

39
29



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO
FACULTAD DE CIENCIAS

UNIVERSIDAD NACIONAL
AVENIDA DE
MEXICO

RADIOASTRONOMIA SOLAR EN MICROONDAS Y EL RADIO-
INTERFEROMETRO IK DEL IGFUNAM

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

TESIS QUE PARA OBTENER EL TITULO DE
F I S I C O
PRESENTA
FLUVIO CESAR RUIZ ALARCON.

MEXICO, D. F.

1990.



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

PROLOGO	1
INTRODUCCION	2
CAPITULO I.- EL SOL	
1.1 La Estructura del Sol	
a) Introducci3n	7
b) El Interior del Sol	8
c) La Fot3sfera	11
d) La Crom3sfera	13
e) La Corona	14
1.2 Campo Magn3tico y Actividad Solar	
a) Campos Magn3ticos Solares	16
b) Manchas Solares	17
c) Ráfagas	21
d) Gránulos, Protuberancias, Hoyos Coronales	22
e) Características Magn3ticas del Viento Solar	24
CAPITULO II.- EMISIONES SOLARES	
2.1 Emisiones Electromagn3ticas del Sol	
a) Introducci3n	26
b) El Espectro Electromagn3tico	28
c) Las Ventanas Optica y de Radio	31
d) El Espectro de Fraunhofer	32
2.2 Mecanismos de Emisi3n	
a) Introducci3n	33
b) Emisi3n T3rmica	34
c) Emisi3n de Plasma	37
d) Bremsstrahlung	39
e) Emisiones Ciclotr3nica y Sincrotr3nica	41
CAPITULO III.-EMISIONES DE RADIO DEL SOL	
3.1 Introducci3n	44
3.2 Las Frecuencias de Radio Características de la Atm3sfera Solar	45
3.3 El Sol Quieto	48
3.4 La Componente S	50

a) La Componente S en cm y dm	51
b) La Componente S para Emisiones Métricas	53
3.5 Estallidos	55
CAPITULO IV.- EL RADIOINTERFEROMETRO "IK"	
4.1 Radiotelescopios	64
4.2 Interferómetros	68
4.3 Radioespectrógrafos Solares	72
4.4 Descripción del Ik	
a) Descripción General	74
b) Descripción de los Cuatro Canales	76
c) Datos Observacionales	81
CONCLUSIONES	83
REFERENCIAS	85
APENDICE 1	87
APENDICE 2	89

PROLOGO

En esta tesis se hace una descripción de las diversas regiones del Sol: el interior, la fotosfera, la cromósfera y la corona. Se destacan las características físicas principales de cada una de estas regiones del Sol, así como las diversas manifestaciones de la actividad solar que en ellas ocurren. En particular se describen los campos magnéticos y las manchas solares, las ráfagas, los gránulos, las protuberancias, los hoyos coronales y el viento solar. Se describe también el ciclo de actividad solar y su naturaleza magnética.

Tras analizar la estructura solar, se destacan los aspectos generales más importantes de sus emisiones electromagnéticas como son el espectro electromagnético, las ventanas óptica y de radio y el espectro de Fraunhofer. A continuación se describen los diversos mecanismos de emisión, los cuales, por su origen se dividen en emisión térmica, de plasma, bremsstrahlung o "emisión de frenado" y las emisiones ciclotrónica y sincrotrónica.

De las emisiones electromagnéticas en general, pasamos a estudiar, en particular, las emisiones de radio del Sol, empezando por explicar cómo se generan las frecuencias de radio características de la atmósfera solar y haciendo después una descripción de las diferentes emisiones de radio solares. En primer término, se describe la emisión conocida como del Sol quieto, después, la llamada componente lentamente variable o componente S y por último, los distintos tipos de "estallidos".

Posteriormente, se habla de los principales instrumentos utilizados en radioastronomía: radiotelescopios, interferómetros y radioespectrógrafos solares. En particular, se muestra la estructura y funcionamiento del radiointerferómetro Ik que opera en forma continua en el IGFUNAM.

