



12.
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

EL PROBLEMA DE LOS NEUTRINOS SOLARES.

T E S I S

Que para obtener el título de:

F I S I C O

P r e s e n t a :

BEATRIZ ELIZABETH FUENTES MADARIAGA

México, D. F.

6586

Octubre, 1979



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

I N D I C E

	pag.
Introducción	1
Capítulo I. Detección de Neutrinos Solares	5
A. Descripción de los ciclos de fusión	6
B. Experimento de Davis y comparación con la teoría	8
1. Cambios en el experimento de Davis	13
C. Nuevos experimentos	14
D. Detector de galio	19
Referencias	21
Capítulo II. Oscilaciones de Neutrinos	23
A. Introducción	24
B. Teoría sobre oscilaciones de neutrinos	25
C. Decaimiento $\mu \rightarrow e \nu$. Obtención de una cota superior al período y a la longitud de oscilación	31
D. Experimentos	34
1. Experimentos en reactores nucleares	34
2. Experimentos en aceleradores de partículas	37
a. Predicciones si sólo existen ν_e y ν_μ y si hay una oscilación máxima entre ellos	39
b. Predicciones si hay otros neutrinos además de ν_e y ν_μ y si ν_μ tiene una oscilación máxima con los demás ν 's	40
c. Neutrinos inestables	41
d. Conclusiones	42
Referencias	44

Capítulo III. Algunos comportamientos heterodoxos de	
los neutrinos	45
A. Introducción	46
B. Decaimiento $\beta\beta$	47
C. Decaimiento de neutrinos	48
1. Neutrinos con masa	48
a. Decaimiento de ν_e	48
b. Decaimiento de ν_μ	49
2. Neutrinos sin masa	49
D. Neutrinos con interacción fuerte	50
E. Neutrinos cosmológicos	51
F. Cota en el número de neutrinos	53
1. Masa de los neutrinos	56
Referencias	58
Capítulo IV. Modelos del Sol	59
A. Características generales del Sol	60
B. Modelos perturbados y no-perturbados del Sol.	
Análisis de errores.	63
1. Análisis de errores	68
C. Contracción del Sol	70
Referencias	74
Capítulo V. Comentarios, conclusiones y proposiciones	76

INTRODUCCION.

Los experimentos con neutrinos astronómicos nos dan la oportunidad de estudiar el interior de las estrellas. Los fotones emitidos de las superficies estelares también nos dan información sobre las estrellas, sin embargo el camino libre medio que recorren los fotones es menor de 1 cm, mientras que los neutrinos como interactúan débilmente con la materia, escapan del interior de la estrella con relativa facilidad. Los neutrinos nos permiten "mirar" al interior de las estrellas y verificar las predicciones teóricas que existen sobre la razón de producción de reacciones nucleares.

La estrella más cercana a nosotros es el Sol y es la que mejor conocemos. Para confiar en las teorías que existen sobre la evolución estelar, éstas deben dar, al menos, respuestas satisfactorias sobre el comportamiento del Sol.

Desde 1964, Raymond Davis Jr. y colaboradores han hecho experimentos para detectar neutrinos solares. En estos experimentos se estudia la razón de producción de ^{37}Ar a partir de la captura de neutrinos por ^{37}Cl . Los resultados de Davis revelan una discrepancia entre la observación y los modelos estándar de la estructura solar; no se conoce el origen del desacuerdo. El error puede estar en el modelo estándar del Sol, en la teoría sobre el comportamiento de los neutrinos o en el experimento desarrollado por Davis.

Se han propuesto numerosas soluciones para las tres fuentes de error mencionadas anteriormente.

Algunas de las soluciones propuestas que modifican el modelo estándar del Sol, conducen a variar la abundancia de

elementos primordiales o a cambiar las edades de las estrellas antiguas.

Entre las modificaciones propuestas a las teorías sobre interacciones débiles están suponer que los neutrinos decaen u oscilan en su trayecto del Sol a la Tierra.

Sin embargo, no se ha encontrado evidencia experimental que refuerce las suposiciones que modifican el modelo estándar del Sol y/o la teoría sobre interacciones débiles.

Recientemente, Eddy y Boornazian reportaron que el Sol se está contrayendo. Como consecuencia de ello se debe predecir una menor producción de ^{37}Ar en el detector de Davis. Hay que esperar el resultado de las investigaciones que se están desarrollando.

Se mencionó que el problema de los neutrinos solares pudiera encontrarse en el propio detector de Davis. Se han hecho modificaciones para disminuir el efecto de fondo y para aumentar la producción de ^{37}Ar . El valor experimental de la razón de captura de neutrinos por ^{37}Cl sigue siendo menor por un factor de tres que el predicho por el modelo estándar del Sol. Con el experimento de Davis se puso un límite superior a la producción de ^{37}Ar .

En el capítulo I se describen los ciclos de fusión que se llevan a cabo en el Sol así como el experimento de Davis. Se mencionan además nuevos experimentos para detectar neutrinos solares.

En el capítulo II se describe la teoría sobre oscilaciones de neutrinos y se mencionan los experimentos con los

4

cuales se podrian detectar estos efectos.

En el capítulo III se dan otras alternativas para modificar la teoría sobre interacciones débiles y se menciona una manera de encontrar una cota en el número de neutrinos a través del estudio de los neutrinos cosmológicos.

El capítulo IV trata sobre los modelos estándar del Sol así como otros modelos que modifican las suposiciones básicas del modelo estándar, para tratar de encontrar la solución al problema de los neutrinos solares. Se menciona también una nueva evidencia observacional referente a contracciones solares.

En el último capítulo comentamos lo que se desarrolló en cada uno de los capítulos anteriores y concluimos que, hasta la fecha, no se ha encontrado una solución al problema de los neutrinos solares. La proposición que hacemos para resolver la paradoja combina el hecho de que el Sol se contrae y que los neutrinos que se producen en el decaimiento del boro, salen del Sol con una menor energía debido a que disocian deuterones, además de que al disociarse el deuterón se reduce la producción de boro y con esto el flujo de neutrinos que éste produce.

CAPITULO I.
DETECCION DE NEUTRINOS SOLARES.

A. DESCRIPCIÓN DE LOS CICLOS DE FUSIÓN.

Es comúnmente aceptado que la principal fuente de energía de las estrellas de la secuencia principal, como el Sol, es la fusión.

De acuerdo con el modelo estándar del Sol, el cual se discutirá en el capítulo IV, su temperatura central es de 15 millones de grados Kelvin.

Las ideas principales que se manejan en las teorías sobre el Sol son: (1)(2)

1. El efecto de la gravedad está contrarrestado por presión térmica y de radiación en cada punto en el interior del Sol.
2. La fusión nuclear es la fuente principal de la luminosidad del Sol.
3. El transporte de energía en el interior del Sol es principalmente por radiación.

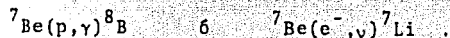
La principal fuente de energía solar es la cadena de reacciones protón-protón. Los neutrinos solares se producen en estas reacciones y en las del ciclo CNO. El porcentaje de energía generada por el ciclo CNO es mucho menor que la generada por la cadena protón-protón.

Las reacciones nucleares que se llevan a cabo en el Sol, las energías de los neutrinos que se producen y el flujo calculado de los neutrinos en la Tierra, de acuerdo al modelo estándar, aparecen en la siguiente tabla:

Reacciones	Energía en MeV	Flujo ϕ ($\times 10^8$) ($\text{cm}^{-2} \text{seg}^{-1}$)
$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$	≤ 0.42	610
$p + e^- + p \rightarrow d + \nu$	1.44	1.5
$d + H \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$		
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p + p$		
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$		
$e^- + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu$	0.86	34
$p + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$		
$p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$		
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu$	14.02	0.032
${}^8\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$		
$p + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu$	≤ 1.19	2.6
$p + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{14}\text{N}$		
$p + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu$	≤ 1.73	1.8
$p + {}^{15}\text{N} \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$		

Los flujos fueron calculados por J. Bahcall y R. Ulrich⁽³⁾.

El flujo de neutrinos del decaimiento del ${}^8\text{B}$ depende de la reacción desencadenada por el ${}^7\text{Be}$:



El flujo de neutrinos a partir de la captura electrónica del ${}^7\text{Be}$ depende de la razón entre las reacciones



El mayor flujo de neutrinos se produce en la reacción

p-p pero estos neutrinos son poco energéticos. Los neutrinos que se producen en el decaimiento beta del ^8B tienen energías relativamente altas pero el flujo en la tierra es muy bajo. En general los neutrinos solares tienen energías muy bajas y el flujo que llega a la tierra también es bajo. Los métodos que se han desarrollado para observar los neutrinos solares están basados en el proceso beta inverso.

B. EXPERIMENTO DE DAVIS Y COMPARACION CON LA TEORIA.

La idea de poder detectar los neutrinos solares ha inquietado a los científicos desde hace varias décadas. La motivación básica para hacer experimentos con neutrinos solares, es someter cuantitativamente a prueba las teorías sobre la generación de energía nuclear en las estrellas y las teorías sobre la evolución estelar. Los neutrinos llegan a nosotros directamente desde el interior de una estrella donde la temperatura es alta y donde se generan reacciones nucleares. La sección total de los neutrinos es muy pequeña y escapan de las estrellas con relativa facilidad.

Bruno Pontecorvo⁽⁴⁾ fue el primero en sugerir la reacción $^{37}\text{Cl}(\nu, e^-)^{37}\text{Ar}$ como detector de neutrinos solares. Esta reacción es sensible principalmente a los neutrinos que se producen en la captura electrónica del ^7Be y en el decaimiento del ^8B .

Raymond Davis Jr. ha trabajado con un detector diseñado en el Laboratorio Nacional de Brookhaven, desde 1964. Este detector se basa en la reacción propuesta por Pontecorvo. Sus

experimentos permitieron obtener un límite superior al flujo de neutrinos solares que llega a la tierra.

Los valores teóricos de la sección total y de la razón de captura de neutrinos solares, para el detector de cloro fueron calculados por J. Bahcall⁽⁵⁾.

fuerce de ν	σ ($\times 10^{-46} \text{cm}^2$)	ϕ ($\text{cm}^{-2} \text{seg}^{-1}$)	$\sigma\phi$ SNU
p - p	0	6.1×10^{10}	0
p e ⁻ p	15.6	1.5×10^8	0.23
⁷ Be	2.38	3.4×10^9	0.81
⁸ B	1.08×10^4	3.2×10^6	3.46
¹³ N	1.66	2.6×10^8	0.04
¹⁵ O	6.61	1.8×10^8	0.12

La razón total de captura de neutrinos solares es de 4.7 SNU, donde 1 SNU = unidad de neutrinos solares y equivale a 10^{-36} capturas de neutrinos por átomos en el blanco por segundo.

El detector de Brookhaven está localizado en la mina de oro de Homestake, Dakota del Sur aproximadamente a 701 metros bajo la superficie de la tierra. Se encuentra debajo del reactor de Savannah River.

El aparato consiste de dos tanques cada uno con aproximadamente 2000 litros de percloroetileno, C_2Cl_4 , los cuales están equipados con agitadores y con un sistema para purgar con helio. La cámara de la mina en la cual están localizados los tanques, puede llenarse con agua para reducir los neu-

trones de fondo producidos por las reacciones radiactivas α -n en las paredes de piedra que rodean los tanques. Los átomos de ^{37}Ar de fondo pueden producirse por los neutrinos y muones de las reacciones de los rayos cósmicos con la atmósfera.

El gas de argón que pudiera existir en los tanques se extrae con helio antes de introducir el percloroetileno. Además del C_2Cl_4 se introducen $.10 \text{ cm}^3$ de ^{36}Ar que se emplea como acarreador.

Los tanques se expusieron por periodos de cuatro meses para que se llevara a cabo la reacción y para que el argón alcanzara su valor de saturación. El tiempo de vida media del argón es de 35 días.

El ^{36}Ar y el ^{37}Ar se extraen de los tanques con helio. El argón se extrae del helio y se coloca en contadores proporcionales para observar el decaimiento.

Los $.10 \text{ cm}^3$ de ^{36}Ar que se mezclaron con el C_2Cl_4 sirven para poder hacer un análisis sobre la recuperación del argón. Se recuperó más del 95% de ^{36}Ar .

Para medir la actividad del ^{37}Ar se emplea el análisis de altura de pulso⁽⁶⁾. Los contadores están en anticoincidencia. El contador tiene una ventana que permite que el argón esté expuesto a rayos X de ^{55}Fe . Con esto se calibran los detectores y se determina su resolución. Así por ejemplo, la eficiencia en lo más alto del pulso fue del 46%.

La razón de conteo de átomos de ^{37}Ar se puede traducir a 3 cuentas en 18 días. El conteo ocasionado por gas de argón en los tanques también es de 3 cuentas en 18 días. Esto significa que posiblemente todo el conteo se deba al fondo.

Si suponemos que las cuentas corresponden realmente a eventos y se toman en cuenta las correcciones por eficiencia, el límite superior de la razón de captura de neutrinos solares en aproximadamente 4000 lt de C_2Cl_4 es menor o igual a 0.5 neutrinos por día, o sea que (6): $\phi_0 \leq 3 \times 10^{-34} \text{ seg}^{-1} (\text{at } ^{37}\text{Cl})^{-1}$.

Bahcall (7) calculó teóricamente el número de capturas por átomo de ^{37}Cl por segundo. El valor que obtuvo es:

$$\int \phi_{\nu} \text{ solares } \sigma_{\text{abs}} = (4 \pm 2) \times 10^{-35} \text{ seg}^{-1} \quad \dots \quad (a)$$

Bahcall afirma que el 10% de este resultado se debe a los neutrinos del ^7Be , aunque el flujo de neutrinos predicho para esta reacción es mucho mayor que el flujo del ^8B .

Las estimaciones que se hacen a partir del resultado (a) son que con aproximadamente 4×10^5 lt de percloroetileno se tendrían de 4 a 11 cuentas por día. Este valor está muy por encima del conteo de fondo.

Entre los procesos que pueden producir átomos de ^{37}Ar de fondo en los tanques de C_2Cl_4 están los ocasionados por muones de rayos cósmicos, por neutrones rápidos de las paredes de piedra que rodean los tanques y por las reacciones provocadas por contaminantes en el líquido.

