



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE MÉXICO

36
2ej.

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

HELIOSISMOLOGIA Y EL FLUJO DE NEUTRINOS COMO SONDEADORES DEL
INTERIOR SOLAR

TESIS QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE
FISICO

PRESENTA

RAUL MELENDEZ VENANCIO

MEXICO D.F. A 20 DE OCTUBRE DE 1993

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



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 está 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.

INDICE.

I. INTRODUCCION	1
II. FISICA DEL INTERIOR DEL SOL	9
II.1 Ecuaciones determinantes de la estructura estelar.	14
II.1.1 Ecuaciones de equilibrio mecánico	14
II.1.2 Ecuaciones de transporte de energía	17
II.1.3 Condiciones de frontera	21
II.1.4 Parámetros requeridos para la solución	22
II.1.4.1 Composición química	22
II.1.4.2 El peso molecular medio	22
II.1.4.3 La razón de calores específicos	25
II.1.4.4 La opacidad radiativa	27
II.1.5 Procesos de generación de energía	28
II.1.6 Reacciones nucleares en el interior del Sol	29
II.1.6.1 Factores que determinan las reacciones dominantes	29
II.1.7 El modelo estandar de las condiciones físicas en el interior solar	31

III. EL FLUJO DE NEUTRINOS Y LA HELIOSISMOLOGIA	35
III.1 El flujo de neutrinos	35
III.1.1 Historia del neutrino	36
III.1.2 Decaimiento β^+	37
III.1.3 Decaimiento electrónico	40
III.2 Astronomía del neutrino	42
III.3 Observaciones terrestres de neutrinos solares	44
III.3.1 El experimento de Davis	44
III.3.2 Otros experimentos	48
III.3.2.1 El experimento de ^{71}Ga	51
III.3.3 Resultados del experimento Galex	54
III.4 El problema de los neutrinos solares	55
III.5 La heliosismología	62
III.5.1 Observaciones de oscilaciones solares	64
III.5.1.1 Las oscilaciones de cinco minutos	64
III.5.1.2 Oscilaciones de periodo más largo y más corto	70
III.5.2 Interpretación de las oscilaciones solares	72
III.5.2.1 Resonancias en el Sol	72
III.5.2.2 Modos de oscilación en el interior del Sol	82
III.5.2.3 Mecanismos de excitación y de frenado	89
III.5.2.4 Comparación entre las propiedades observadas y las calculadas de los modos p	91
III.5.2.5 Las oscilaciones como una sonda del interior solar	95

IV. CONFRONTACION DE LOS RESULTADOS OBTENIDOS A PARTIR DE LAS		
TECNICAS DE LA HELIOSISMOLOGIA Y EL FLUJO DE NEUTRINOS		
100		
IV.1	El interior solar como es visto por los modos p	109
V. RESUMEN Y CONCLUSIONES		
117		
V.1.1	¿Qué es la heliosismología?	118
V.1.2	¿Cómo son hechas las mediciones heliosismológicas	118
V.1.3	Naturaleza de las oscilaciones	119
V.2	Conclusiones	122
Apéndice 1		
		125
Referencias		
		128

CAPITULO I. INTRODUCCION.

El Sol es la estrella más cercana a nosotros. La luz que recibimos de ella es de fundamental importancia para la vida misma no sólo del hombre sino de plantas y animales en general. Afortunadamente el Sol seguirá proporcionándonos energía por lo menos durante otros 4500.10^6 años, en las mismas condiciones en que lo ha venido haciendo por un periodo de tiempo igual. Y no obstante el tiempo transcurrido, no deja de ser fascinante el estudio, no sólo del Sol como una estrella integrante de una galaxia, o como una estrella con un sistema planetario, sino del mismo y aún misterioso interior solar.

De hecho, el interior del Sol permanece aún inaccesible, de manera directa . En efecto, lo que vemos del Sol en realidad es sólo su superficie, la fotosfera, la luz proveniente de ella tarda millones de años en salir del interior solar debido a las múltiples absorciones y emisiones que tiene con los átomos que encuentra en su trayectoria azarosa al exterior. Así, alrededor de la década de los 70's, se empezaron a desarrollar dos ramas del conocimiento que se están revelando muy prometedoras para estudiar el interior solar. Estas son, los registros heliosismológicos y la detección del flujo de neutrinos.

Por lo que respecta a la heliosismología, hace poco se descubrió que el Sol presenta características similares a la Tierra, en el sentido de que se comporta como una cavidad resonante capaz de atrapar en su interior ondas de varias frecuencias. La superposición de un gran número de estas ondas genera patrones observables, que similarmente como en la Tierra, se han convertido en una herramienta muy poderosa para sondear las regiones más profundas del interior del Sol. Por su similitud con las técnicas de exploración del interior de nuestro planeta, se bautizó a esta técnica como heliosismología o sismología solar.

Las oscilaciones solares fueron descubiertas en los sesentas por Leighton, Noyes y Simon al medir patrones de velocidades en la atmósfera del Sol por medio del desplazamiento Doppler de líneas de absorción. En lugar del esperado movimiento caótico de la superficie solar, se detectaron velocidades cuyo comportamiento era de tipo oscilatorio, siendo la más característica una de aproximadamente 5 minutos. Este comportamiento fué atribuido a respuestas de la atmósfera a eventos en la superficie del Sol, y no fué sino hasta 1970 que Leibacher y Stein propusieron la idea, que hasta ahora es la explicación más aceptada, de que nuestra estrella actúa como una cavidad acústica capaz de atrapar ondas excitadas en su interior.

Las ondas pueden ser producidas por fuerzas de tipo gravitacional (ondas g) o por cambios de presión (ondas p). Las ondas tipo p son reflejadas cerca de la superficie porque los cambios de densidad son muy grandes e impiden que las ondas la pasen, y hacia el interior las ondas se van refractando a medida que pasan de una capa a otra de mayor densidad y, al aumentar la velocidad del sonido, pronto son reflejadas. Como veremos en el Capítulo III, la profundidad que alcanzan las ondas depende de su frecuencia.. El estudio de estas oscilaciones permite, además de explorar el interior del Sol, poner a prueba las llamadas teorías estándar de su interior.

En cuanto a las predicciones de la teoría heliosismológica, éstas han sido ampliamente corroboradas por las observaciones y, dado el gran nivel de perfeccionamiento que se ha ido alcanzando, sobre todo con la ayuda de mediciones desde el espacio, la heliosismología está adquiriendo una gran madurez en la historia de la astrofísica.

Los estudios heliosismológicos están divididos en tres áreas principales: estudios de la estructura del interior del Sol, estudios de la naturaleza de las oscilaciones y estudios astrofísicos relacionados. En esta tesis nos concentraremos solamente en la heliosismología como un medio para estudiar el interior del Sol.

Por lo que respecta al flujo de neutrinos se sabe que el Sol está constituido mayoritariamente por núcleos de hidrógeno, protones, los que a su vez están rodeados de una gran cantidad de electrones libres productos de la ionización imperante por las altas temperaturas prevalecientes en el núcleo solar. La velocidad enorme con que se mueven esos núcleos en esa región a tales temperaturas, hace suponer que el Sol se encuentra actualmente en la etapa inicial de combustión nuclear. Actualmente se piensa que este proceso es el mecanismo que origina la enorme cantidad de energía solar saliente. Y es en esta etapa donde se producen un gran número de neutrones, positrones (electrones positivos) y neutrinos (partículas que se supone tienen carga neutra y masa muy pequeña, casi cero), con una energía excedente de alrededor de 25 Mev (10^6 electronvolts). Esta energía es la correspondiente a la diferencia de masa, en el proceso de conversión, entre cuatro protones y el núcleo de helio resultante.

La energía resultante de la cadena de producción llamada protón-protón, (p-p), se manifiesta a través de fotones y neutrinos. Esta manera de producir núcleos de helio y neutrinos no es la única. El ciclo carbono-nitrógeno-oxígeno (CNO) da lugar a dos neutrinos con una energía máxima mayor de 1 Mev (para ambos ciclos ver Apéndice 1). Los neutrinos del ciclo CNO provienen, uno del decaimiento radioactivo del nitrógeno-13 y el otro del decaimiento del oxígeno-15.

De las tablas de los diferentes ciclos (Apéndice 1) se observa que no todas las reacciones involucradas producen neutrinos y que las energías implicadas en las reacciones son muy específicas. Algo muy importante también es que las abundancias relativas de los diferentes elementos que intervienen en las reacciones nucleares en el interior del Sol, determinan su tiempo de ocurrencia. E igualmente importante es la temperatura del interior solar, del orden de 10 millones de grados

De la tabla I del Apéndice 1, la cual muestra la energía de los neutrinos resultantes de las reacciones, se observa que la energía mínima se obtiene de la reacción p-p y es de 0.42 Mev y la máxima se obtiene del decaimiento del Boro-8 y es de 14.05 Mev. Por lo tanto de estos valores se pueden obtener los límites del flujo total de neutrinos solares. En efecto, basta con dividir el flujo de energía total a la altura de la Tierra (la llamada constante solar) entre estas energías. El resultado que se obtiene es 1.8×10^6 y 6.2×10^{10} ν cm^{-2} s^{-1} respectivamente. Por lo que, si se considera una temperatura del interior del Sol de 15 millones de grados se esperarían aproximadamente 62 000 millones de neutrinos de baja energía (0.42 Mev), por cm^2 por segundo, alrededor de 4 000 millones de neutrinos por cm^2 por segundo con energía intermedia (de 0.86 Mev) y cerca de 2 millones de neutrinos más energéticos (de 14.05 Mev). Estos resultados se obtienen de los modelos comunes del interior del Sol y para los cuales el ciclo p-p es el más eficiente.

De lo anterior se desprende que un gran número de neutrinos llegan a la Tierra cada segundo pero, en contraposición, su detección es muy difícil. En efecto, los neutrinos presentan una sección transversal sumamente pequeña. Además, como la sección transversal de captura en general disminuye al aumentar la energía, uno esperaría poder detectar solamente neutrinos demasiado lentos. La figura (I.1) indica las probabilidades de captura para las diferentes reacciones, según los experimentos que se han realizado en reactores nucleares utilizando diferentes blancos. Por su utilidad la unidad utilizada para la tasa de captura de neutrinos solares es el SNU (solar neutrino units). Esta unidad es igual a 10^{-36} capturas por segundo por átomo blanco.

Así entonces una forma de registrar la tasa de producción de energía en el núcleo del Sol, y por lo tanto de estudiar su interior, es la detección del flujo de neutrinos procedentes de él. El primer experimento para este fin consiste en la medición del flujo de neutrinos solares provenientes del decaimiento del B^8 del ciclo p-p y se realiza desde hace casi dos décadas por Davis y colaboradores en el Laboratorio de Brookhaven, en los Estados Unidos de Norteamérica.

En este experimento los neutrinos son detectados utilizando la reacción :



esperándose, en términos de unidades de neutrinos solares, la captura de un neutrino por segundo por cada 10^{36} átomos de cloro-37. Como se necesitan muchos átomos para obtener unos cuantos conteos en el detector de Davis, se dispone de un tanque con alrededor de 400 000 litros con un contenido de alrededor de 2×10^{30} átomos de cloro-37, por lo que se espera una captura cada seis días.

El experimento indica una tasa de captura muy inferior a la esperada tomando en cuenta los modelos usuales, o estandard. El flujo de neutrinos es de sólo 3 millones de neutrinos por cm^2 por segundo, que representa alrededor de un tercio del flujo esperado.

Los resultados obtenidos por Davis podrían indicar que las reacciones de la cadena p-p se están realizando en el núcleo del Sol de forma ineficiente. Esto sería un problema bastante serio, porque se podría suponer, por ejemplo, que la temperatura en la región central solar varía de forma tal que en la actualidad fuese menor que lo que suponen las teorías usuales.

En efecto, como la sección transversal de los neutrinos es muy pequeña, ya que tienen masa muy pequeña y carga nula, éstos tardan solamente 2.3 segundos en atravesar el Sol y 8 minutos en llegar a la Tierra.

En contraposición, la luz (los fotones), debido a que es absorbida y emitida muchas veces por la gran cantidad de átomos que encuentra en su camino hacia el exterior, tarda cerca de 50 millones de años en atravesar el Sol. Entonces lo que nosotros observamos sucedió en el Sol hace 50 millones de años!

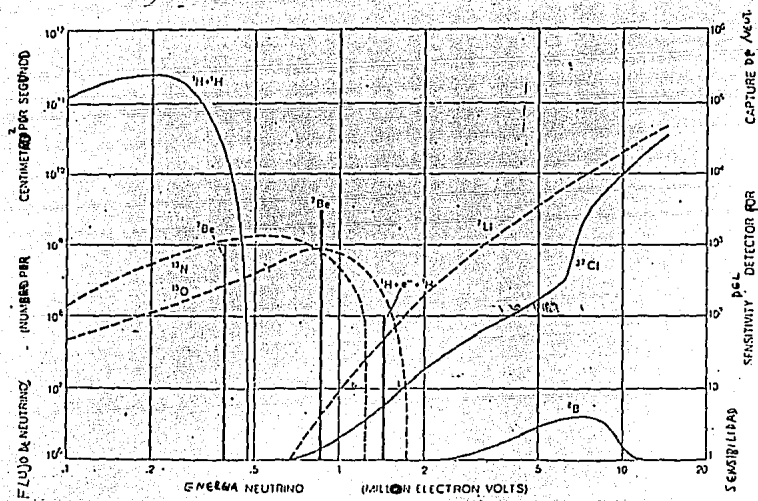
Considerando lo anterior, podría pensarse que, de acuerdo con el experimento de Davis, la temperatura actual del núcleo solar es menor.

Ante el problema del déficit en la tasa observada del flujo de neutrinos solares, se han propuesto diversas explicaciones. Y éstas van, desde la que dice que el Sol tiene por ahora un núcleo menos caliente hasta que los neutrinos tienen una masa muy diferente de lo que se supone, que los hace decaer en el trayecto, pasando por modelos que sugieren que la tasa de reacciones nucleares es variable.

Es en este contexto que la Heliosismología adquiere una importancia mayor porque nos permitiría comparar los resultados obtenidos de los registros medidos del flujo de neutrinos con los datos heliosismológicos.

En esta tesis se hará una evaluación de cómo se comparan los resultados de la Heliosismología con los del flujo medido de Neutrinos para el estudio del interior del Sol. Para ello en el capítulo II se estudia la física del interior solar. En el capítulo III se aborda el flujo de neutrinos y la Heliosismología de manera general. En el capítulo IV se analizan los resultados del estudio del interior del Sol a partir de estas dos técnicas y, finalmente, en el capítulo V se dan un resumen y las conclusiones.

Figura 1.1 Probabilidades de captura de neutrinos para las diferentes reacciones.



II.FISICA DEL INTERIOR DEL SOL.

Actualmente, la imagen que se tiene del Sol es el de una esfera gaseosa muy caliente con una estructura diferenciada en capas concéntricas, que a su vez poseen propiedades diferentes entre sí.

A la superficie solar que podemos ver directamente se le llama fotosfera, palabra que significa esfera de luz. La fotosfera tiene un grosor de aproximadamente 300Km., lo cual representa 0.05% del radio del Sol.

En efecto, durante un eclipse total de Sol, como el observado directamente el 11 de julio de 1991 en la Cd.de México, justo cuando el disco lunar cubre la intensa luz de la fotosfera, se pueden distinguir dos capas superiores de brillo tenue. La primera de color rojizo se le llama cromósfera y tiene un espesor de 800Km.aproximadamente. Situada por encima de ésta se encuentra la otra capa llamada corona, la cual se extiende hasta más allá del planeta Tierra, a saber, cubre todo el sistema solar. A la región que es dominada por la corona solar se le conoce como heliósfera.

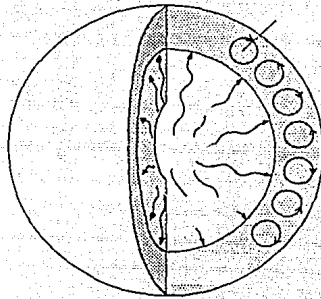
Por lo que respecta a la estructura interna del Sol, como ya se mencionó, no puede observarse directamente. Sin embargo, gracias al advenimiento de nuevas técnicas de observación las cuales incluyen la detección del flujo de neutrinos provenientes del núcleo solar y la heliosismología, se espera tener la posibilidad de estudiar "directamente" a ese misterioso y fascinante interior solar.

Por el momento se aceptan las consideraciones teóricas basadas en observaciones de la fotosfera, de las cuales se infiere que el interior consiste de tres zonas.

La primera llamada núcleo, se extiende desde el centro hasta dos décimas del radio del Sol. Es en esta zona donde se supone se produce la enorme cantidad de energía solar por medio de reacciones termonucleares.

Las otras dos zonas son las regiones en que la energía es transportada hacia el exterior. La primera es la zona radiativa llamada así porque la energía es transportada en forma de radiación y comprende la región que va desde el núcleo hasta seis u ocho décimas del radio solar. La segunda es la zona convectiva, llamada así porque en ella la energía es transportada por convección, y comprende desde la zona radiativa hasta la superficie solar. Un esquema de la estructura del interior solar se muestra en la figura (II.1).

Fig(11.1). Diagrama esquemático del interior del Sol mostrando las regiones de generación de energía y de transporte radiativo y convectivo. a)núcleo, b)zona radiativa, c)zona convectiva, d)celula gigante.



A lo largo de la historia se han tenido diferentes modelos del Sol, algunos de los cuales ahora nos pueden parecer inverosímiles, pero que en su época tuvieron amplia aceptación y cierta influencia en el desarrollo del conocimiento.

A medida que fueron realizados nuevos hallazgos, se desarrollaron otros esquemas del Sol, y de su interior, más acordes con un mayor número de observaciones. Y así, la línea divisoria entre la primera física solar y la moderna, puede ubicarse en la década de 1920, cuando por primera vez se desarrolló una comprensión teórica del mecanismo involucrado en la producción de espectros atómicos.

Las primeras ideas acerca del interior solar fueron debidas a W.Herschell en el siglo XVIII. Este autor consideraba al Sol como un cuerpo sólido, con una superficie fría, cubierta por capas de nubes calientes luminosas. Y puesto que no se había establecido la ley de conservación de la energía, a nadie le preocupó cuál podría ser la fuente de energía solar.

Los desarrollos posteriores en termodinámica y teoría cinética de gases, permitieron construir el primer modelo físico del interior solar.

Este modelo, suponía al Sol como una esfera de gas ideal mantenida en equilibrio por autogravedad. Lane, el autor de este modelo, encontró un valor de la densidad central el cual es una sexta parte del actualmente aceptado. También encontró que la distribución de temperatura correspondía a un transporte de calor por convección hacia afuera desde el interior, supuesto más caliente.

Uno de los modelos más relevantes que se desarrollaron después fue el que Schwarzschild propuso en 1906. En este modelo se muestra que la sombra del limbo fotosférico es más consistente con un perfil de temperatura ocasionado por el equilibrio radiativo que con la estratificación adiabática supuesta en los primeros modelos.

El modelo también muestra que en el interior solar la energía puede ser transportada por convección o por radiación y proporciona además un criterio (el criterio de Schwarzschild), el cual sirve para saber cuándo se da uno u otro tipo de transporte de energía.

Posteriormente, con el mejoramiento de los datos obtenidos por cohetes, se llegó al reconocimiento de que, ni los choques de meteoritos, ni la contracción del Sol (mecanismo propuesto por Lane), podrían proveer el combustible necesario para la potencia solar observada.

El siguiente paso importante en la construcción de modelos solares, no se dió hasta 1920, año en que A. Eddington sugirió que el proceso principal en la producción de energía solar es la fusión de hidrógeno en helio.

En este capítulo se describen las bases del modelo teórico estandar y se comparan con las observaciones. Estas eran, hasta hace poco tiempo, únicamente la masa solar, su diámetro, la luminosidad (la cual se define como el flujo neto de energía hacia afuera a través de una esfera de radio r), y la composición química superficial.

Esta situación ha mejorado en las dos últimas décadas debido a la astronomía de neutrinos, y a la heliosismología, las cuales han permitido hacer mediciones "directas" de las condiciones imperantes debajo de la fotosfera, justo hacia el centro del Sol. Esto nos sitúa, finalmente, en el momento afortunado de poder "mirar" al interior y probar nuestras ideas acerca de cómo una estrella genera su enorme cantidad de energía saliente.

II.1 ECUACIONES DETERMINANTES DE LA ESTRUCTURA ESTELAR.

II.1.1 Ecuaciones de Equilibrio Mecánico.

Las condiciones en el interior solar pueden ser estimadas estudiando los perfiles de temperatura y presión correspondientes, considerando al Sol mismo como una esfera gaseosa en equilibrio térmico y dinámico. Estos perfiles a su vez son determinados por un conjunto de ecuaciones que describen el balance de fuerzas actuantes sobre el gas, la distribución de masa, la generación de transporte de energía interna, y por último la ecuación de estado. Veamos a continuación cada una.

