones de probabilidad de valores de R para eventos correlacionados y accidentales, respectivamente, y $exceso_{tot} = 1633$. En el ajuste llevado a cabo por el método de la χ^2 , se utilizó la función:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{int}} \frac{(exceso_i - exceso_i(f))^2}{\sigma^2}, \quad (5.13)$$

donde $exceso_i$ es el exceso observado en el i -ésimo intervalo, $exceso_i(f)$ es el exceso calculado según la ecuación 5.12 para el mismo intervalo, y el error σ^2 es calculado como:

$$\sigma^2 = exceso_i(f) + B_{OFF}^i(D + D^2) \quad (5.14)$$

En la ecuación anterior, D es el factor de operación y B_{OFF}^i es el número de eventos que ocurren cuando el haz está apagado, en ese intervalo de valores de R .

El valor ajustado del parámetro f es:

$$f = (0.065 \pm 0.012) \quad (5.15)$$

Para el error en este factor, véase el apéndice A. A partir de este parámetro ajustado, la probabilidad de oscilación se calcula como:

$$P_{osc} = \frac{f \times exceso_{tot} - Fondo_{Haz}^{corr}}{100\% \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e} \quad (5.16)$$

Es decir

$$P_{osc} = (0.28 \pm 0.9 \pm 0.05)\% \quad (5.17)$$

El error sistemático $\pm 0.04\%$ se estima en base al cálculo hecho en el análisis de los años 93 a 95, constando de un 7% debido a la incertidumbre en el flujo de neutrinos que componen el haz, un 7% debido a la ineficiencia en observar una señal de tipo positrón y un 7% por la ineficiencia en observar una señal de tipo rayo gama. Al sumar estos errores en cuadratura, tenemos un error sistemático del 12%, que afecta el fondo correlacionado calculado anteriormente y la expectación para transmutación del 100%. Para una descripción más detallada del cálculo de los errores, véase el apéndice A.

En la figura 5.6 se muestra la distribución de R para los eventos en exceso, en conjunto con las distribuciones de R para eventos correlacionados y eventos accidentales. También se puede apreciar el ajuste realizado, del que se obtiene el factor f . El ajuste tiene una $\chi^2 = 1.2/ngl$.

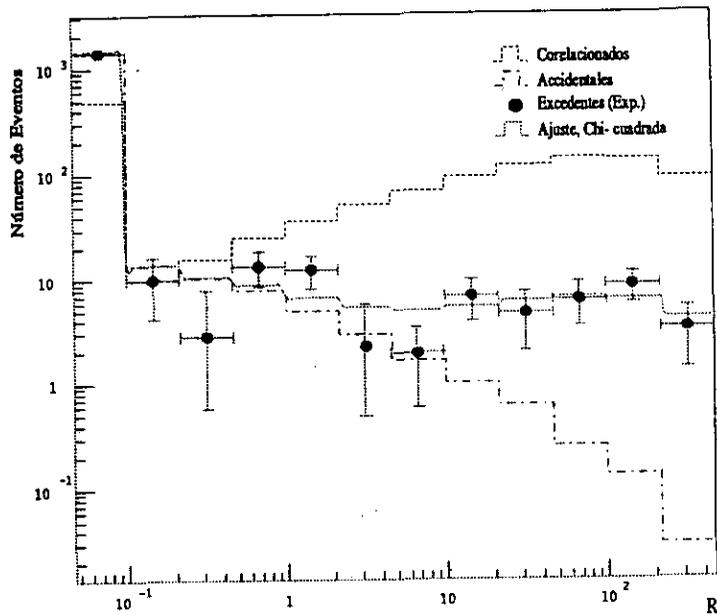


Figura 5.6: Distribución de valores de R para eventos excedentes, ajustada a una distribución formada en parte por eventos correlacionados y por eventos accidentales.

A partir del valor del parámetro f podemos apuntar que los eventos excedentes, luego de la substracción de las señales ajenas al haz, están formados por (98 ± 20) eventos primarios de tipo positrón correlacionados cada una a un evento secundario de tipo rayo gama, y (1535 ± 20) parejas no correlacionadas, siendo todos estos eventos debidos a la naturaleza del haz de neutrinos.

Tras eliminar de estos (98 ± 20) eventos la cantidad de parejas correlacionadas que provienen de las reacciones mostradas en la tabla 5.3, es decir, (22.1 ± 5.2) eventos, nos quedamos con un total de (76 ± 21) eventos que soportan la hipótesis de oscilación.

5.4 Resultados con una definición alternativa de R : R^{alt}

En la sección anterior se determinó la probabilidad de oscilación a partir de establecer una definición de la razón de verosimilitudes R , la cual involucraba distribuciones de probabilidad obtenidas de tres fuentes distintas: la muestra de neutrones de rayos cósmicos, la muestra de láseres y una simulación Monte Carlo de rayos gama de 2.2 MeV.

En esta sección se presentan los resultados obtenidos al utilizar la distribución de Δr extraída de la muestra de neutrones de rayos cósmicos, en lugar de la de la simulación Monte Carlo. Esta distribución, como se verificó en el capítulo 4, es más ancha que la de la simulación, y tiene su máximo ligeramente más alejado del origen. Los resultados derivados de esta definición alternativa de R resultaron tener desventajas respecto a los obtenidos en la sección anterior, y sólo se incluyen en este trabajo con fines comparativos. Según los resultados que se presentan a continuación, un modelo más representativo del fenómeno en estudio se logra con la definición de R estudiada en la sección anterior.