INTRODUCCION

En los años siguientes al descubrimiento de las ondas de radio, hecho por Heinrich Hertz en 1888, se realizaron varios intentos para detectar ondas de radio provenientes del Sol. El primero de ellos lo hizo Thomas Edison en 1890, utilizando una gran masa de mineral de hierro que encontró en una mina en New Jersey. Edison colocó grandes lazos de alambre alrededor de la mina con la idea de conectarlos a un teléfono y convertir las ondas de radio en sonido. Este intento fracasó debido a la presencia de la ionósfera terrestre.

En 1894, Oliver Lodge continuó esta búsqueda de la radioemisión solar. Trató de detectar radiación solar de ondas largas, filtrando las ondas de luz ordinarias por una pantalla suficientemente opaca. No tuvo éxito en este experimento debido a las muchas perturbaciones terrestres de la industrial Liverpool.

El siguiente intento infructuoso fue hecho en 1900 por un estudiante francés llamado Charles Nordman, quien en su tesis doctoral se refirió a previos experimentos fallidos hechos por Scheiner y Wilsing en Postdam. Nordman utilizó una antena de 175 m y realizó su experimento a una altura de 3100 m tratando con ello de evitar la acción absorbente de la atmósfera terrestre. Nordman había predicho que la actividad de las manchas solares podría producir ondas de radio. De cualquier forma la ionósfera arruinó su experimento.

En 1932 Karl Jansky descubrió ondas de radio de la Vía Láctea. Este descubrimiento se dió casi tan pronto como la sensibilidad de los radiorreceptores de alta frecuencia se volvió adecuada para detectar ondas de radio cósmicas y, de hecho, Jansky pudo haber detectado ondas de radio solares, pero no fue así porque entonces era momento de mínima actividad de manchas solares y el nivel de radioemisión térmica del Sol quieto era muy bajo a longitudes de onda de metros y decámetros. En los años que siguieron al descubrimiento de Jansky, hubo muchos reportes de altos niveles de ruido en receptores de onda corta en periodos de

mucha actividad solar pero su verdadera significación no fue apreciada. Por ejemplo, H.W. Newton, en 1936, se refirió en un artículo a los chisporroteos de radio reportados en comunicaciones de onda corta, precediendo a los desvanecimientos que, se sabía, acompañan a las grandes ráfagas solares. En 1938, D.W. Heightman se acercó a una explicación correcta cuando durante unos desvanecimientos recibió una radiación peculiar en su mayor parte sobre los 20 Mhz, que describió como un silbido muy alto que pensó que era causado por la llegada de partículas cargadas provenientes del Sol. En 1939, dos investigadores japoneses, Miya y Nakagami, casi descubrieron la verdadera naturaleza de la radiación cuando midieron la dirección de llegada, incluyendo la elevación, del ruido a 23 y 17 m; y aunque la dirección correspondió con la del Sol, erróneamente concluyeron que el ruido se originaba, probablemente, en o cerca de la capa E de la ionósfera. (Kundu, 1986)

En febrero de 1942 Stanley Hey hizo el descubrimiento de las ondas de radio del Sol. Este científico británico tuvo la iniciativa e imaginación para rastrear la causa de la interferencia de sus antenas de radar hasta la presencia de una actividad solar poco usual. El mismo año G.C. Southworth detectó la radiación térmica de microondas del Sol utilizando equipo de radar en un experimento especialmente planeado. Reber también reportó la detección del Sol a una longitud de ≈ 2 m. De las observaciones realizadas durante la aparición del gran grupo de manchas solares en febrero de 1946, Appleton y Hey establecieron que hay una intensa emisión en radio tras una ráfaga solar.