Los muones de la radiación cósmica producen protones los cuales interaccionan con el cloro de la siguiente manera: $^{37}\text{Cl}(p,n)^{37}\text{Ar}$, ocasionando un efecto de fondo. Si el experimento con C_2Cl_4 se hiciera aproximadamente a 1370 m de profundidad, la producción de ^{37}Ar por muones sería menor (por un factor de 30), que el valor predicho de neutrinos solares por día (de 4 a 11).

El ^{37}Ar también se puede producir por la acción de neutrones energéticos que provengan de las paredes que rodean los tanques. Los neutrones con una energía mayor a 0.97 MeV producen protones mediante la siguiente reacción exotérmica: $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$. Los protones que se liberan tienen la energía suficiente para producir ^{37}Ar mediante la reacción: $^{37}\text{Cl}(p,n)^{37}\text{Ar}$. Este efecto fue evaluado irradiando el líquido con una fuente de neutrones de Pu-Be. El resultado fue de un átomo de ^{37}Ar por día por cada 1.4×10^6 neutrones absorbidos. El fondo ocasionado por los neutrones energéticos se puede reducir con un blindaje de agua proporcional a la cantidad de uranio y de torio que existe en las paredes de piedra.

La producción de ^{37}Ar por las contaminaciones internas en los materiales que forman los tanques o en el líquido mismo, no se pueden evitar y contribuyen al fondo. La cantidad de torio y de uranio en el C_2Cl_4 producirían menos de 0.01 átomos de ^{37}Ar .

De lo anterior se puede concluir que un experimento con aproximadamente 400 000 lt. de C_2Cl_4 colocados a 1370 m de profundidad, con un blindaje apropiado contra neutrones rápidos, tendría una producción de átomos de ^{37}Ar de fondo que sería menor que la razón esperada de neutrinos solares, al menos por un factor de 10.

Sin embargo, si el resultado fuera positivo, podría existir una ambigüedad en la interpretación, debida a la existencia de una fuente galáctica de neutrinos (6). La excentricidad en la órbita de la Tierra ocasiona una diferencia del 7% en

la intensidad de los neutrinos solares entre el afelio y el perihelio. Este método podría utilizarse para distinguir entre neutrinos solares y neutrinos galácticos.

1. Cambios en el experimento de Davis.

El detector que Davis ha utilizado para detectar neutrinos solares ha sufrido algunos cambios⁽⁸⁾. Actualmente se encuentra a 1480 m de profundidad y contiene 615 toneladas métricas de C_2Cl_4 líquido que equivalen a 2.18×10^{30} átomos de ^{37}Cl . Se esperan detectar 0.88 neutrinos solares por día. A esta profundidad la producción de ^{37}Ar ocasionada por los neutrinos solares es mayor que el fondo por un factor de 10.

El ^{37}Ar que se produce en los tanques se extrae con helio y se introduce en un contador para medir su actividad. La producción promedio de ^{37}Ar que se obtiene es de 0.41 ± 0.06 átomos por día.⁽⁸⁾ Este dato se obtiene del análisis de 30 corridas efectuadas de 1970 a 1977. Se estima que el número de átomos de ^{37}Ar producidos por la radiación cósmica es de $.08 \pm 0.03$ por día. La razón de producción de ^{37}Ar que se designa a neutrinos solares es de 0.33 ± 0.03 átomos de ^{37}Ar por día. Este valor equivale a 1.75 ± 0.4 SNU.

El flujo de neutrinos solares que se esperaba detectar con el C_2Cl_4 es de 4.7 SNU.

La discrepancia entre los resultados experimentales y el cálculo teórico basado en el modelo estándar del Sol es enorme. Los datos experimentales tienen $\pm 30\%$ de error.

C. NUEVOS DETECTORES.

Para completar las mediciones hechas en el detector de cloro, se debe pensar en experimentos que sean sensibles a las demás reacciones nucleares que se llevan a cabo en el Sol. Los neutrinos de la reacción p-p son muy importantes ya que son los que tienen mayor flujo, el cual además no depende del modelo solar que se considere. Desafortunadamente, la energía de estos neutrinos es muy baja (0.42 MeV) comparada con la de los neutrinos del boro (14 MeV).

Desde el punto de vista experimental, el problema radica en diseñar un detector que tenga un umbral de energía en el intervalo que se desee estudiar. Este detector debe estar basado en una reacción cuyas secciones totales de captura de neutrinos (para las diferentes reacciones nucleares) se puedan calcular sin problemas. El detector debe distinguir entre las señales débiles causadas por neutrinos solares y las señales de fondo.

Las reacciones que se han propuesto para detectar neutrinos solares las podemos separar en radioquímicas y las que cuentan directamente neutrinos.

Detectores radioquímicos:

Reacción	vida media	umbral de energía (MeV)	toneladas*
$^{205}\text{Tl}(\nu, e^-)^{205}\text{Pb}$	1.6×10^7 años	0.048	13
$^{55}\text{Mn}(\nu, e^-)^{55}\text{Fe}$	2.6 años	0.231	290
$^{71}\text{Ga}(\nu, e^-)^{71}\text{Ge}$	11 días	0.233	38
$^{81}\text{Br}(\nu, e^-)^{81}\text{Kr}$	2.1×10^5 años	0.490	660
$^{37}\text{Cl}(\nu, e^-)^{37}\text{Ar}$	35 días	0.814	603
$^7\text{Li}(\nu, e^-)^7\text{Be}$	53 días	0.862	5

Detectores que cuentan directamente neutrinos:

Reacción	umbral de energía (MeV)	toneladas*
$^{115}\text{In}(\nu, e^-)^{115}\text{Sn}$	0.128	3.1
$\text{D}(\nu, e^-)^2\text{H}$	- 5	- 6
$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$	- 7	- 2000

* son las toneladas necesarias para capturar un neutrino por día, de acuerdo al modelo estándar del Sol. (8)

Vamos a mencionar los rasgos generales de las reacciones enlistadas anteriormente.

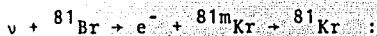


Con esta reacción, en vez de esperar a que el blanco capture neutrinos solares y se produzca un nuevo elemento, se intentan medir los neutrinos que fueron capturados por depósitos naturales hace millones de años.

Esta reacción tiene un umbral de energía de 0.048 MeV, el más bajo de las reacciones de la tabla. El producto ${}^{205}\text{Pb}$ tiene una vida media muy larga por lo que se necesita un material muy viejo como blanco. Melvin Freedman et al. (9) del Laboratorio Nacional de Argonne propusieron emplear de 3 a 10 Kg de un material bajo en plomo el cual se ha expuesto bajo tierra. Sin embargo, se encontraron con los siguientes problemas:

1. las secciones totales del decaimiento beta inverso del ${}^{205}\text{Tl}$ no están suficientemente estudiadas.
2. el efecto de fondo causado por ${}^{205}\text{Pb}$ que proviene de otras reacciones puede ser muy grande. La muestra de ${}^{205}\text{Tl}$ no fue

aislada de fuentes naturales de radiación y quizá no se encontraba lo suficientemente bajo tierra como para desprestigiar los efectos causados por muones de la radiación cósmica.



La captura de neutrinos por el ${}^{81}\text{Br}$ produce ${}^{81m}\text{Kr}$ que decae a ${}^{81}\text{Kr}$ el cual tiene una vida media de 2.1×10^5 años. El material que se sugiere como blanco es un depósito de sal que contiene bromo (10).

Los dos experimentos descritos anteriormente permiten medir el flujo de neutrinos en el pasado. El experimento con talio es sensible a la reacción p-p. El experimento con bromo es sensible a los neutrinos del decaimiento del ${}^7\text{Be}$.

Los experimentos con depósitos naturales pueden presentar dificultades debidas a los procesos que los formaron.



La razón de captura de neutrinos de esta reacción tiene una sección total alta. El umbral es ligeramente menor que el del cloro. Esta reacción es sensible principalmente a los neutrinos de la reacción $p + p + e^{-} \rightarrow \nu + D$ y a los del decaimiento del ${}^8\text{B}$. La mayor dificultad que existe para desarrollar un detector con litio está en la detección del ${}^7\text{Be}$. No se ha desarrollado satisfactoriamente ninguna técnica que permita detectarlo.

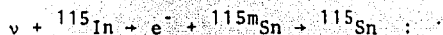
La sensibilidad a las fuentes de neutrinos solares de un detector de litio son:

fuentes de neutrinos	energía del ν (MeV)	razón de captura** (SNU)
$p + p + \nu + e^+ + d$	0.42	0
$p + p + e^- + \nu + d$	1.44	9.0
decaimiento del ${}^7\text{Be}$	0.861	3.2
decaimiento del ${}^{13}\text{N}$	1.2	1.1
decaimiento del ${}^{15}\text{O}$	1.74	4.1
decaimiento del ${}^8\text{B}$	14	9.9

$$\Sigma \phi \sigma = 27.3 \text{ SNU}$$

** estos valores de la razón de captura de neutrinos para cada fuente son de acuerdo al modelo estándar del Sol. Los datos fueron calculados por Bahcall⁽⁵⁾.

Una observación directa de la interacción del neutrino mismo nos daría información sobre su energía y su dirección. Esto es posible para neutrinos energéticos. Se han discutido por más de 15 años ⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ los experimentos sobre observación directa de neutrinos solares. Es muy difícil reducir el conteo de fondo.



R.S. Raghvan⁽¹³⁾ propuso un experimento basado en el decaimiento beta inverso del ${}^{115}\text{In}$. Se produce un estado excitado del ${}^{115}\text{Sn}$ el cual decae en 3.2 useg emitiendo dos rayos gamma. Este proceso serviría para distinguir los eventos que producen el fondo. La reacción tiene un umbral de energía bajo y permite que se observen los neutrinos de la reacción p-p.

$$\nu + D \rightarrow 2H + e^- :$$

Hace cerca de 11 años que T.L. Jenkins construyó un detector con 2000 lt de D_2O para observar los neutrinos del decaimiento del 8B . Los efectos de fondo limitaron la sensibilidad. Los experimentos con el cloro indican que el flujo de estos neutrinos es menor que $1 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$, lo que hace muy difícil su detección.

A. Fainberg (Brookhaven-Syracuse) propuso construir un detector Cerenkov D_2O de alta resolución⁽¹⁴⁾. Por el momento se estudian los efectos de fondo para determinar si pueden detectarse los neutrinos del decaimiento del 8B . Se necesita un detector de este tipo para detectar los pulsos de neutrinos de las estrellas que se colapsan.

Las actuales teorías de colapsos estelares predicen un pulso inicial de neutrinos con una duración de algunas centésimas de segundo. Después vendría un pulso de pares de neutrinos-antineutrinos que puede durar algunas décimas de segundo.

Un detector Cerenkov D_2O de 10 a 30 toneladas como el propuesto por Fainberg es el mejor para observar el pulso de una supernova. Este detector podría ser sensible al flujo de los neutrinos solares energéticos.

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^- ;$$

Esta reacción se ha propuesto para estudiar los neutrinos energéticos del 8B ⁽¹¹⁾. Se han hecho estudios con un sistema piloto en el acelerador del LAMPF. El detector está he -

cho a base de placas de plástico centellador y módulos de cámaras de centelleo alternadas⁽¹⁴⁾. Los estudios en el acelerador de LAMPF indican que un detector con este diseño tendría muy bajo efecto de fondo. Este detector permite definir la dirección del electrón dispersado e identificaría al sol como la fuente de los neutrinos observados.

Para una información más detallada sobre nuevos detectores recurrir por ejemplo a la referencia (5).

D. DETECTOR DE GALIO.

Los experimentos que se van a desarrollar próximamente para detectar los neutrinos solares están basados en la reacción ${}^{71}\text{Ga}(\nu, e^{-}){}^{71}\text{Ge}$. Esta reacción tiene un umbral bajo (0.233 MeV) por lo que es sensible a los neutrinos de la reacción p-p. El decaimiento del ${}^{71}\text{Ge}$ se puede observar en una cámara proporcional usando GeH_4 como gas para el conteo. Se han desarrollado procesos para extraer ${}^{71}\text{Ge}$ de galio metálico o de una solución de galio y cloro⁽¹⁰⁾.

Para tener una cuenta por día se necesitan cerca de 40 toneladas de galio. El alto costo en la producción de galio impedía desarrollar este experimento, sin embargo, el abatimiento de costos recientes ya hace factible esta posibilidad.

Los datos que se obtengan con este experimento servirán para ver si realmente se entiende el proceso de fusión en el Sol.

La sensibilidad del detector de galio para las diferentes fuentes de neutrinos solares es:

fuentes de neutrinos	energía del ν (MeV)	razón de captura* (SNU)
$p + p \rightarrow \nu + d + e^+$	0 a 0.42	65
$p + p + e^- \rightarrow \nu + d$	1.44	2.4
decaimiento del ${}^7\text{Be}$	0.861	21.8
decaimiento del ${}^{13}\text{N}$	0 a 1.2	1.4
decaimiento del ${}^{15}\text{O}$	0 a 1.74	1.7
decaimiento del ${}^8\text{B}$	0 a 14	1

$$\int \phi \sigma = 93 \text{ SNU}$$

* estos valores son de acuerdo al modelo estándar del Sol y fueron calculados por Bahcall (5).

R E F E R E N C I A S

- 1). M. Schwarzschild, "Structure and Evolution of Stars", Universidad de Princeton (1958).
- 2). D.D. Clayton, "Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis", McGraw Hill, Nueva York (1968).
- 3). J. Bahcall, R. Ulrich, *Astrophys. J.* 184, 1 (1973).
- 4). B. Pontecorvo, National Council of Canada, reporte No. P.D. 205 (1946, sin publicarse) recopilado por la Comisión de Energía Atómica de Estados Unidos como el documento 200-18787.
- 5). J. Bahcall, *Rev. of Modern Physics*, 50, 881 (1978).
- 6). R. Davis Jr., *Phys. Rev. Lett.* 12, 303 (1964). Ver también R. Davis Jr. *Phys. Rev.* 97, 766 (1955).
- 7). J. Bahcall, *Phys. Rev. Lett.* 12, 300 (1964).
- 8). R. Davis, J.E. Evans y B.T. Cleveland, Proc. "Neutrino '78", Universidad de Purdue, ed. E.C. Fowler (1978).
- 9). M.S. Freedman et al., *Science* 193, 1117 (1976).
M.S. Freedman, Conferencia sobre Neutrinos Solares, Brookhaven (1978).
- 10). R.D. Scott, *Nature* 264, 729 (1976). Conferencia sobre Neutrinos Solares, Brookhaven (1978).
- 11). F. Reines, *Proc. Roy. Soc. A* 301, 159 (1967).
- 12). F. Reines, Primera Conferencia sobre Neutrinos, Moscú 1968,

- Vol. II, p.129, R. Davis, Irvine Solar Neutrino Conference, appendix (1972).
- 13). R.S. Raghvan, Phys. Rev. Lett. 37, 259 (1976).
L. Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. 41, 63 (1978).
- 14). H.H. Chen, UCI - Neutrino No. 14, reporte de julio de 1975, Conferencia sobre Neutrinos Solares, Brookhaven, 1968.