Con el cambio en la distribución de Δr , la razón de verosimilitud parcial $L_{\Delta r}$ se modifica ligeramente, como puede verse en la figura 5.7.

El cambio en la función $P_c(\Delta r)$ determina una nueva definición de la función R , y por lo tanto los cálculos de la probabilidad de oscilación se

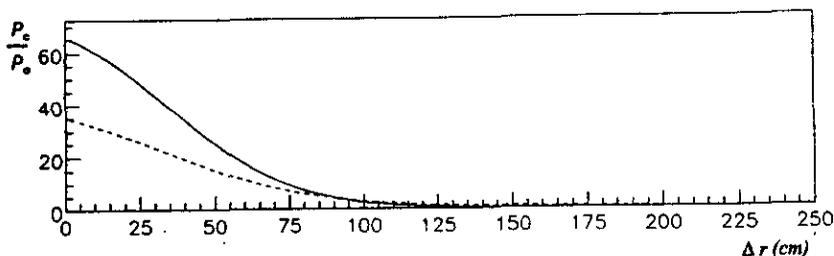


Figura 5.7: Comparación entre las funciones $L_{\Delta r}$ (línea continua), y $L_{\Delta r}^n$ (línea punteada). La modificación de la función $P_c(\Delta r)$ cambia la definición de $L_{\Delta r}^n$, y por lo tanto la de R .

verán también alterados.

5.4.1 Probabilidad de oscilación en función de R_0

La tabla mostrada en la sección anterior para la probabilidad de oscilación (tabla 5.4), obtenida al considerar eventos con un valor de R mayor a un valor arbitrario, se puede calcular de nuevo con la definición alternativa R^{alt} . Para efectuar los cálculos necesarios primero se deben conocer los valores de las fracciones de eventos correlacionados y accidentales que se toman en cuenta en una muestra al imponer una restricción al valor de R^{alt} de los eventos que la conforman.

La tabla 5.5 es análoga a la tabla 5.1 mostrada en la sección anterior, pero se obtiene con la definición alternativa R^{alt} para comparar resultados.

Tabla 5.5: Fracciones de eventos consideradas al imponer restricciones en R^{alt}

$R^{alt} > R_0$	$\epsilon_c(R)$	$\epsilon_a(R)$
1.00	0.548	0.0208
4.64	0.412	0.0056
21.5	0.240	0.0011
30.0	0.221	0.0006
46.4	0.151	0.0004

Con esta información se calcula de nuevo la probabilidad de oscilación considerando eventos excedentes en la muestra de electrones que satisfagan la condición $R^{alt} > R_0$. Los resultados para la definición alternativa se muestran en la tabla 5.6.

Tabla 5.6: Probabilidad de Oscilación para eventos con $R^{alt} > R_0$,

$R^{alt} > R_0$	exceso	(exceso-fondo)	P_{osc}
1.0	99.74±15.0	53.7±15.4	(0.33±0.11) %
4.64	70.78±11.5	52.5±11.8	(0.43±0.11) %
21.5	38.74±8.2	31.6±8.6	(0.45±0.13) %
30.0	39.26±7.7	33.4±7.8	(0.51±0.13) %
46.4	31.84±7.1	27.8±7.2	(0.62±0.18) %

La probabilidad de oscilación es mayor, y fluctúa notablemente al seleccionar eventos con R^{alt} mayor a diferentes valores R_0 . Este comportamiento es un parámetro importante al hacer una selección entre las dos definiciones de R presentadas en este trabajo, ya que es de esperarse que la probabilidad de oscilación sea independiente del valor de R_0 , característica que la definición usada en la sección anterior (usando Δr de la simulación Monte Carlo), cumple satisfactoriamente. Para el cálculo de errores, ver el apéndice A.

La variación en la probabilidad de oscilación con el cambio del parámetro R_0 puede deberse a que las distribuciones de R^{alt} para eventos correlacionados y accidentales no sean las correctas, es decir, adecuadas para determinar en base al valor de R^{alt} , si un evento es accidental o correlacionado.

5.4.2 Ajuste del parámetro f para la función R^{alt}

Al realizar el ajuste por el método de la χ^2 de la distribución de valores de R^{alt} , se obtiene un valor de (0.084±0.016). Este valor del parámetro f se traduce en una probabilidad de oscilación de :

$$P_{osc} = (0.39 \pm 0.12 \pm 0.06)\% \quad (5.18)$$

De nuevo, el error sistemático se calculó en base al 12% estimado en el análisis de los años 93 a 95.

5.4.3 ¿Usar R o R^{alt} ?

Ambas definiciones de R nos permiten llegar al cálculo de la probabilidad de oscilación involucrada en el proceso $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, arrojando cada uno valores distintos. El problema final de este análisis consiste en seleccionar una de las dos definiciones como aquella que mejor modele la posible ocurrencia de este tipo de transmutación. Existen dos criterios que podemos implementar para resolver este problema, el primero se basa en la invariancia del valor calculado de la probabilidad de oscilación para diferentes restricciones en el valor de R o R^{alt} , y el segundo en el valor de χ^2 de los ajustes del parámetro f .