En primer lugar tenemos que la ecuación hidrostática misma, describe el balance de fuerzas actuantes imperantes.

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{GM(r)\rho}{r^2} \quad (\text{II.1.1})$$

en donde ρ es la densidad, M es la masa, G es la constante de gravitación, p es la presión y r es el radio.

Ahora bien, la tasa de rotación fotosférica es de aproximadamente 2km/s, por lo que, las fuerzas centrífugas resultantes no son significativas para la discusión del equilibrio mecánico del interior del Sol.

Por lo que respecta a la presión p del interior solar, ésta se obtiene en una buena aproximación de la ecuación de estado para un gas ideal. En efecto, la densidad en el núcleo solar aceptada es de alrededor de $150\text{g}/\text{cm}^3$. No siendo este valor suficientemente alto para causar efectos significativos de degeneración que pudieran ocasionar un comportamiento diferente al de un gas ideal.

Así entonces la ecuación correspondiente será:

$$P = \frac{\rho k}{\mu m_H} T. \quad (\text{II.1.2})$$

en donde μ es el coeficiente de peso molecular del plasma solar, m_H es la masa de hidrógeno, y k es el coeficiente de absorción media de Rosseland.

Ahora la distribución de masa para una determinada densidad ρ está dada por la expresión:

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad (\text{II.1.3})$$

Ahora bien, la consideración en la estrella (recordemos se supuso en equilibrio termodinámico) de la ley de la conservación de la energía, requiere que el flujo neto total de energía $L(r)$ ($=3.845 \pm 0.006$). 10^{26} W según la medición del satélite Solar Maximum Mission lanzado en 1980) hacia afuera a través de una esfera de radio r , sea igual a la producción total de energía resultante de los procesos termonucleares que se supone tiene lugar en su interior.

La ecuación correspondiente será entonces:

$$L(r) = 4\pi \int_0^r r^2 \rho \epsilon dr, \quad (II.1.4)$$

siendo ϵ la tasa de producción de energía nuclear por gramo.

Además, como la mayor parte de la generación de esa energía ocurre en las regiones centrales, tendremos que para las zonas cercanas a la fotosfera una buena aproximación es $L(r) = L_{\odot}$, la luminosidad solar.

II.1.2 ECUACIONES DE TRANSPORTE DE ENERGÍA.

Como se sabe, la energía se puede transportar por radiación, convección, o por conducción. Para el caso del interior solar, el transporte de calor se da principalmente por radiación para una región, y por convección para otra. Cuándo sucede uno y cuándo otro, nos lo dice el criterio de Schwarzschild. Este criterio establece que la transferencia radiativa a través de un gas es estable si el gradiente de temperatura es menos pronunciado que el gradiente adiabático:

$$\frac{dT}{dr} < \left| \frac{dT}{dr} \right|_a \quad (\text{II.1.5})$$

Para cuyo caso se tiene:

$$F(r) = \frac{L(r)}{4\pi r^2} = k \frac{dT}{dr}, \quad (\text{II.1.6})$$

con $F(r)$ representando el flujo neto hacia afuera, y k una constante dada por el coeficiente de absorción media de Rosseland, dado por:

$$\frac{1}{k_\nu} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{k_\nu (1 - e^{-h\nu/kT})} \frac{d\phi}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{d\phi}{dT} d\nu} \quad (\text{II.1.7})$$

en donde k_ν es el coeficiente de absorción a una frecuencia ν para un material que se encuentre a una temperatura T .

La función $\phi = \phi(\nu, T) = 2h\nu^3/c^2 (e^{h\nu/kT} - 1)$ es la función de distribución de Planck.

Para el caso en que el gradiente radiativo es más pronunciado que el gradiente adiabático, el gas se vuelve inestable para movimientos convectivos. El flujo de energía convectivo es entonces proporcional al exceso en gradiente de temperatura sobre el valor adiabático. El exceso requerido es únicamente una pequeña fracción del exceso mismo, excepto en las capas más externas. De esta manera, la estratificación puede ser considerada efectivamente adiabática sobre la mayor parte de la zona convectiva. Se tiene entonces:

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dr} = \frac{\gamma}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \quad (\text{II.1.8})$$

Ahora bien, para determinar las condiciones dentro del Sol se deben integrar las ecuaciones (II.1.1) y (II.1.3). Pero estas contienen a p , ρ y $M(r)$ que son variables dependientes, así que se requieren ecuaciones adicionales para poder realizar la integración con respecto a r . Para las regiones convectivas de la estrella la relación buscada la proporciona la ecuación (II.1.8). Y para regiones en donde domina el transporte radiativo, se usa la ecuación de estado (II.1.4), la cual introduce una cuarta variable dependiente, la temperatura T , y relaciona p y ρ , junto con la ecuación de transporte radiativo, ecuación (II.1.6) en la forma:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{-3k_R L(r)}{16\sigma T^3 4\pi r^2} \quad (\text{II.1.9})$$

Por otra parte, cabe mencionar que la luminosidad $L(r)$ puede ser expresada a través de la relación de conservación (II.1.4), la cual en forma diferencial es:

$$\frac{d L(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho c. \quad (\text{II.1.10})$$

II.1.3 CONDICIONES DE FRONTERA.

El conjunto de cinco ecuaciones básicas, (II.1.1) a (II.1.4) y (II.1.6) o (II.1.7) para el caso convectivo, pueden ser integradas numéricamente para dar los perfiles radiales de presión, temperatura, masa y luminosidad, siempre y cuando los parámetros γ , μ , ϵ y k_R sean conocidos sobre el rango relevante de las condiciones físicas. En principio, una integración puede ser llevada a cabo desde el centro hacia afuera del Sol, ya que las condiciones de frontera para $r=0$ son $M_R=0$ y $L_R=0$. En efecto, en el centro del Sol ($r=0$) se espera que no haya masa y que la luminosidad sea cero. Pero los valores centrales de presión P_c y temperatura T_c deben ser supuestos para este caso. La integración es entonces llevada a cabo hasta que la densidad y presión decrezcan hasta cero. En la práctica una integración numéricamente más estable es lograda procediendo hacia adentro desde la superficie, y también hacia afuera desde el centro, encontrándose en un punto intermedio.

La precisión del modelo puede ser evaluada al comparar los valores resultantes de R_\odot , L y M con las observaciones del diámetro solar, su luminosidad y su masa.

Un hecho interesante que cabe mencionar aquí es el de que, para una composición química particular, estas ecuaciones definen una relación única entre el valor de p_c (o T_c) y la masa, el radio y la luminosidad del modelo estelar resultante. Esta relación implica que las propiedades observables globales del Sol y la estructura interna, están únicamente determinadas por la masa y la composición química del gas primordial del que esta formado. A este resultado general e importante se le conoce como el teorema de Vogt-Rusell.

II.1.4 PARAMETROS REQUERIDOS PARA LA SOLUCION.

II.1.4.1 Composición Química.

Las estimaciones de la composición química interna del Sol están basadas en las mediciones de su constitución atmosférica.

En efecto, las abundancias relativas de los elementos solares fueron sistemáticamente determinadas primero por H. Russell en 1929, usando estimaciones visuales de los anchos de las líneas del espectro solar y del modelo de dos capas de la fotosfera. L. Goldberg y sus colaboradores llevaron a cabo en 1960 un estudio comprensivo basado en la técnica de curvas de crecimiento. Esta técnica fué primero introducida por M. Minnaert en la década de 1930.

II.1.4.2 El peso molecular medio.

El peso molecular medio presenta una distribución radial y esto influye en la estructura del interior solar como se deduce de la ecuación de estado, ecuación (II.1.2), por lo que se espera que cada especie atómica presente en la mezcla con N_i átomos por unidad de volumen de masa atómica A_i y Z_i electrones, contribuya solamente cuando sea ionizada a altas temperaturas. Así, el peso molecular medio de este material, por unidad de volumen, es la masa total de estas partículas dividida por el número de ellas. Debido a que la masa del electrón es pequeña, comparada con la masa de las partículas, podemos despreciar la masa electrónica y obtener:

$$\mu = \frac{\sum N_i A_i}{\sum N_i (1+Z_i)} \quad (\text{II.1.11})$$

esta relación es útil cuando μ se expresa en términos de las concentraciones de las especies individuales por masa. De hecho, en un gramo de materia solar el número de partículas libres está dado por:

$$\frac{1}{\mu m_H} = \sum \frac{N_i (1+Z_i) \kappa_i}{N_i A_i m_H}, \quad (\text{II.1.12})$$

siendo m_H la masa del átomo de hidrógeno, $\kappa = N_i A_i m_H$ es el número de gramos del elemento i por gramo de materia solar. Sustituyendo se tiene:

$$\frac{1}{\mu} = \sum \frac{(1+Z_i)}{A_i} \quad (\text{II.1.13})$$

Por lo que, si se tuviera hidrógeno puro completamente ionizado, entonces $\kappa_i = 1$, $1+Z_i = 2$, y $A_i = 1$, por lo que $\mu = 1/2$.

Cabe mencionar que $\mu \approx 0.6$ en el interior solar, excepto en el núcleo, en donde el helio se incrementa debido a la quema de hidrógeno, y cerca de la fotosfera en donde la ionización de hidrógeno cae abruptamente debido a la disminución de la temperatura.

II.1.4.3 La razón de calores específicos

La razón de calores específicos γ se define:

$$\gamma = C_p / C_v \quad , \quad (II.1.14)$$

con C_p el calor específico a presión constante y C_v el calor específico a volumen constante.

El valor de γ determina el gradiente de temperatura adiabático y por lo tanto el punto en donde comienza la convección en el interior del Sol. Es precisamente a través del control del gradiente de temperatura adiabático, que también determina el perfil de temperatura de la zona convectiva, puesto que la eficiencia de la convección lleva a una estratificación esencialmente adiabática. Esto significa que pequeñas incertidumbres en C_v pueden aparecer como errores en nuestra comprensión del perfil de temperatura interna solar. Un ejemplo de esto es el efecto de incertidumbre en el potencial de ionización del apantallamiento electrostático mutuo por partículas cargadas en el plasma solar.

Para un gas monoatómico $C_v = 3R/2\mu$, en donde R es la constante del gas. Correspondientemente $C_p = C_v + R/\mu$, el cual toma en cuenta el trabajo mecánico Pdv realizado por el elemento molar del gas.

Así entonces se tiene:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{5}{3} , \quad (\text{II.1.15})$$

en donde se están despreciando los cambios en la ionización a una primera aproximación ya que en el interior solar los cambios en la ionización juegan un papel importante al determinar los calores específicos y por lo tanto al determinar γ .

II.1.4.4 La opacidad radiativa.

Para la región comprendida entre la base de la zona convectiva y el centro del Sol, que se encuentra a 2 y 15 millones de grados respectivamente, la opacidad apropiada está determinada por el flujo de radiación comprendido en el intervalo de 1 a 10 Å que corresponde a la llamada región de rayos X. En efecto, lo anterior se debe a que un cuerpo negro en el rango de 2 a 15 millones de grados emite la mayor parte de su flujo en ese intervalo de longitud de onda.

A esta opacidad se le conoce como opacidad de Rosseland y es importante porque de ella dependen la temperatura y la presión, las que a su vez determinan al gradiente de temperatura mediante la ecuación (II.1.6).

Para las regiones externas a la zona radiativa, la opacidad es determinada principalmente por líneas de absorción ligado-ligado y líneas continuas ligado-libre correspondientes a los elementos pesados.

En las regiones centrales, las temperaturas y las densidades son tan altas que la ionización del material es prácticamente completa. Es por ello que la dispersión por electrones libres (efecto Thompson) y transiciones libre-libre de electrones en los campos electrostáticos de núcleos abundantes de He e H, hacen contribuciones comparables a k_R , el coeficiente de absorción media de Rosseland.

Es de notar que la opacidad por gramo de material interno solar se incrementa dos ordenes de magnitud del centro solar a la fotosfera.

II.1.5 PROCESOS DE GENERACION DE ENERGIA.

En 1854 Hermann von Helmholtz sugirió que el Sol podría obtener calor de su energía gravitacional por la contracción de su nube de gas primordial. Sin embargo se puede demostrar que la tasa de contracción resultante está muy por debajo del límite observable.

Otras posibles fuentes de energía, tales como caídas de meteoritos y cometas, reacciones químicas o radioactividad son también consideradas, pero al calcular la energía derivable de ellas, resulta un valor bastante inferior al que el Sol proporciona.

El único mecanismo viable capaz de mantener la potencia de salida del Sol es la fusión nuclear, como Eddington lo supuso.

En efecto, al considerar la fusión de hidrógeno a helio, se encuentra que el exceso de masa de 4 átomos de hidrógeno sobre un átomo de helio corresponde a una energía equivalente de $26.73 \text{ Mev} = 4.283 \cdot 10^{-5} \text{ ergs}$. Es decir, "quemando" únicamente 5% del hidrógeno disponible, y en consecuencia generando helio, sería suficiente para proporcionar la enorme cantidad de energía saliente.

Por lo que respecta a la veracidad de las reacciones termonucleares de fusión como el combustible principal del Sol, la evidencia la da en gran parte, su plausibilidad energética, y recientemente, los registros del flujo de neutrinos producidos por esas reacciones en su región central.

Estas ideas son fuertemente apoyadas por la identificación de cadenas de reacciones nucleares específicas, las cuales nos permiten explicar la evolución de estrellas similares a la nuestra. Veamos con más detalle esas reacciones.

II.1.6 REACCIONES NUCLEARES EN EL INTERIOR SOLAR.

II.1.6.1 Factores que determinan las reacciones dominantes.

Los factores que determinan las reacciones termonucleares más probables son dos. El primero es la abundancia de las especies reaccionantes. Del material en el interior 71 % es hidrógeno, 27 % es helio y 2 % elementos diversos. El segundo factor es el alto valor de la probabilidad de reacción de los elementos componentes a las temperaturas imperantes en el núcleo solar, aproximadamente 10^7 'K. Y como la repulsión Coulombiana entre núcleos cargados positivamente se incrementa como el producto de sus cargas nucleares, los elementos ligeros tendrán mayores probabilidades de reacción. Entre los elementos ligeros presentes en el núcleo solar figuran, por su abundancia, el H, He, C, N, O, Ne, Mg y Si.

II.1.6.2 Reacciones dominantes.

Desde que Bethe en 1938 lo propuso, es aceptado ampliamente que dos ciclos de reacciones termonucleares parecen ser los más probables en contribuir a la producción de la energía solar. Ambos ciclos tienen como producto final la " quema" de 4 átomos de hidrógeno para producir un átomo de helio. De hecho, se piensa que uno de ellos, el llamado ciclo protón protón, produce la mayor parte de la energía solar. En esta cadena se funden dos núcleos con la más baja repulsión Coulombiana. El otro mecanismo es el ciclo carbón nitrógeno. En él, los núcleos de carbón y nitrógeno actúan como agentes catalizadores en la formación progresiva de isótopos que llevan a la formación de un núcleo estable de helio como producto terminal.

Además de estos núcleos reaccionantes están presentes otros, pero la repulsión Coulombiana restringe fuertemente las posibilidades. Las reacciones entre los protones y los núcleos de He^4 , aunque si bien más favorables desde el punto de vista Coulombiano, no dan lugar a la formación de núcleos estables. Lo mismo sucede entre dos núcleos de He^4 . Para el caso de un núcleo de He^4 y elementos más pesados, nuevamente la enorme repulsión Coulombiana hace muy poco probables las reacciones respectivas.

En el apéndice (1) se presentan en detalle los ciclos protón protón y carbón nitrógeno.

II.1.7 EL MODELO ESTANDAR DE LAS CONDICIONES FISICAS EN EL INTERIOR SOLAR.

Hasta aquí se ha visto que las ecuaciones de las que se obtiene la estructura del interior solar se resuelven a través de usar más precisión en las tasas de reacciones nucleares para la cadena protón protón, así como dando mejores valores iniciales de la opacidad, y determinando la eficiencia de la convección en las capas más externas. Los resultados de estos cálculos son referidos como El Modelo Estandar del Interior Solar.

Cabe mencionar que en tales modelos los esfuerzos debidos a la rotación interna o campos magnéticos, no son tomados en cuenta en una primera aproximación. También se supone que el material de las regiones en donde el transporte de energía es por radiación, no se mezcla por los movimientos de los plasmas, y además se supone que la generación de energía está dada principalmente por el ciclo protón protón, estando el pico de generación de energía en aproximadamente $0.1 R_{\odot}$.

A pesar de que los modelos normales nos han permitido conocer más del Sol, y en general de las estrellas, las incertidumbres de un modelo tal empiezan a surgir cuando se cuestiona acerca de la composición inicial y la edad solar, así como de errores en las estimaciones de las opacidades, en las tasas de reacciones termonucleares y en las densas regiones centrales. En efecto, los valores de la temperatura y densidad en las regiones del núcleo solar son relativamente insensibles a la estructura de la envolvente convectiva, si bien la luminosidad responde débilmente a los detalles del transporte convectivo de energía.

En resumen, el Modelo Estandar describió todo lo conocido acerca del interior solar hasta 1968, año en que las primeras observaciones de neutrinos empezaron a revelar discrepancias significativas entre el flujo de neutrinos observados y el flujo mucho mayor esperado (tres veces) del Modelo Estandar.

La tabla (II.1) y la figura (II.2) dan las condiciones físicas y un diagrama del interior solar predichas por un Modelo Solar Estandar reciente, respectivamente.

Los valores de la figura (II.2) son calculados de un modelo que considera una composición química homogénea de $X = 0.71$, $Y = 0.27$, y $Z = 0.02$. De la misma figura se observa que la densidad decrece suavemente de un valor central de 150 g/cm^3 a menos del 0.1% de este valor para una distancia de $0.75R_{\odot}$, región en la cual la convección toma el lugar de la radiación como mecanismo principal de transporte de energía. Después se observa que la densidad cae un factor de 10^5 a través de la zona convectiva hasta la fotosfera.

Por lo que respecta a la temperatura, la misma figura indica que alcanza un valor de 15 millones de grados en el centro solar y decrece hasta $1.9 \cdot 10^6$ grados en la base de la zona convectiva. Es relevante el hecho, ya mencionado y aquí mostrado gráficamente de que, el comportamiento de la función L_r/L_0 muestra que la generación de energía nuclear es realizado dentro de una distancia de $0.3R_{\odot}$.

El registro de la tasa del flujo de neutrinos ha llevado a una reexaminación de la validez de las premisas y parámetros en los cuales están basados los Modelos Estandard. Consecuencia de ello ha sido la búsqueda de nuevas técnicas de observación del interior solar y el surgimiento de Modelos No Estandard que introducen opciones más amplias de generación de energía solar y por equilibrio dinámico en el interior del Sol.

Dada la importancia del flujo de neutrinos y la heliosismología que son estas nuevas técnicas que mencionamos, procederemos a estudiarlas en el siguiente capítulo.

Figura (II.2). Una gráfica de las condiciones en el interior solar. La densidad ρ/ρ_0 y temperatura T/T_0 están dadas relativamente a sus valores en el centro del Sol en la tabla (II.1), junto con la luminosidad neta L/L_0 y la fracción X de hidrógeno.

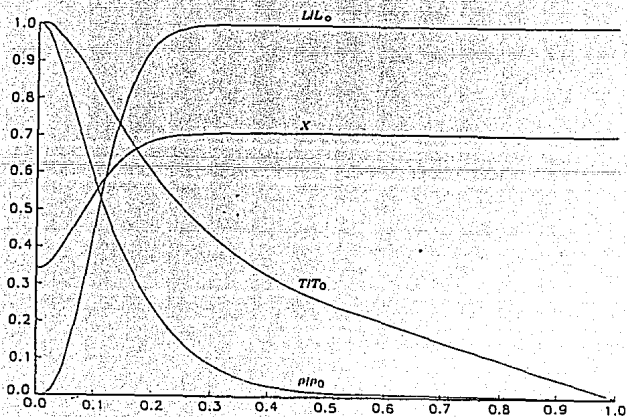


Tabla (II.1). Condiciones en el interior solar.