El descubrimiento de Hey marcó un cambio radical en los métodos utilizados para estudiar el Sol. Hasta 1942 nuestro conocimiento provenía únicamente de las observaciones ópticas, las cuales se refieren principalmente a eventos que se verifican dentro de una delgada capa alrededor de la superficie visible. A partir de entonces otros descubrimientos sobre la naturaleza del Sol en radio se sucedieron rápidamente. Los nuevos resultados dieron origen a nuevas técnicas; cada técnica nueva produjo nuevos resultados los cuales, a su vez, sugirieron el próximo avance técnico.

Las primeras observaciones en radio del Sol fueron hechas con radiotelescopios simples de resolución angular limitada; tales aparatos se encuentran aún en uso, en ciertas frecuencias, con el propósito de tener una medición continua del flujo total del Sol. Estas observaciones han revelado que la radio emisión del Sol en "calma" es lentamente variable. Por otro lado, en periodos de perturbación, y asociados con ráfagas solares, ocurren ciertos tipos de emisión llamados "estallidos". McCready en 1946; Pawsey y Payne-Scott en 1947; y Ryle y Vonberg también en 1946; encontraron que la tormenta de radiación se origina en un área pequeña del tamaño de una mancha solar, más o menos. McCready, Pawsey y Payne-Scott determinaron también la posición de las fuentes de tal radiación y encontraron que estaban localizadas en la vecindad de grupos de manchas. Martyn, Appleton y Hey, Ryle y Vonberg; en 1946, mostraron que esta radiación estaba muy fuertemente polarizada en forma circular. (Kundu, 1986)

De las observaciones en decímetros del Sol durante un eclipse solar en 1946, Covington (1947) identificó la componente lentamente variable o componente S.

Un gran avance para la comprensión de la física de los estallidos fue hecho en 1950, cuando Wild y McCready introdujeron el primer analizador espectral en la radio astronomía solar, el cual es un dispositivo de barrido de frecuencia que registra la intensidad del estallido como una función del tiempo sobre un amplio rango de frecuencias casi simultáneamente. Las observaciones hechas con este instrumento mostraron la existencia, en longitudes métricas, de diferentes tipos de estallidos, originados por distintos procesos físicos en la atmósfera solar. La introducción en 1953 del interferómetro de varios elementos hecha por Christiansen, hizo progresar significativamente la técnica de estudio del Sol quieto y la componente S. Las observaciones con instrumentos de este tipo han mostrado que la componente S en cm y dm se origina en regiones sobre las playas cromosféricas, mismas que se describen en la sección correspondiente a la cromósfera.

El primer radioheliógrafo bidimensional fue construido en Culgoora en 1968. Con este instrumento se pudo ver claramente el

plasma coronal, algunas veces en forma de largos rizos atados al Sol y otras como expulsiones aisladas moviéndose en el espacio interplanetario. (Wild, 1968)

En la actualidad, los vehículos espaciales han aportado elementos muy importantes para la comprensión de los diversos tipos de emisión de radio del Sol.

Tres son las componentes de la emisión de radio del Sol: el Sol quieto, la componente lentamente variable y los estallidos.

La componente del Sol quieto es la radiación que ocurre en ausencia de fuentes localizadas y se debe a radiación térmica de la atmósfera solar. El radioastrónomo australiano J.L. Pawsey, haciendo registros diarios del ruido solar a 1.5 m, encontró que incluso el nivel más bajo, correspondiente al Sol quieto, tenía una temperatura de brillo de un millón de grados. D.F. Martyn y V.L. Ginzberg dieron en forma independiente la interpretación correcta, esto es, que la radiación de Sol quieto provenía de la corona solar, donde la densidad electrónica sería suficiente para volverla opaca a longitudes métricas. De este resultado se desprendió que se podían utilizar diferentes longitudes de onda para explorar distintas regiones de la atmósfera solar y que ya no era necesario observar la corona del Sol a grandes alturas. Por otro lado, se ha observado también que la densidad electrónica coronal varía con el ciclo de actividad solar. Junto con los datos ópticos, las medidas en radio han permitido determinar la distribución de temperatura y densidad electrónicas en la atmósfera solar.