Los parámetros f con su valor de χ^2 y la probabilidad de oscilación para las dos definiciones estudiadas en este trabajo se muestran en la tabla 5.7. En ella podemos ver que la definición de R que hace uso de la simulación Monte Carlo tiene una χ^2 por grado de libertad ligeramente mayor a la de la definición alternativa R^{alt} , pero por otro lado, analizando el comportamiento de la probabilidad de oscilación para diferentes restricciones en el valor de R (ver tabla 5.4 en la sección 5.3 y tabla 5.6 en la sección 5.4) la definición que arroja un valor que parece no depender de dicha restricción, es aquella que utiliza la simulación Monte Carlo.

Tabla 5.7: Comparación de los resultados para las dos definiciones de R

Función	f	χ^2	P_{osc}
R	0.065 ± 0.012	46.9 ± 15.5	$(0.28 \pm 0.09 \pm 0.05) \%$
R^{alt}	0.084 ± 0.016	35.6 ± 10.9	$(0.39 \pm 0.12 \pm 0.06) \%$

El hecho de que la probabilidad obtenida al utilizar a R en el análisis cambie poco al seleccionar eventos con $R > R_0$, para una R_0 arbitraria, es el indicador más importante para hacer una selección, puesto que al no considerar eventos con $R < R_0$, se empobrece la estadística del resultado final. Por lo tanto es de esperarse que una definición correcta de la función R , esto es, que utilice las distribuciones Δr , Δt y N_h correctas para eventos accidentales y correlacionados en el detector, produzca una probabilidad de oscilación independiente (dentro de los márgenes de error) del valor de R_0 .

Con este razonamiento se concluye que la definición que involucra a la

simulación Monte Carlo de rayos gama para la distribución de Δr de eventos correlacionados, es la más adecuada para modelar el exceso observado, interpretándolo como oscilaciones de neutrinos del tipo $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

Este resultado está de acuerdo con el que fue reportado en el análisis hecho con datos acumulados de los años 1993 a 1995, en el que definiciones similares de la función R fueron empleadas, pero está dotado de una mayor calidad estadística, pues utiliza datos acumulados durante el período de 1993 a 1997. Así mismo, el presente análisis hace uso de técnicas ligeramente distintas para la determinación de las funciones con las que se construye R y se considera una mejor aproximación al problema.

Capítulo 6

Conclusiones

El experimento LSND desarrollado en el “*Los Alamos National Laboratory*” ha confirmado la evidencia de oscilaciones de neutrinos del tipo $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ que encontró en análisis anteriores, usando una variación del análisis DAR que incluye diferentes mejoras, entre las que destacan la inclusión de un nuevo algoritmo de reconstrucción de eventos, la redefinición de la razón de verosimilitudes R y el uso de un conjunto mayor de datos.

El análisis DAR se basa en la observación de un exceso de interacciones $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, sobre las esperadas al hacer incidir un haz de neutrinos compuesto principalmente por $\bar{\nu}_\mu$, ν_μ y ν_e , sobre el tanque detector de forma cilíndrica de LSND. El tanque está lleno con un aceite mineral (CH_2) que sirve como material blanco aportando los protones requeridos por la reacción del decaimiento beta inverso, proceso por el cual se detectan los $\bar{\nu}_e$. Los $\bar{\nu}_\mu$ que sufren la transmutación son producidos por el decaimiento de muones en reposo (“Decay at Rest”) en la fuente de neutrinos, y llegan al detector tras haber viajado 30 m a través de la atmósfera y haber tenido la oportunidad de oscilar. Si un $\bar{\nu}_e$ interactúa con un protón, un par de señales en coincidencia son detectadas: la aparición de un e^+ con una energía típica de 40 MeV, y un rayo gama de 2.2 MeV, detectado unos 186 μs después del positrón, proveniente de la captura del neutrón que es producido junto con el positrón en el decaimiento beta inverso. Este par de señales debe ser distinguido entre la enorme cantidad que llega a cada momento al detector, y para lograrlo el análisis DAR tiene una estrategia. Esta consiste en reconocer algunas características de las parejas de eventos de tipo positrón y de tipo rayo gama que se observan en el tanque, tanto cuando el haz de neutrinos está

encendido, como cuando está apagado. Las características de estas señales que son suficientes para el análisis DAR son las distribuciones de valores de Δr (distancia entre el punto de detección del positrón y del rayo gama), Δt (diferencia de tiempo entre la detección del positrón y el rayo gama) y N_h (número de fototubos activados por el rayo gama), tanto para parejas que están correlacionadas como para parejas que no lo están, es decir, parejas que efectivamente provienen de una reacción de decaimiento beta inverso, o no.

En base a las distribuciones de estas variables para parejas de eventos accidentales y correlacionados (obtenidas *a priori* en experimentos de calibración), se puede definir una función (razón R) que se emplea para determinar qué cantidad de las parejas que se observan en una corrida del experimento son correlacionadas y qué cantidad no lo son, información con la que se determina a su vez si existe o no un exceso de eventos más allá de los que se esperarían por los procesos entendidos hasta el momento. Por lo tanto una parte importante del análisis DAR de LSND consiste en elaborar una definición de la razón de verosimilitudes R que involucre las distribuciones de las variables Δr , Δt y N_h que mejor modelen los fenómenos que ocurren en el detector y el desempeño del mismo en la detección de eventos diferentes.