$m(r)/M_{\odot}$	r/R_{\odot}	T	ρ	L_r/L_{\odot}	X
0.00000	0.0000	1.56E + 07	1.48E + 02	0.000	0.34111
0.00001	0.0039	1.56E + 07	1.48E + 02	0.000	0.34103
0.00005	0.0083	1.56E + 07	1.47E + 02	0.000	0.34317
0.00017	0.0120	1.56E + 07	1.46E + 02	0.001	0.34546
0.00040	0.0158	1.56E + 07	1.45E + 02	0.003	0.34885
0.00078	0.0197	1.55E + 07	1.44E + 02	0.007	0.35328
0.00135	0.0237	1.55E + 07	1.42E + 02	0.012	0.35868
0.00214	0.0277	1.54E + 07	1.40E + 02	0.018	0.36499
0.00320	0.0317	1.53E + 07	1.37E + 02	0.027	0.37217
0.00625	0.0400	1.51E + 07	1.32E + 02	0.051	0.38890
0.01080	0.0484	1.49E + 07	1.26E + 02	0.085	0.40839
0.03071	0.0708	1.42E + 07	1.08E + 02	0.217	0.46672
0.05000	0.0853	1.37E + 07	9.70E + 01	0.325	0.50536
0.10385	0.1147	1.25E + 07	7.64E + 01	0.553	0.57659
0.15000	0.1346	1.17E + 07	6.45E + 01	0.688	0.61549
0.20400	0.1551	1.09E + 07	5.40E + 01	0.798	0.64646
0.25200	0.1719	1.03E + 07	4.64E + 01	0.865	0.66550
0.30000	0.1881	9.74E + 06	3.99E + 01	0.912	0.67902
0.35000	0.2047	9.20E + 06	3.40E + 01	0.945	0.68885
0.40000	0.2212	8.70E + 06	2.88E + 01	0.966	0.69563
0.45000	0.2381	8.22E + 06	2.42E + 01	0.981	0.70024
0.50000	0.2555	7.76E + 06	2.01E + 01	0.990	0.70324
0.52000	0.2628	7.58E + 06	1.86E + 01	0.993	0.70409
0.55000	0.2739	7.32E + 06	1.65E + 01	0.996	0.70512
0.58500	0.2876	7.01E + 06	1.42E + 01	0.998	0.70621
0.65500	0.3176	6.39E + 06	1.01E + 01	1.000	0.70806
0.69000	0.3344	6.08E + 06	8.34E + 00	1.000	0.70866
0.76000	0.3737	5.44E + 06	5.32E + 00	1.000	0.70934
0.79500	0.3975	5.09E + 06	4.06E + 00	1.001	0.70952
0.86500	0.4597	4.33E + 06	2.03E + 00	1.001	0.70967
0.90000	0.5038	3.88E + 06	1.27E + 00	1.001	0.70970
0.96616	0.6559	2.64E + 06	9.94E + 13	1.000	0.70970
0.99127	0.8015	1.36E + 06	1.44E + 13	1.000	0.70970
0.99612	0.8573	9.04E + 05	5.12E + 12	1.000	0.70970
0.99869	0.9093	5.25E + 05	1.29E + 12	1.000	0.70970
1.00000	1.0000	5.77E + 03	0.000000	1.000	0.70970

III. EL FLUJO DE NEUTRINOS Y LA HELIOSISMOLOGIA.

III.1. EL FLUJO DE NEUTRINOS.

El neutrino ocupa un lugar especial entre las ahora bien conocidas partículas elementales. Tal situación es consecuencia de peculiaridades específicas del neutrino. A diferencia de otras partículas, el neutrino toma parte únicamente en las llamadas interacciones débiles, las cuales se caracterizan por una probabilidad de ocurrencia extremadamente baja. Para darse una idea de lo anterior basta decir que el neutrino puede atravesar placas de acero de un grosor millones de veces mayor que la distancia del Sol a la Tierra sin interaccionar. Esto significa que podría viajar a través del Universo durante un intervalo de tiempo tan grande que podemos decir que es infinito, conservando por ello sus características originales y peculiaridades de los procesos que lo originaron. Así pues, dado que como hemos visto anteriormente los neutrinos son subproductos de los procesos que tienen lugar en el interior de las estrellas, surge así la perspectiva de atrapar neutrinos y preguntarse, por ejemplo, qué eventos tuvieron lugar en el remoto pasado, qué ocurre en el interior de las estrellas, o más específicamente, qué ocurre en el interior de nuestro Sol.

III.1.1. HISTORIA DEL NEUTRINO

Hasta principios de la década de los 30' de este siglo nadie sospechaba de la existencia del neutrino. Se dice que el neutrino "nació" de la pluma del famoso Físico suizo Wolfgang Pauli. En efecto, en esa época, como sucede de vez en cuando, había una dificultad y una situación incierta en el campo de la Física.

La situación era la siguiente: los experimentos mostraban que, cuando los electrones eran emitidos por el núcleo, o se violaba la bien conocida ley de conservación de la energía, o la energía era llevada a algún otro lugar. La situación era tan dramática que incluso Niels Bohr llegó a considerar que en el micromundo se podía violar la ley de la conservación de la energía. Pauli resolvió la paradoja proponiendo la existencia de un neutrino, la partícula que (como se volvería claro después) sería el héroe principal en varios procesos nucleares en la Tierra y en el espacio y se incluiría, por sus características, dentro de la familia de los leptones.

Específicamente Pauli supuso que el déficit de energía, obtenido en experimentos de decaimiento β , era llevado por partículas pequeñas sin carga y sin masa (neutrinos).

Hay dos tipos de decaimiento β . El decaimiento β^+ o decaimiento del positrón y el decaimiento β^- o decaimiento del electrón.

III.1.2. DECAIMIENTO β^+ .

Este decaimiento se puede representar esquemáticamente como:



siendo A el número de masa atómica, Z el número atómico, P y D son los núcleos padre e hijo, ${}^0_1 \beta^+$ es el positrón, y ν es un neutrino.

En términos del principio de conservación de la energía, el decaimiento del positrón es:

$$(m_p - Zm_e^-) C^2 = [m_d - (Z-1)m_e^-] C^2 + m_e^+ C^2 + K_d + K_\beta + K_\nu, \quad (\text{III.1.2})$$

donde m_p , m_d , y $m_e^{+/-}$ son las masas atómicas de reposo del padre, del hijo, y del positrón o electrón, y K_d , K_β , K_ν son las energías cinéticas del hijo, del positrón, y del neutrino respectivamente.

Por otra parte, se sabe que el valor de Q, la energía disponible de la diferencia en masa entre la partícula incidente más la partícula blanco y la partícula resultante más el núcleo en retroceso es:

$$Q = [(m_x + M_x) - (m_y + M_y)] C^2 \quad (\text{III.1.3})$$

$$= K_x + K_y - K_x.$$

en donde $m_x c^2$, $M_x c^2$, $m_y c^2$, $M_y c^2$, son las energías de reposo de la partícula incidente, la partícula blanco, la partícula resultante, y del núcleo en retroceso, respectivamente.

Entonces para este proceso Q será:

$$Q = K_d + K_\beta + K_v = (m_p - m_d - 2m_e) c^2 . \quad (\text{III.1.4})$$

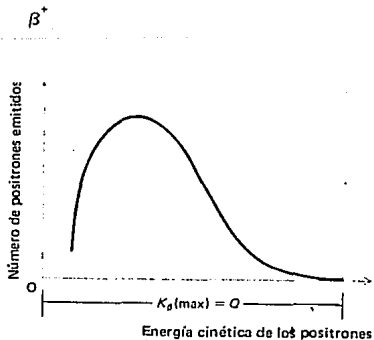
y para que el decaimiento positrónico sea posible se debe tener que:

$$m_p > m_d + 2m_e \quad (\text{III.1.5})$$

lo que significa que $Q > 0$.

El espectro de energía de los positrones es una distribución continua con un corte definido, como se muestra en la figura (III.1).

Figura (III.1). Espectro de energía de los positrones en el decaimiento



Si no se emiten neutrinos, el haz de positrones debe ser monoenergético, con sólo un momento lineal para los positrones:

$$P_{\beta} = P_d \quad (\text{III.1.6})$$

y que debe ser igual al momento de la partícula producto, ya que la partícula blanco está esencialmente en reposo. Así entonces, para poder explicar la distribución continua de energías, se necesita de una tercera partícula, el neutrino.

Puesto que se supone en reposo a la partícula blanco, la conservación de momento lineal requiere que:

$$P_d + P_{\beta} + P_{\nu} = 0. \quad (\text{III.1.7})$$

La introducción del neutrino en la descripción, suministra una explicación del espectro continuo de la energía de los positrones, ya que P_d , P_{β} y P_{ν} pueden tener cualquier combinación de valores y aún sumarse vectorialmente para dar cero. El agudo punto de corte $K_{\beta}(\text{máx.}) = Q$ en la figura (III.1) corresponde al caso en que $K_d = K_{\nu} = 0$, con los positrones transportando toda la energía disponible de la reacción.

El decaimiento positrónico puede ser interpretado como un proceso de transformación de un protón en un neutrón acompañado por la emisión de un positrón y de un neutrino. Esta es una transformación de la forma:



III.1.3. DECAIMIENTO ELECTRONICO.

El decaimiento β^- del electrón es expresado por:



donde ${}^0_{-1}\beta$ es un electrón y $\bar{\nu}$ es un antineutrino. El antineutrino igual que el neutrino no tiene carga y como su masa es muy pequeña se puede considerar cero. Es la antipartícula del neutrino.

La relación de conservación de la masa-energía de este proceso es:

$$(m_p - Zm_e)C^2 = [m_d - (Z+1)m_e]C^2 + m_e C^2 + K_d + K_\beta + K_{\nu^-} \quad (\text{III.1.10})$$

donde K_{ν^-} es la energía cinética del antineutrino.

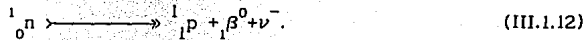
El valor de Q para el decaimiento electrónico es:

$$Q = K_d + K_\beta + K_{\nu^-} = (m_p - m_d)C^2 \quad (\text{III.1.11})$$

y cuando $m_p > m_d$, $Q > 0$ y entonces puede tener lugar el decaimiento.

El espectro de la energía es un espectro continuo con un agudo punto de corte, similarmente al espectro de energía de los positrones, figura (III.1). Los electrones emitidos serían monoenergéticos si no fuera por el hecho de que la energía es compartida con el antineutrino, la energía de corte, que es la energía máxima de los electrones emitidos, corresponde al caso en que $K_{\nu}=0$ y $K_{\beta}=Q$.

La ecuación (III.8) muestra que el núcleo resultante tiene $z + 1$ protones, o un protón más y un neutrón menos que el incidente. Esto implica un decaimiento del neutrón de acuerdo con el esquema siguiente:



III.2 ASTRONOMIA DEL NEUTRINO.

Como ya se dijo, Bethe en 1938 propuso las reacciones nucleares como el mecanismo responsable de la energía solar. Este hecho y el de que el neutrino se encontró cerca de reactores nucleares, aproximadamente 25 años después de que Pauli en 1931 lo propuso, ocasionó que se inquiriera en la existencia de neutrinos extraterrestres y su posible detección.

Dicha conjetura no resultaba inverosímil ya que la teoría usual del origen de las estrellas dice que estas se forman a partir de nubes de hidrógeno y helio, en el espacio interestelar, las cuales se contraen y calientan al irse liberando energía gravitacional.

Como consecuencia de ello, el centro de la estrella recién formada se calienta lo suficiente (en nuestro Sol 15-16 millones de grados) para que se "enciendan" las reacciones nucleares, y se conviertan 4 átomos de hidrógeno en uno de helio y se libere energía en el proceso.

Y así durante la vida de la estrella, muchos procesos nucleares tienen lugar y se crean elementos cada vez más pesados, liberándose una gran cantidad de neutrinos como se verá enseguida. Estos materiales pueden ser esparcidos en el espacio si la estrella muere explosivamente, proporcionando de esta manera materia prima para la formación de la siguiente generación de estrellas.

Entonces, si se toma en cuenta solamente la producción estelar de neutrinos y el hecho de que las estrellas más cercanas se encuentran a por lo menos 300 000 veces más lejos de nosotros que el Sol, el flujo de neutrinos solares debe ser alrededor de 10^{11} veces mayor (el flujo de neutrinos decrece como el inverso del cuadrado de la distancia) y por lo tanto, podríamos decir que sí hay neutrinos cósmicos y que nuestra estrella es la principal fuente cercana.

El flujo de neutrinos solares se puede calcular a partir de la potencia con que radia nuestro astro, la luminosidad, que es del orden de 4×10^{33} ergs s^{-1} . Por lo que, en términos de masa, el Sol pierde alrededor de 4.4×10^9 kg. s^{-1} . Y como se sabe que en el interior del Sol se convierten 4 protones en 1 átomo de helio liberando 0.0293 unidades de masa o 0.727 % de la masa de los 4 protones, aproximadamente 6×10^{11} kg de hidrógeno se convierten en helio por segundo, es decir 3.6×10^{38} protones se convierten en helio por segundo. Así, en la reacción básica,



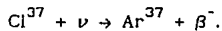
se forman alrededor de 1.8×10^{38} neutrinos por segundo (igual al número de neutrones). Entonces, el flujo de neutrinos a una unidad astronómica, (= la distancia de la Tierra al Sol que es de alrededor de 1.5×10^{13} cm), es de 6.2×10^{10} neutrinos $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, una gran cantidad de neutrinos si se considera que, a través de un hombre que representa una sección transversal de 3 000 cm^2 , pasan 2×10^{14} neutrinos cada segundo.

III.3.OBSERVACIONES TERRESTRES DE NEUTRINOS SOLARES.

Como ya se dijo los neutrinos producidos en el núcleo del Sol logran escapar de su interior en pocos segundos propagándose a la velocidad de la luz y prácticamente sin interaccionar con la materia solar que encuentran a su paso. En efecto, aunque la probabilidad de que se dé una reacción entre un neutrino y una partícula de materia es muy pequeña, no es cero. Por lo que dado un detector grande y utilizando algunas técnicas muy sensibles para detectar los productos de tales reacciones, se puede tener un sensor de neutrinos.

III.3.1. EL EXPERIMENTO DE DAVIS.

El primer detector de neutrinos solares fué puesto en operación en 1968 por R. Davis y sus colaboradores en el Brookhaven National Laboratory. Este experimento se basa en la conversión por neutrinos de núcleos de cloro en estado base a un estado excitado radiactivo de gas argón a través de la reacción:



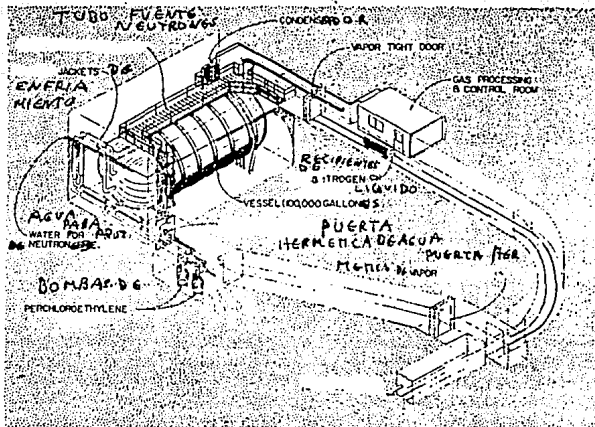
(III.3.14.)

La energía necesaria del neutrino para que se pueda dar esta reacción es de 0.814 Mev. Según el modelo estandar del Sol, los neutrinos con la energía requerida son producidos, casi exclusivamente por la reacción final del ciclo p-p que involucra el decaimiento β del B^8 a Be^8 .

En el experimento de Davis, el detector es un tanque grande que contiene 2.2×10^{30} átomos de cloro (610 toneladas de percloroetileno, C_2Cl_4 , líquido que se usa mucho en la limpieza y que no es caro). Con este método se espera, aproximadamente una reacción inducida por un neutrino solar por día, para esta masa de cloro.

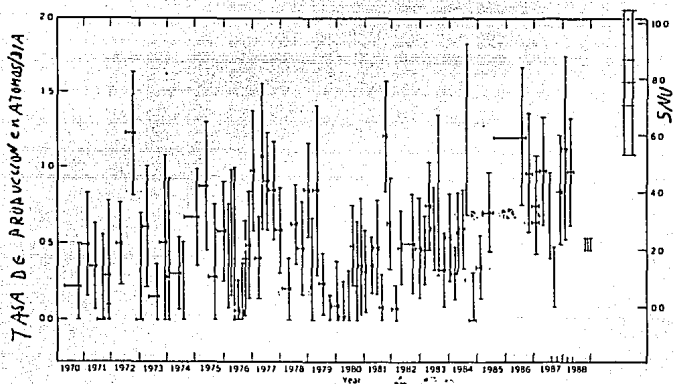
El experimento es llevado a cabo a 1616 m, 4850 pies bajo el suelo en la mina de oro Homestake en Lead, Dakota del Sur, para protegerlo de los rayos cósmicos. Una sesión de trabajo tarda cerca de 80 días, tiempo durante el cual al Ar^{37} producido le es permitido acumularse en el detector. Se pasa entonces gas helio inerte a través del tanque para recoger el Ar^{37} . El gas argón purificado de volúmen medido es colocado en un contador proporcional y sus decaimientos son contados por un periodo de 8 meses o más para determinar el número de núcleos de Ar^{37} presentes por unidad de volúmen. La amplitud y el tiempo de subida de los pulsos del contador son usados para discriminar entre decaimientos de Ar^{37} y el estado base. Ver figura (III.2).

Figura (III.2). Esquema de las instalaciones del experimento de Brookhaven de neutrinos solares. El tanque mostrado es de 6 m de diametro, 14 m de largo y contiene 50000 l de percloroetileno (C_2Cl_4)



Los registros se han estado llevando a cabo desde 1970 de una manera regular. La figura (III.3) muestra los resultados de 76 jornadas realizadas entre 1970 y 1988. La escala de la derecha está expresada en unidades de neutrinos solares (1 SNU = un neutrino de captura por segundo por 10^{36} átomos blanco). La tasa de producción media observada en este intervalo de tiempo es de 0.46 ± 0.03 átomos por día de los cuales una fracción es debida a los rayos cósmicos residuales de fondo. Por lo que si la tasa de producción neta de 0.38 átomos por día se atribuye a los neutrinos solares, a la radiación de fondo le corresponderan 2.0 ± 0.3 SNU.

Figura (III.3). Resultados de las mediciones de neutrinos solares con el detector de la mina de Homestake durante 1970-1988. las barras verticales denotan una desviación estándar, las barras horizontales muestran la duración de una jornada. Las predicciones del modelo estandar aparecen arriba a la derecha.



En contraposición los modelos solares estandar recientes predicen un flujo de neutrinos de 7.9 ± 0.3 SNU. A esta discrepancia entre las predicciones de flujo de los modelos usuales y el bajo flujo medido se le conoce como el problema de los neutrinos solares.

III.3.2. OTROS EXPERIMENTOS

Los detectores para neutrinos solares pueden ser clasificados de acuerdo a su sensibilidad relativa a las diferentes partes del espectro de neutrinos solares. Ver tabla (III.1) y (III.2).

De ahí se observa que cinco de los experimentos son sensibles fundamentalmente a los neutrinos del ^8B . Estos son ^2H , ^{37}Cl , ^{51}V , ^{55}Mn y el de la dispersión electrónica de neutrinos.

Los detectores ^{71}Ga , ^{87}Rb , ^{115}In , ^{205}Tl son sensibles a los neutrinos de las reacciones p-p. Las tasas de captura esperada para estos detectores son prácticamente independientes de las suposiciones astronómicas que son hechas (ver tabla III.2) siempre y cuando el Sol produzca de una manera constante, y vía la cadena p-p la energía que radia desde su superficie.

Para el detector ^7Li , se espera que los neutrinos de la reacción p-e-p realicen la contribución individual más grande a su tasa de captura. Sin embargo los resultados observacionales del experimento del ^{37}Cl (Davis,1978,1979;Bahcall y Davis,1976) muestran que los neutrinos de alta energía del ^8B contribuyen, para un ^7Li blanco, en más de la mitad de la tasa de captura debida a neutrinos p-e-p. Y puesto que los neutrinos p-e-p dan tan buena medida de la tasa de reacción p-p como los neutrinos p-p (Bahcall y May,1969), se puede también clasificar al detector ^7Li como un blanco sensible p-p.

Tabla (III.1). Tasas de captura esperadas para un modelo solar

estandard. Todas las tasas de capturas estan dadas en unidades SNU.

1 SNU = 10^{-36} capturas por atomo blanco por segundo.

BLANCO	FUENTE						
	p-p	ppp	⁷ Be	⁸ B	¹³ N	¹⁵ O	$\sum_{i=1}^{7} (f_{i, total})$
² H	0	<0.01	0	3.8	0	<0.01	3.8
⁷ Li	0	9.0	3.2	9.9	1.1	4.1	27.3
³⁷ Cl	0	0.23	0.81	3.46	0.04	0.12	4.66
⁵¹ V	0	0.17	0.76	-3	0.04	0.09	4
⁵⁵ Mn	1.7	0.06	0.59	-2	0.04	0.05	4
⁷¹ Ga	65	2.4	21.8	-1	1.4	1.7	93
⁸¹ Br	0	0.48	3.6	-0.3	0.22	0.3	4.9
⁸⁷ Rb	140	2.7	27.5	-1	1.8	2.0	1.75 E+2
¹¹⁵ In	534	9.6	99	-3	6.5	7.2	6.6 E+2
²⁰⁵ Tl	439	5.1	61	-1	4.2	4.1	5.1 E+2

Tabla (III.2). Tasas de captura implicadas por algunos modelos solares ilustrativos e hipótesis físicas. Las tasas de captura están dadas en unidades de SNU. Las dos últimas columnas listan las toneladas de cada blanco que son requeridas para alcanzar 1 CAP (una captura por día) suponiendo los modelos CNO o el p-p y p-e-p.