CAPITULO II.
OSCILACIONES DE NEUTRINOS.

A. INTRODUCCION.

Teóricamente, a los neutrinos se les asocia una masa en reposo igual a cero. Sin embargo, los límites experimentales son ⁽¹⁾: $m(\nu_e) < 35 \text{ eV}$ y $m(\nu_\mu) < 510 \text{ KeV}$. Hasta la fecha ν_e y ν_μ son los únicos tipos de neutrinos que se han detectado aunque se tiene evidencia indirecta de la existencia de un tercer neutrino, ν_τ ⁽²⁾. Los neutrinos se asocian a leptones cargados con masas muy diferentes. Si a los neutrinos se les asocia una masa igual a cero, (únicamente distinguibles por el número leptónico), podría deberse a una coincidencia o a que existe una simetría en la naturaleza que aún no se conoce.

B. Pontecorvo ⁽³⁾ sugirió que los neutrinos pueden sufrir oscilaciones como función del tiempo, para lo que se necesita la existencia de una interacción que viole número leptónico. Esta podría ser una manera de medir las masas de los neutrinos.

Bilenky y Pontecorvo ⁽⁴⁾ proponen un experimento para detectar oscilaciones de neutrinos. Se utiliza un haz de neutrinos producido por protones de un acelerador de altas energías.

Si se detectaran oscilaciones de neutrinos, las consecuencias más importantes serían:

1. La masa de al menos uno de los neutrinos es diferente de cero.
2. Se viola la conservación, por separado, del número leptónico.
3. Se determinaría el número de tipos de neutrinos.

B. TEORIA SOBRE OSCILACIONES DE NEUTRINOS.

Supongamos que $|v_\xi\rangle$ denota un estado con momento \vec{p}_v ocupado por un sólo neutrino de tipo ξ , donde ξ representa un leptón dado. Los estados $|v_\xi\rangle$ se producen en los diferentes procesos de interacciones débiles. Supongamos que los estados $|v_j\rangle$ ($j=1,2,3,\dots$) son combinaciones lineales de los estados $|v_\xi\rangle$ tal que: $H|v_j\rangle = (H^0 + H^1)|v_j\rangle = E|v_j\rangle$. . . (1) donde H es el hamiltoniano total y H^1 es la parte de H causante de las oscilaciones. H^0 es tal que se cumple que

$$\langle v_\xi | H^0 | v_\eta \rangle = p_v \delta_{\xi\eta} \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Se supone que $\langle v_\xi | H^1 | v_\xi \rangle > 0$ y que $\langle v_\xi | H^1 | v_\eta \rangle \neq 0$ se satisfacen para que haya oscilaciones de neutrinos.

Los estados $|v_j\rangle$ y $|v_\eta\rangle$, elementos de una base completa, los escribimos como:

$$|v_j\rangle = \sum_\xi |v_\xi\rangle \langle v_\xi | v_j \rangle \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$|v_\eta\rangle = \sum_\kappa |v_\kappa\rangle \langle v_\kappa | v_\eta \rangle \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

El valor esperado de la energía en la representación $|v_\xi\rangle$ está dado por: $\langle E \rangle_\xi = \langle v_\xi | H^0 + H^1 | v_\xi \rangle$ pero por (4):

$$\langle E \rangle_\xi = \sum_j |\langle v_j | v_\xi \rangle|^2 E_j \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Si en vez de aplicar (4) aplicamos (2), la expresión a la que se llega es:

$$\langle E \rangle_\xi = p_v + \langle v_\xi | H^1 | v_\xi \rangle \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

El valor esperado de la energía en la representación $|v_j\rangle$ está dado por:

$$E_j = \langle v_j | H^0 + H^1 | v_j \rangle = \sum_{\xi} | \langle v_{\xi} | v_j \rangle |^2 \langle E \rangle_{\xi} + \sum_{\xi \neq \eta} \langle v_{\xi} | v_j \rangle^* \langle v_{\eta} | v_j \rangle \langle v_{\xi} | H^1 | v_{\eta} \rangle \quad (7)$$

Análogamente que con $\langle E \rangle_{\xi}$, aplicamos (4). El resultado es:

$$E_j = p_v + \langle v_j | H^1 | v_j \rangle \quad (8)$$

De las ecuaciones (5) y (8) concluimos que:

$$\sum_{\xi} \langle E \rangle_{\xi} = \sum_j E_j \quad (9)$$

Para el caso particular en que $p_v = 0$, $E = m$. Las ecuaciones (5) y (8) nos indican en este caso que:

$$m(v_{\xi}) = \langle v_{\xi} | H^1 | v_{\xi} \rangle p_v = 0 \quad (10)$$

$$m(v_j) = \langle v_j | H^1 | v_j \rangle p_v = 0 \quad (11)$$

La probabilidad de encontrar un neutrino de tipo n en el instante t , en una situación física donde inicialmente se tenía un neutrino ξ , está dada por:

$$P(v_n; t | v_{\xi}; 0) = | \langle v_n | e^{-itH} | v_{\xi} \rangle |^2 = \sum_j | \langle v_n | v_j \rangle |^2 | \langle v_j | v_{\xi} \rangle |^2 + \sum_{j \neq k} \langle v_n | v_j \rangle \langle v_n | v_k \rangle^* \langle v_j | v_{\xi} \rangle \langle v_k | v_{\xi} \rangle^* e^{i(E_k - E_j)t} \quad (12)$$

$$\langle P(v_n; t | v_{\xi}; 0) \rangle_{\text{promedio temporal}} = \sum_j | \langle v_n | v_j \rangle |^2 | \langle v_j | v_{\xi} \rangle |^2 \quad (13)$$

De la ecuación (9) vemos que si cada una de las $m(v_{\xi})$ es cero, las $m(v_j)$ también son cero. Bajo estas circunstancias, cada uno de los $(E_k - E_j)$ de la ecuación (12) debe anularse, y no habrá oscilaciones de neutrinos.

Por el contrario, para que haya oscilaciones de neutrinos, al menos una de las frecuencias de oscilación debe ser diferente de cero:

$$(E_k - E_j) = \frac{1}{2p_\nu} \{ m(\nu_k) + m(\nu_j) \} \{ m(\nu_k) - m(\nu_j) \} \dots (14)$$

Esto implica que al menos una de las $m(\nu_\xi)$ es diferente de cero.

Otra condición necesaria para que haya oscilaciones de neutrinos, es que al menos una de las $\langle \nu_\xi | H^1 | \nu_\eta \rangle$ sea diferente de cero.

A continuación vamos a utilizar los resultados anteriores para el caso de dos neutrinos: ν_e y ν_μ .

Las proyecciones $\langle \nu_\xi | \nu_j \rangle$ las parametrizamos de la siguiente manera:

$$\begin{pmatrix} \langle \nu_e | \nu_1 \rangle & \langle \nu_e | \nu_2 \rangle \\ \langle \nu_\mu | \nu_1 \rangle & \langle \nu_\mu | \nu_2 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \text{sen}\theta \\ -\text{sen}\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \dots (15)$$

Si aplicamos (15) a las ecuaciones (3) y (4), los estados $|\nu_\xi\rangle$ y $|\nu_j\rangle$ quedan descritos de la siguiente manera:

$$|\nu_1\rangle = |\nu_e\rangle \cos\theta + |\nu_\mu\rangle (-\text{sen}\theta) \dots (16a)$$

$$|\nu_2\rangle = |\nu_e\rangle \text{sen}\theta + |\nu_\mu\rangle \cos\theta \dots (16b)$$

$$|\nu_e\rangle = |\nu_1\rangle \cos\theta + |\nu_2\rangle \text{sen}\theta \dots (16c)$$

$$|\nu_\mu\rangle = |\nu_1\rangle (-\text{sen}\theta) + |\nu_2\rangle \cos\theta \dots (16d)$$

Vamos a comprobar la ecuación (9) para el caso de 2 neutrinos:

$$\langle E \rangle_e = |\langle \nu_1 | \nu_e \rangle|^2 E_1 + |\langle \nu_2 | \nu_e \rangle|^2 E_2 = \cos^2 \theta E_1 + \sin^2 \theta E_2$$

$$\langle E \rangle_\mu = |\langle \nu_1 | \nu_\mu \rangle|^2 E_1 + |\langle \nu_2 | \nu_\mu \rangle|^2 E_2 = \sin^2 \theta E_1 + \cos^2 \theta E_2$$

↓

$$\sum_{\xi} \langle E \rangle_{\xi} = \cos^2 \theta E_1 + \sin^2 \theta E_2 + \sin^2 \theta E_1 + \cos^2 \theta E_2$$

$$\therefore \sum_{\xi} \langle E \rangle_{\xi} = \sum_j E_j$$

Para calcular la masa de los neutrinos, aplicamos la parametrización a las ecuaciones (10) y (11). Para llegar a la expresión final necesitamos las ecuaciones (3) y (4). El resultado es el siguiente:

$$m(\nu_e) = \frac{1}{2} \{m(\nu_1) + m(\nu_2)\} + \frac{1}{2} \cos 2\theta \{m(\nu_1) - m(\nu_2)\} \quad . \quad . \quad (17a)$$

$$m(\nu_\mu) = \frac{1}{2} \{m(\nu_1) + m(\nu_2)\} - \frac{1}{2} \cos 2\theta \{m(\nu_1) - m(\nu_2)\} \quad . \quad . \quad (17b)$$

$$m(\nu_1) = \frac{1}{2} \{m(\nu_e) + m(\nu_\mu)\} + \frac{1}{2} \cos 2\theta \{m(\nu_e) - m(\nu_\mu)\} - \frac{1}{2} \sin 2\theta m_{e\mu} \quad . \quad . \quad (17c)$$

$$m(\nu_2) = \frac{1}{2} \{m(\nu_e) + m(\nu_\mu)\} - \frac{1}{2} \cos 2\theta \{m(\nu_e) - m(\nu_\mu)\} + \frac{1}{2} \sin 2\theta m_{e\mu} \quad . \quad . \quad (17d)$$

En donde $m_{e\mu} \equiv 2 \operatorname{Re} \langle \nu_e | H^1 | \nu_\mu \rangle_{p_\nu=0}$

Hacemos las siguientes operaciones:

$$m(\nu_1) - m(\nu_2) = \cos 2\theta \{m(\nu_e) - m(\nu_\mu)\} - \sin 2\theta m_{e\mu} \quad . \quad . \quad (18)$$

$$m(v_e) - m(v_\mu) = \cos 2\theta \{m(v_1) - m(v_2)\} \quad (19)$$

Sustituimos (18) en (19) y obtenemos que:

$$\tan 2\theta = \frac{m_{e\mu}}{m(v_\mu) - m(v_e)} \quad (20)$$

Al sustituir la condición (15) en las expresiones para las probabilidades, éstas quedan en función de θ y de $(E_\kappa - E_j)t$. Con ayuda de la ecuación (20) demostramos que

$$\frac{m_{e\mu}^2}{(m(v_\mu) - m(v_e))^2 + m_{e\mu}^2} = 4 \cos^2 \theta \sin^2 \theta$$

Sustituyendo esta igualdad, las probabilidades quedan expresadas en función de las masas y de $(E_\kappa - E_j)t$. Los resultados que se obtienen son:

$$P(v_e; t | v_\mu; 0) = \frac{1}{2} \frac{m_{e\mu}^2 \{1 - \cos(E_2 - E_1)t\}}{(m(v_\mu) - m(v_e))^2 + m_{e\mu}^2} \quad (21a)$$

Como $P(v_\mu; t | v_\mu; 0) + P(v_e; t | v_\mu; 0) = 1$, entonces:

$$P(v_\mu; t | v_\mu; 0) = 1 - \frac{1}{2} \frac{m_{e\mu}^2 \{1 - \cos(E_2 - E_1)t\}}{(m(v_\mu) - m(v_e))^2 + m_{e\mu}^2} \quad (21b)$$

$$\langle P(v_e; t | v_\mu; 0) \rangle_{\text{promedio temporal}} = \frac{1}{2} \frac{m_{e\mu}^2}{(m(v_\mu) - m(v_e))^2 + m_{e\mu}^2} \quad (21c)$$

$$\langle P(v_\mu; t | v_\mu; 0) \rangle_{\text{promedio temporal}} = 1 - \frac{1}{2} \frac{m_{e\mu}^2}{(m(v_\mu) - m(v_e))^2 + m_{e\mu}^2} \quad (21d)$$

La frecuencia de oscilación está dada por:

$$E_2 - E_1 = \frac{1}{2p} \{m(v_2) + m(v_1)\} \{m(v_2) - m(v_1)\}$$

Para obtener una expresión de la frecuencia de oscilación en términos de $m(\nu_e)$, $m(\nu_\mu)$ y $m_{e\mu}$, recurrimos a las ecuaciones (17). Estas nos indican que:

$$m(\nu_2) + m(\nu_1) = m(\nu_e) + m(\nu_\mu)$$

$$m(\nu_2) - m(\nu_1) = -\cos 2\theta \{m(\nu_e) - m(\nu_\mu)\} + \sin 2\theta m_{e\mu}$$

Con ayuda de la ecuación (20) encontramos que:

$$m(\nu_2) - m(\nu_1) = \frac{m(\nu_\mu) - m(\nu_e)}{m(\nu_2) - m(\nu_1)} \left(\frac{m_{e\mu}^2}{m(\nu_\mu) - m(\nu_e)} + m(\nu_\mu) - m(\nu_e) \right)$$

$$m(\nu_2) - m(\nu_1) = (m_{e\mu}^2 + [m(\nu_\mu) - m(\nu_e)]^2)^{1/2}$$

$$\therefore E_2 - E_1 = \frac{1}{2p_\nu} (m(\nu_e) + m(\nu_\mu)) \{ m_{e\mu}^2 + [m(\nu_\mu) - m(\nu_e)]^2 \}^{1/4} \quad (22)$$

Las ecuaciones para las probabilidades de oscilación y la ecuación (22), nos indican que si $m(\nu_\mu) = m(\nu_e) = 0$ ó si $m_{e\mu} = 0$ (con $m(\nu_e) \neq 0$ y $m(\nu_\mu) \neq 0$), entonces

$P(\nu_e; t | \nu_\mu; 0) = 0$ y no hay oscilaciones de neutrinos.