En este análisis una nueva definición de R ha sido probada sobre una muestra de datos experimentales adquirida durante los años 1993 a 1997, conteniendo cerca de 10^6 parejas de eventos *positrón-gama*. R es el producto de tres razones de verosimilitud parciales, cada una siendo el cociente de la probabilidad (*a posteriori*) de que una pareja correlacionada tenga un valor dado de Δt , Δr o N_h , sobre la probabilidad (*a posteriori*) de que una pareja no correlacionada tenga el mismo valor. Dada la forma de las distribuciones, es de esperarse que las parejas correlacionadas tengan casi siempre valores de R mayores a los de las parejas accidentales, por lo que la definición de una función como R abre la posibilidad de reducir la relación señal-ruido en el experimento.

En un análisis publicado anteriormente se estudiaron muestras de parejas positrón-gama adquiridas durante los años 1993 a 1995. Este análisis mostró evidencia de oscilaciones de neutrinos al interpretar un exceso de eventos como debido a la transmutación de antineutrinos del muón en antineutrinos del electrón. Parte de los resultados del análisis previo son extrapolados

y utilizados en este trabajo, pero existen diferencias importantes entre ambas aproximaciones al problema. Una de las más importantes consiste en la utilización de datos experimentales que han sido analizados con un nuevo algoritmo de reconstrucción, con el que las posiciones de las interacciones de los diversos tipos que ocurren en el detector son determinadas.

Las distribuciones de Δt , Δr y N_h para parejas correlacionadas y accidentales se determinaron observando diferentes tipos de muestras de datos, tanto experimentales como generados a través de simulaciones Monte Carlo. Todas ellas han sido tratadas con el nuevo algoritmo de reconstrucción. Las distribuciones de Δt para parejas correlacionadas y accidentales son medidas experimentalmente y se encuentra que en el medio del aceite mineral que llena el tanque detector, un neutrón térmico tarda alrededor de $186 \mu s$ en ser capturado por un protón. La distribución de Δr para parejas correlacionadas se obtuvo de una simulación de rayos gama creados aleatoriamente en el interior del tanque, representando la captura de un neutrón prácticamente en reposo; esta distribución fué corregida ligeramente utilizando un razonamiento de independencia entre los desplazamientos e imprecisión en la determinación de las posiciones de los eventos involucrados en la detección del decaimiento beta inverso buscado. La distribución de Δr para eventos accidentales se determinó de una muestra de LÁSERES, en la que ninguna de las parejas de eventos primario-secundario está correlacionada debido a la naturaleza de la misma muestra. La distribución de N_h para parejas correlacionadas se obtuvo de una muestra de neutrones de rayos cósmicos en la que el evento primario era un neutrón capaz de depositar una energía en el detector de entre 36 y 60 MeV que es capturado luego de alcanzar el reposo por colisiones elásticas con protones y núcleos de carbono. Finalmente la distribución de N_h para parejas no correlacionadas se obtuvo también de la muestra de LÁSERES.

Con la nueva definición de R , basada en la forma de las distribuciones descritas anteriormente, se logró determinar la probabilidad de oscilación $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ de dos maneras complementarias. La primera consistió en considerar que las parejas de eventos tipo positrón-gama provenientes de un decaimiento beta inverso deben tener valores de R mayores a los de las parejas del mismo tipo que no están correlacionadas. Por esto, al considerar parejas de eventos que cumplan con la restricción $R > R_0$ se espera que se dejen fuera más parejas de eventos accidentales que parejas de eventos correlacionados, mejorando la relación señal-ruido. Para varios valores de R_0 se obtuvo una

probabilidad de oscilación variando de 0.25 % a 0.29%.

La segunda determinación de la probabilidad de oscilación se llevó a cabo realizando un ajuste de un parámetro a la distribución de valores de R de los eventos excedentes finales observados. El parámetro f no es más que la fracción de parejas correlacionadas que componen dicha distribución, y el complemento a la unidad de esta fracción, es la fracción de parejas accidentales que le dan forma a la distribución. La probabilidad de oscilación calculada en base al ajuste del parámetro f fue de $(0.28 \pm 0.09 \pm 0.05)\%$, en donde el primer error es estadístico y el segundo es sistemático. La propagación de los errores muestra que el valor final está a unas tres desviaciones estándar de cero. El análisis presentado indica que de (1633 ± 71) eventos candidatos a oscilaciones de neutrinos, se observan (76 ± 21) eventos en exceso sobre los (1535 ± 20) que se esperarían observar por procesos convencionales.

Estos resultados muestran que el análisis DAR del experimento LSND sigue observando evidencias de oscilaciones de neutrinos $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Como consecuencia, si desechamos la posible manifestación de otros procesos no convencionales, los excesos de eventos observados son la prueba de que los neutrinos tienen una masa diferente de cero.