BLANCO	FUENTE	Modelos					oscila Millones de Neutrinos	Detectado Neutrinos	Tons Por 1 CAP (CNO)	Tons Por 1 CAP (p-p & pep)
		Standard	MAX energía	Maximal energía	SOLO p-p & pep	CNO				
⁷ Li	27	12.8	15.4	9.6	918	≤ 9	0	0.2	15	
²⁷ Cl	4.7	1.2	1.5	0.25	28	≤ 1.6	0	99	1.1 × 10 ⁴	
³⁵ V	~4	~1	~1.3	0.18	22	≤ 1.3	0	45	5 × 10 ³	
⁵⁵ Mn	~4	2.4	2.6	1.9	13	≤ 1.3	0	81	555	
⁷¹ Ga	93	79	82	71.5	490	≤ 30	0	6.9	47	
⁸¹ Br	4.9	2.1	2.3	0.5	875	≤ 1.6	0	36	6 × 10 ³	
⁸⁷ Rb	175	159	164	151	615	≤ 60	0	9.6	39	
¹¹⁵ In	659	604	622	575	2,200	≤ 220	0	1.0	4.0	
¹⁹⁴ Tl	514	485	499	470	1,318	≤ 170	0	4.2	12	

Los blancos ⁷Li e ¹¹⁵In muestran la propiedad de ser razonablemente sensibles a más de un tipo de neutrino (los tipos pep, ⁷Be, ⁸B, y ¹⁵O para el detector ⁷Li; los tipos pp y ⁷Be para el blanco ¹¹⁵In). Las tasa de captura de pp y ⁷Be pueden ser determinadas de forma separada para el experimento de ¹¹⁵In puesto que las energías de los electrones individuales pueden ser medidas.

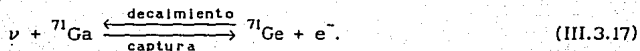
El detector ^{81}Br es fundamentalmente sensible a los neutrinos de ^7Be .

Los experimentos de ^{115}In y de dispersión electrónica de neutrinos pueden en principio ser usados para medir la dirección de los electrones que son producidos y establecer así que los neutrinos incidentes llegan del Sol

A continuación describiremos brevemente el caso del detector ^{71}Ga que es el único capaz de detectar el extremo inferior del espectro de neutrinos solares.

III.3.2.1. EL EXPERIMENTO DE ^{71}Ga .

Si la energía del neutrino llega a exceder el umbral de 233 kev, el neutrino puede ser capturado de acuerdo a la siguiente reacción:



La fig.(III.4) indica que la sección transversal para esta reacción se incrementa cuando se incrementa la energía del neutrino, pero debido al relativamente bajo umbral energético, la principal contribución solar llega de la reacción p-p. Ver tabla (III.3). En esta tabla se muestran las secciones transversales para energías promediadas para varios espectros solares.

Figura (III.4). Sección transversal para la captura de neutrino. A la izquierda para el $^{37}\text{Cl}(\nu_e, e^-)^{37}\text{Ar}$, a la derecha para el $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$.

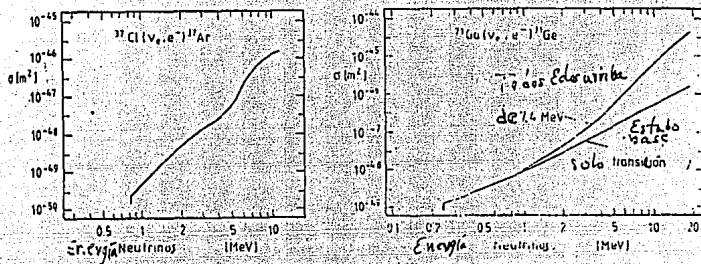


Tabla (III.3). Flujo de neutrinos, secciones transversales de Bahcall 1979 y Hampel 1986, y las tasas de captura predichas.

Reacción	ϕ_j [$10^{14}/\text{m}^2\cdot\text{s}$]	σ_j [10^{-40}m^2]		$\phi_j \sigma_j$ [snh]	
		^{37}Cl	^{71}Ga	^{37}Cl	^{71}Ga
$p+p$	6.06	0	11.55	0	70.0
pep	0.0144	15.6	212	0.22	3.1
^7Be	0.42	2.38	72.7	1.00	30.5
^8B	0.00047	10800	30100	5.11	14.2
^{15}N	0.033	1.66	61.7	0.06	2.1
^{15}O	0.033	6.61	118	0.22	3.9
Total				6.61	123.8

Actualmente se llevan a cabo dos experimentos con ^{71}Ga . El experimento llamado "Gallex" es una cooperación de grupos en Francia, Alemania, Israel, e Italia y es llevado a cabo en un laboratorio bajo tierra en las montañas Gran Sasso, Italia. En él, un tanque con 30 toneladas de galio en forma de GaCl_3 es expuesto por cerca de 14 días. Dentro de este periodo el número de átomos de ^{71}Ge , los cuales tienen una vida media de 11.4 días, alcanzará el 60 % del nivel de saturación.

De manera análoga al experimento de ^{37}Cl , los átomos de ^{71}Ge serán removidos del tanque. Y su posterior decaimiento, indicado por la ec.(III.3.17), es medido en un contador proporcional miniatura. También la señal típica del decaimiento de ^{71}Ge en el contador es usada para discriminar otros eventos.

Pruebas para la recuperación de ^{71}Ge son; primero la introducción de otro isótopo de Ga como un transportador, y segunda la medida de ^{71}Ge producido por irradiación con una fuente calibrada de ^{51}Cr .

El otro experimento de ^{71}Ga se lleva a cabo en un túnel en las montañas del Cáucaso en Rusia y se trabaja con 60 toneladas de galio metálico.

De las 132 SNU predichas para observarse en los detectores de galio (en ausencia de oscilaciones de neutrinos), 70 provienen de la reacción de fusión p-p que se supone es la fuente fundamental de potencia del Sol.

III.3.3.RESULTADOS DEL EXPERIMENTO GALLEX.

Recientemente, 2 de junio de 1992 Hartmann y colaboradores integrantes del Experimento Gallex, reportan lo siguiente. Midieron la tasa de producción de Ge^{71} proveniente del Ga^{71} a través de neutrinos solares. El blanco consistió de 30.3 toneladas de galio en la forma de 101 toneladas de una solución acuosa de clorhidrato de galio con peso molar de 8.13, protegido por 300 m de agua equivalente de roca típica, para evitar el efecto de los rayos cósmicos, en el Laboratorio Subterráneo de Gran Sasso en Italia. En aproximadamente un año de operación, se llevaron a cabo 14 mediciones de la tasa de producción de Ge^7 y se obtuvo, después de efectuar correcciones por efectos colaterales y de fondo, un valor promedio de 83 ± 19 (stat), ± 8 (syst) SNU debido a neutrinos solares.

Este resultado constituye la primera observación de los neutrinos provenientes de la reacción p-p. Además, este resultado es consistente con el flujo de neutrinos esperado por los modelos estandar del Sol y con el flujo reducido de neutrinos provenientes del B^8 y del Be^7 registrado por los experimentos de Homestake y Kamiokande, pero no resuelve el problema de los neutrinos solares. Lo anterior sugiere fuertemente, como veremos en seguida, razones astrofísicas como una posible explicación al problema de los neutrinos solares.

III.4. EL PROBLEMA DE LOS NEUTRINOS SOLARES

Como era de esperarse muchos esfuerzos se han realizado para tratar de solucionarlo. Por un lado se han verificado minuciosamente las reacciones nucleares y las secciones transversales y se han obtenido algunas mejoras aunque insuficientes para producir una disminución por un factor de tres en el flujo de neutrinos del B^8 . En efecto, puesto que el flujo de neutrinos del B^8 es mucho más dependiente de la temperatura ($\propto T^{15}$) que la tasa de producción de energía nuclear, los modelos solares han sido construidos con una temperatura más baja del interior producida por la liberación de presión gaseosa a través de la introducción de un campo magnético interno muy fuerte o de fuerzas centrífugas causadas por una tasa alta de rotación del núcleo.

Estas consideraciones no resuelven el problema ya que los campos muy grandes y las tasas de rotación requeridas violan otras constricciones observacionales en el momento cuadrupolar gravitacional solar. De hecho, un método directo de detectar la distorsión de la distribución de la masa interna del Sol es la medición del momento cuadrupolar J_2 del campo gravitacional del Sol dado por:

$$U = - \frac{GM}{r} \left[1 - J_2 \frac{P_2(\text{sen } \theta)}{r^2} \right], \quad (\text{III.3.15})$$

donde U es el potencial gravitacional del Sol y $P_2(\text{sen } \theta)$ es la expansión en el seno de la latitud del segundo polinomio de Legendre, J_2 es la diferencia de los momentos de inercia polar y equatorial normalizados a la masa del Sol, el cual se esperaría que desapareciera para la distribución de masa perfectamente esférica esperada si el Sol no rotara.

La evidencia en contra de un valor grande de J_2 se obtiene de las mediciones de la precesión del perihelio de la órbita de Mercurio. Lo anterior es válido, al menos si la descripción de la gravedad dada por la teoría de la relatividad general es aceptada.

Otro intento consiste en considerar la temperatura del interior solar como más baja para una luminosidad dada. Lo anterior se logra reduciendo la opacidad radiativa por medio de una abundancia más baja de elementos pesados. Así, se pueden calcular modelos consistentes para $Z (= 1 - X - Y)$ del orden de 0.002 que ocasionarían tasas de captura de neutrinos en el experimento de Cl^{37} en el rango del-2 SNU. Sin embargo tales modelos son incompatibles con las frecuencias de los modos acústicos medidos en recientes observaciones heliosismológicas.

También es difícil comprender cómo el Sol podría haber sido formado con una constitución limpia de hidrógeno. En particular se tendría que la abundancia de helio requerida, Y , para ese caso sería de cerca de un factor de 2 abajo del valor primordial de $Y = 0.2$ esperado por la cosmología del Big Bang y surgiría, además, la pregunta

de cómo el Sol podría haber adquirido su actual impureza de $Z = 0.02$ de sus capas más externas.

Parece ser que la explicación astrofísica más probable al problema de los neutrinos solares descansa en posibles salidas de las suposiciones de que las combinaciones no tienen lugar en el modelo solar standard y de que la difusión de especies nucleares es despreciable. En efecto, cuando la combustión nuclear se da, la deflexión de hidrógeno en el núcleo se vuelve muy marcada, figura (II.2).

Además, de acuerdo a la ecuación:

$$\epsilon = \epsilon_0 X_1 X_2 \rho T^\nu f_0, \quad (\text{III.3.16})$$

en donde ϵ es la tasa de generación de energía, X_1 es la fracción de hidrógeno, ρ es la densidad, T la temperatura y f_0 es el factor que describe el efecto de apantallamiento que tienen los electrones para disminuir la repulsión electrostática entre los núcleos colisionantes, la tasa de generación de energía varía como $X^2 \rho T^{4.5}$, así que el reingreso del hidrógeno hacia el interior del núcleo del Sol por esporádicas caídas, movimientos lentos, o inclusive una difusión mejorada podría capacitar a la cadena p-p para producir la energía requerida a una temperatura más baja del núcleo del Sol y por lo tanto hacer decrecer el flujo de neutrinos del B⁸.

El experimento de Cl^{37} sigue actualmente en operación y, dada su alta sensibilidad a la temperatura, es útil además como medio para diagnosticar las condiciones del núcleo solar. En efecto, puesto que el ciclo C-N produciría muchos más neutrinos de alta energía detectables por la reacción del Cl^{37} , este experimento ha proporcionado fuertes evidencias en contra de la importancia del ciclo C-N en el Sol. Pero posee también algunos inconvenientes como por ejemplo su dependencia en las altas energías de los neutrinos del B^8 . Esta dependencia lo hace sensible a detalles del modelo estandar, por lo que sería recomendable complementarlo con un experimento sensible a neutrinos de baja energía.

Afortunadamente se han logrado grandes avances en lo que a observaciones de neutrinos solares se refiere. Así, el bajo flujo de neutrinos del B^8 ha sido recientemente probado por un detector de conteo directo basado en la dispersión electrónica de neutrinos, localizado en la mina de Kamioka en Japón. Por otra parte, de los experimentos de Ga^{71} que recientemente se están llevando a cabo, se espera que sean particularmente útiles en decidir si el bajo flujo de neutrinos detectado por el experimento de Brookhaven implica un bajo flujo solar o si éste puede ser debido a incertidumbres en la física del neutrino.

Específicamente, los neutrinos pueden oscilar entre el estado de neutrino electrónico y otros dos estados no detectados por el experimento de Cl^{37} . Estas oscilaciones, conocidas como efecto-MSW, tienen lugar en el interior solar (Wolfenstein, 1978, Mikheyev y Smirnov, 1978) y cambiarían el carácter de los neutrinos del tipo electrónico, los cuales pueden ser detectados por los experimentos usuales, al tipo muón o tau que no pueden ser detectados por dichos experimentos.

La manera cómo esos caracteres se intercambiarían depende de las diferencias de masa del neutrino y de los ángulos de mezcla. De hecho, suponiendo que el núcleo del Sol produce realmente la cantidad esperada de neutrinos electrónicos, la eliminación requerida para reproducir los resultados del experimento de Cl^{37} puede ser obtenida de tres maneras:

-con una diferencia grande de masa. $\delta m^2 \sim 10^{-4} \text{ev}^2$.

-con un ángulo grande de mezcla. $\sin^2 2\theta \sim 1$.

-con $\delta m^2 \times \sin^2 2\theta \sim 3 \times 10^{-8} \text{ev}^2$.

III.4.1.El Problema de los Neutrinos Solares Persiste.

Actualmente, algunos investigadores admiten, forzosamente, que el Sol emite menos neutrinos de los que los modelos predicen.

En efecto, en el número del 16 de julio de 1992 Physics Letters, se reporta que el detector Gallex de neutrinos solares, capturó únicamente 63% de los neutrinos predichos por los modelos estandares del interior del Sol. Como ya se mencionó el Gallex es un detector de 30 toneladas de galio localizado debajo de un pico montañoso de 2900m en los Apeninos, al noreste de Roma, Italia.

Considerados individualmente, los resultados del experimento Gallex no son sorprendentes y no se alejan mucho de las predicciones del modelo estandar. Más aún, son consistentes con la tasa más baja de emisión de neutrinos predicha por los modelos. Pero, los resultados del Gallex y los de los otros dos experimentos, cuando son considerados en conjunto, no son consistentes con las predicciones de los modelos. El experimento de Homestake, recordemos, localizado en la mina de oro Homestake en Dakota del Sur, usa cloro para detectar neutrinos de energía más alta que los vistos por el Gallex, y observa únicamente 27% de los neutrinos previstos para su rango de energía.

El experimento de Kamiokande II es un detector basado en agua localizado en la mina de Kamiokande, 300 km. al oeste de Tokio. El detecta neutrinos de una energía más alta que la de los correspondientes neutrinos del Gallex o del de Homestake, pero únicamente ve 47% de los neutrinos esperados. E inclusive una reducción del 5% de la temperatura del núcleo del Sol, lo cual es un cambio drástico en el interior del Sol, no puede reconciliar los tres conjuntos de resultados con los modelos solares.

Así entonces, parece ser que la solución al problema de los neutrinos solares, se encuentra en el terreno de la física de partículas. En efecto, los modelos solares suponen que los neutrinos, a semejanza de los fotones, no tienen masa. Pero, si los neutrinos tuvieran una masa diferente, ya no tan pequeña, entonces ellos podrían interactuar con la materia y cambiar de "sabor" (flavor), transformándose de un tipo de neutrino a otro tipo.

Ahora bien, debido a que los tres experimentos de neutrinos pueden detectar únicamente neutrinos electrónicos, cualquier cambio en el sabor ocasionaría que hubiera una menor cantidad de neutrinos solares, y por lo tanto que hubieran menos detecciones.

Por ahora, los grupos experimentales trabajan para reducir las barras de error en las tasas de detección de neutrinos observados, mientras que los grupos teóricos trabajan en comprender cómo los neutrinos cambian de sabor.

III.5. LA HELIOSISMOLOGIA.

La rotación del Sol cerca del ecuador es de aproximadamente 2 km/s^{-1} , en esta rotación lleva estructuras, tales como manchas solares, a través del campo visual de un telescopio a una tasa de cerca de 10 segundos de arco por hora, cerca del disco central. Obviamente un desplazamiento de esta magnitud es fácilmente detectado aún en los telescopios más pequeños, y por ello no resulta sorprendente que la rotación solar fuera descubierta tan pronto se realizaron las primeras observaciones telescópicas de las manchas solares.

Las mediciones cada vez más precisas de los movimientos propios de estructuras solares, y también de los corrimientos Doppler del plasma solar, han mostrado que la atmósfera solar presenta movimientos complejos en todas las escalas observables. Además del movimiento simétrico al eje asociado con la rotación solar, cuya tasa angular decrece notablemente con el incremento de la latitud, han sido estudiados intensamente otros movimientos asociados con la convección y con la oscilación, de periodo 5 minutos, del Sol. La rapidez de algunos de estos movimientos, como por ejemplo el de granulación, exceden considerablemente la rapidez de la rotación solar, y ellos son fácilmente detectados como corrimientos Doppler, utilizando modernos espectrógrafos.

Pero a pesar de los diversos estudios realizados, la dinámica de los complejos plasmas magnetizados del Sol, así como su interior, están lejos de haberse comprendido completamente. Por ejemplo, nuestra ideas de los factores que determinan la tasa de rotación actual del Sol están únicamente empezando a ser probadas en muestras, seleccionadas convenientemente, de estrellas similares al Sol. Más aún, las escalas de convección principalmente responsables del transporte de calor a la fotosfera y de la distribución de momento angular debajo de ella, son aún desconocidas. Esto hace difícil obtener una comprensión clara de la rotación diferencial fotosférica.

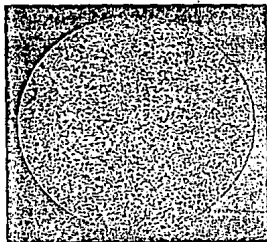
Con todo, el desarrollo de modelos numéricos que incorporan la mayoría de los mecanismos dinámicos que posiblemente operarían en el Sol, proporciona una base para poder realizar una discusión cualitativa. Hasta recientemente, el desarrollo de estos modelos había sido impedido por la ausencia de alta resolución. Pero, gracias a las técnicas heliosismológicas desarrolladas recientemente, ahora es posible probar la tasa de rotación interna del Sol, así como su estructura térmica. En la segunda parte de este capítulo examinaremos la heliosismología así como a las evidencias experimentales de las oscilaciones.

III.5.1.Observaciones de Oscilaciones Solares.

III.5.1.1.Las Oscilaciones de cinco minutos.

Como ya se dijo, los movimientos oscilatorios en el Sol fueron reportados primeramente por Leighton en 1960 . El descubrió las oscilaciones solares al medir patrones de velocidades en la atmósfera del Sol por medio del desplazamiento Doppler de líneas de absorción. Y en lugar del esperado movimiento caótico de la superficie solar, detectó velocidades con un comportamiento de tipo oscilatorio, siendo la más característica una de aproximadamente cinco minutos de periodo La distribución espacial de este campo oscilatorio de velocidades se muestra en la figura (III.5), en donde en una localización dada, el campo de velocidades exhibe una variación cuasi-senoidal con una amplitud de cientos de ms^{-1} y un periodo de cerca de cinco minutos. La modulación incrementada vista cerca del centro del disco en observaciones como la de la figura (III.5) indica que los movimientos son a groso modo radiales.

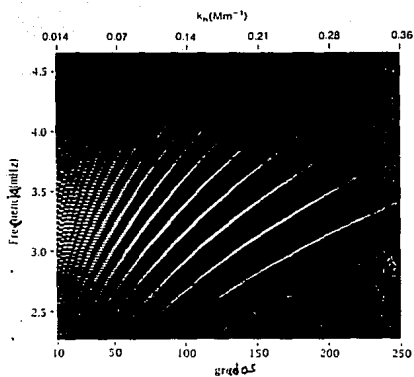
Figura- (III.5) Diagrama Doppler fotosférico de disco lleno, obtenido EN la línea K-Ca de las oscilaciones de 5 minutos. En esta figura han sido quitadas la rotacion solar y los campos de velocidad supergranular. Basado en datos tomados en el polo sur.



Los primeros intentos de estudiar estas oscilaciones plantearon examinar si su distribución era continua o no. Para ello, realizaron una gráfica del número de onda k_h horizontal contra la frecuencia angular ω . Ello mostró una cierta estructura de modo discreto más que continuo. Aquí $k_h = 2\pi/\lambda_h$, con λ_h de la segundacomponente horizontal de la oscilación de la longitud de una onda, $\omega = 2\pi\nu$ es la frecuencia angular medida en rad s^{-1} , y ν es la frecuencia medida en ciclos s^{-1} (= hertz).