Tomemos el caso particular en el que $\theta = 45^\circ$, entonces $\cos\theta = \sin\theta = 1/\sqrt{2}$. Las expresiones para las masas, para las probabilidades de oscilación y para la frecuencia de oscilación son:

$$m(\nu_e) = \frac{1}{2} \{m(\nu_1) + m(\nu_2)\} = m(\nu_\mu) \quad (23a)$$

$$m(\nu_1) = m(\nu_\mu) - \frac{1}{2} m_{e\mu} \quad (23b)$$

$$m(\nu_2) = m(\nu_\mu) + \frac{1}{2} m_{e\mu} \quad (23c)$$

$$P(\nu_e; t | \nu_\mu; 0) = \frac{1}{2} (1 - \cos(E_2 - E_1)t) \quad (23d)$$

$$P(\nu_\mu; t | \nu_\mu; 0) = \frac{1}{2}(1 + \cos(E_2 - E_1)t) \quad (23e)$$

$$\langle P(\nu_e; t | \nu_\mu; 0) \rangle_{\text{promedio temporal}} = \langle P(\nu_\mu; t | \nu_\mu; 0) \rangle_{\text{promedio temporal}} = \frac{1}{2} \quad (23f)$$

$$\begin{aligned} E_2 - E_1 &= \frac{1}{2p_\nu} \{m(\nu_2) + m(\nu_1)\} \{m(\nu_2) - m(\nu_1)\} = \\ &= \frac{1}{2p_\nu} \{2m(\nu_\mu)\} (m_{e\mu}) \quad (23g) \end{aligned}$$

Para un estudio más general sobre oscilaciones de neutrinos, consultar por ejemplo la referencia (5).

C. DECAIMIENTO $\mu \rightarrow e\gamma$. Obtención de una cota superior al período y a la longitud de oscilación.

Deseamos encontrar una cota superior para la cantidad $\{m(\nu_\mu) - m(\nu_e)\}^2$ que aparece en la ecuación (22). Para ello, consideramos el decaimiento $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$. Si ν_μ y ν_e fueran idénticos ($\nu_\mu \equiv \nu_e \equiv \nu$), se espera⁽⁶⁾ que la razón de decaimiento de $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ esté dada por: $\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma; \nu_\mu \equiv \nu_e) \approx \frac{\alpha}{\pi} (\tau_\mu)^{-1}$ en donde τ_μ es el tiempo de vida media del muón y tiene un valor de 2.2×10^{-6} seg. Si aceptamos que el número leptónico del muón y del electrón se conservan individualmente, $\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma)$ debe ser cero.

Sin embargo, si hay oscilaciones del tipo $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$, la probabilidad de que ocurra $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ debe ser diferente de cero. La relación entre $\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma; \nu_\mu \rightleftharpoons \nu_e)$ y $\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma; \nu_\mu \equiv \nu_e)$ está dada por:

$$\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma; \nu_\mu \rightleftharpoons \nu_e) = \Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma; \nu_e \equiv \nu_\mu) \int_0^\infty P(\nu_e; t | \nu_\mu; 0) e^{-t/\tau^*} dt$$

τ^* es el tiempo promedio que los neutrinos están presentes en

la transición $\mu \rightarrow e$.

La expresión para $P(v_e; t | v_\mu; 0)$ es la dada por la ecuación (23d).

Si introducimos este valor en la integral y la evaluamos, el resultado que obtenemos es el siguiente:

$$\frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma; v_\mu \neq v_e)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma; v_\mu \equiv v_e)} = \frac{1}{2} \frac{[(E_2 - E_1)\tau^*]^2}{1 + [(E_2 - E_1)\tau^*]^2}$$

Si el tiempo que están presentes los neutrinos es muy pequeño ($\tau^* \ll 1$), entonces $[(E_2 - E_1)\tau^*]^2 \ll 1$.

$$\therefore \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma; v_\mu \neq v_e)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma; v_\mu \equiv v_e)} = \frac{1}{2} [(E_2 - E_1)\tau^*]^2$$

En términos de $(\tau_\mu)^{-1}$ el valor experimental para $\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma) \leq 1.5 \times 10^{-8} (\tau_\mu)^{-1}$. Como

$$\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma; v_\mu \neq v_e) < \Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma) \quad y$$

$$\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma; v_\mu \equiv v_e) = \frac{\alpha}{\pi} (\tau_\mu)^{-1}$$

$$\Rightarrow \frac{1}{2} [(E_2 - E_1)\tau^*]^2 \leq \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma; \text{experimental})}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma; v_\mu \equiv v_e)}$$

$$\frac{1}{2} [(E_2 - E_1)\tau^*]^2 \leq \frac{1.5 \times 10^{-8} (\tau_\mu)^{-1}}{\frac{\alpha}{\pi} (\tau_\mu)^{-1}} = 6.5 \times 10^{-6} \quad \dots (24)$$

$$\text{Además, } (E_2 - E_1) = \frac{1}{2p^*} ([m(v_2)]^2 - [m(v_1)]^2)$$

$$(E_2 - E_1) = \frac{\lambda^*}{2} ([m(v_2)]^2 - [m(v_1)]^2) \quad \dots (25)$$

donde p^* es el momento medio de los neutrinos que median el decaimiento de μ^+ y λ^* es la dimensión lineal promedio de la

región en la que están confinados los neutrinos.

Sustituimos la ecuación (24): $E_2 - E_1 \leq \frac{13 \times 10^{-6}}{\tau^*}$
 en la ecuación (25): $\{m(\nu_2)\}^2 - \{m(\nu_1)\}^2 \leq 7.2 \times 10^{-3} \frac{1}{\ell^* \tau^*}$.

Con las potencias adecuadas para \mathcal{H} y c :

$$\{m(\nu_2)\}^2 - \{m(\nu_1)\}^2 \leq 7.2 \times 10^{-3} \left(\frac{\mathcal{H}}{\ell^* c}\right) \left(\frac{\mathcal{H}}{c \tau^*}\right) \quad (26)$$

Si suponemos que $m(\nu_1) = 0$, la ecuación (23b) se
 transforma en: $m(\nu_\mu) = \frac{1}{2} m_{e\mu}$ (27)

De las ecuaciones (23b) y (23c) encontramos que:

$\{m(\nu_2)\}^2 - \{m(\nu_1)\}^2 = 2m(\nu_\mu)m_{e\mu}$. Si en esta ecuación sustituf-
 mos la ecuación (27), encontramos que:

$\frac{1}{2} \{ [m(\nu_2)]^2 - [m(\nu_1)]^2 \}^{1/2} = m(\nu_\mu) = m(\nu_e)$. Con este resultado
 la ecuación (26) toma la forma:

$$m(\nu_\mu) = m(\nu_e) = \frac{1}{2} \{ [m(\nu_2)]^2 - [m(\nu_1)]^2 \}^{1/2} \leq 4 \times 10^{-2} \left(\frac{\mathcal{H}}{c^3 \ell^* \tau^*}\right)^{1/2}$$

Hemos llegado a nuestro objetivo que era poner un lí-
 mite superior al término de las masas que aparece en la expre-
 sión de la frecuencia de oscilación. De esta manera ponemos u-
 na cota superior al período de oscilación de los neutrinos
 $\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_e$ y a la longitud de oscilación.

De las ecuaciones (23) y (26) obtenemos la siguien-
 te ecuación:

$$c\tau_{osc}(p_\nu) = \ell_{osc}(p_\nu) = \frac{2\pi\mathcal{H}c}{E_2 - E_1} \frac{(4\pi p_\nu \mathcal{H})/c^2}{\{m(\nu_2)\}^2 - \{m(\nu_1)\}^2}$$

$$\geq 1.8 \times 10^3 \frac{p_\nu \ell^*}{\mathcal{H}} c\tau^* \quad (28)$$

D. EXPERIMENTOS.

Los experimentos para detectar oscilaciones de neutrinos pueden hacerse con ayuda de:

1. reactores nucleares
2. aceleradores de partículas

F. Reines⁽⁷⁾ realizó un experimento con un reactor nuclear. De acuerdo con las limitaciones de su experimento, afirma que si el ángulo de mezcla θ es menor de 10° , deben emplearse aceleradores de partículas.

1. Experimentos en reactores nucleares.

La idea de que los neutrinos pueden oscilar de un estado a otro fue sugerido en analogía con el decaimiento del K^0 por B. Pontecorvo⁽³⁾ y considerada por muchos otros autores⁽⁸⁾.

En los reactores de fisión se producen $\bar{\nu}_e$ a bajas energías (algunos MeV). Se podría recurrir a estas fuentes de $\bar{\nu}_e$ para tratar de detectar oscilaciones de neutrinos. Un experimento ideal en un reactor de fisión consistiría en estudiar el decaimiento beta inverso como función de la distancia desde el reactor.

F. Reines⁽⁷⁾ trató de detectar oscilaciones de neutrinos en un reactor. El experimento lo realizó en el reactor de Savannah River Plant a una distancia fija desde el centro del reactor de 11.2 m. Las dimensiones del reactor son un cilindro de 5 m de diámetro y 5 m de altura. La fuente de neutrinos en el reactor puede ser considerada como una fuente puntual (error porcentual pequeño) si la longitud de oscilación,

λ , es mayor a 10 m y la distancia desde el centro del reactor, r , es mayor o igual a 11.2 m.

El detector que empleó Reines consistía en 15.7 Kg de centelladores de plástico colocados dentro de 300 Kg de cen- tellador de NaI, fragmentado. Este detector se había utilizado en el estudio de la reacción $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$ (9)

La teoría sobre oscilaciones de neutrinos desarrolla- da en la sección anterior requiere de un cambio de variable a- apropiado. La expresión para la probabilidad de que observemos al $\bar{\nu}_e$ en el tiempo t si inicialmente tenemos $\bar{\nu}_e$ es:

$$P(\bar{\nu}_e; t | \bar{\nu}_e; 0) = 1 - \frac{\sin^2 2\theta}{2} (1 - \cos(E_2 - E_1)t) \quad (29)$$

En esta ecuación la probabilidad aparece como función del tiempo y de la diferencia de energías entre los neutrinos ν_1 y ν_2 . Como lo que se varía es la distancia desde el centro del reactor, debemos expresar la ecuación (29) en función de r .

Si $p \gg m$, entonces $v=c$. Por lo tanto

$$(E_2 - E_1)t = \omega t = 2\pi f t = \frac{2\pi c t}{\lambda} = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (30)$$

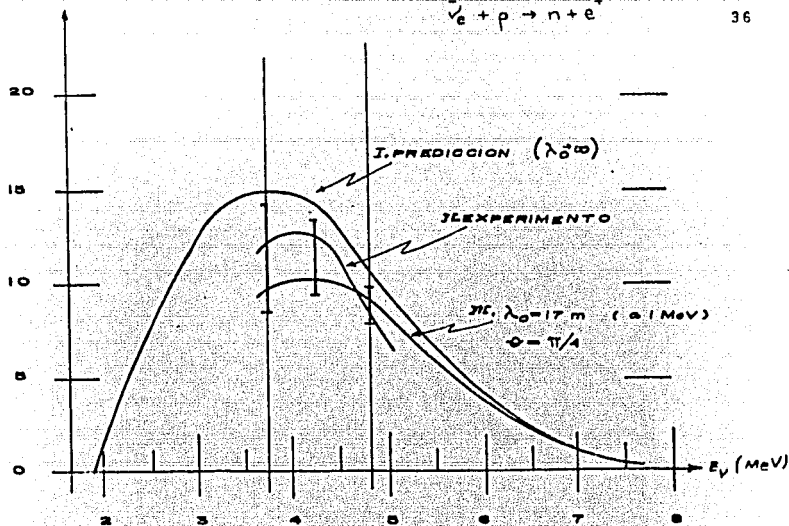
Sustituimos la ecuación (30) en la (29) y obtenemos:

$$P(\bar{\nu}_e; t | \bar{\nu}_e; 0) = 1 - \frac{\sin^2 2\theta}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi r}{\lambda}\right) \quad \text{Escogemos una e-nergía de referencia } E_0 \text{ dada por } E_0 = \frac{\lambda^0}{\lambda} E$$

La expresión final para la probabilidad de detectar $\bar{\nu}_e$ en t si inicialmente tenemos $\bar{\nu}_e$ es:

$$P(\bar{\nu}_e; t | \bar{\nu}_e; 0) = 1 - \frac{\sin^2 2\theta}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi E_0 r}{\lambda_0 E}\right) \quad (31)$$

Los resultados que obtuvo Reines se resumen en la si- guiente gráfica:



La curva I es la curva predicha para el detector de Savannah River cuando la longitud de onda de los $\bar{\nu}_e$ emitidos se hace tender a infinito. El espectro de los $\bar{\nu}_e$ es el de Avignone⁽¹⁰⁾.

La curva II muestra los resultados experimentales para $r = 11.2$ m .

La curva III nos muestra el espectro que se espera para e^+ si $\lambda_0 = 17$ m , $E_0 = 1$ MeV y $\theta = \frac{\pi}{4}$.

Vemos que la forma de las curvas observada y predicha no concuerdan con la curva teórica sobre oscilaciones de neutrinos. Las curvas son similares entre 3.75 y 4.75 MeV.

Se siguen haciendo análisis para tratar de explicar el comportamiento de las curvas para energías mayores a 4.75 MeV.

Se está preparando un experimento con algunos cambios.

Se desean medir el espectro y la razón absoluta como función de la distancia entre el reactor y el detector.