Actualmente proyectos experimentales como BooNE, en Fermilab, están siendo desarrollados con la esperanza de obtener más conocimiento acerca de las oscilaciones de neutrinos. BooNE constará de dos detectores de neutrinos separados uno del otro. Los dos detectores estarán alineados con una fuente de neutrinos en el acelerador de protones de 8 GeV (Booster), en Fermilab. Este experimento está motivado principalmente por la evidencia de oscilaciones de neutrinos hallada por LSND, y que ha sido confirmada en este trabajo. Las metas de BooNE son:

- Confirmar (o refutar) las observaciones de LSND con mucha mayor precisión estadística (miles de eventos comparados con decenas de eventos en LSND).
- En su caso, determinar con exactitud los parámetros Δm^2 y $\sin^2 2\theta$.

Este y otros experimentos que se están desarrollando actualmente serán los encargados de dar respuesta a la interrogante de si los neutrinos tienen

Apéndice A

Cálculo de errores de la probabilidad de oscilación

En el capítulo 5 se llega al cálculo de la probabilidad de oscilación tras analizar una muestra de electrones con la nueva definición de R presentada en este trabajo. En este apéndice se explica cómo se determinaron los errores estadísticos y sistemáticos de los valores reportados para la probabilidad de oscilación.

La tabla siguiente, extraída del capítulo 5, contiene los resultados para la función R estudiada, y se le ha añadido una columna con el objetivo de ilustrar el cálculo de los errores estadísticos:

Tabla A.1: Probabilidad de Oscilación para eventos con $R > R_0$

$R > R_0$	<i>exceso</i>	N_{ON}	(exceso-fondo)	P_{osc}
1.0	81.98 ± 13.8	191	48.7 ± 15.1	$(0.27 \pm 0.09) \%$
4.64	58.24 ± 10.9	118	39.37 ± 12.5	$(0.25 \pm 0.08) \%$
21.5	44.04 ± 8.6	74	33.10 ± 10.5	$(0.28 \pm 0.08) \%$
30.0	39.27 ± 8.2	63	29.25 ± 9.8	$(0.25 \pm 0.08) \%$
46.4	35.38 ± 7.4	56	27.33 ± 9.6	$(0.30 \pm 0.09) \%$

La primera columna de la tabla contiene el valor de R a partir del cual se consideran eventos que forman parte de la muestra de electrones analizada, y la segunda el número de eventos excedentes que se tienen para los correspondientes valores de R . La columna N_{ON} se refiere al número total de eventos

de la muestra con $R > R_0$, que ocurren mientras el haz está encendido. La cuarta columna muestra la substracción del fondo accidental que está siempre presente, y la quinta el cálculo de la probabilidad de oscilación para cada valor de la restricción en R_0 .

Los errores mostrados en esta tabla son errores estadísticos y para encontrarlos es necesario primero conocer el error estadístico en el número de eventos excedentes.

La cantidad *exceso* se calcula como:

$$\text{exceso} = N_{ON} - D \times N_{OFF} \quad (\text{A.1})$$

En donde N_{ON} es el número de eventos que ocurren con $R > R_0$ mientras el haz está encendido, y N_{OFF} es el número de eventos que ocurren con los mismos valores de R cuando el haz está apagado. D es el factor de operación, que tiene un promedio pesado de 0.07 a lo largo de los 5 años de adquisición de datos experimentales. El error en *exceso* se debe principalmente a N_{ON} , ya que la contribución de N_{OFF} al error, se desprecia por la aparición del factor D^2 en la adición en cuadratura: $\sigma_{ex}^2 = \sigma_{ON}^2 + D^2 \times \sigma_{OFF}^2$.

Por lo tanto, el error estadístico en *exceso* es básicamente $\sigma_{ex} = \sqrt{N_{ON}}$. Este error es propagado a lo largo de los cálculos de las cantidades mostradas en la tabla anterior.

La probabilidad de oscilación se calcula como:

$$P_{osc}(R > R_0) = \frac{\text{exceso}(R > R_0) - \text{exceso}(R > 0) \times \epsilon_a(R > R_0) - (22.1 \pm 5.2) \times \epsilon_c(R > R_0)}{\epsilon_c(R > R_0) \times (100\% \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)} \quad (\text{A.2})$$

en donde $\epsilon_a(R > R_0)$ y $\epsilon_c(R > R_0)$ son las fracciones de eventos accidentales y correlacionados con un valor de R mayor a R_0 , respectivamente. Los errores en estas cantidades son despreciables al compararse con el de las otras cantidades involucradas.

El número de eventos excedentes para todo valor de R , $\text{exceso}(R > 0)$ es (1633 ± 71) . El error en este número de eventos se calcula usando los números

totales de eventos que ocurren cuando el haz está encendido y cuando está apagado:

$$\begin{aligned} N_{ON}^{Tot} &= 4,771 \pm 69 \\ N_{OFF}^{Tot} &= 53,699 \pm 232 \end{aligned} \quad (A.3)$$

Los errores en las cantidades anteriores se toman como las raíces cuadradas de las mismas. Al hacer el cálculo del error en *exceso* correctamente se obtiene un error de ± 71 eventos excedentes.