La componente lentamente variable se debe también a emisión térmica. Surge en regiones muy densas de la corona llamadas "condensaciones", las cuales tienen una temperatura aproximada de unos 2×10^6 °K. Estas regiones se localizan sobre las playas y manchas. El fuerte campo magnético de las manchas solares en los niveles más bajos de la atmósfera juega un papel importante en la generación de radiación intensa de estas regiones a longitudes de cm. Las observaciones de alta resolución de estas condensaciones, hechas simultáneamente sobre un amplio rango de longitudes de onda han dado como resultado la determinación de la distribución de la densidad electrónica y la temperatura sobre regiones activas

del Sol.

La tercera componente, los estallidos, se encuentra asociada con las ráfagas solares y se origina a todos los niveles de la atmósfera solar entre la parte más baja de la cromósfera y la parte externa de la corona, a alturas que pueden llegar a varios radios solares. Los estallidos se dan en longitudes de entre 4 mm y 40 m, exhibiendo propiedades muy diferenciadas de acuerdo a la longitud de onda.

Los estallidos en cm son los más simples: se manifiestan como un rápido aumento de intensidad usualmente seguido de un decaimiento más lento. La radiación está parcialmente polarizada en forma circular.

Los estallidos en dm son más complejos, muestran una gran variedad de fluctuaciones sobrepuestas al continuo. Estas fluctuaciones las más de las veces se presentan en forma de estallidos que pasan muy rápidamente (100 MHz o más) de las altas a las bajas frecuencias o viceversa.

Los estallidos en metros y decámetros se caracterizan por una gran variedad y complejidad. Algunos de estos estallidos se deben a radiación de plasma excitada por corrientes electrónicas (estallidos tipo III) u ondas de choque (tipo II). La radiación giro-sincrotrónica de electrones girando en el campo magnético de las manchas solares es el mecanismo utilizado para explicar la emisión tipo IV. (Kundu, 1965)

Más allá de ser complementarias a las observaciones ópticas, las observaciones en radio han contribuido enormemente al estudio de los procesos físicos que ocurren en plasmas totalmente ionizados. El conocimiento preciso de estos procesos en la generación de ondas de radio ha contribuido a la comprensión de las emisiones de radio de los planetas, galaxias y remanentes de supernovas.

A lo largo de esta tesis describiremos en más detalle estas emisiones y los mecanismos físicos involucrados en la generación de las mismas.

CAPITULO I

EL SOL

I. 1 LA ESTRUCTURA DEL SOL

I.1.1 LAS CAPAS DEL SOL

a) Introducción

El Sol es una esfera de gas caliente, pero no una esfera homogénea; tiene una estructura diferenciada en capas concéntricas de diferentes propiedades. La mayor parte del Sol es hidrógeno (92%) y el resto es casi todo helio. Los demás elementos, que son los mismos que constituyen a la Tierra, representan tan solo el 0.1% del número total de átomos. Ahora bien, hay que señalar que estas abundancias corresponden a las existentes en las capas más externas del Sol (atmósfera solar): la mayoría de las líneas oscuras de Fraunhofer se originan en las capas más bajas de la atmósfera solar, mientras las líneas de emisión solares (líneas brillantes) lo hacen en las capas altas de la atmósfera solar. Por lo que, en ambos casos, se manifiestan las condiciones específicas de la región en cuestión; es por ello que las proporciones señaladas arriba no son exactamente las mismas en las diferentes capas del Sol.

La superficie visible del Sol es la fotosfera, que es una capa muy delgada, de aproximadamente 300 km de espesor (0.05% del radio del Sol); vienen luego las capas superiores de tenue brillo pero claramente diferentes. La primera de ellas es una capa de luz rojiza llamada cromósfera, de aproximadamente 8000 km de espesor, por encima de ella se encuentra la corona, de tenue luz aperlada que se extiende hasta mucho más allá de la Tierra, de hecho, el Sol no tiene una superficie bien definida, sino que su densidad disminuye continuamente desde su centro hacia afuera a través de todo el sistema planetario y se mezcla, más allá de él, con el material interestelar. Lo que llamamos "radio del Sol" es la distancia del centro al borde superior de la fotosfera.