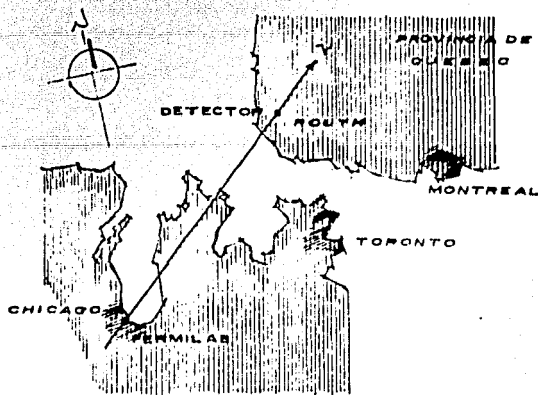
Una limitación de este método es que la sensibilidad depende del ángulo θ . El límite de $(m(\nu_2))^2 - (m(\nu_1))^2$ (en eV^2) aumenta de 0.15 a 0.30 eV^2 para $18^\circ < \theta < 45^\circ$.

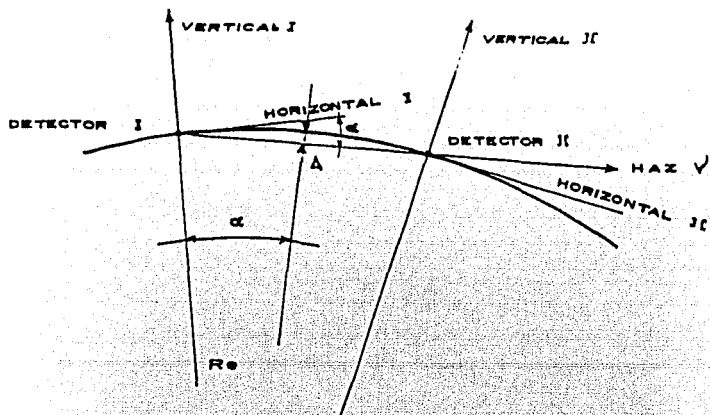
Si se desean resultados para ángulos menores de 10° deben emplearse aceleradores de partículas.

Por lo tanto vemos que no se encontraron oscilaciones de neutrinos en reactores nucleares.

2. Experimentos en aceleradores de partículas.

El contenido esencial de esta sección es una discusión en torno a un experimento realizable para buscar oscilaciones de neutrinos⁽¹¹⁾. Se utiliza un haz energético de ν_μ producido en un acelerador como el de Fermilab y detectores de neutrinos como los ya existentes. La separación que se propone para los detectores es de 10^3 Km. Si el haz se produce en Fermilab, una situación que se podría tener es la siguiente:





La figura de arriba nos muestra el arreglo experimental que se va a considerar.

Los detectores I y II están separados una distancia de $x = 10^3$ Km. Para que el haz de neutrinos que sale del detector I llegue al detector II, el haz debe enviarse con 78 mrad por debajo de la horizontal I ($\alpha = 0.078$ rad). El haz incidirá el detector II, 78 mrad por encima de la horizontal II.

El haz de neutrinos se produce con el decaimiento secundario de mesones producidos por un haz de protones a altas energías. Para que este decaimiento se produzca, se necesita una región de aproximadamente 1 m de diámetro y 200 m de largo.

La sección total de la interacción ν -nucleón es proporcional a la energía del laboratorio E_ν (20 GeV en Fermilab).

La razón de interacción que se observaría en el detector II es proporcional al incremento de energía de los neutrinos empleados.

La longitud de oscilación (ecuación (28)) aumenta linealmente con E_ν . Esto nos da la posibilidad de violar la condición $\frac{\Delta E_\nu}{E_\nu} > \frac{\ell_{osc} \langle E_\nu \rangle}{x}$ si se emplean neutrinos muy energéticos.

Los detectores I y II deben detectar los electrones de las reacciones con ν_e inducidos ($\nu_e + N + e^- + had$) y los muones de las reacciones con ν_μ inducidos ($\nu_\mu + N + \mu^- + had$); (N es un nucleón).

Las dimensiones del detector II podrían ser las siguientes: 10 m x 10 m con 220 toneladas métricas de capacidad para detectar ν_e y 220 toneladas métricas de capacidad para detectar ν_μ . El detector II subtiende 0.32×10^{-4} del área del haz de neutrinos en el detector I.

A continuación se dan las predicciones para el caso en que sólo existan ν_e y ν_μ y oscilen, y para el caso en que existan más neutrinos y ν_μ oscile con los demás.

a. si sólo existen ν_e y ν_μ , y hay una oscilación máxima entre ellos (ecuación (28)).

Actualmente, en el detector del haz de neutrinos de Fermilab (que sería equivalente al detector I) se observan 30 muones producidos por eventos de ν_μ inducidos 'por' tonelada métrica del detector 'por' hora. Con estos datos se puede calcular la cantidad de eventos que se observarían en el detector II. Este valor es el siguiente:

$$30 \frac{\text{muones}}{\text{ton.met.hr.}} \times 220 \text{ ton.met.} \times 0.32 \times 10^{-4} \approx 0.2 \frac{\text{muones}}{\text{hora}}$$

Si el número inicial de ν_e en el haz es $\ll 2 \times 10^{-2}$ (12) veces el número de ν_μ , el detector II registraría un número $\ll 0.005 \frac{\text{electrones}}{\text{hora}}$.

Estos resultados son válidos para $\tau_{\text{osc}} \gg t_{\text{II}}$.

Si $\tau_{\text{osc}} \ll t_{\text{II}}$, se observarían $0.10 \frac{\text{muones}}{\text{hora}}$ y $0.10 \frac{\text{electrones}}{\text{hora}}$.

En una corrida de 500 horas se obtendrían 51 eventos debidos a muones y 51 eventos debidos a electrones, si hay oscilaciones. Si no hay oscilaciones se tendrían 100 eventos debidos a muones y 3 eventos debidos a electrones.

b. Predicciones para este experimento si hay otros neutrinos además de ν_e y ν_μ y si ν_μ tiene una oscilación máxima con los demás neutrinos.

Asociaremos los neutrinos $\nu_L, \nu_{L'}, \dots$, a los leptones pesados cargados con masas $m_L, m_{L'}, \dots$, > 1.5 GeV. Supondremos que los leptones pueden decaer leptónica y semileptónicamente con un tiempo de vida media menor que 10^{-11} seg. Estos leptones se producirán por las interacciones de $\nu_L, \nu_{L'}, \dots$, en el detector II a través de las siguientes reacciones:

$\nu_L + N + L^- + \text{hadrones}$, etc. Los modos de decaimiento de los leptones: $L^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_L$ y $L^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_L$ tienen igual probabilidad de ocurrir y su contribución a los eventos de muones y electrones observados en el detector II es igual

a la de los muones y electrones que vienen directamente de las interacciones de los ν_μ y ν_e en el detector II. Los modos de decaimiento semileptónico no contribuyen al conteo de electrones y muones.

Los detalles sobre la descripción del aparato y los efectos de fondo pueden encontrarse en la referencia (11).

c. Neutrinos inestables.

Si suponemos que $m(\nu_\mu) > m(\nu_e)$ y que no se conservan separadamente los números leptónicos del muón y del electrón, el ν_μ es inestable y debe decaer en $\nu_e + \gamma$. La estimación teórica de:

$$\begin{aligned} (\Gamma(\nu_\mu \rightarrow \nu_e + \gamma))^{-1} &= (\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma))^{-1} \frac{m_\nu}{m(\nu_\mu)} > \frac{2 \times 10^{-6} \text{ seg } 0.1 \text{ GeV}}{1.5 \times 10^{-8} m(\nu_\mu)} \\ &= 1.3 \times 10^{10} \text{ seg} \times (m(\nu_\mu) \text{ en eV})^{-1} \end{aligned}$$

indica que la vida media del ν_μ en el sistema en reposo es mucho mayor que la que se obtiene con las dimensiones del experimento propuesto:

$$\frac{x}{c} \frac{m(\nu_\mu)}{E_\nu} = \frac{10^3 \text{ Km}}{3 \times 10^{10} \text{ cm/seg}} \frac{m(\nu_\mu)}{20 \text{ GeV}} = 1.6 \times 10^{-13} \text{ seg} \times (m(\nu_\mu) \text{ en eV})^{-1}$$

$E_\nu = 20 \text{ GeV}$ es la energía que se genera en Fermilab.

Si consideramos que la estimación teórica está mal, se obtiene un valor experimental para la vida media del ν_μ el cual sería $\approx 10^3$ veces más grande que el que existe para la inestabilidad del ν_μ (13).

d. Conclusiones.

Si se encuentran oscilaciones de neutrinos del tipo $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, se tendría que modificar la razón de ν_e por electrones inducidos a ν_μ por muones inducidos observados en el detector II en relación a los observados en el detector I. Además sería necesario imponer que al menos una de las masas de los neutrinos ν_e y ν_μ fuera diferente de cero y que no se conservara separadamente el número leptónico del muón y del electrón.

Si hay oscilaciones de neutrinos, debe ser posible determinar el número total de neutrinos diferentes por comparación directa del número total de ν_μ producidos por muones inducidos en el detector II con el número predicho de las mediciones del flujo de ν_μ y de la divergencia del haz de ν_μ en el detector I.

Si por el contrario, no se observan oscilaciones de neutrinos, pero suponemos la no conservación del número leptónico, el resultado principal de este experimento propuesto sería encontrar un límite superior a la cantidad:

$$\left([m(\nu_2)]^2 - [m(\nu_1)]^2 \right)^{1/2} = (2m(\nu_\mu)m_{e\mu})^{1/2} \leq 0.2 \frac{eV}{c^2}$$

Un segundo resultado interesante es que se limitaría la inestabilidad del ν_μ . Para un ν_μ con masa de 1 eV, la vida media de un neutrinos en su sistema de referencia en reposo sería mayor que 10^{-13} seg.

Un problema que puede presentarse en este experimento es la correlación de los tiempos a grandes distancias. Este

problema lo están estudiando en radio astronomía (long-base-line) y en astronomía de neutrinos en la Tierra.

R E F E R E N C I A S

- 1). S. Weinberg, Proc. "Neutrino '78", Purdue University, (1978), ed. E.C. Fowler.
- 2). M. Perl, Proc. International Neutrino Conference, Aachen (1976), ed. H. Faissner, H. Reithler, P. Zerwas.
- 3). B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP 26, 984, (1968).
- 4). S.M. Bilenky, B. Pontecorvo, reporte presentado en la Conferencia Internacional de Física de Altas Energías, Tbilisi, URSS, 1976 (sin publicarse).
- 5). S.M. Bilinky, B. Pontecorvo, Sov. Phys. Usp. 20(10), 776 (1977).
- 6). Ver por ejemplo: S. Frankel, "Muon Physics", Vol. II, Academic Press, N.Y. (1975).
- 7). F. Reines, "Unification of Elementary Forces and Gauge Theories", ed. D.B. Cline, F.E. Mills (1977).
- 8). H. Fritzsch, P. Minkowski, Phys. Lett. 62B, 72 (1976).
- 9). F. Reines et al., Phys. Rev. Lett. 37, 315 (1976).
- 10). F.T. Avignone III, Phys. Rev. D2, 2609 (1970).
- 11). A.K. Mann, H. Primakoff, Phys. Rev. D15, 655 (1977).
- 12). Ver por ejemplo: G.R. Kalbfleisch, Proc. of the 1969 Summer Study, National Accelerator Laboratory, Vol. I, ed. A. Roberts (NAL, Batavia Ill., 1969).
- 13). S. Eliezer, A.R. Swift, Nucl. Phys. B105, 45, (1976).

CAPITULO III.
ALGUNOS COMPORTAMIENTOS HETERODOXOS
DE LOS NEUTRINOS.

A. INTRODUCCION.

Actualmente se supone que los neutrinos poseen las siguientes propiedades:

1. Se encuentran en alguno de estos cuatro estados:
 ν_e (izquierdo), $\bar{\nu}_e$ (derecho), ν_μ (izquierdo), $\bar{\nu}_\mu$ (derecho).
2. Su masa en reposo es cero.
3. Su momento magnético es cero.
4. Tienen acoplamiento débil con corriente cargada V-A.
5. Tienen acoplamiento gravitacional.

Con estas propiedades los neutrinos se describen con espinores de Weyl y dos números leptónicos aditivos que se conservan por separado:

$$L_e = N(e^-) - N(e^+) + N(\nu_e) - N(\bar{\nu}_e)$$

$$L_\mu = N(\mu^-) - N(\mu^+) + N(\nu_\mu) - N(\bar{\nu}_\mu)$$

Hasta fines de los 70s estas propiedades eran suficientes para dar explicaciones teóricas sobre el comportamiento de los neutrinos. Además concordaban con los resultados experimentales de la época.

Sin embargo, surgieron ciertos problemas que condujeron a alterar el anterior esquema:

1. La teoría con sólo corrientes cargadas V-A de interacciones débiles no es renormalizable. Es posible resolver el problema suponiendo la existencia de corrientes neutras. Esta solución fue propuesta por Weinberg y Salam-Ward⁽¹⁾. Experimentalmente se encontraron las siguientes reacciones que han dado base fenomenológica al modelo de Weinberg-Salam: $\nu_\mu + e \rightarrow e + \nu_\mu$ y $\nu_\mu + \text{hadrones} \rightarrow \text{hadrones} + \nu_\mu$.

2. Davis detecta un número menor de neutrinos solares que el predicho teóricamente.
3. Recientemente se le ha dado especial atención a los neutrinos cosmológicos debido a que las grandes concentraciones de masa del Universo producen una mayor atracción gravitatoria que la que se espera a partir de su masa visible.
4. Hay evidencia sobre violación de CP. Si la interacción que viola CP está relacionada con neutrinos, puede ser que no se conserve el número leptónico.

B. DECAIMIENTO $\beta\beta$:

El estudio del doble decaimiento β puede emplearse para buscar respuestas a preguntas como ¿ $\bar{\nu}_e$ es igual a $\bar{\nu}_e$?

El decaimiento nuclear:

$N(A, Z) \rightarrow N(A, Z+2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$ concuerda con las propiedades de los neutrinos que se mencionaron anteriormente. Sin embargo, no ocurre lo mismo con la siguiente reacción:

$N(A, Z) \rightarrow N(A, Z+2) + 2e^-$ la cual viola la conservación del número leptónico.