El número (22.1 ± 5.2) es el fondo correlacionado debido a la naturaleza del haz, que fue estimado en base al cálculo reportado en el análisis de los datos de 1993 a 1995 [18]. En ese análisis, el fondo correlacionado debido a la naturaleza del haz se encontró de (12.5 ± 2.9) eventos, para una muestra con 924.3 eventos excedentes. Asumiendo que en un análisis como el del presente trabajo, en el que el número de eventos excedentes es de (1633 ± 71), el número de eventos de fondo correlacionado debido al haz aumenta proporcionalmente, se estima este fondo en (22.1 ± 5.2) eventos.

También se emplea el error en la cantidad $100\% \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, que es el número de eventos esperados si hubiera una transmutación del 100% de $\bar{\nu}_\mu$ en $\bar{\nu}_e$. En el análisis de 1993 a 1995 [18] este número resultó ser de ($16,670 \pm 1,667$) eventos. Escalando al presente análisis de la misma forma que se hizo para el fondo correlacionado debido al haz, se estima esta cantidad en ($29,506 \pm 3,238$) eventos.

Tomando el ejemplo de la probabilidad de oscilación para $R > 21.5$, tenemos:

$$\begin{aligned} P_{osc}(R > 21.5) &= \frac{(44.04 \pm 8.6) - (1633 \pm 71)\epsilon_a(R > 21.5) - (22.1 \pm 5.2)\epsilon_c(R > 21.5)}{(29506 \pm 3238)\epsilon_c(R > 21.5)} = \frac{(33.10 \pm 8.9)}{(11949 \pm 2123)} \\ &= (0.28 \pm 0.09)\% \end{aligned} \quad (A.4)$$

Para $R > 21.5$ las fracciones de eventos accidentales y correlacionados son:

$$\begin{aligned}\epsilon_c(R > 21.5) &= 0.405 \\ \epsilon_a(R > 21.5) &= 0.0012\end{aligned}\quad (\text{A.5})$$

La propagación de errores se llevó a cabo por pasos utilizando la expresión [6]:

$$\sigma^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial}{\partial x_i} f(x_1, \dots, x_N) \right)^2 \sigma_{x_i}^2, \quad (\text{A.6})$$

en donde $f(x_1, \dots, x_N)$ es una función de las variables x_i , $i = 1, 2, \dots, N$, cada una con un cierto error σ_{x_i} .

El error en la probabilidad de oscilación calculada a partir del ajuste del parámetro f a la distribución de valores de R , se calcula de manera similar.

Esta probabilidad se calculó en el capítulo 5 como:

$$P_{osc} = \frac{f \times \text{exceso}_{tot} - \text{Fondo}_{Haz}^{corr}}{100\% \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e} \quad (\text{A.7})$$

En la expresión anterior, exceso_{tot} es igual a $\text{exceso}(R > 0)$ en la ecuación A.2, es decir, el número de eventos excedentes de la muestra (1633 ± 71), $\text{Fondo}_{Haz}^{corr}$ y $100\% \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ tienen los mismos valores que antes.

La fracción f de eventos correlacionados fue ajustada a la distribución de R de los eventos excedentes mediante la minimización de la función

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{int}} \frac{(\text{exceso}_i - \text{exceso}_i(f))^2}{\sigma^2}, \quad (\text{A.8})$$

donde exceso_i es el exceso observado en el i -ésimo intervalo de valores de R de la distribución, $\text{exceso}_i(f)$ es el exceso calculado para un valor de f dado y σ^2 está dada por:

$$\sigma^2 = \text{exceso}_i(f) + B_{OFF}^i (D + D^2) \quad (\text{A.9})$$

en donde además aparece el factor de operación D y el número de eventos que ocurren cuando el haz está apagado B_{OFF} .

Si f_0 es el valor ajustado, entonces $\chi^2(f_0) = \chi_{min}^2$ es el valor mínimo de la función A.8. El error en el parámetro f_0 se calcula tomando los valores de f para los que χ^2 tiene un valor igual a $\chi_{min}^2 + 1$. Existen dos valores de f con $\chi^2 = \chi_{min}^2 + 1$, y la diferencia de estos respecto a f_0 es 0.011 en un caso y 0.012 en otro. Tomando la mayor diferencia como el error tenemos que

$$f_0 = (0.065 \pm 0.012) \quad (\text{A.10})$$

De esta manera, la probabilidad de oscilación está dada por:

$$\begin{aligned} P_{osc} &= \frac{(0.65 \pm 0.012)(1633 \pm 71) - (22.1 \pm 5.2)}{(29506 \pm 3238)} = \frac{(87.31 \pm 20.8)}{(29506 \pm 3238)} \\ &= (0.28 \pm 0.09)\% \quad (\text{A.11}) \end{aligned}$$

En este trabajo se presenta el error sistemático de la probabilidad de oscilación calculada con el ajuste del parámetro f . De acuerdo a lo reportado en la referencia [18], la colaboración de LSND estima sus errores sistemáticos en un 12%, proveniente de tener una incertidumbre del 7% en el flujo de neutrinos, una incertidumbre del 7% en la identificación de señales de tipo positrón y una incertidumbre del 7% en la identificación de señales de tipo rayo gama. Al sumar estos errores en cuadratura se obtiene el 12% de error sistemático.