Pero no fue sino hasta 1975, que las abundantes estructuras de los modos de las oscilaciones de cinco minutos fue resuelta por las observaciones Doppler de Deubner. Estas observaciones cubrieron extensas áreas del Sol ($\sim 0.5 R_\odot$) durante varias horas de observación. La distribución de energía obtenida de experimentos más recientes es mostrada en la figura (III.6). De ella se observa que la mayor parte de la energía oscilatoria está concentrada en el rango de frecuencias entre 2.5 y 4.5 mHz y debajo de números de onda de 0.8 Mm^{-1} (es decir, a longitudes de onda más grandes que $8 \times 10^3 \text{ km}$). Los datos usados para construir esta figura fueron mediciones de la variación oscilatoria de la brillantez en una línea fotosférica, más que la oscilación de la velocidad medida por Leighton y por Deubner.

Figura(III.6) Distribucion observada de la potencia oscilatoria de las oscilaciones de 5 minutos graficadas en el plano de frecuencia vrs. numero de onda (escala de arriba) o plano de grados (escala de abajo). Derivada de las observaciones del polo sur.

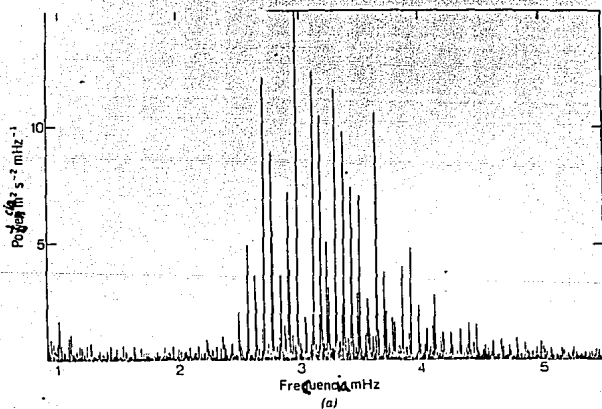


Las observaciones de los modos de 5-minutos de números de onda más bajos, que tuvieran escalas espaciales comparables al radio solar, no fueron obtenidas sino hasta 1979, por un grupo de la Universidad de Birmingham, U.K., observando en Tenerife en Las Islas Canarias y en Pic du Midi en los Pirineos. Su técnica estuvo realmente dirigida a detectar a escala global las oscilaciones solares de velocidad de periodos mucho más grandes que 5-minutos. La técnica usada para detectar las diminutas velocidades (en ms^{-1}), fue la dispersión de resonancia óptica, más que los espectrógrafos usuales de rejilla, usados en los estudios previos. Este nuevo tipo de espectrómetro es muy estable contra efectos de arrastre en las mencionadas longitudes de onda.

En efecto, en un espectrómetro de resonancia un rayo de luz solar es pañado a través de una celda llena con un vapor que posee una línea de absorción correspondiente a una línea de Fraunhofer intensa, en este caso la línea de potasio de 7699 Å. La cantidad de luz dispersada sobre un detector apuntado transversalmente a la dirección del rayo, es determinada por la posición exacta de la línea solar relativa a la línea absorbida por el vapor de la celda. La celda es colocada en un fuerte campo magnético orientado a lo largo del rayo de luz solar que entra, así que la línea de la celda es Zeeman-ensanchada. Comparando la intensidad del rayo dispersado mientras se mira secuencialmente en sentidos opuestos de la luz polarizada circularmente, se pueden detectar cambios pequeños temporales en la posición de la línea solar.

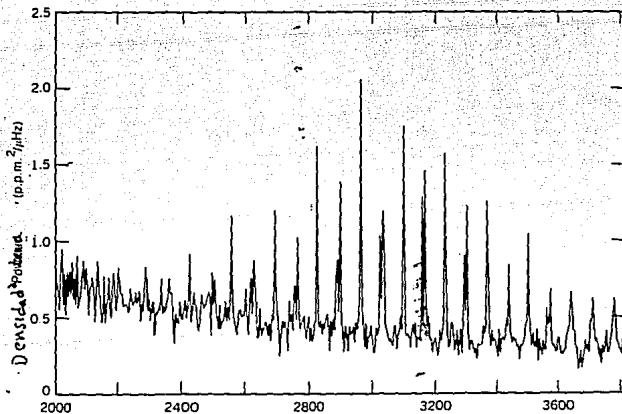
Un ejemplo del espectro de energía de oscilaciones de velocidad obtenido con la técnica descrita anteriormente y llamada de disco-integrada, es mostrado en la figura (III.7). Esta consiste de un cierto número de picos separados, igualmente espaciados en frecuencia, aproximadamente. Estas observaciones fueron realizadas en un periodo de 20 horas en el Polo Sur, en donde el Sol permanece bien arriba del horizonte en el verano. La energía oscilatoria en los picos individuales corresponde a velocidades muy pequeñas, del orden de decenas de ms^{-1} .

Figura (III.7). Espectro de la oscilación fotosférica de 5 minutos observada con luz solar de disco integrado como una oscilación de velocidades y, figura (III.8) como una oscilación de la brillantes en la irradiancia total solar.



Un espectro similar para los modos de 5-minutos de baja k_h ha sido observado como oscilaciones brillantes en variaciones temporales de la irradiancia solar total desde el espacio y desde globos. La energía combinada de todos los modos de 5-minutos es de cerca de 10^{-5} de la constante solar; fig.(III.8). Esta figura está basada en 10 meses de observaciones continuas y es por lo tanto casi el doble de larga que la más grande base de datos de oscilación de velocidad cuasi-continua obtenida hasta ahora.

Figura (III.8).



III.5.1.2. Oscilaciones de Periodo Más Largo y Más Corto.

Como era de esperarse, muchas detecciones de diversos picos de energía oscilatoria en periodos más grandes que los modos de 5-minutos han sido reportados. Asimismo, nuevas técnicas han sido usadas para estudiar esas oscilaciones. Las técnicas pioneras centraron su atención en las posibles oscilaciones del diámetro solar. Las mediciones fueron realizadas con interferómetros muy estables y altamente sensibles los cuales registraron la posición del limbo usando un rápido rastreador radial a través de pocas decenas de segundos de arco, dentro y más allá del punto de inflexión de la intensidad del limbo. El procedimiento y la técnica de reducción de datos usada, minimizó los efectos de vista atmosférica en la posición del limbo. La sensibilidad a cambios de la posición del limbo está dada por unos pocos mili-segundos de arco y por lo tanto de unos pocos kilómetros en el Sol !.

La interpretación de los resultados dados por los autores es que, un espectro plano de ruido-blanco es observado a frecuencias mayores de 6 mHz, pero que los picos observados en periodos que exceden a los 2-3 minutos aproximadamente, son reales. Esta argumentación ha sido cuestionada en base a que esta potencia puede ser explicada como una combinación de los modos de 5-minutos (la cual causaría una señal detectable en la medición del diámetro) y un elevamiento del ruido atmosférico debido a propiedades de refracción atmosférica en el Sol lentamente cambiantes a través del disco.

Esta ambigüedad debida al instrumental y especialmente a arrastres atmosféricos, ha hecho de los modos de periodo-largo un tema difícil, a pesar del trabajo realizado para demostrar su realidad por medio del análisis de coherencia de fase sobre muchos periodos oscilatorios.

Por otra parte, las observaciones de oscilaciones a frecuencias muy por debajo de los 100 s, son difíciles debido a que las longitudes de onda se vuelven comparables a la trayectoria libre media del fotón en la más alta región de formación de la línea fotosférica.

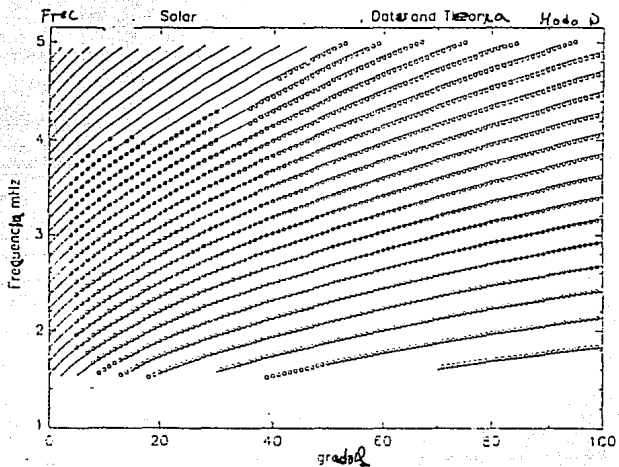
II.5.2. Interpretación de las Oscilaciones Solares.

III.5.2.1. Resonancias en el Sol.

El descubrimiento de la oscilación de 5-minutos de la velocidad en la fotosfera, fue seguido por un surgimiento de trabajos teóricos que trataban de explicar la preferencia de dicha oscilación sobre las demás. En efecto, hubieron trabajos interesantes en generación de ondas, amortiguamiento, y atrapamiento, principalmente en cavidades cercanas a las capas fotosféricas. Asimismo, el comportamiento fue atribuido a respuestas de la atmósfera a eventos en la zona convectiva. Pero, la idea exitosa de que los modos de 5-minutos de alto k_h (para entonces las únicas observadas) podrían representar ondas acústicas atrapadas en cavidades propagándose hacia el interior, en otras palabras que el Sol actuase como una cavidad acústica capaz de atrapar a las ondas excitadas en su interior, fue propuesta por Ulrich (1970) e independientemente por Leibacher y Stein (1971).

Esta interpretación fue verificada claramente cuando Deubner mostró en 1975 que la distribución de energía en el plano $K_h - \omega$ se alineaba a lo largo de crestas estrechas bien definidas, cuya forma y posición concordaban con la estructura de modo calculada de la hipótesis de ondas acústicas atrapadas de Ando y Osaki. Este resultado es considerado uno de los más limpios y excitantes de la astrofísica. Una comparación reciente de las frecuencias observadas y calculadas es mostrada en la figura (III.9), en donde las incertidumbres en las frecuencias medidas son consideradas de alrededor de una parte en 10^4 cerca del centro de esta figura.

Figura (III.9) Frecuencias predichas (lineas solidas), calculadas de un modelo estandar por J Christensen-Dalsgaard por comparacion con las frecuencias observadas (circuitos).



En general, una perturbación en el interior solar del plasma, soportado hidrostáticamente, generará un espectro de ondas gravitacionales (modo-p) u acústicas (de presión o modo-p), con la respectiva fuerza restitutiva dominante dependiente de la localización en el Sol y de la frecuencia de perturbación. En efecto, las ondas acústicas son ondas de presión por lo que se conocen como ondas-p y se propagan por todo el Sol y para ellas la cavidad solar se forma debido a que cerca de la superficie el gradiente de densidad es muy grande lo que impide que las ondas la atraviesen. Entonces, estas son reflejadas y en su viaje al interior son refractadas progresivamente hasta moverse nuevamente hacia la superficie debido a que la porción más profunda del frente viaja a una velocidad sónica, V_s , ($V_s \propto T^{1/2}$, en donde T es la temperatura que aumenta hacia el interior del Sol). Así, el punto de reflexión en el interior es tal que $V_s = 2\pi\nu/k_h$ en donde k_h es el número de onda horizontal. La profundidad de penetración d, depende de k_h de la forma $d \sim (2n + 3)/k_h$, en donde n es el orden del modo. La trayectoria típica de un modo acústico se muestra en la figura (III.10).

Precisado lo anterior, las ondas acústicas sólo pueden propagarse verticalmente a frecuencias por arriba de su frecuencia de corte, la cual está dada por la expresión:

$$\omega_p = \frac{v_s}{2H} = \frac{g}{2} \left(\frac{\gamma \mu}{RT} \right)^{1/2}, \quad (\text{III.3.17})$$

en donde H es la escala de altura de presión definida como la distancia a la cual la densidad decrece por un factor $e^{-1} = 0.37$. Que en la fotosfera, con $g = 2.74 \times 10^4 \text{ cm s}^{-2}$, alrededor de la temperatura mínima, puede ser tan pequeña como 130 km. y, en los plasmas calientes completamente ionizados de la corona o en el interior solar puede llegar a tener valores del orden de 10^5 km .

A frecuencias más bajas, debajo de ω_p , únicamente las ondas gravitacionales se propagarán y el significado de esta frecuencia de corte acústica se puede visualizar de la siguiente manera. Si una fuerza es aplicada lentamente a una atmósfera gravitacional, la atmósfera simplemente se levantará y después se relajará y regresará por gravedad después de que la fuerza haya desaparecido. Esto puede ser descrito como una onda gravitacional. Si la perturbación es más abrupta, el gas es comprimido antes de que pueda experimentar una aceleración de conjunto, y entonces una onda de sonido se propaga.

De la expresión (III.3.17) se infiere que la frecuencia acústica de corte puede incrementarse hacia afuera del Sol, es decir, crecer con r , la distancia desde el centro hacia el exterior del Sol, lo que se traduce en temperaturas más bajas y valores más grandes de g . Así, el incremento de ω_p ocasiona ondas acústicas, de frecuencias menores que el valor de ω_p fotosférico (el cual corresponde a un periodo de valor cercano a los 3 minutos), que serán reflejadas hacia el interior solar. Por lo tanto, el incremento hacia afuera de ω_p , proporciona la frontera superior de la cavidad requerida para atrapar ondas acústicas en el Sol.

La frontera inferior para la reflexión de las ondas sónicas es proporcionada por la condición para su reflexión total interna. En efecto, cuando una onda acústica se propaga dentro del interior solar, ésta se mueve dentro de capas donde se incrementa la velocidad del sonido puesto que, como ya se mencionó, $v_s \propto T^{1/2}$, así que la onda puede ser reflejada fuera de la zona vertical a menos que se propague exactamente en la dirección radial.

Así, las ondas acústicas no radiales son atrapadas en cavidades cuyas fronteras superiores e inferiores son determinadas por la frecuencia de la onda y por el ángulo oblicuo a la radial en la cual se propaga. Las trayectorias de los rayos seguidas por las ondas de 3 longitudes de onda horizontales diferentes son mostradas en la figura (III.10). La profundidad de la cavidad en la cual un modo-p dado resuena, es determinada por el nivel al cual la reflexión total interna ocurre. Y esta ocurre a una profundidad dada aproximadamente

por

$$\delta = \frac{\omega^2}{(\gamma - 1) g k_h^2}, \quad (\text{III.3.18})$$

por lo que, entonces, los modos-p de k_h grande son reflejados en fronteras internas relativamente más profundas, mientras que los modos-p de longitud de onda horizontal más grandes penetran más profundamente. Las profundidades de las cavidades resonantes para los modos-p y g son ilustradas en la figura (III.10).

Figura (III.10). Trayectorias de los rayos seguidas por las ondas estacionarias de longitudes de onda horizontales de $1.5 \cdot 10^6$ km. y $1.5 \cdot 10^5$ km. Note que el vector de onda es radial en la fotosfera y que las ondas mas largas penetran mas profundamente.

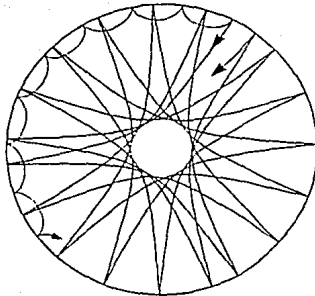
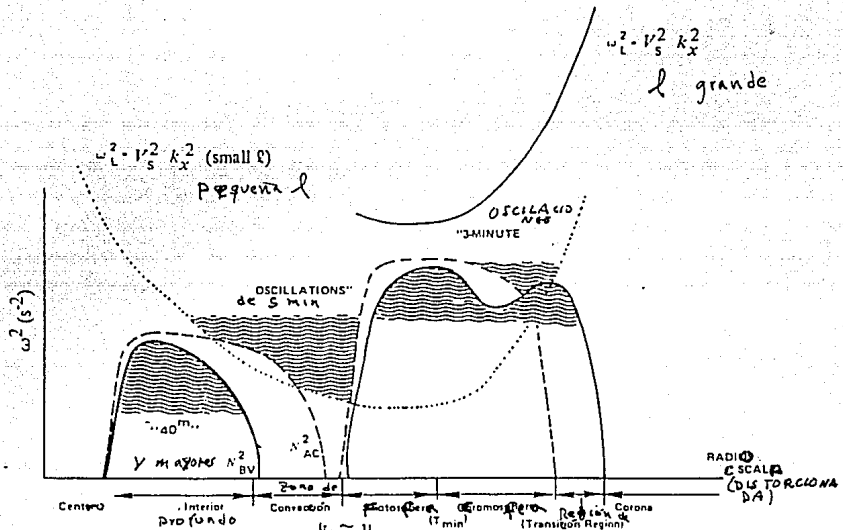


Figura (III.11) Ilustración esquemática de las cavidades para los modos p y g en el interior y en la atmosfera solar.



Para las ondas gravitacionales se tienen cavidades similares. A continuación describiremos primero dichas ondas y después sus cavidades.

En efecto, cuando el gradiente de temperatura atmosférico, establecido por radiación, es estable, es decir cuando:

$$\left(\frac{dT}{dr} \right)_R < \left(- \frac{dT}{dr} \right)_{ad}, \quad (\text{III.3.19})$$

entonces, el desplazamiento (suficientemente lento para mantener en equilibrio la presión del gas con su entorno de un elemento de gas, ocasiona un movimiento oscilatorio, el cual es descrito como una onda gravitacional. El requerimiento del desplazamiento suficientemente lento, es para encontrar si la perturbación es mucho más lenta que la velocidad del sonido, para que así las ondas acústicas puedan siempre mantener la presión de equilibrio. En una onda tipo-glos elementos de gas desplazados, pueden ser visualizados como barras indeformadas oscilantes a lo largo de su longitud a un ángulo θ de la vertical local. En el movimiento lento, los elementos de gas son conservados en equilibrio de presión con su entorno por medio de las ondas acústicas, así que la diferencia de densidad $\delta\rho/\rho$ es mantenida en proporción a la diferencia de temperatura $\delta T/T$. En el movimiento adiabático considerado aquí, esta diferencia de temperatura está dada por la diferencia entre los gradientes de temperatura atmosférico y adiabático, multiplicado por el desplazamiento vertical:

$$\left| \left(\frac{dT}{dr} \right)_{ad} - \left(\frac{dT}{dr} \right)_R \right| \cos\theta \quad (\text{III.3.20})$$

Entonces, la ecuación de movimiento del elemento es:

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

2

$$\rho \frac{\partial x}{\partial t^2} = -(\delta\rho)g\cos\theta \quad (\text{III.3.21})$$

en donde:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{1}{\Gamma} \left(\left. \frac{dT}{dr} \right|_R - \left. \frac{dT}{dr} \right|_{ad} \right) \cos\theta \quad (\text{III.3.22})$$

Esto lleva a una ecuación de movimiento para una oscilación armónica simple, es decir:

$$\frac{\delta^2 x}{\delta t^2} = -\omega^2 X, \quad (\text{III.3.23})$$

siendo:

$$\omega^2 = N_{BV}^2 \cos^2\theta \quad (\text{III.3.24})$$

y N_{BV} es la llamada frecuencia de Brunt-Väisälä:

$$N_{BV} = \left(\frac{g}{T} \left. \frac{dT}{dr} \right|_R - \left. \frac{dT}{dr} \right|_{ad} \right)^{1/2}, \quad (\text{III.3.25})$$

la cual define la frecuencia de oscilación natural de un elemento de gas, en una atmósfera estable, desplazado lentamente del equilibrio en un campo gravitacional.

Las oscilaciones pequeñas conducidas por la flotación del plasma compresible dentro del interior solar, son del tipo llamado ondas gravitacionales internas. Un elemento de fluido desplazado lentamente en una dirección vertical oscilará alrededor de su posición de equilibrio a una frecuencia N_{BV} . Los valores típicos de N_{BV} en el interior son del orden de 10^{-3} rad s^{-1} , implicando así periodos más largos de las ondas gravitacionales internas, cercanos a una hora. Y por lo tanto, periodos más cortos de ondas gravitacionales superficiales, alrededor de 6-minutos, son esperados en la fotósfera.

De la ecuación (III.3.25), el valor de N_{BV} define la frontera superior de las frecuencias de oscilación de las ondas gravitacionales. Las oscilaciones más rápidas en el gas propician que la presión juegue el papel de fuerza restauradora y genere por lo tanto ondas sónicas.