Los experimentos realizados por Fiorini⁽²⁾ confirmaron que en el doble decaimiento β se liberan dos antineutrinos. Hasta la fecha no se tienen resultados experimentales que indiquen violación en la conservación del número leptónico (basado en este proceso).

Si alguna interacción violara el número leptónico, podría aparecer en la forma de oscilaciones de neutrinos.

C. DECAIMIENTO DE NEUTRINOS.

1. Neutrinos con masa.

El problema de los neutrinos solares podría explicarse suponiendo que los neutrinos decaen. Esta posibilidad fue estudiada por Bahcall, Cabibbo y Yahil en 1972⁽³⁾.

a. Decaimiento de ν_e :

Bahcall et al.⁽³⁾ suponen que la masa de los neutrinos es finita. Proponen que el decaimiento sea de la siguiente manera: $\nu_e \rightarrow \nu' + S$ ó $\nu_e \rightarrow \nu' + V$ donde S y V son partículas muy ligeras, escalar y vectorial respectivamente. A la constante de acoplamiento la denominan "g" y encuentran que la probabilidad de decaimiento está dada por:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{g^2}{16\pi} \frac{m_\nu c^2}{\hbar} \frac{m_\nu c^2}{E_\nu}$$

La posibilidad de que el neutrino decaiga en tres neutrinos ($\nu_e \rightarrow \nu_1 + \nu_2 + \nu_3$) queda excluida porque modificaría el tiempo de vida media del muón, vía el decaimiento:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_1 + \nu_2 + \nu_3 + \nu_\mu$$

Para que las otras posibilidades no modifiquen la vida media del muón, debe cumplirse que:

$$\tau(E_\nu = \text{MeV}) \approx 0.1 \text{ seg, i. e. } \frac{g^2}{4\pi} < 2 \times 10^{-9} m_\nu^2$$

(con m_ν en eV).

El problema de los neutrinos solares quedaría resuelto si $\tau c \ll d$, siendo d el radio de la órbita de la tierra.

Reines, Sobel y Gurr⁽⁴⁾ estudiaron el decaimiento

$\nu_\mu + \nu_e + \gamma$. Con sus investigaciones esta posibilidad de decaimiento queda descartada. Concluyen que para esta reacción, $\tau \gg d$ ya que de otra manera, en los experimentos de neutrinos, se detectarían fotones con energías entre 0.1 y 0.5 MeV.

b. Decaimiento de ν_μ :

En el capítulo II mencionamos algo sobre neutrinos inestables. Los datos que se obtuvieron corresponden al experimento propuesto por Mann y Primakoff⁽⁵⁾ para detectar oscilaciones de neutrinos.

Mann y Primakoff suponen que $m(\nu_\mu) > m(\nu_e)$ y que no se conserva el número leptónico. Como consecuencia de ello, ν_μ es inestable y debe decaer en $\nu_\mu + \nu_e + \gamma$. Si la estimación teórica fuera incorrecta, el valor experimental para la vida media del ν_μ sería aproximadamente 10^3 veces más grande que la cota existente para la inestabilidad del ν_μ .

En este caso, el ν_μ no decae.

2. Neutrinos sin masa:

Si se considera que los neutrinos son partículas sin masa, la posibilidad de que decaiga en más de dos partículas está excluida. Únicamente es posible que el neutrino decaiga en dos partículas⁽⁶⁾. Los productos compartirían el momento y la energía del neutrino inicial, pero tendrían masa igual a cero.

Igual que en el caso de neutrinos masivos, las posi-

bilidades de decaimiento son: $\nu_e + \nu' + S$ y $\nu_e + \nu' + V$. Pero ahora puede suceder el caso inverso, $\nu' + S + \nu_e$ ó $\nu' + V + \nu_e$. El resultado neto es una oscilación $\nu_e \leftrightarrow \nu' + S$.

La teoría cuántica sobre el decaimiento de una partícula sin masa no está bien estudiada. Se esperaría poder explicar con ella el problema de los neutrinos solares. Podemos concluir lo siguiente:

1. Si se conocen todas las partículas ligeras y se conserva el número leptónico y si los neutrinos tienen masa igual a cero, entonces los neutrinos deben ser partículas estables. No hay evidencia experimental sobre la inestabilidad de los neutrinos.
2. Los resultados de Davis se pueden explicar con oscilaciones y/o decaimiento de neutrinos, siempre y cuando los neutrinos tengan masa finita, que existan partículas ligeras nuevas no observadas aún y que haya una nueva interacción muy débil entre los neutrinos y las nuevas partículas ligeras.

Si estas suposiciones no se quieren aceptar, la respuesta al problema de los neutrinos solares debe buscarse en astrofísica.

D. NEUTRINOS CON INTERACCION FUERTE.

Bialynicka-Birula⁽⁷⁾ y Bardin-Bilinki-Pontecorvo⁽⁸⁾ vieron la posibilidad de que la fuerza de interacción ν - ν sea fuerte.

Las reacciones en las que se podría observar el acoplamiento ν - ν son:

$$\pi^+ + e^+ + \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e$$

$$k^+ + e^+ + \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e$$

$$\nu_\mu + p + \mu^+ + n + \nu_\mu + \nu_\mu$$

$$\nu_\mu + p + e^+ + n + \nu_e + \nu_\mu$$

A partir de los límites experimentales que analizaron Bialynicka-Birula y Bardin et al. concluyeron que la constante de acoplamiento F entre cuatro neutrinos, está relacionada con la constante de Fermi mediante la siguiente desigualdad: $F < 10^6 G$.

En base a lo anterior, no debería descartarse la posibilidad de una interacción fuerte entre neutrinos. Pero si tomamos en cuenta el modelo de Weinberg-Salam, la interacción entre los neutrinos está dada por una constante de acoplamiento del orden de la de Fermi.

E. NEUTRINOS COSMOLOGICOS:

Teóricamente se supone que la masa de los neutrinos es cero. Los límites experimentales que se tienen son⁽⁹⁾:
 $m(\nu_e) < 35 \text{ eV}$ y $m(\nu_\mu) < 510 \text{ KeV}$.

A bajas energías las interacciones débiles son realmente débiles. Si se hiciera presente una masa del neutrino diferente de cero, su observación sería muy difícil bajo las condiciones de laboratorio existentes.

Zel'dovich encaminó sus estudios hacia la interacción gravitatoria de los neutrinos⁽¹⁰⁾. Afirma que los neutrinos se

produjeron en el Big Bang. Debido a que el neutrino se puede considerar como una partícula con muchos grados de libertad, sería la partícula más abundante del Universo. Son mayor en número que los fotones que se observan de la radiación de fondo. Los fotones son a su vez 10^8 veces más abundantes que los nucleones. Como consecuencia de ello, si $m_\nu > 10$ eV, los neutrinos contribuyen en gran escala a la masa gravitacional del Universo.

Si la masa en reposo de los neutrinos es del orden de 10 eV y su energía cinética es del orden de KT ($T=2,7^\circ K$ que es la radiación de fondo), entonces los neutrinos son partículas no-relativistas. Si es así, pueden influir en la historia geométrica del Universo y pueden producir grandes nubes masivas que cambien el movimiento de los cuerpos celestes.

De las consideraciones anteriores se puede obtener⁽¹¹⁾ un límite superior de las masas de los neutrinos: $m_\nu < 16$ eV.

Al expandirse el gas de neutrinos, la nube empezó a enfriarse y los neutrinos se volvieron no-relativistas. De esta forma los neutrinos empezaron a concentrarse antes que la demás materia. Los neutrinos lentos se convirtieron en fuentes de gravedad. Se formaron superestrellas de neutrinos⁽¹²⁾.

De la actual separación de los cúmulos galácticos, se puede reconstruir el tiempo y la temperatura cuando los neutrinos se hicieron no-relativistas⁽¹³⁾. El valor de la masa de los neutrinos se fija en 16 eV.

Se ha encontrado que a las galaxias les "falta" masa. Por ejemplo al cúmulo Coma le falta una masa con un orden

de magnitud mayor que la masa de ella misma⁽¹¹⁾. La solución de este problema puede estar en una superestrella de neutrinos (si $m_\nu > 10$ eV).

La explicación de las masas "faltantes" en el cosmos puede explicarse con la formación de neutrinos en el Big Bang. Los datos astronómicos son muy pobres pero se puede concluir que el estudio de la astronomía extragaláctica es más sensible a la masa de los neutrinos que la física nuclear desarrollada en los laboratorios.

F. COTA EN EL NUMERO DE NEUTRINOS:

Como ya se mencionó con anterioridad, los neutrinos que se conocen son ν_e y ν_μ . La existencia de un tercer neutrino, ν_τ , se infiere del espectro de electrones del decaimiento leptónico del τ : $\tau \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$. Este espectro es consistente con un decaimiento del τ a tres cuerpos. Por conservación de carga debe existir un e (δe) y por conservación de número leptónico debe existir ν_e ($\delta \nu_\mu$). Si el decaimiento del τ puede ser a tres partículas, la tercera debe ser ν_τ . Sin embargo, no hay evidencia experimental sobre la detección directa del ν_τ .

Pero si existe un tercer neutrino, ¿cuántos más pueden haber?

La cosmología nos brinda, por el momento, el mejor límite sobre el número de neutrinos⁽⁹⁾. En cosmología se considera que el neutrino es una partícula con una vida media del orden de segundos o más, y que tiene una masa inferior a algu-

nos cientos de KeV. Otra posibilidad es considerar que los neutrinos son más masivos y que su tiempo de vida media es más corto. Estos neutrinos cosmológicos no decaen o se aniquilan los primeros segundos en los cuales la temperatura cósmica sea superior a los 300 KeV. En este período, la mayoría de los neutrones se convierten en protones y existen aproximadamente el mismo número de neutrinos y de fotones.

Este tipo de ideas son las manejadas en el modelo cosmológico del Big Bang para explicar la formación del Universo.

La densidad de energía del Universo, en cualquier instante, es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura y al número de neutrinos con una temperatura menor que la temperatura cósmica en ese momento⁽¹⁴⁾. Si existen muchas clases de neutrinos habría un aumento en la densidad de energía, lo cual implica un aumento en la velocidad de expansión del Universo. Esto a su vez tiene como consecuencia que haya menos tiempo para que los neutrones se conviertan en protones, y por lo tanto que habría más helio durante la nucleosíntesis al término de los tres primeros minutos.

Steigman, Schramm y Gunn⁽¹⁵⁾ encuentran que el límite superior de la abundancia de helio cósmico implica que no puede haber más que 5 ó 7 clases de neutrinos. Si se toma en cuenta el helio producido por las estrellas, la cota sobre el número de neutrinos se reduce a 3 ó 4.

Este límite sólo es para los neutrinos que continúan en equilibrio térmico cuando la temperatura cósmica bajó a algunos cientos de MeV.

En el capítulo II cuando se habló del experimento en aceleradores, se supuso la existencia de mas neutrinos aparte de ν_e y ν_μ . Se propone que ν_μ tenga una oscilación máxima con los demás neutrinos.

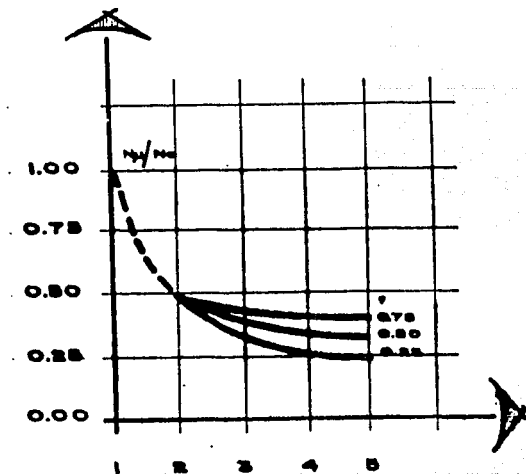
Como los modos de decaimiento semileptónico no contribuyen al conteo de electrones y muones, sólo hay que considerar los modos de decaimiento leptónico. Si f es el "leptonic branching fraction", se espera que el número de muones observados sea igual al número de electrones observados. Este valor estaría dado por:

$$N_\mu = N_e = \frac{N_0}{n} \left(1 - \frac{(n-2)f}{2} \right) \quad \text{donde } N_0 \text{ es el número}$$

de muones que se observarían en el detector II si no hay oscilaciones; n es el número de tipos de neutrinos. En la gráfica de la siguiente página tenemos $\frac{N_\mu}{N_0}$ v.s. n para diferentes valores de f .

El valor de $\frac{N_\mu}{N_0}$ en $n=1$ corresponde al caso en el que no hay oscilaciones.

De la gráfica se concluye que si $f < 0.5$ y se observan oscilaciones, se puede determinar \underline{n} si es grande (> 5) o se puede dar un límite superior a \underline{n} si \underline{n} es pequeña. La precisión de este resultado depende de la incertidumbre en N_0 , la cual se determina con mediciones en el detector I.



TIPOS DE NEUTRINOS

1. Masa de los neutrinos.

Hemos mencionado que los límites experimentales que se tienen para ν_e y ν_μ son⁽⁹⁾: $m(\nu_e) < 35$ eV y $m(\nu_\mu) < 510$ KeV. Estos valores se obtienen del decaimiento del tritio:

$H^3 \rightarrow He^3 + e^- + \bar{\nu}_e$ y del decaimiento del π^+ : $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$.

La única información sobre la masa de los ν_τ ⁽⁹⁾, es que los neutrinos emitidos en el decaimiento del τ tienen masas menores a unos cientos de MeV.

Los límites astrofísicos sobre las masas de los neutrinos han sido discutidos por muchos autores (ver referencia (9) y las contenidas en ella). Entre ellos están Marx, Szalay, Cowsik, McClelland, Weinberg, Zel'dovich, etc. Los límites para las masas de los neutrinos estables o con tiempos de vida

media mayores que 10^{20} a 10^{24} seg. están dados a partir de la actual densidad de masa cósmica. Los límites sobre la actual deceleración de la expansión cósmica nos indican que la masa total de todos los neutrinos debe ser menor que 40 eV. Sin embargo, pudiera darse el caso en que algún neutrino tuviera una masa mayor a 2 GeV. El límite inferior de la masa de los neutrinos con una vida media entre 10^4 ó 10^6 y 10^{20} ó 10^{24} seg está comprendido entre 10 MeV y 10 TeV. Pero si los neutrinos ligeros decaen en fotones, éstos serían tan abundantes que producirían distorsiones en la radiación de fondo detectada experimentalmente.