Las dos cantidades afectadas por estas incertidumbres son $Fondo_{Haz}^{COTT}$ y $100\% \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Si se hacen variar los valores de estas cantidades en un 12% la probabilidad de oscilación varía en un intervalo de $P_{osc} \pm 0.05\%$, lo que nos da una estimación del error sistemático.

El resultado final se suele reportar de la siguiente manera:

$$P_{osc} = (0.28 \pm 0.8 \pm 0.05)\% \quad (\text{A.12})$$

en donde el primer error es estadístico y el segundo es sistemático. Sumando estos dos errores en cuadratura, obtenemos un error de $\pm 0.09\%$. Esto

Apéndice B

Physics Analysis Workstation (PAW)

El análisis llevado a cabo en esta tesis se realizó con la ayuda del paquete "Physics Analysis Workstation", desarrollado en el CERN para el análisis de datos de experimentos de Física de partículas elementales.

Este paquete permite trabajar con datos ordenados en archivos llamados "n-tuples", en los que se almacena información de un experimento determinado en una matriz. Cada renglón de la matriz representa un evento con tantas propiedades como columnas tiene dicha matriz. PAW puede elaborar histogramas de las variables o propiedades de todos los eventos almacenados en un archivo "n-tuple", y aplicar restricciones o cortes a las otras variables para estudiar la correlación entre ellas.

Además PAW cuenta con una opción de ajuste de funciones a los histogramas. Es posible construir funciones en lenguaje FORTRAN y alimentar con éstas la opción de ajuste. PAW utiliza ya sea un método de χ^2 o de máxima verosimilitud para realizar los ajustes.

La componente de PAW llamada COMIS es un intérprete de comandos de FORTRAN que permite ejecutar rutinas, subrutinas y funciones escritas en este lenguaje, así como construir MACROS que llamen a funciones y subrutinas, y tomen información de un archivo "n-tuple".

Pueden efectuarse operaciones de adición, substracción o multiplicación

entre histogramas que estén definidos en el mismo dominio y se pueden elaborar gráficas en dos y tres dimensiones de las variables encontradas en un archivo dado.

PAW también cuenta con una opción para elaborar integrales numéricas de funciones e histogramas. El tamaño de los intervalos de integración y la normalización de la integral se determina al momento de construir el histograma en cuestión. Con esta opción fue posible hallar las fracciones de eventos que componían a los histogramas de valores de la razón de verosimilitudes R para eventos correlacionados y eventos accidentales en este trabajo.

Apéndice C

Razones de verosimilitud

Sea $P(x)$ una función de distribución de probabilidad que describe el comportamiento estadístico de un cierto fenómeno. Llamaremos a esta probabilidad una probabilidad *a priori*, por estar determinada antes de que un nuevo experimento se lleve a cabo. Si después de efectuar una observación de la variable $x = x_0$, calculamos el valor de $P(x_0)$, obtenemos lo que llamaremos la probabilidad *a posteriori* de que la observación de x_0 ocurra.

Si tenemos dos funciones de distribución distintas $P^a(x)$ y $P^b(x)$ pertenecientes a dos poblaciones, con parámetros y_i^a y y_i^b , $i = 1, \dots, N$, y nos preguntamos a cuál de las dos poblaciones pertenece un valor de x_0 observado en un experimento, podemos dar respuesta a esta interrogante en términos probabilísticos al considerar la razón de sus probabilidades *a posteriori*.

Dado el valor observado de x_0 , tomamos el cociente

$$\frac{P^a(x_0)}{P^b(x_0)}, \quad (\text{C.1})$$

que se conoce como razón de verosimilitudes del valor x_0 (a las probabilidades *a posteriori* se les llama también verosimilitudes). Si en la población con parámetros y_i^a , el valor de x_0 tiene una probabilidad de ocurrir mayor a la que tiene en la población con parámetros y_i^b , el valor del cociente C.1 será mayor a la unidad, y si ocurre lo contrario, el cociente será menor a 1. El valor del cociente es una medida de la probabilidad (y no una probabilidad) de que x_0 pertenezca a una u otra población. [9]

Bibliografía

- [1] Hamamatsu photonics k. k. photomultiplier type no. r-1408. Fototubos empleados en el tanque detector: 8 in de diámetro y 36 cm de la base a la punta.
- [2] <http://amanda.berkeley.edu>. Página de Internet del experimento AMANDA.
- [3] http://www-ik1.fzk.de/www/karmen/karmen_e.html. Página de Internet del experimento KARMEN.
- [4] <http://wwwlapp.in2p3.fr/neutrinos/anexp.html>. Página de Internet con una descripción de varios experimentos recientes de Física de neutrinos: Gallex, Homestake, CHOOZ, NOMAD, SAGE, Super-Kamiokande.
- [5] A proposal to search for neutrino oscillations with high sensitivity in the appearance channels $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ and $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. LA-11842-P, Los Alamos National Laboratory, 1989.
- [6] D. C. Baird. *Experimentación: Una introducción a la Teoría de Mediciones y al Diseño de Experimentos*. Prentice Hall Hispanoamericana, México, 1991.
- [7] E. J. Beise and R. D. McKeown. Inverse Beta Decay Cross Section . *Comm. Nucl. Part. Phys.*, 20:105, 1991.
- [8] T. Bowles and R. G. Hamish. Tritium Beta Decay and the Search for Neutrino Mass. *Los Alamos Science*, 25, 1997.
- [9] S. Brandt. *Statistical and Computational Methods in Data Analysis*. North Holland Publishing Company, New York, 1970.