Se tiene entonces que las ondas gravitacionales son determinadas por el comportamiento de la frecuencia de Brunt-Väisälä, puesto que la frecuencia de una onda gravitacional debe estar por debajo del valor de N_{BV} cuando N_{BV} es real. Por lo que, por reflexión, se puede evitar que una onda gravitacional se propague dentro de una región en donde $\omega > N_{BV}$ o N_{BV} sea imaginaria. Una cavidad para tales ondas existe en la zona radiativa del Sol, ver figura (III.11), en donde la frontera externa es puesta por la zona de convección, en la cual N_{BV} es imaginaria, mientras que cerca del centro del Sol $N_{BV} \rightarrow 0$, mientras que $g \rightarrow 0$ cuando la masa $M(r) \rightarrow 0$ cuando $r \rightarrow 0$.

Las ondas gravitacionales internas atrapadas en esta cavidad profunda tienen periodos más grandes que 50 minutos, aproximadamente. De ellas se espera que tengan relativamente baja amplitud en la fotosfera, puesto que ellas desaparecen en la zona convectiva, como ya se mencionó. Sin embargo, las condiciones en la reflexión de las ondas gravitacionales dadas arriba, sugieren que las cavidades apropiadas para atrapar ondas gravitacionales superficiales, también existen alrededor de la región de temperatura-mínima de la fotosfera, y entre la cromósfera y la corona, como se observa en la figura (III.11).

III.5.2.2. Modos de Oscilación en el Interior del Sol.

El primer tipo de oscilación observada en estrellas fue la contracción y expansión de amplitud grande, radialmente simétrica, (breathing) de estrellas variables tipo-Cefeida. Estas son estrellas variables brillantes, que poseen una definida relación entre la luminosidad absoluta, el periodo de variabilidad y el color. Son llamadas así por la estrella δ Cephei de la constelación Cepheus. También son usadas como indicadoras de distancias para las galaxias relativamente cercanas. El periodo del modo radial fundamental del Sol se puede calcular fácilmente de la siguiente manera.

Este modo es atrapado entre el centro (un nodo puede ocurrir en $r = 0$ para que se satisfaga la condición de simetría radial) y la superficie, en donde el modo es reflejado desde el punto de discontinuidad en la presión puesto que, la escala de altura de

presión se vuelve mucho más pequeña que la longitud de onda λ ($\lambda \approx R_{\odot}$) del modo. Así, el interior solar contiene un cuarto de longitud de onda de la fundamental. El tiempo de viaje $4R_{\odot}/v_s$, el cual determina el periodo de oscilación, puede ser hallado de una estimación de la velocidad media del sonido v_s en el interior solar.

Por medio de argumentos dimensionales se puede demostrar que la presión media esta dada por:

$$P \sim \frac{GM_{\odot}}{R_{\odot}^2} \rho R_{\odot} \quad (\text{III.3.26})$$

así que:

$$v_s = \left(\frac{P}{\rho} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{\gamma GM_{\odot}}{R_{\odot}} \right)^{1/2}, \quad (\text{III.3.27})$$

y entonces, el periodo τ del modo fundamental radial es:

$$\tau \sim 4 \left(\frac{R_{\odot}^3}{\gamma GM_{\odot}} \right)^{1/2} \sim (G\rho)^{-1/2} \quad (\text{III.3.28})$$

o alrededor de 60 minutos.

En general, los modos normales de vibración mecánica del Sol incluyen tanto oscilaciones radiales como oscilaciones no radiales. Estos modos normales son descritos por una solución de las ecuaciones de estructura estelar, perturbados por un cambio pequeño de la solución de equilibrio que describe el estado constante de la estrella. La discusión dada arriba acerca de cavidades resonantes en el interior solar nos conduce a buscar soluciones de un problema de eigenvalores para ondas estacionarias atrapadas en el interior solar.

De hecho, Cowling (1941) mostró que las perturbaciones de las ecuaciones linealizadas para una estrella esféricamente simétrica sin rotar, produce oscilaciones que pueden ser descritas en términos de soluciones de armónicos esféricos de una ecuación de onda. La clasificación de modos de presión p , gravitacionales g , y fundamentales f , fue realizada por primera vez por él. En analogía con las soluciones mecánico cuánticas del movimiento del electrón en un campo de fuerzas central, las oscilaciones solares representan las eigenfunciones permitidas en el potencial bien determinado por el campo gravitacional solar.

En efecto, la oscilación espacial y temporal de una cantidad tal como la densidad, es entonces descrita como:

$$\rho' = \rho'_{nl}(r)Y_{lm}(\theta, \phi)\exp(-i\omega t), \quad (\text{III.3.29})$$

en donde $\rho'_{nl}(r)$ da la estructura radial del modo de orden n y grado l (la estructura radial tiene la forma de una onda estacionaria en r)

y Y_{lm} es una función armónica esférica definida como

$$Y_{lm}(\theta, \phi) = P_l^m(\cos\theta)\exp(im\phi). \quad (\text{III.3.30})$$

Aquí $P_l^m(x)$ es el polinomio asociado de Legendre dado por:

$$P_l^m(x) = (-1)^m (1-x^2)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} P_l(x). \quad (\text{III.3.31})$$

Así, un modo dado está definido en términos de tres índices. El orden n define el número de nodos en la función de onda radial excluyendo a aquéllos que se encuentren en el centro o en la superficie externa, entonces, el modo l tiene $n = 0$. El grado $l = 0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$ es el número de líneas nodales en la superficie solar, y como :

$$\lambda_h l \sim 2\pi R_\odot, \quad (\text{III.3.32})$$

entonces el modo de grado alto corresponde a longitudes de onda horizontales cortas en la fotósfera. Y puesto que:

$$k_h = 2\pi/\lambda_h = \frac{l(1+l)}{R_o}, \quad (\text{III:3.33})$$

las oscilaciones de 5 minutos de alto número de onda horizontal K_h , graficadas en la figura (III.8) y (III.9), corresponden a modos de l por arriba de, aproximadamente 250 y son referidos como los modos p de grado alto. Las oscilaciones de 5 minutos cuyo espectro está representado en la figura (III.12), representa modos p de grado bajo ($l \leq 3$). El orden de ambos modos p , de alto y bajo l , ha sido determinado que corresponde a n entre 1 y 20.

En efecto, el índice $|m| \leq l$ describe la distribución de las líneas nodales en la superficie (es decir, paralelas al ecuador o a los meridianos relativos a un sistema de coordenadas definido por el eje de rotación solar). La figura (III,13) ilustra el caso de $m = 0, 1, 2$ para $l = 2$. En ausencia de rotación, los modos de diferente m son degenerados, es decir de la misma frecuencia. En presencia de rotación, los modos de misma n , pero diferente m , son desdoblados en $2l + 1$ componentes en frecuencia debido a que difieren en su patrón de oscilación espacial relativo al eje de rotación.

En efecto, una onda estacionaria surge de la reflexión de una onda atrapada propagándose entre fronteras separadas una distancia que es un número entero de medias longitudes de onda. Por lo tanto, el patrón de ondas estacionarias establecido en la fotosfera por las oscilaciones solares, puede ser visto como si estuviese formado de dos ondas idénticas moviéndose en direcciones opuestas. Cuando el medio

está en movimiento, como en la rotación solar, las ondas son llevadas con ella a una velocidad v , así que, la onda propagándose en el sentido del movimiento tiene su frecuencia Doppler observada corrida hacia arriba una cantidad :

$$\frac{\Delta\omega_+}{\omega} = \frac{v}{v_p}, \quad (\text{III.3.34})$$

en donde v_p es la velocidad de fase de la onda. La onda dirigida opuestamente sufre un decremento de frecuencia $\Delta\omega_-$ de la misma magnitud , así que las dos frecuencias de la onda son desdobladas por una cantidad $2\Delta\omega$.

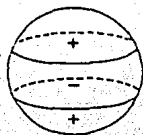
Cabe observar que la magnitud de este desdoblamiento depende del modo. Es relativamente grande para modos p de alta m y menor para modos de baja m . El resultado es un lento pero medible arrastre del patrón completo de la onda estacionaria a través del Sol (en la dirección opuesta a la rotación solar) debido al ligero mal emparejamiento de las frecuencias entre las ondas que se propagan opuestamente.

Figura (III.12) Espectro de la oscilacion fotosferica de 5 minutos observada en luz solar de disco integrado a) oscilacion de las velocidades, b) como oscilacion de la brillantes.

Ver figura (III.9).

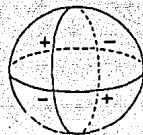
Figura (III.13) Ilustracion esquematica de los modos de oscilacion

correspondientes a $l=2$, armonicos esfericos con $m=0,1,2$.



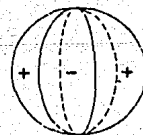
$$l = 2$$

$$m = 0$$



$$l = 2$$

$$m = 1$$



$$l = 2$$

$$m = 2$$

III.5.2.3. Mecanismos de Excitación y de Frenado.

No obstante todo lo anteriormente expuesto, resulta realmente sorprendente porqué la mayor parte de la energía del modo p solar está concentrada en una banda delgada alrededor de 5 minutos, dados todos los periodos de modo p que podrían ser excitados debajo de aquél del modo f. Y hasta el momento no hay una respuesta definitiva a este hecho.

En efecto, para poder hacer algún progreso se tendría que calcular cómo y dónde en el Sol son excitadas y frenadas las oscilaciones. La excitación externa de los modos p podría ocurrir a través de la generación de ruido acústico por los movimientos de la zona de convección. Esto sería un proceso intermitente y podríamos esperar ver variaciones temporales en la amplitud de al menos los modos de alta l, en respuesta a cambios en este golpeteo.

Por otra parte, la auto excitación podría ocurrir a través de un proceso estacionario como el llamado mecanismo kappa. Este mecanismo opera cuando la opacidad de un gas se incrementa con su temperatura. Cuando un gas semejante es comprimido adiabaticamente (y así calentado), su opacidad se eleva, extrayendo así más energía de la radiación que fluye a través de él. Este calor extra es ocupado posteriormente en una expansión subsecuente del gas y actúa para amplificar cualquier movimiento oscilatorio inicial. La excitación de ondas gravitacionales internas podría ocurrir por inestabilidades que ocurriesen por las reacciones termonucleares.

Uno u otro de los mecanismo de excitación de los modos p , o ambos, podrían operar en el Sol, y entonces un mecanismo de frenado es requerido para limitar su amplitud. Este es proporcionado en parte por la radiación, puesto que la compresión y calentamiento de la onda lleva a pérdidas radiativas (las cuales son despreciables para ondas acústicas, ya que las amplitudes son consideradas pequeñas), y en parte por la viscosidad. Las interacciones no lineales entre los modos pueden también ser importantes. Al respecto, la amplitud de un modo es determinado por un balance entre la excitación en alguna región del interior solar y el frenado sobre un volumen del interior solar que en general será diferente de la región de excitación.

La excitación y frenado de los modos puede ser estudiado analizando el espectro de energía para encontrar evidencias del decaimiento temporal y de re-excitación en la amplitud de los picos individuales, y también del ancho de los modos individuales en el diagrama- k_h .

Algunos resultados reportados del estudio de los modos p de baja l , indican decaimiento exponencial de picos de espectros individuales con un tiempo característico de varios días, y sugieren excitación intermitente de modos globales semejantes cada pocos días. Esta evidencia está de acuerdo con los estudios del ancho de los modos de n y l dadas y sugieren que los modos mantienen coherencia sobre muchomuchos ciclos, y pueden justificablemente ser referidos como oscilaciones globales. Se encuentran comportamientos similares para

los modos de l alta, de mediciones de su ancho en el plano $k_h-\omega$, aunque la naturaleza global de estos modos es menos clara, puesto que que son requeridos muchos más ciclos de coherencia, a sus longitudes de onda horizontales más cortas.

III.5.2.4. Comparación Entre las Propiedades Observadas y las Calculadas de los Modos-P.

La forma parabólica que aparentan las líneas de las figuras (III.5) y (III.7), es determinada por la condición de que la cavidad contenga un número impar de cuartos de longitudes de onda, así que:

$$\left(n + \frac{1}{2} \right) \pi = \int k_z dz = \omega \int \frac{dz}{v_s} \quad (III.3.35)$$

Y usando la expresión (III.3.18) se obtiene:

$$\left(n + \frac{1}{2} \right) \pi = \left(\frac{2\omega^2}{\gamma-1} \right) gk_h \quad (III.3.36)$$

o bien:

$$\omega_n^2 \cong \left(n + \frac{1}{2} \right) gk_h \quad (III.3.37)$$

de la cual resulta la dependencia predicha:

$$\omega \propto k_h^{1/2} \quad (\text{III.3.38})$$

que fué observada por primera vez, como ya se dijo, por Deubner.

Por otra parte, las crestas de los modos-p, las cuales están separadas temporalmente en la frecuencia ω , consisten de modos individuales en la coordenada espacial k_h , como puede apreciarse en las figuras (III.6) y (III.7). En efecto, las primeras observaciones de modos-p individuales resueltas en ω y k_h , fueron los modos-p de baja-l (figura (III.12)) detectados en intensidad total luz usando celdas de resonancia. Estos modos de baja-l tienen un espaciado mayor en k_h y pueden ser vistos como picos de espectros de energía individuales, aún en espectros unidimensionales de energía en ω , tales como los de la figura (III.12).

Sus frecuencias (en mHz), en el caso de orden n grande están dadas aproximadamente por:

$$\nu_{n,l} \cong (n + 1/2 + k)\Delta\nu \quad (\text{III.3.39})$$

en donde k y $\Delta\nu$ son constantes calculadas del modelo solar, y la separación entre valores n adyacentes sería $\Delta\nu \sim 135 \mu\text{Hz}$.

Entonces:

$$\nu_{n+1,l} - \nu_{n,l} \sim \Delta\nu, \quad (\text{III.3.40})$$

y por lo tanto:

$$\nu_{n,l+2} \sim \nu_{n+1,l}, \quad (\text{III.3.41})$$

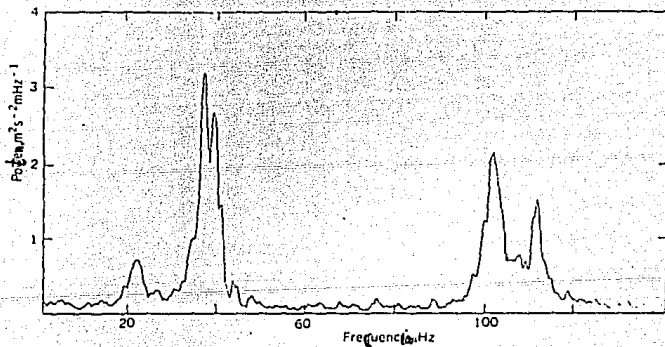
Puede entonces ser mostrado que, excepto para valores n muy bajos, los modos sucesivos de igual l , son equidistantes en frecuencia. Y esto es justo lo que se observa en el espectro de energía de estos modos, ilustrados en la figura (III.12).

Además, la relación (III.3.41) nos llevaría a esperar dos secuencias de l , par o impar, con frecuencias casi coincidentes. Las frecuencias de l -impar se ubicarían aproximadamente a la mitad entre los modos de l -par.

De hecho, se puede realizar una identificación convincente de los valores- l de estos modos- p de grado bajo, dividiendo el espectro de energía de la figura (III.12) en segmentos iguales de $\Delta\nu = 135 \mu\text{Hz}$, y superponiéndolos para incrementar la razón señal-ruido. Esto es realizado en la figura (III.14), la cual muestra que las posiciones de los picos concuerda muy bien con sus posiciones calculadas.

En efecto, si tomamos el pico $l=0$ como referencia, los picos de la serie-par de $l=2$ y la más débil $l=4$ siguen más cercanamente a las frecuencias predichas ligeramente más altas, mientras que el primer pico de l -impar, $l=1$, se ubica aproximadamente a la mitad entre $l=0$ y la frecuencia del pico de orden- n siguiente más alto y $l=0$. El pico de la serie impar $l=3$ también aparece débilmente a una frecuencia ligeramente más alta que la de $l=1$.

Figura (III.14) El rango de frecuencias entre 2.4 y 4.8 mHz para modos de baja l , obtenido por un promedio de superposición.



En general, la identificación del modo responsable para una determinada línea del espectro de energía de los modos-p de bajo-l, o para una cima dada en la gráfica $k_n-\omega$ de los modos de alta-l, es llevado a cabo por prueba y error comparando el espectro calculado con el observado.

III.5.2.5.Las Oscilaciones Como Una Sonda del Interior Solar.

La estrecha concordancia entre las líneas observadas y calculadas en el diagrama $k_n-\omega$, estimula el punto de vista de que el análisis de las diferencias residuales podría usarse para mejorar nuestra comprensión de los modelos del interior solar. De hecho, la técnica ha sido usada hasta ahora para probar la estructura térmica de la zona convectiva, determinar su profundidad, y colocar límites en el perfil radial de rotación en el interior solar.

El enfoque directo consiste en calcular la estructura del modo en el diagrama $k_n-\omega$, esperado para un interior solar estandar, y compararlo con las observaciones. El óptimo acercamiento a los datos es entonces variando los parámetros del modelo a través de prueba y error.

Un método más elegante es resolver el problema inverso en donde las relaciones que determinan los modos de un modelo estandar son invertidas para dar una solución para la estructura de la temperatura, directamente del espectro de los modos. Esta es la técnica usada por los sismólogos. Y lo hacen así debido a que disponen

información del tiempo de viaje, derivada de pulsos individuales (temblores). Para el caso solar, el problema inverso es menos bien definido en el sentido de que únicamente se dispone, hasta el momento, de información espectral y no de fase. En efecto, en principio la información pulso respuesta podría ser obtenida si las oscilaciones que se espera excitadas por una ráfaga pudieran ser medidas, pero esto aún no ha sido logrado.

La aplicación del enfoque directo para estudiar la estructura de temperatura de la zona convectiva está basada en la relación del periodo τ del modo, la profundidad de la cavidad δ , y la velocidad del sonido v_s , la cual se expresa como:

$$\tau = 2 \int_0^{\delta} \frac{dz}{v_s} \quad (\text{III.3.42})$$

En los primeros estudios de comparación se encontró que las frecuencias observadas estuvieron un poco por ciento más bajas que los valores calculados de un modelo estandar de zona convectiva con una razón de mezcla $l/H = 1.0$. Ahora, el mejor ajuste es logrado con $l/H = 2$, lo cual implica una convección más eficiente y, por lo tanto, un decremento de temperatura más lento (en otras términos, un gradiente superadiabático mas pequeño) en las capas más externas. Como consecuencia se tiene un modelo con una temperatura más baja en toda la zona de convección y también, una zona convectiva más profunda que se extiende hacia abajo hasta $0.7 R_{\odot}$. De la ecuación (III.3.42),

ambos efectos tenderán a disminuir la frecuencia de los modos observados.

Sin embargo, y esperando que esta situación sólo sea temporal, ninguno de estos modelos es capaz de reproducir las frecuencias observadas con precisión mejor que 0.1%, la cual es lograda en las observaciones.

En efecto, el análisis de los errores sugiere que los modelos son incompletos fuera de la región que es sólo una pequeña fracción del interior solar. De hecho, esta es la única región común de todos los modos estudiados. Así mismo, ésta es también la región en donde se espera que los modelos esféricamente simétricos produzcan los errores más grandes, ya que los gradientes de temperatura son más altos. Adicionalmente, los obstáculos magnéticos en la forma de regiones activas tienden a producir inhomogeneidades en la temperatura que reflejan, refractan, y finalmente absorben a las ondas acústicas, de manera diferente a como lo hacen los medios no magnéticos.

Por lo que respecta a la rotación del Sol, la medición de la rotación solar interna, a partir del desdoblamiento del modo-p, está basada en el principio descrito en la sección III.5.2.2, y también usa el hecho de que los modos-p, de progresivamente más baja-l, penetran más profundamente, así que su desdoblamiento es un indicador de las condiciones más próximas al centro del Sol. Por lo que, dadas las funciones de contribución en la profundidad, de los modos individuales, el perfil radial de la rotación solar puede entonces ser reconstruido a partir de un número suficiente de mediciones de

desdoblamiento del modo-p.

El primer intento para aplicar esta técnica usó modos de alta- l de $|m| = l$. Puesto que, el desdoblamiento del modo-p en frecuencia es proporcional a m , estos corrimientos fueron relativamente fáciles de medir. Además, ya que los modos de alta- l únicamente penetran hasta capas poco profundas, ellos dan información únicamente de la rotación muy cercana a la fotosfera. Es así que los resultados indican un incremento de la tasa de rotación angular de alrededor del 5% en los primeros 15000 km. Este resultado está en buena medida de acuerdo con el análisis de la rotación hecho por rastreo de características de la superficie solar tales como manchas solares, y es consistente, hasta cierto punto, con análisis más recientes que usan un rango más amplio de valores- l .

Por otra parte, se han dedicado grandes esfuerzos a estudiar los modos-p de grado bajo, ya que ellos proveen información de la rotación de capas más profundas. Sin embargo, han habido dificultades porque su desdoblamiento es más pequeño debido a que m es reducida enormemente. Por el momento no se ha obtenido una imagen consistente, y lo que es más grave, se duda acerca de que el desdoblamiento pequeño de estos modos pueda ser medido fuera de la resolución espacial dado el tiempo de vida finito de los modos de 5-minutos (y el valor- Q), el cual determina su ancho.