Los argumentos cosmológicos no nos ayudan a encontrar la masa de los neutrinos que decayeron antes de los tres primeros minutos. Sin embargo, si estos neutrinos son muy ligeros y emiten fotones al decaer, aparecerían como fuentes de rayos X o como luminosidad extra en las enanas blancas o supernovas. Esto nos da un límite inferior entre 100 KeV y 10 MeV para las masas de los neutrinos si estos decaen antes de 10^4 seg.

R E F E R E N C I A S

- 1). A. Salam, J. Ward, Phys. Lett. 13, 168 (1964).
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967); 27, 1688 (1971).
- 2). G. Marx, Proc. "Neutrino '74", Philadelphia (1974) p.83
(ver discusión con Fiorini).
- 3). J. Bahcall, N. Cabibbo y A. Yahil, Phys. Rev. Lett. 28, 316
(1972).
- 4). F. Reines, H.W. Sobel, K.S. Gurr, Phys. Rev. Lett. 32, 180
(1974).
- 5). A.K. Mann, H. Primakoff, Phys. Rev. D15, 655 (1977).
- 6). M.T. Parkinson, D.P. Vasholz, Phys. Lett. 45B, 376 (1973).
- 7). Z. Bialynicka-Birula, Nuovo Cimento 33, 1484 (1964).
- 8). D.YU. Bardin, S.M. Bilenky, B. Pontecorvo, Phys. Lett. 32B,
121 (1970).
- 9). S. Weinberg, Proc. "Neutrino '78", Purdue University (1978),
y las referencias contenidas en ella.
- 10). Ya.B. Zel'dovich-Novikov, "Relativistic Astrophysics", Vol. II
- 11). G. Marx, Proc. International Neutrino Conference, Aachen
p.643 (1976), ed. H. Faissner, H. Reithler, P. Zerwas.
- 12). S. Bludman, Proc. "Neutrino '74", Philadelphia (1974).
- 13). A.S. Szalay, G. Marx, "Astronomy and Astrophysics" (1976).
- 14). S. Weinberg, "The First Three Minutes".
- 15). G. Steigman, D.N. Schramm, J.E. Gunn, Phys. Lett. 66B, 202
(1977).

CAPITULO IV.
MODELOS DEL SOL.

A. CARACTERISTICAS GENERALES DEL SOL.

La estrella más cercana a nosotros es el Sol cuya estructura y características determinan la naturaleza de la energía que radia al espacio. El Sol es un cuerpo de materia gaseosa incandescente con un diámetro aproximado de 1.39×10^6 Km a una distancia promedio de 1.5×10^8 Km de la Tierra. Como se ve desde la Tierra, el Sol rota sobre su propio eje una vez cada cuatro semanas. Sin embargo, no rota como un cuerpo rígido. Al ecuador le toman 27 días en dar una vuelta completa y a las regiones polares 30 días aproximadamente.

La energía se produce en el interior del Sol y se transfiere a su superficie para ser radiada al espacio. Esto se lleva a cabo mediante procesos sucesivos de radiación y convección combinados con emisión, absorción y nuevamente radiación.

La estructura del Sol es aproximadamente la siguiente: se estima que el 90% de su energía se genera en una región de 0 a $.23 R$ (donde R es el radio solar), la cual contiene el 40% de la masa del Sol. Se estima que la temperatura en las regiones centrales está entre 8×10^6 y 40×10^6 grados Kelvin y que su densidad es de 80 a 100 veces la del agua.

A una distancia desde el centro igual a $0.7 R$, la temperatura desciende hasta 13×10^4 °K y la densidad es de 0.07 gr/cm^3 . A la zona entre 0.7 y $1.0 R$ se le llama zona de convección. La temperatura en esta zona es aproximadamente de 5000 °K y la densidad es 10^{-8} gr/cm^3 .

La superficie del Sol parece estar compuesta de gra-

nos (celdas de convección irregulares). La longitud aproximada de cada grano es de 1000 a 3000 Km y su vida media es de unos minutos.

Después de la zona de convección hay una zona opaca denominada fotosfera cuyo borde está bien definido aunque su densidad es muy baja (10^{-4} veces la del aire a nivel del mar). Los gases que la componen están ionizados y pueden absorber y emitir un espectro continuo de radiación.

Por encima de la fotosfera se encuentra una atmósfera solar que se puede observar en los eclipses totales de Sol. Después se encuentra la zona denominada carozo y más afuera la cromósfera. La cromósfera tiene una profundidad de 10 000 Km. Esta es una capa gaseosa con una temperatura mayor que la de la fotosfera pero con una menor densidad. Por último se encuentra la corona. Esta es una zona de muy baja densidad y temperatura muy alta (10^6 °K).

En los modelos estándar del Sol se hacen suposiciones sencillas sobre su estructura y su evolución. Las suposiciones más importantes que se hacen son las siguientes:

1. La energía del Sol se produce por medio de reacciones nucleares.
2. Antes de haber reacciones nucleares, la composición total del Sol era la que actualmente se observa en su superficie.
3. El carozo del Sol no rota rápidamente. Esta es una evidencia observacional.

Otras suposiciones de menor importancia en los modelos estándar del Sol son:

I. Ecuaciones de conservación.

- A. masa
- B. momento (equilibrio hidrostático)
- C. energía
- D. transformaciones nucleares

II. Física suplementaria.

- A. ley de la gravedad (como el inverso del cuadrado de la distancia)
- B. ecuaciones de estado
- C. función de opacidad
- D. secciones totales de las reacciones nucleares
- E. teoría de convección

III. Condición inicial de composición uniforme.

IV. Restricciones observacionales.

- A. edad = 4.7×10^9 años
- B. luminosidad $L = 3.81 \times 10^{33}$ erg/seg
- C. $GM_0 = 6.67 \times 10^{-8} \times 1.98 \times 10^{33}$
- D. composición de la superficie solar
- E. $R_0 = 6.96 \times 10^{10}$ cm
- F. medidas de laboratorio de la opacidad y de las secciones totales.
- G. oblatés del Sol

Un modelo no-estándar del Sol es aquel en el que al menos una de las suposiciones básicas mencionadas anteriormente se abandona o se reinterpreta.

No debemos olvidar que nuestro principal interés en

estudiar modelos solares, es ver si con alguna modificación de las suposiciones antes mencionadas, se puede construir un modelo solar que nos ayude a resolver el problema de los neutrinos solares.

En el capítulo I vimos que la producción de átomos de ^{37}Ar a partir de ^{37}Cl depende principalmente de la captura de neutrinos de las siguientes reacciones:



El flujo de neutrinos de la reacción (IV.1) depende del modelo solar. La reacción (IV.3) determina la razón de producción de energía en el Sol, pero está sujeta a la suposición de que la luminosidad del Sol proviene de reacciones nucleares. Esta reacción es independiente del modelo solar. La reacción (IV.2) es intermedia entre las reacciones (IV.1) y (IV.3).

B. MODELOS PERTURBADOS Y NO-PERTURBADOS DEL SOL. ANALISIS DE ERRORES.

Ulrich⁽¹⁾ analiza varias hipótesis que modifican alguna de las suposiciones básicas. Estas hipótesis se pueden dividir en dos grupos:

hipótesis	$\Sigma \sigma\phi$ (SNU)
A. Modelos no-perturbados.	
1. mezcla continua de elementos	1.5
2. baja abundancia de elementos pesados en el interior del Sol	1.4
3. carozo grande y campo magnético intenso	> 7
4. $G = 6.0 \times 10^{-8}$ $M_{\odot} = 2.2 \times 10^{33}$	4.5
5. carozo de helio puro	3.4
6. carozo de rotación rápida	~ 1.0
B. Modelos perturbados.	
1. $0.75 M_{\odot}$ mezcladas en 5×10^5 años	0.25
2. espín irregular hacia abajo	
3. carozo con rotación repentina	13
4. fin de la quema de hidrógeno	10

En los modelos del grupo A se supone que la energía proviene de reacciones nucleares las cuales dependen de diferentes potencias de la temperatura. Sin embargo, salvo la reacción (IV.3), todas dependen de la misma potencia de la densidad. Para determinar los flujos de los neutrinos en la Tierra, es suficiente especificar la luminosidad en cada punto como función de la temperatura en ese punto. En algunos modelos del grupo A debe variarse la distribución de elementos dentro del Sol.

En los modelos del grupo B se postula que en los ú

timos 10 millones de años ocurrió algún evento y que actualmente el Sol se encuentra en un período de reajuste térmico.

Nos vamos a referir únicamente a algunos modelos que consideramos de especial interés.

En el modelo A1 el interior del Sol se está mezclando continuamente y la abundancia de hidrógeno en el carozo permanece alta ⁽²⁾⁽³⁾. Sin embargo, hasta la fecha no se ha encontrado un motivo para que ocurra la mezcla.

El modelo A2 se conoce como el modelo de baja Z ⁽²⁾. En este modelo se considera que la abundancia de elementos pesados (Z) es $Z = 10^{-3}$. Este valor es menor por un factor de 15 del que normalmente se supone para la fotosfera. En el modelo de baja Z la abundancia de elementos pesados en la superficie del Sol es mayor que en el interior. Este modelo predice una razón de captura de neutrinos en ³⁷Cl de (1.4 ± 0.35) SNU. Si se toman valores más pequeños de Z, el valor de los flujos de neutrinos no varía mucho ya que la opacidad interior es esencialmente independiente de Z si $Z < 10^{-3}$.

En el modelo A6 ⁽⁴⁾ la razón de producción de ³⁷Ar es muy baja y se acerca bastante al valor obtenido por Davis. Por ello se analiza más en detalle este modelo. Las suposiciones que se hacen son las siguientes:

1. el carozo tiene un período de rotación menor que una hora.
2. el tamaño del carozo debe haber sido mayor en el pasado que actualmente.

Una suposición como la (1) provoca una aceleración centrípeta cuyo valor en este caso es 1/2 de la aceleración de la gravedad.

Con la segunda suposición se reduce la luminosidad del Sol y como consecuencia su edad. La aceleración centrípeta disminuye la presión y los gradientes de temperatura, y se crean modelos semejantes a los propuestos para estrellas menos masivas que el Sol. La producción de ^{37}Ar es muy baja pero hay varios factores que impiden que se resuelva el problema de los neutrinos solares. Algunos de ellos son:

1. con una razón de conteo de 1 SNU y una oblatés menor que la medida⁽⁵⁾ (5×10^{-5}) se necesita modificar el tamaño del carozo y la razón de rotación. Las mediciones actuales de la oblatés⁽⁶⁾ indican que su valor es menor que 5×10^{-5} .
2. si existe un espín pequeño es necesario un transporte de momento angular fuera del carozo solar. Entonces se debe modificar la abundancia de isótopos de ^3He , ^7Li , ^9Be , ^{10}B y ^{13}C , y esto no concuerda con las observaciones.
3. los valores de la luminosidad y de la temperatura de la superficie de los diversos modelos en las primeras etapas de evolución, deben modificarse. Con estas modificaciones se produce un desplazamiento paralelo a la secuencia principal normal y se altera el diagrama color-magnitud que se observa para el cúmulo Praesepe⁽⁷⁾.

En el grupo B están los modelos perturbados. Si la perturbación se inicia en un modelo estándar del Sol, entonces se debe disminuir la temperatura central en un 20% en un tiempo menor a 10^6 años. Se ha demostrado⁽⁸⁾ que una mezcla rápida de ^3He en el carozo solar, introduce una perturbación en base a la cual se pueden explicar los resultados de Davis.

Sin embargo, no existe un mecanismo convincente que, en forma natural, produzca la mezcla requerida.

En el modelo B2 se supone que el carozo con rotación rápida reduce súbitamente su razón de rotación. Al disminuir la aceleración centrípeta asociada a la rotación, el carozo debe contraerse rápidamente. Como consecuencia de esta contracción hay una compresión adiabática que calienta el carozo. Por este motivo, con este modelo, no se puede resolver el problema de los neutrinos solares.

Para el modelo B3 se propone una repentina mezcla de elementos en el Sol ocasionada por un aumento en la razón de rotación del carozo. De los estudios realizados por Saku - rai⁽⁹⁾ se encuentra que puede existir una inestabilidad convectiva que mezcle ^3He al interior del carozo. Las investigaciones observacionales⁽¹⁰⁾ preliminares que se han hecho para comprobar estas hipótesis no han tenido éxito pues no se ha encontrado la inestabilidad requerida.

El modelo B4 se basa en la suposición de que el Sol se encuentra al final de su vida en la secuencia principal. En este período se quema hidrógeno del carozo y de la capa que lo rodea. En algunos modelos solares se supone la existencia de un colapso gravitacional cuando la luminosidad debida a reacciones nucleares es menor que la luminosidad total. Los cálculos sobre evolución estelar estándar indican que el Sol no pasa por esta etapa al salir de la secuencia principal.

Ulrich⁽¹⁾ propone variar las concentraciones de elementos en el Sol. Con su modelo la razón de producción de

^{37}Ar es de 8 SNU. Tampoco este modelo explica el problema de los neutrinos solares.

1. Análisis de errores.

El estudio de la discrepancia entre los resultados reportados por Davis y las predicciones teóricas de los diferentes modelos, no estaría completo si no se analizan los errores en los modelos solares.