- [10] R. L. Burman, M. E. Potter, and E.S. Smith. Monte Carlo Simulation of Neutrino Production by Medium-Energy Protons in a Beam-Stop. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A*, 291:621-633, 1990.
- [11] N. Cabibbo. *Phys. Rev. Lett.*, 10(531), 1963.
- [12] J. Chadwick. Trabajo original sobre el descubrimiento del neutrón. *Proc. Roy. Soc.*, A136(692), 1932.
- [13] Compilación de trabajos y notas de Fred reines y Clyde Cowan. The Reines-Cowan Experiments-Detecting the Poltergeist. *Los Alamos Science*, 25, 1997.
- [14] W. T. Eadie and D. Drijard. *Statistical Methods in Experimental Physics*. North Holland Publishing Company, New York, 1971.
- [15] W. Pauli en una carta a L. Meitner *et. al* escrita el 4 de diciembre de 1930. *Collected Scientific Papers by W. Pauli*. Wiley Interscience, New York, 1964.
- [16] B. Armruster et al. and KARMEN Collaboration. Limits on Neutrino Oscillations in the appearance channels. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 38:235-239, 1995.
- [17] C. Athanassopoulos et al. Candidate Events in a search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations. *Phys. Rev. Lett.*, 68:274, 1995.
- [18] C. Athanassopoulos et al. Evidence for Neutrino Oscillations from Muon Decay at Rest. *Physical Review C, Nuclear Physics*, 54(5):2685-2708, Noviembre 1996.
- [19] C. Athanassopoulos et al. Liquid Scintillator Neutrino Detector and LAMPF neutrino Source. *Instrum. Methods Phys. Res. A*, 388(149), 1997.
- [20] C. Athanassopoulos et al. Evidence for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations from pion decay in flight neutrinos. *Physics Review C, Nuclear Physics*, 58(4):2489-2511, octubre 1998.
- [21] C. Athanassopoulos et al. Evidence for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations from the LSND Experiment. *Phys.Rev.Lett.*, 81:1774, 1998.

- [22] R. A. Reeder et al. Dilute Scintillators for Large-Volume Tracking Detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A*, 334:353–366, 1993.
- [23] Y. Fukuda et al. and Super-Kamiokande Collaboration. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. *Phys. rev. Lett.*, 81(8):1562–1567, 1998.
- [24] C. Caso et al.(Particle Data Group). Neutrino Listings from the 1998 Review of Particle Physics. *European Physical Journal C*, 3(1), 1998.
- [25] H. Gould and J. Tobochnik. *An Introduction to Computational Simulation Methods. Applications to Physical Systems. Part 2*. Addison-Wesley Publishers, USA, 1998.
- [26] Particle Data Group. Review of Particle Physics. *Physics Review D*, 45, June 1992.
- [27] M. Herant, S. Colgate, W. Benz, and C. Fryer. Neutrinos and Supernovae. *Los Alamos Science*, 25, 1997.
- [28] A. Hime. Exorcizing Ghosts-In Pursuit of the Missing Solar Neutrinos. *Los Alamos Science*, 25, 1997.
- [29] B. Kayser. On the Quantum Mechanics of Neutrino Oscillations. *Physical Review D*, 24(1), Julio 1981.
- [30] B. Kayser, F. Gibrat, and F. Perrier. *The Physics of Massive Neutrinos*. World Scientific, London, 1989.
- [31] Chung Wook Kim and A. Pevsner. *Neutrinos in Physics and Astrophysics*. Harwood Academic Publishers, Switzerland, 1993.
- [32] M. Kobayashi and T. Maskawa. *Prog. Theor. Phys.*, 49(652), 1972.
- [33] T. D. Lee and C.Ñ. Yang. Parity Nonconservation and a Two Component Theory of the Neutrino. *Physical Review*, 105(5):1671, 1957.
- [34] B. Louis, V. Sandberg, and D. H. White. A Thousand eyes-The Story of LSND. *Los Alamos Science*, 25, 1997.

- [35] E. Fermi: Tentative Theory of Beta Radiation (1933) in C. Strachan. *The Theory of Beta-Decay*. Pergamon Press, New York, 1969.
- [36] B. Pontecorvo. *Zh. Eksp. teor. Fiz.*, 33(549), 1957.
- [37] V. Sandberg. Liquid Scintillator neutrino Detector, Data acquisition and Trigger. *ALA-UR-97-1207, Los Alamos National Laboratory*, 1997.
- [38] E. Segré. *Nuclei and Particles*. W. A. Benjamin Inc., USA, 1977.
- [39] R. Slansky, S. Raby, T. Goldman, and G. Garvey. The Oscillating Neutrino. An Introduction to Neutrino Masses and Mixings. *Los Alamos Science*, 25, 1997.
- [40] C. Sutton. *The Spaceship Neutrino*. Cambridge University Press, USA, 1992.
- [41] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 19(1264), 1967.