Los análisis de modos-p de grado bajo a intermedio (es decir con $l < 100$) con resolución espacial a través del disco, que recientemente se han hecho, indican que, dentro de una esfera que se extiende entre $0.4 R_{\odot}$ y casi $1 R_{\odot}$ del centro del Sol, la tasa de rotación no muestra un gradiente radial significativo. Hay también alguna evidencia de que el plasma, dentro de la región de $0.4 R_{\odot}$ del centro del Sol, rota rígidamente a una tasa intermedia entre las tasas de rotación fotosférica del polo y el ecuador.

Finalmente, una detección clara de los modos-g mejoraría sustancialmente las técnicas de diagnóstico para las regiones más internas, ya que las frecuencias de los modos-p son influenciadas principalmente por condiciones relativamente próximas a la fotosfera. Pero por el momento, las dificultades para detectar los modos-g tales como el ruido de barrido instrumental, atmosférico, y fuentes de ruido solar, en las regiones de baja frecuencia en donde se espera detectarlos, no han sido superadas. En consecuencia, se requieren registros más extensos de datos, experimentos en satélite y desde la Luna para hacer uso de los grandes tiempos de coherencia predichos para estos modos.

En el siguiente capítulo se hará una comparación entre las dos técnicas de exploración del interior solar, las cuales hasta el momento hemos descrito.

CAPITULO IV CONFRONTACION DE LOS RESULTADOS OBTENIDOS A PARTIR DE LAS TECNICAS DE LA HELIOSIMOLOGIA Y EL FLUJO DE NEUTRINOS.

Recientemente, con el aumento de datos del flujo de neutrinos solares y de experimentos heliosismológicos, se han estado proponiendo diversas consideraciones acerca del interior solar. En este capítulo estudiaremos la proposición (Kocharov, 1992), de una solución astrofísica al problema de los neutrinos solares basada en los datos disponibles, que podría verificarse con las mediciones que se tengan en un futuro próximo de los neutrinos de alta y baja energía, así como de experimentos heliosismológicos.

Recientemente, Hirata et al (1991), han descrito en detalle el método de medición por dispersión elástica neutrino-electrón de los neutrinos solares del B^8 , y también han discutido una muestra de datos que comprende 1040 días de observación del periodo de enero de 1987 a abril de 1990.

En dicho trabajo se muestra que los neutrinos llegan del Sol y que la distribución de energía es consistente con la forma conocida del espectro de neutrinos del B^8 . El flujo medido de los neutrinos de B^8 es $(2.7 \pm 0.5) \times 10^6 / \text{cm}^2 / \text{seg}$. En este resultado las incertidumbres sistemáticas y estadísticas son combinadas dando lugar a una sola incertidumbre global (Chen y Cherry, 1990).

Los modernos Modelos Solares Estandard (SSM) predicen flujos de neutrinos del B^8 de $(5.8 \pm 0.7) \times 10^6 / \text{cm}^2 / \text{seg.}$ (Bahcall y Ulrich, 1988) y de $(3.8 \pm 1.1) \times 10^6 / \text{cm}^2 / \text{seg.}$ (Turk-Chieze et al 1988). De donde se observa que la diferencia entre los dos valores teóricos, $(2 \pm 0.4) \times 10^6 / \text{cm}^2 / \text{seg.}$, es más alta que la diferencia entre el dato experimental y la predicción de los SSM (Turk-Chieze et al, 1988).

Por lo tanto, se puede decir que el flujo medido de neutrinos de B^8 es probablemente menor de lo que predice el SSM. En efecto, usando el flujo medido de neutrinos del B^8 , se puede estimar la tasa de captura esperada de la reacción $\text{Cl}^{37}(\nu, e)\text{Ar}^{37}$. Al hacer los cálculos se encuentra que la tasa de captura esperada es de 4-5 SNU, (1 SNU es 10^{-36} capturas por segundo por átomo blanco).

Este valor está en buena concordancia con el dato correspondiente del experimento de cloro de Homestake y que es de 4.2 ± 0.12 SNU (Davis y Cox, 1991). Más aún, un análisis detallado de los resultados del experimento de Cl^{37} para cada extracción individual durante el periodo de enero de 1987 hasta abril de 1990, y de los datos del experimento de Kamiokande II (Hirata et al, 1991; Davis y Cox, 1991) muestra que hay una concordancia general entre los dos experimentos. Esta concordancia entre dos experimentos completamente diferentes es de gran importancia y es crucial en la consideración que estamos estudiando.

Empecemos por mencionar que para el periodo de tiempo de observación, la tasa de conteo en el experimento de cloro es más alta que la tasa de conteo para los últimos 20 años, y es prácticamente la misma que la correspondiente al mínimo solar previo: 4.1 ± 0.9 SNU (Davis y Cox, 1991).

En efecto, de acuerdo a Davis y Cox (1991), la tasa de la reacción $\text{Cl}^{37}(\nu_e, e^-)\text{Ar}^{37}$ fue la más baja en el máximo solar (1979.5-1980.7) a saber: 0.4 ± 0.1 SNU y para (1988.4-1990.3): 2.5 ± 0.5 SNU.

Entonces, una variación aparente del flujo de neutrinos solares en el experimento de cloro durante casi dos ciclos solares, ha sido buscada desde el punto de vista de una interconexión de diferentes modelos solares y fenómenos del interior. Al respecto, han sido formuladas las siguientes conclusiones principales:

I.-La tasa de producción de Ar^{37} esta anti correlacionada fuertemente con el número mensual de manchas solares y correlacionada con el diámetro solar (Davis, 1987; Bahcall, Field y Press, 1987; Bieber et al, 1990; Davis y Cox, 1991).

II.-Hay una correlación aparente de la tasa de producción de Ar^{37} con el campo magnético en la zona convectiva solar (Dorman y Wolfendale, 1991).

III.-Se ha demostrado que existe una correlación tentativa entre las variaciones de las oscilaciones solares acústicas de bajo orden durante el ciclo solar de 1977 a 1988 y la tasa de eventos en el detector de Cl^{37} durante el mismo periodo (Krauss, 1990).

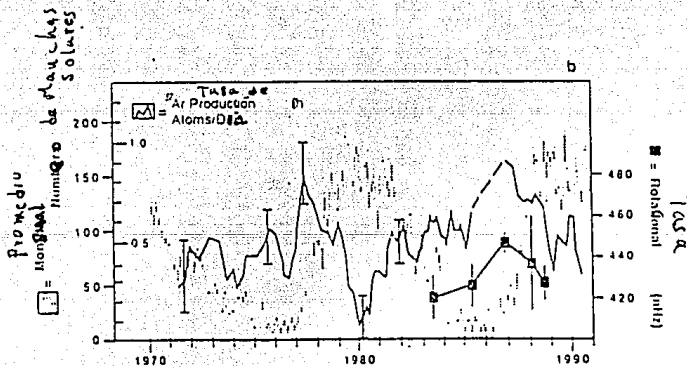
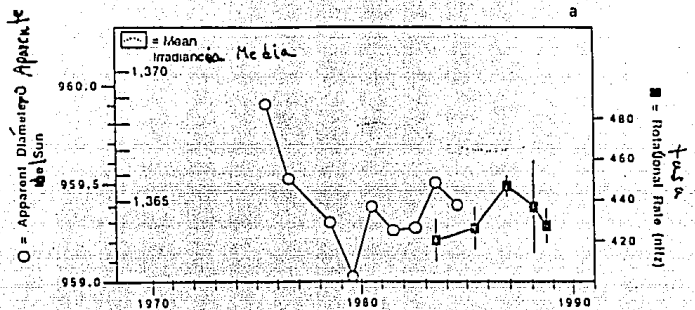
Así, los datos experimentales de neutrinos solares, heliosismología, irradiancia solar, número de manchas solares y semidiámetro del Sol durante durante las últimas décadas han mejorado considerablemente nuestro conocimiento del Sol.

De hecho, ellos muestran, fig. (IV.1), que puede haber una interconexión entre los procesos que ocurren en diferentes partes del interior solar del núcleo termonuclear a la superficie solar.

En particular, Goode y Dziembowski (1991), con base en datos heliosismológicos experimentales, han concluido que la tasa de rotación del núcleo solar en el interior profundo, muestra un máximo en el mínimo solar y parece estar anticorrelacionado con el número de manchas solares.

Al respecto, Roxburgh (1986), con el fin de explicar los datos experimentales de Duvall et al (1984) acerca de la rotación diferencial en el interior solar, consideró la siguiente posibilidad " ... las regiones centrales recientemente se han invertido, el material de momento angular bajo se mueve desde cerca del centro hasta $0.3 R_{\odot}$, llevando a una caída de la velocidad angular, y el material de momento angular alto se mueve hacia el centro, llevando así a un núcleo pequeño que rota rápidamente". Por otra parte, los neutrinos del B^8 son generados por la reacción $Be^7(p,\gamma)B^8$ en una región central muy pequeña (0.5% del radio solar R_{\odot}). Y de acuerdo a los SSM (Bahcall y Ulrich, 1988; Turk-Chieze et al, 1988; Sackmann, Boothroyd y Fowler, 1990), la abundancia de Be^7 es más alta en el centro y decrece muy rápidamente con la distancia desde el centro.

Figura (IV.1) a) Irradiancia solar y variacion del semidiametro comparado a la rotacion diferencial. b) Flujo de neutrinos solares comparado al numero promedio de manchas solares mensual.



Por lo que, si la abundancia de Be^7 es alta en una región central pequeña durante un mínimo solar, y es baja en un máximo solar, la variación temporal de la tasa de producción de Ar^{37} puede ser explicada.

Ahora bien, un decremento de la abundancia de Be^7 durante el intervalo de tiempo de un mínimo a un máximo solar puede ser debido a material que se mueve de una región muy central a una región localizada a una distancia de $R=0.05 R_{\odot}$. Y durante el intervalo de tiempo del máximo al mínimo solar, la abundancia del Be^7 en la región de generación del B^8 será completamente reestablecida debido a la reacción $\text{He}^3(\text{He}^4, \gamma)\text{Be}^7$, porque el tiempo de vida de los iones de Be^7 en el interior solar es de únicamente varios meses (Kocharov, 1964). Por lo tanto, es posible tener una baja tasa de producción de átomos de Ar^{37} en el máximo solar y una tasa alta en el mínimo solar.

Así entonces es de suma importancia contar con los resultados próximos a obtenerse del experimento GALLEX, las nuevas mediciones del flujo de neutrinos del B^8 (de los experimentos de Cloro y del de Kamiokonde) y los nuevos datos heliosismológicos acerca de la tasa de la rotación interna solar y de los procesos de mezcla en la región de generación del B^8 .

En realidad se requieren no solo nuevos datos experimentales, sino también nuevos modelos solares basados también en los avances heliosismológicos, para poder así resolver los diversos problemas planteados.

Dentro de éstos, tal vez el más excitante y más difícil sea el de una posible conexión genérica entre las variaciones de la actividad solar y el flujo de neutrinos, la cual fué supuesta hace muchos años por G. Zatsépin y V. Kuzmin (1964).

Veamos ahora que pasa con el modelo solar a partir de la heliosismología.

Recientemente, Dziembowski et al (1990), determinaron la presión y la densidad en el interior solar usando frecuencias observadas de los modos p solares para armónicos esféricos de grado $l \leq 100$, usando un método no-asimptótico que les permitió tener una precisión capaz de probar la producción de energía en el núcleo. Y al comparar con determinaciones previas de la velocidad del sonido encontraron una notable concordancia con lo obtenido por Christensen-Dalsgaard et al (1985), en donde utilizaron un método asimptótico.

Asimismo, estos autores confirmaron que la mayoría de las diferencias entre los modelos solares standard y el modelo de la heliosismología, puede ser explicado si la opacidad en el interior del Sol es más alta que la supuesta y dicen que hay una anomalía estructural en la parte más profunda del interior lo cual puede ser interpretado como una evidencia de que el Sol tiene un pequeño núcleo convectivo.

Sin datos confiables de la opacidad, uno no puede determinar separadamente la temperatura y el contenido de hidrógeno en el núcleo productor de energía, ni evaluar el flujo de neutrinos F_ν .

Así, los autores han buscado un valor mínimo de F_ν , considerando las distribuciones de presión y densidad a partir de la heliosismología para una clase de perfiles plausibles de contenido de hidrógeno. Y hallaron que este valor mínimo excede los 10 SNU. Sus resultados muestran que, los datos de modos p solares, empeora el problema de los neutrinos solares, y sugieren que la solución cae en el dominio de la física de partículas.

En efecto, mediciones recientes del flujo de neutrinos solares (Davis 1989; Hirata et al 1989) muestran, más claramente que antes, que los valores predichos por los cálculos a partir de los modelos son sistemáticamente muy altos. Y en este contexto, el papel de la heliosismología en la solución del problema es un tema más de controversia ya que Bahcall y Ulrich argumentan que la determinación de la frecuencia de los modos p y la medida del flujo de neutrinos, son técnicas complementarias de explorar el interior solar, así que hay únicamente una coexión débil entre los problemas que surgen por las discrepancias entre mediciones y predicciones en estos casos.

Dziembowski et al (1990), defienden un punto de vista diferente. Consideran que el problema no es trivial, porque mientras los neutrinos son producidos en la parte más interna del núcleo con una tasa que depende principalmente de la temperatura, la frecuencia de los modos p dependen principalmente del comportamiento de la velocidad del sonido en la envolvente.

Sin embargo estos autores muestran que hay suficiente sensibilidad en las frecuencias para el interior como para alcanzar una razonable precisión en la determinación de la presión y la densidad en la región en la que se producen los neutrinos.

Más aún, aunque si bien la determinación de estas funciones termodinámicas no es suficiente para conocer la temperatura, esto permite tener una cota inferior en el flujo de neutrinos, lo cual es interesante.

Este trabajo de Dziembowski et al, no es el primer intento de usar los datos de oscilación acústica en relación a la paradoja del flujo de neutrinos.

En efecto, desde hace algún tiempo, ha sido conocido que las separaciones pequeñas de frecuencia entre modos de armónicos esféricos de grados 0 y 2 para ordenes radiales n y $n-1$, respectivamente, son sensibles principalmente a la estructura interior. Y los valores medidos fueron utilizados por Gough (1983) y por Cox y Kidman (1984) como argumento en contra de los modelos solares que consideran un núcleo parcialmente mezclado y que predicen un bajo flujo de neutrinos.

En contraposición, diferentes modelos solares no estandar con baja producción de neutrinos recibieron apoyo como resultado de la comparación de las separaciones pequeñas calculadas y medidas.

En efecto, Faulkner, Gough y Vahia (1986) y Däppen, Gilliland y Christensen-Dalsgaard (1986) mostraron que, para un modelo que contiene partículas masivas que interactúan débilmente (WIMPs), las concordancias en las separaciones son mejores que para los modelos estandar.

El enfoque del problema por parte de Dziembowski es similar al usado por Gough y Kosovichev (1989). En ambos estudios fueron usados un número muy grande de datos de frecuencia para modos de grados bajos e intermedios para determinar parámetros físicos en el núcleo solar como funciones de la distancia desde el centro.

Sin embargo, los resultados fueron muy diferentes. El flujo de neutrinos evaluado por Gough y Kosovichev es un tercio, a lo más, de la cota más baja obtenida por los primeros. Y la causa de esta discrepancia no ha sido completamente explicada.

IV.1. EL INTERIOR SOLAR COMO ES VISTO POR LOS MODOS P.

La diferencia de $u(r) = p/\rho$ y $\rho(r)$, en donde p es la presión y ρ la densidad, entre el modelo solar obtenido por medio de la heliosismología y los modelos calculados en base a la teoría estandar de la evolución estelar, son a lo más de un poco por ciento y por lo tanto muy pequeños para estandares astrofísicos.

Sin embargo, aparecen las siguientes características comunes; $\Delta u > 0$ en la parte más externa del interior radiativo, y $\Delta u < 0$ en su parte más interna, excepto quizá muy cerca del centro. La transición entre estas dos partes ocurre en $r \approx 0.3R$.

Ahora bien, la característica más importante del valor de $\Delta u(r)$ hallado en la mayoría de los métodos de inversión, es su forma de surgimiento hacia el interior cerca del centro, iniciando, de acuerdo a la inversión realizada por Dziembowski et al (1990), en $r = 0.07R$.

Desafortunadamente, esta es la región solar más difícil de probar con el modo p, lo cual es reflejado en el tamaño de los errores mostrados en las figuras (IV.2) y (IV.3);

Figura (IV.2) Resultados de la inversión de frecuencias como son obtenidos. Las líneas continuas corresponden a la división del intervalo (0,1) en 30 bins, las líneas punteadas en 20 bins. La grafica de la derecha es obtenida de las frecuencias observadas, la de la izquierda para las calculadas del modelo Z03.

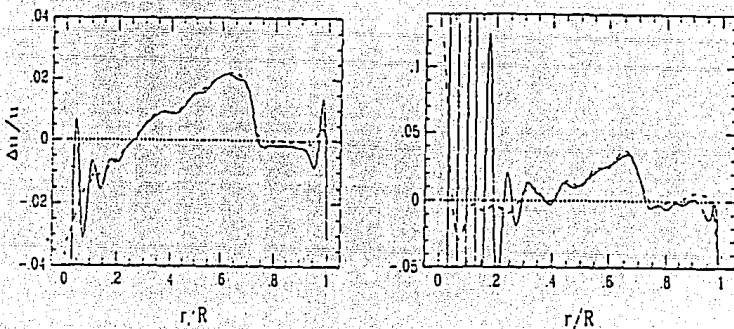
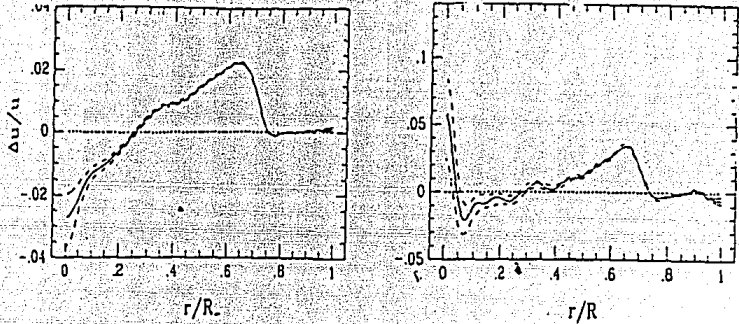


Figura (iv.3) Lo mismo que la anterior pero con la regularizacion $\alpha=50$. Para el caso de 20m bins se grafican dos lineas correspondientes a los errores $\bar{\tau}$.



Teniendo presente esta incertidumbre, así como la posibilidad de que esta característica surja de un error sistemático dependiente de l en la medición de la frecuencia, se cree que esta característica merece atención.

Por otra parte, es bien sabido que en los modelos estandar solares, la velocidad del sonido no alcanza su máximo en el centro sino más bien un poco arriba. En el modelo de Sienkiewicz, Bahcall & Paczynski (1989), que fué el modelo estandar referencia usado por Dziembowski et al, el máximo ocurre en $r=0.08R$, debido a que tenemos , aproximadamente;

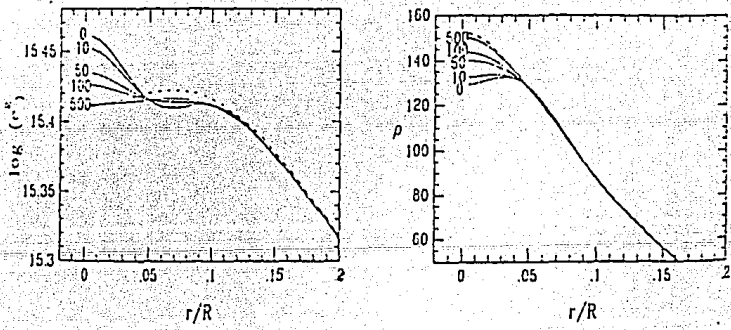
$$c^2 \sim u \sim T(1.25X + 0.745)$$

(IV.1)

de donde se ve que, si no hay mezcla, un incremento hacia adentro de la temperatura, puede ser sobrecompensado por un decremento del segundo término causado por la "quema" del hidrógeno.

El comportamiento de la velocidad del sonido hallado por Dziembowski et al con su método de inversión y mostrado en la figura (iv.4) sugiere que el núcleo solar abajo de alrededor de $x=0.04$ es mezclado.