La siguiente tabla muestra un análisis de errores (los errores están en porcentajes) para el modelo estándar y para el modelo de baja Z .

cantidad	MODELO ESTANDAR		MODELO DE BAJA Z	
	error en cantidad	error en $\Sigma \sigma \phi$	error en cantidad	error en $\Sigma \sigma \phi$
1.luminosidad	1	6	1	4
2.secciones totales nucleares				
S _{1,1}	5	13	5	10
S _{3,3}	11	3	11	1.5
S _{3,4}	17	14	17	11
S _{1,7}	9	7	9	4
S _{e,7}	10	8	10	5
3.opacidad entre T_1 y T_2 (10^6°K)				
10 15	10	13	5	7
7 10	15	9	5	3
5 7	15	9	5	3
3,5 3	15	6	5	3

	MODELO ESTANDAR		MODELO DE BAJA Z	
4. ecuación de estado cerca de $T=8 \times 10^6$ °K	1	8	1	8
A otra temperatura	1	8	1	8
5. secciones totales de captura de neutrinos	10	10	10	10

Los errores que aparecen en esta tabla son los que afectan el flujo de neutrinos. El error en la luminosidad fue revisado por Labs y Neckel⁽¹¹⁾. Concluyen que el error en 12 mediciones independientes es 0.3%. Sin embargo preven que el error sistemático es del orden del 1%. Los errores en las secciones totales nucleares son los calculados por Kavanagh⁽¹²⁾. El error de $S_{1,1}$ se tomó de los cálculos de Bahcall y May⁽¹³⁾, más un 1% por errores en la corrección de intercambio de mesones⁽¹⁴⁾.

Los errores en la opacidad son el resultado de cinco errores estadísticos independientes cada uno en un intervalo de temperatura de 30 a 40 %. El error en el modelo estándar también puede deberse a la incertidumbre sobre la abundancia de elementos pesados tales como el fierro. Para la ecuación de estado es muy importante la distribución de los errores según el modelo. Si se distribuye uniformemente el efecto en la razón de conteo, el error es muy pequeño. Si se concentra cerca de 8×10^6 °K el error es muy grande. Bahcall y Sears⁽¹⁵⁾ dan un error del 10% a las secciones totales de captura de neutrinos del decaimiento del ^8B por el ^{37}Cl . Bahcall et al.⁽¹⁶⁾ y Ulrich⁽¹⁰⁾ reportaron los efectos de los errores en los flujos de

neutrinos.

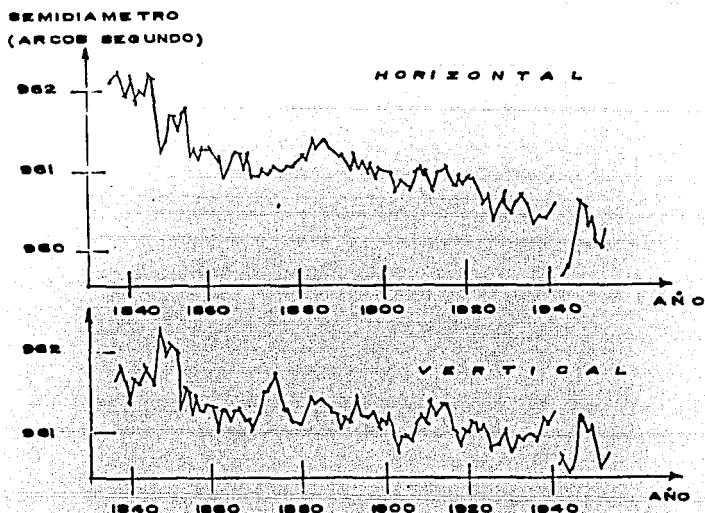
La producción de ^{37}Ar para el modelo estándar y para el modelo de baja Z son 4.7 y 1.14 SNU respectivamente. La razón de producción de ^{37}Ar encontrada por Davis es de 1.75 ± 0.4 SNU.

C. CONTRACCION DEL SOL.

Según los reportes de J.A. Eddy y A.A. Boornazian, que se dieron en la Asamblea de la Sociedad Astronómica Americana en junio de 1979, el Sol se está contrayendo. Eddy y Boornazian concluyen que el Sol se contrae 0.1% por siglo, lo que corresponde aproximadamente a 16.4 m por hora.

Eddy y Boornazian recopilaron las mediciones que se hicieron del diámetro del Sol entre 1836 y 1953 en el Observatorio de Greenwich. Hicieron promedios anuales de los semidiámetros vertical y horizontal en arcos de segundo. La gráfica que se obtiene se muestra en la siguiente página. Las mediciones horizontales son más precisas que las verticales ya que la precisión está limitada a la habilidad del observador y al movimiento de un reloj. La precisión en las mediciones verticales depende de un perno micrométrico mecánico y están sujetas a errores causados por la refracción en la atmósfera.

Para comprobar que el Sol se está contrayendo, Eddy y Boornazian analizaron datos semejantes a los de Greenwich pero tomados en el Observatorio Naval, en Washington, D.C. Encontraron que la razón de contracción del diámetro horizontal es casi la misma para las dos estaciones.



Las observaciones de eclipses totales de Sol pueden ayudar a saber si realmente el Sol se está contrayendo. El 9 de abril de 1567 hubo un eclipse de Sol. Si el diámetro del Sol era el que actualmente tiene, un observador hubiera visto el eclipse por 8 segundos. Pero si el Sol se contrae 2 segundos de arco cada siglo, el observador vería el eclipse únicamente 2 segundos. De acuerdo a las observaciones reportadas por Christopher Clavius, astrónomo jesuita del Colegio de Roma, podemos concluir que el diámetro del Sol era mayor en 1567.

La razón de contracción del Sol es muy rápida. Por este motivo se supone que el Sol está oscilando pues de otra manera en 200 000 años sería un punto. Debido a esto, parte de la energía que libera el Sol, y muchas estrellas semejantes,

deberá provenir de colapso gravitacional. Si tal es el caso, entonces la luminosidad del Sol tiene una componente que procede de liberación de energía gravitatoria, y otra que aún es la más importante, que procede de reacciones nucleares de fusión. Esto a su vez implica que las razones de producción de núcleos a partir de la reacción fundamental $pp \rightarrow \text{De}^+ \nu$ ha sido sobreestimada. En consecuencia, las razones de producción de neutrinos debe disminuir.

Martin Schwarzschild, de Princeton, estimó los efectos anteriores y encontró que el flujo de neutrinos que debe detectarse en el experimento con ^{37}Cl , debe ser la tercera parte del predicho con los modelos estándar del Sol⁽¹⁷⁾.

Edward Spiegel, de Columbia, propuso que la contracción del Sol se puede explicar suponiendo oscilaciones de la zona de convección. Spiegel propone que el Sol no está en estado estacionario sino que tiene una dependencia temporal.

La solución de la contracción del Sol propuesta por Pierre Demarque, de Yale, consiste en variar los campos magnéticos. Este hecho afecta la zona de convección y en consecuencia también se afecta el radio del Sol. Sus cálculos están encaminados al efecto de una variación periódica en la convección efectiva.

Henry Hill, de la Universidad de Arizona, ha hecho mediciones del diámetro del Sol para estudiar la oblateness y para observar oscilaciones. Ha registrado una oscilación que tiene un período de una hora. La explicación que da Hill a la contracción del Sol, es que ésta es el resultado de cambios en la

envoltura del Sol los cuales se reflejan como cambios aparentes del diámetro solar.

Estas últimas tres proposiciones no han sido discriminadas.

R E F E R E N C I A S

- 1). R. Ulrich, Proc. "Neutrino '74", Philadelphia (1974).
- 2). J. Bahcall, R. Ulrich, *Astrophys. J.* 170, 593 (1971).
- 3). D. Ezer, A.G.W. Cameron, *Astrophys. Lett.* 1, 177 (1968).
- 4). R.K. Ulrich, *Astrophys. J.* 158, 427 (1969).
 P. Demarque, J.G. Mengel, A. Sweigart, *Astrophys. J.* 183, 997 (1973); *Nature Phys. Sci.* 246, 33 (1973).
 J.W. Roxburgh, *Nature* 248, 209 (1974).
- 5). R.H. Dicke, M. Goldenberg, *Phys. Rev. Lett.* 18, 313 (1967).
- 6). A.P. Ingersoll, E.A. Spiegel, *Astrophys. J.* 163, 375 (1971).
 G.A. Chapman, A.P. Ingersoll, *Astrophys. J.* 175, 819 (1972); *ibid* 183, 1005 (1973).
 R.H. Dicke, *Astrophys. J.* 180, 293 (1973).
- 7). H.L. Johnson, *Astrophys. J.* 116, 640 (1952).
- 8). J.W.W. Dilke, D.O. Gough, *Nature* 240, 262 (1972).
 R.T. Rood, *Nature* 240, 178 (1972).
 D. Ezer, A.G.W. Cameron, *Nature* 240, 180 (1972).
 R.K. Ulrich, R.T. Rood, *Nature* 241, 111 (1973).
- 9). T. Sakurai, *Publ. Astron. Soc. Japan* 24, 153 (1972).
- 10). R.T. Rood, R.K. Ulrich - en preparaci6n.
- 11). D. Labs, H. Neckel, *Solar Phys.* 19, 3 (1971).
- 12). R.W. Kavanagh, "Cosmology, Fusion and other matters", ed.
 F. Keines (University of Colorado Press, Boulder (1972), p169.

- 13). J.N. Bahcall, R.M. May, *Astrophys. J.* 152, L17 (1968); *ibid* 155, 501 (1969).
- 14). M. Gari, A.H. Huffman, *Astrophys. J.* 174, L151 (1972).
- 15). J.N. Bahcall, R. Sears, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 10, 25 (1972).
- 16). J.N. Bahcall, N.A. Bahcall, R.K. Ulrich, *Astrophys. J.* 156, 559 (1969).
- 17). *Physics Today* - septiembre 1979.

CAPITULO V.
COMENTARIOS, CONCLUSIONES Y
PROPOSICIONES.

Hemos analizado el problema de los neutrinos solares en todos sus aspectos: experimental, en los neutrinos mismos y en los modelos solares.

En el capítulo I vimos que se estudió el efecto de fondo del experimento de Davis y el análisis no muestra que el experimento esté incorrecto. Los experimentos tipo el de Davis detectan neutrinos de un intervalo muy pequeño de energías. Debido a esto se han propuesto experimentos que detectan neutrinos con otras energías. De particular importancia es el experimento con galio porque detectaría los neutrinos provenientes de la reacción p-p. Estos neutrinos producen el mayor flujo pero son los de menor energía. Sin embargo, Bahcall ha propuesto que se desarrolle un programa de espectroscopía de neutrinos solares, el cual podría ocupar los siguientes veinte años de experimentación en esa área.

En el capítulo II se examinó la posibilidad de que los neutrinos oscilen. Se mencionaron dos posibles experimentos para detectar las oscilaciones. Uno de ellos se realizó y se obtuvieron resultados negativos.

En el capítulo III hicimos una revisión de posibilidades totalmente heterodoxas del comportamiento del neutrino. Por ejemplo, estudiamos la posibilidad de que el neutrino sea inestable o que tenga, a las energías en cuestión, interacción fuerte.

Todas las posibilidades estudiadas en los capítulos II y III, además de no estar apoyadas experimentalmente, tienen una fuerte oposición desde el punto de vista teórico. No

dudamos que si alguna de las características exóticas de los neutrinos se encontrara experimentalmente, inmediatamente se diseñara un esquema teórico que la contenga. En lo que respecta a los neutrinos cosmológicos, se ha visto que su utilidad es mayor en determinar la estructura de la cosmología que en determinar la estructura de las teorías de interacciones débiles. Por consiguiente no hemos sido capaces de extraer información de la cosmología que nos ayude a resolver el problema de los neutrinos solares.

Después de haber analizado los detectores de neutrinos en experimentos terrestres y el comportamiento de los neutrinos, nos queda por analizar los modelos que describen el Sol. En el capítulo IV analizamos algunas de las principales proposiciones que se han hecho para tratar de explicar el problema de los neutrinos solares. Algunas de ellas no logran el acuerdo con los datos experimentales. Otras tienen éxito en este sentido pero son discriminadas por estar en desacuerdo con la medición de otros parámetros solares, así como con principios físicos generalmente aceptados. Por ejemplo, hay modelos en los que se logran mecanismos que en principio resolverían la paradoja, pero de los cuales no existe una justificación.

Recientemente se han reportado datos que dan evidencia de que el Sol está en proceso de contracción, como se explicó en el capítulo IV. Si se toma en cuenta este efecto al considerar la luminosidad producida por el Sol, debemos concluir que la componente debida a reacciones nucleares de fusión

es menor, lo que a su vez implica un menor flujo de neutrinos procedente del Sol. Sin embargo, aún si esto es correcto, no es suficiente para lograr un acuerdo absoluto entre la teoría y el experimento de Davis.

En la Conferencia de Neutrinos efectuada en Bergen (junio 1979) se reportaron datos experimentales de disociación de deuterón. Si estos datos se toman en cuenta en las últimas etapas de la evolución estelar, se encuentra que los neutrinos quedan atrapados en el carozo de la estrella. Por lo tanto, los neutrinos no son los causantes de las explosiones por medio de las cuales se esparcen elementos pesados en el medio interestelar.

Una posible manera de explicar la paradoja de los neutrinos solares sería tomar en cuenta la propiedad de los neutrinos de disociar el deuterón por medio de corrientes neutras. Si nos fijamos en las predicciones para las energías de los neutrinos producidos en las diferentes reacciones nucleares de fusión que ocurren en el Sol, descritas en el capítulo I, observamos que los únicos neutrinos capaces de disociar el deuterón son los del boro. Recordemos que estos neutrinos son los que más contribuyen al flujo detectado por Davis. Si los neutrinos producidos por el boro antes de salir del Sol disocian algunos núcleos de deuterón, al llegar a la tierra no tendrán la energía necesaria para producir una cuenta en el detector de ^{37}Cl . Además, la disociación de deuterones disminuye la producción de ^3He , Be y eventualmente B, lo cual a su vez hace disminuir el flujo de neutrinos que se intenta detectar en el experimento

de Davis. Intuitivamente vemos que este mecanismo contribuiría a explicar la ausencia, en el experimento con ^{37}Cl , de neutrinos provenientes del boro.

Es de esperarse que la solución al problema fuera de carácter híbrido: que incluyéramos fenómenos como la contracción solar en el modelo estándar, combinado con el conocimiento de la interacción débil por corrientes neutras del neutrino a bajas energías.

Es indudable que de llevarse a cabo el programa experimental propuesto por Bahcall para determinar el espectro de los neutrinos solares, combinado con un mejor entendimiento de interacciones débiles, así como análisis más precisos de observaciones hechas sobre el comportamiento del Sol, nos permitirán a fines de este siglo, conocer con bastante precisión el comportamiento de ese reactor nuclear de fusión llamado Sol, el cual produce la energía necesaria para la vida de nuestro planeta.

FALLA

DE

ORIGEN