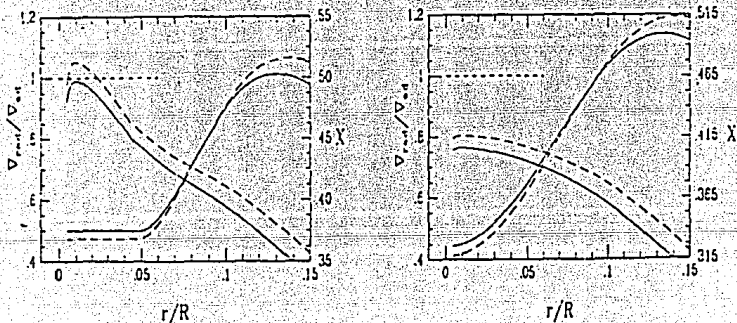
Figura (IV.4) La grafica de la izquierda es la de velocidad-sonido cuadrado, c_s^2 , y la de la derecha, la de la densidad en el nucleo solar como es obtenido por el metodo de inversion con varios valores del parametro α de regularizacion. Las líneas punteadas muestran el comportamiento en el modelo de referencia.



Esta conclusión puede ser evitada únicamente para valores grandes del parámetro α , lo cual lleva a un incremento significativo de χ^2 .

La figura (IV.5) muestra que este pequeño núcleo puede ser convectivo. En efecto, el gradiente de densidad en aquella región, formalmente obtenido de la inversión con un valor bajo de α , es aún menos pronunciado que en el caso de una estratificación adiabática.

Figura (IV.5) Perfiles de contenido de hidrogeno y razones del gradiente de temperatura en el interior solar para dos modelos solares calculados suponiendo equilibrio termico para $p(r)$ y $\rho(r)$ obtenidos de la Invers. Ion de frecuencia para $\alpha=50$ (grafica de la izquierda) y 500 (grafica de la derecha). La linea continua corresponde a la opacidad estandar y la linea punteada a la opacidad mejorada en un 9 %.



Por supuesto, la convección en el núcleo debe ser eficiente y por lo tanto, si se confirma un comportamiento semejante en él, aquella puede ser únicamente interpretada como una falla de nuestras suposiciones básicas concernientes al equilibrio mecánico y/o termodinámica.

Así entonces, habiendo determinado las funciones $p(r)$ y $\rho(r)$ en el interior del Sol, se puede intentar construir un modelo heliosismológico completo, suponiendo:

- 1) Equilibrio Térmico.
- 2) $T=T(p,\rho,X)$ dependiente de termodinámica.
- 3) Coeficiente de opacidad en la forma $k=k(\rho,T,X)$.
- 4) Que la tasa de generación de energía nuclear dada como $\epsilon=c(\rho,T,X)$.

Dziembowski et al consideraron modelos con un núcleo puramente radiativo y también modelos con una pequeña región convectiva más interna.

Para este último caso, las funciones $p(r)$ y $\rho(r)$, en esta región más profunda, fueron tomadas de la solución adiabática ajustada en $r=0.045R$ a aquella obtenida de la inversión.

En la figura (IV.5), se compara $X(r)$ y la razón de los gradientes de temperatura adiabático y radiativo resultante de la solución del problema con las mismas funciones obtenidas, suponiendo un mejoramiento artificial de la opacidad del 9 % como es requerido por autoconsistencia del modelo que contiene un núcleo convectivo pequeño. Pero un mejoramiento algo mayor de la opacidad es necesario para evitar un decremento del flujo hacia afuera del contenido fraccional de hidrógeno, físicamente inaceptable, que ocurre en ambos modelos mostrados en la figura (IV.4).

De lo anterior es claro que, hasta ahora, una discriminación entre los modelos con o sin la región convectiva más interna es imposible. Esto seguramente caé dentro del alcance de la heliosismología, pero ello requiere mucha mayor precisión en los datos de frecuencia.

En efecto, la evidencia más fuerte de que la opacidad en el interior radiativo del Sol es subestimada, proviene del comportamiento de $\Delta u_{\Delta c^2}$ fuera del núcleo productor de energía.

Lo anterior fué observado por Christensen-Dalsgaard et al (1988), quienes sugirieron la necesidad de mejorar la opacidad en un 25%. Asimismo, Korzennik & Ulrich (1989) sugirieron un incremento de la opacidad, debajo de la región convectiva, como una de las dos implicaciones alternativas de su inversión de frecuencias.

Ahora, de las figuras (IV.2)-(IV.4), se puede ver que arriba de $r \approx 0.015R$, hay una similitud inesperada entre las dos funciones $\Delta u(r)$, una obtenida de las frecuencias observadas y la otra calculada por el modelo llamado Z03, el cual tiene la mismas consideraciones físicas que el modelo de Sienkiewicks, Bahcall & Paczynski (1989), pero con un contenido mayor de elementos pesados, específicamente, $Z=0.03$ en lugar del estandar $Z=0.01936$. Este modelo Z03 fué el usado por Dziembowski et al para probar su procedimiento de inversión. Y el efecto dominante del mayor contenido de elementos pesados, asumidos por este modelo, es la opacidad más alta en el interior.

En resumen, en el marco de la presente teoría, es imposible decidir si las modificaciones requeridas significan de hecho algún cambio en el tratamiento de la distribución de los elementos pesados, o si un cambio auténtico en el camino del coeficiente de opacidad es calculado. Dziembowski et al, prefieren la segunda opción.

En cualquier caso, uno no puede apoyarse en la heliosismología para proporcionar un modelo solar completo hasta que el problema de la opacidad sea resuelto.

CAPITULO V. RESUMEN Y CONCLUSIONES.

En esta tesis se presentó una revisión de las técnicas heliosismológicas y las que utilizan el flujo de neutrinos y su uso para estudiar el interior solar. Además del interés intrínseco del tema resulta claro que el estudio de ellas nos permitirá conocer más en detalle los procesos de generación de energía no solamente del Sol sino otras estrellas; asimismo, entender más el problema de los neutrinos solares y abrir nuevas posibles alternativas que conduzcan a resolverlo.

De cualquier manera la heliosismología y el flujo de neutrinos es un campo de estudio que tiene su propio interés y ello tal vez sea suficiente para ser estudiado. A continuación se dan algunas ideas generales a manera de resumen y al final presentamos las conclusiones.

V.1.1.¿ Qué es la Heliosismología?

La Heliosismología es una disciplina astronómica que combina las técnicas computacionales y las herramientas teóricas similares a las empleadas por los geofísicos en sus estudios del interior de la Tierra.

Esta disciplina es empleada por los físicos para estudiar las capas del interior del Sol que de otra manera no podrían ser "vistas".

Específicamente emplean observaciones de los movimientos oscilatorios y de las fluctuaciones de la temperatura que parecen estar siempre presentes en las capas de la superficie solar. Se usan para probar la estructura termodinámica y la dinámica de ellas, considerándolas funciones de la distancia radial hacia el centro a lo largo del plano ecuatorial solar, de la latitud solar y del tiempo.

La heliosismología resulta del hecho de que el Sol está constantemente oscilando.

V.1.2.¿Cómo son hechas las mediciones heliosismológicas?

De las mediciones que se hacen de las oscilaciones solares se puede decir que son de cinco tipos principales. Dos de estos tipos consideran al Sol como si fuera una estrella. Es decir, como si fuera un sólo punto fuente de luz, sin extensión espacial. En uno se mide la irradiancia solar y, en el otro, los movimientos hacia adentro y hacia afuera del hemisferio entero solar visible son integrados en mediciones de velocidades radiales de puntos individuales.

Las otras dos técnicas hacen uso de la proximidad del Sol a la Tierra para obtener mediciones resueltas espacialmente del hemisferio solar del lado de la Tierra. Una de estas técnicas ha estudiado las fluctuaciones bidimensionales de intensidad a través de la superficie solar, mientras que la otra técnica los patrones de velocidad hacia afuera y hacia adentro. La quinta técnica realiza mediciones de la brillantez cerca de los bordes extremos del disco solar.

Todos estos cinco tipos de mediciones son empleados usualmente en estudios heliosismológicos instalados en la superficie terrestre. Y serán empleados simultáneamente en el grupo de los tres instrumentos heliosismológicos que van a bordo de la misión espacial SOHO.

V.3. Naturaleza de las oscilaciones.

Los movimientos oscilatorios pueden generarse en el interior solar como respuesta a perturbaciones ocasionadas por gradientes de presión y también a las ocasionadas por gravedad. Los gradientes de presión dan origen a ondas de presión o acústicas, conocidos como modos p. La acción de la fuerza de gravedad causa efectos de cizalla que se manifiestan como movimientos convectivos o como ondas gravitacionales, llamadas modos g, en donde el plasma solar es localmente estable en contra de la convección. Parece ser que registrar únicamente los modos p se ha hecho sin ambigüedad, aunque si bien estudios recientes pretenden observar los efectos superficiales de modos g internos de grado bajo.

Como es bien sabido, en el interior del Sol no hay fronteras sólidas dentro de las cuales los modos acústicos pudieran ser confinados. A pesar de ello, las intensas variaciones radiales en la temperatura y densidad del plasma solar, permite, a cavidades acústicas de muchas longitudes efectivas diferentes, estar presentes simultáneamente en el interior solar. Cada una de estas cavidades posee una frontera reflejante interna y externa, en las cuales la dirección de propagación de las ondas es invertida.

En efecto, justo debajo de las capas solares superficiales, la densidad del gas se incrementa rápidamente en una distancia radial corta. Este incremento rápido de la densidad refleja a las ondas de sonido que viajan hacia afuera, regresándolas al interior de las capas más profundas del interior solar. Entonces, las ondas sonoras reflejadas viajan hacia el centro del Sol en donde la temperatura y densidad del gas son mucho mayores que en las zonas cercanas a la superficie. Este incremento, hacia el interior, de la temperatura, hace que la velocidad del sonido en el interior también se incremente hacia el centro del Sol.

En el caso de los modos de oscilación no radiales, los frentes de onda acústicos son inclinados en una forma tal que una parte de cada onda está localizada más cerca del centro del Sol que el resto de la onda.

Debido a que la velocidad del sonido se incrementa hacia el interior, esta parte más profunda del frente de ondas viaja ligeramente más rápido que el resto de dicho frente.

Esta diferencia en velocidad ocasiona que el frente de ondas sea refractado, alejándolo de su dirección, que originalmente era radialmente hacia el interior. Eventualmente, el frente es refractado a través de un ángulo de 90° . En este punto la onda no puede viajar más hacia el interior del Sol y entonces empieza a viajar de regreso para afuera, hacia la capa reflectora externa.

La distancia radial dentro del Sol, a la cual una onda viajera hacia el interior es regresada hacia el exterior, se le llama frontera reflectora interna de la cavidad acústica. La profundidad a la cual esta frontera reflectora interna se localiza, es diferente para modos p solares diferentes.

La profundidad de penetración de un modo acústico solar dado, está relacionado directamente a su longitud de escala horizontal en la superficie solar. Y debido a que existen diferentes escalas horizontales dentro del Sol para un tiempo dado, el Sol puede ser visto como poseedor simultáneamente de cavidades acústicas de muchas longitudes diferentes.

Ahora bien, la existencia dentro del Sol de ondas propagándose hacia el interior y exterior, origina ondas estacionarias dentro de las cavidades acústicas.

Las frecuencias de estas ondas estacionarias dependen en parte de la extensión radial de la cavidad en la cual ellas resuenan. Por lo tanto, la existencia de ondas acústicas de varias longitudes dentro del Sol significa que hay muchas frecuencias diferentes simultáneamente excitadas dentro del Sol en cualquier momento.

V.2.Conclusiones

Uno de los principales resultados recientes de la heliosismología es de que nuestros mejores modelos solares estándares usuales, no predicen frecuencias de oscilación que coincidan con las frecuencias observadas a la precisión de las observaciones. Esta discrepancia ocasiona que los físicos teóricos intenten muchos refinamientos diferentes a los modelos solares. Uno de tales "refinamientos" ha sido considerar un decremento en la temperatura central del Sol en los modelos, lo cual ocasiona una baja en sus flujos de neutrinos solares predichos.

Un segundo refinamiento es la inclusión de las llamadas partículas masivas de débil interacción (WIMPs) dentro del interior solar como una posible causa de tales temperaturas centrales disminuidas.

Hasta el momento, ningún modelo solar ha sido capaz de resolver el problema de los neutrinos solares, incluyendo WIMPs, y reproducir todas las frecuencias de oscilación observadas.

Otros refinamientos usuales se han explorado e incluyen cambios a la ecuación de estado, o bien recalculan la opacidad del gas solar, y consideran cambios en el tratamiento de la convección en los modelos generados por computadora para aquella porción del interior solar.

El segundo resultado principal ha sido la medición de la velocidad angular interna del Sol en la mitad externa de su radio. Del análisis de los resultados está formándose la imagen de que el Sol mantiene la rotación diferencial latitudinal, la cual es observada en su superficie (en ella su ecuador rota más rápidamente de lo que lo hacen zonas de latitudes mayores), a través de su zona de convección, pero parece rotar más semejantemente a una esfera sólida en su interior radiativo, a partir de la región debajo de la zona de convección.

Un perfil semejante de rotación, si fuese verificado, implantaría severas constricciones en los modelos de dinamo, del cual se piensa se deriva el ciclo de actividad solar.

Debido a que los valores del flujo de neutrinos, predichos por los cálculos a partir de los modelos solares, han sido sistemáticamente más altos, y al hecho de que usando el flujo medido de neutrinos provenientes del B^8 para estimar la tasa de captura esperada para ellos debido al Cl^{37} , se obtiene, una buena concordancia, (resultado que se puede interpretar como una aceptable coincidencia entre dos experimentos completamente diferentes), creemos que se ha sobreestimado el cálculo del flujo de neutrinos.

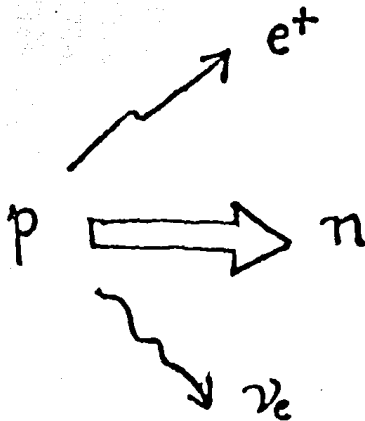
Salvo que los nuevos resultados heliosismológicos indiquen lo contrario, algunos tratamientos teóricos experimentales hacen indicar la existencia de un pequeño núcleo solar convectivo que rota rápidamente que podría explicar la tasa alta y una tasa baja del flujo de neutrinos durante un mínimo y un máximo de actividad solar respectivamente, ya que dichos movimientos convectivos determinarían la abundancia de Be^7 , de ciclo a ciclo solar, en la zona de generación del B^8 , alta en una región pequeña durante un mínimo y baja en un máximo.

En el estado actual, la Heliosismología no puede, por el momento, ofrecer una respuesta en un sentido u otro al problema de los neutrinos solares. Lo anterior debido a que sus primeros resultados aumentan la discrepancia entre el flujo de neutrinos calculado y observado. Parece ser que este hecho se debe a una mala estimación de la opacidad del Sol. Pero, a pesar de ello, los estudios heliosismológicos parecen indicar una anomalía en la región central solar, tal vez un núcleo convectivo pequeño.

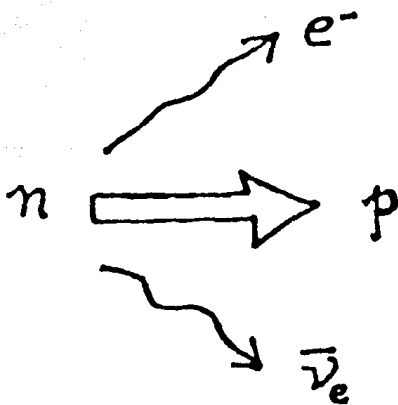
Así entonces, el problema de los neutrinos solares está en espera de una solución que seguramente llegará de una mejor comprensión del fenómeno y que esperamos llegue pronto.

APENDICE 1

PRODUCCION DE NEUTRINOS



PRODUCCION DE ANTINEUTRINOS



Ciclo protón-protón

Reacción	%	Energía máxima del neutrino (MeV)
$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu$	99.75	0.420
$p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu$	0.25	1.44
${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$		
I. ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$	86	
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$		
II. ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu$		0.861(90%), 0.383(10%)
${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2{}^4\text{He}$	14	
III. ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$		
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu$		14.06
${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2{}^4\text{He}$	0.02	

CICLO CNO

Reacción	Reacción Máxima del Neutrino (MeV)
$^{12}\text{C} + \text{p} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$	
$^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + \text{e}^+ + \nu$	1.2
$^{13}\text{C} + \text{p} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$	
$^{14}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$	
$^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + \text{e}^+ + \nu$	1.74
$^{15}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$	

REFERENCIAS.

- Acosta, V., Cowan L. C., Graham B.J.: *Fisica Moderna*, Harla, 1977.
- Bahcall, J.N.: *Space Sci. Rev.* 24, 227, 1979.
- Bahcall, J.N.: *Sears R.L., Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 10, 25, 1972.
- Bahcall, J.N.: *Space Sci. Rev.*, 24, 227, 1979
- Bakich, A.M.: *Space Sci. Rev.*, 49, 259, 1989.
- Basu, D.: *Solar Phys.*, 81, 363, 1982.
- Basilevskaya, G.A., Mukhamedzhanov A. M-A, Nikol'skii S. I., Stozhkov Yu I.: *Yad. Fiz.*, 39, 856, 1984.
- Cabrera, B.; Krauss, L.; Wilczek F.: *Phys. Rev. Lett.*, 55, 25, 1985.
- Christensen-Dalsgaard, J.; Gough, D.; Toomre, J.: *Science*, 229, 923, 1985.
- Christensen-Dalsgaard, J.; Duvall, T.L. Jr.; Gough, D.O.; Harvey, J.W.; Rhodes, E.J. Jr.: *Nature*, 315, 379, 1985.
- Deubner, F.: *Ann. Rev. Astrophysics*, 22, 593, 1984.
- Drukier, A.; Stodolsky L.: *Phys. Rev.*, 30, 2295, 1984.
- Dziembowski, W.A.; Pamyatnykh, A.A.; Sienkiewicz, R.: *Mont. Not. R. astr. Soc.*, 244, 542, 1990.
- Faulkner, J.; Gilliland R.: *Astrophys. J.*, 299, 994, 1985.
- Foukal, P. : *Solar Astrophysics*, John Wiley and Sons, 1990.
- Fowler, W.: *Nature*, 238, 24, 1972.
- Gaisser, T.K.; Stanev, T.: *Talk given at the Conference on Solar Neutrino and Neutrino Astronomy*, 1984.

- Gaisser, T.K.; Stanev, T.: *Phys Rev.*, 31, 277, 1985.
- Gavrin, V.N.; Kopysov, Y.S.; Makeev N.T.: *Pls'ma Zh. Eksp. Teor Fiz*, 35, 491, 1982.
- Gough, D.: *Phys. Bull.*, 34, 502, 1983.
- Guilliland, R.; Faulkner, J.; Press, W.; Spergel, D.: *Submitted to the Astrophys. J.*, 1985.
- Hampel, W.: *Nature.*, 318, 312, 1985.
- Haymes, R.C.: *Introduction to Space Science*, John Wiley and Sons, 1971.
- Henning, H.; Schener, P.: *Stanford University*, 1986.
- Jackson, J. D.: *Classical Electrodynamics*, John Willey & Sons, 2da. ed., 1975.
- Joseph, C.L.: *Nature*, 312, 254, 1984.
- Kocharov, G.: *Verlag Karl Thiemig*, 1979.
- Kocharov, G.: *Solar Phys.*, 142, 407, 1992.
- Kopisov, Y.S.: *Zh. Eksp. Teor. Riz*, 34, 289, 1981.
- Lanzerotti, L.J.; Raghavan, R.S.: *Nature*, 293, 122, 1981.
- Newman, M.J.: *Phys. of the Sun.*, vol.III, 33, 1986
- Pecker, J.C.: *Ac.Sc.*, 291, 81B, 1980.
- Pérez-Enriquez, R.: *Comunic. Inter. UNAM*, 1987.
- Raychaudhuri, P.: *Solar Phys.*, 106, 421, 1986.
- Raychaudhuri, P.: *Solar Phys.*, 93, 397, 1984.
- Rhodes, E.J.: *The Astronomy and Astrophysics Encyclopedia*, Van Nostrand Reinhold, 869, 1972.
- Rhodes, E.J.: *Astrophys.J.*, 406, 714, 1993.
- Sakurai, K.: *Nature*, 278, 146, 1979.

Sakurai, K.: *IPKV Research Note*, 1980.

Schwarzschild, Martin: *Structure and Evolution of the Stars*. Dover, 1958.

Steinberger, J.: *Science*, 259, 1872, 1993.

Stix Michael: *The Sun, an introduction*, Springer-Verlag, 1989.

Subramanian, A.: *Curr.Sci.*, 48, 705, 1979.

Taylor, R.J.: *Q.J.R. Astr.Soc.*, 30, 125, 1989.

Ulrich R., *Science*, 190, 619,

3 7 Veltman, M.: *Proc. Roy. Soc.*, 301, 107, 1967.

Waldrop, M.: *Science*, 229, 955, 1985.

Wang, H.-Z.: *Solar Phys.*, 140, 203, 1992.