La estructura del interior del Sol no puede observarse en

forma directa y solo puede deducirse mediante consideraciones teóricas a partir de sus características superficiales. Así, se ha estimado que su interior está diferenciado en tres zonas. La más interna, el núcleo, que va desde el centro hasta una distancia de aproximadamente $2/10$ del radio del Sol, donde se produce en forma constante una enorme cantidad de energía. Esta energía es transportada hacia la superficie del Sol, primero en forma de radiación, por absorción y emisión de rayos X, y luego en forma convectiva (por medio de burbujas de gas caliente que suben hasta la superficie). La primera región corresponde a la zona radiativa, que se extiende desde dos décimas hasta seis u ocho décimas del radio del Sol, y la segunda es la zona convectiva, que va de ahí hasta la superficie. (Bravo, 1987)

b) El Interior del Sol

Desechada la teoría de la contracción de Helmholtz, restaba la idea de que la energía solar tenía que generarse, en alguna forma, de la conversión de materia en energía. En 1905, Einstein sentó una base cuantitativa al establecer la ecuación $E=mc^2$ (1). Sin embargo, los detalles del proceso permanecieron desconocidos hasta alrededor de 1930 en que Hans Bethe y Karl von Weizsacker formularon una reacción admisible.

Se estima que la materia próxima al centro del Sol tiene una temperatura de 15×10^6 °K y una densidad de 130 gm/cm^3 . La presión se halla en la proximidad de los mil millones de atmósferas. Bajo estas condiciones extremas son frecuentes las colisiones entre átomos y muchos núcleos son desprovistos de sus capas protectoras de electrones. Las circunstancias, son, en consecuencia, propicias para la producción de reacciones nucleares cuando estos núcleos desnudos colisionan entre sí a alta velocidad. La transformación básica implica la combinación de cuatro núcleos de hidrógeno, o protones, para formar un solo núcleo de helio, He^4 .

En esta reacción hallamos que el núcleo de helio pesa 4.7×10^{-26} gm menos que el peso combinado de los cuatro protones originales, y que esta materia perdida reaparece como energía de

acuerdo a:

$$E=mc^2=(4.7 \times 10^{-26} \text{ gm})(3 \times 10^{10} \text{ cm/seg})^2=4.2 \times 10^{-5} \text{ ergs}$$

Dado que es extremadamente improbable que cuatro protones choquen simultáneamente, es necesario formular una cadena de sucesos, más artificiosa en cierto modo, para la formación de He^4 .

En 1938, Bethe y von Weizsacker creían que el proceso más verosímil requería no menos de seis reacciones diferentes presentándose una tras otra. Esta secuencia se conoce como "ciclo del carbono" porque éste entra en él como conductor o catalizador. Actualmente se estima que aunque el ciclo del carbono puede predominar en la generación de energía de las estrellas muy masivas, desempeña solamente un papel secundario en el Sol, que es una estrella de masa promedio.

El proceso (de la reacción protón-protón) comienza (Smith, 1969) con la colisión de dos protones (H^1) para formar un núcleo de hidrógeno pesado (H^2) junto con un positrón e^+ y un neutrino (ν), es decir:



Posteriormente, el núcleo H^2 choca con otro protón para formar un isótopo ligero de helio y un rayo gamma:



La última reacción es la colisión de dos de los núcleos He^3 recién creados para producir un núcleo de helio ordinario, más dos protones y otro rayo gamma:



Es decir que a lo largo de estas reacciones 6 protones participan en la generación de dos núcleos de He^3 , recuperándose dos de éstos al final, por lo que la transmutación nuclear neta

fue la requerida: $4\text{H}^1\text{---- He}^4$.

Aunque esa reacción de fusión se automantiene una vez iniciada, para comenzarla se necesita una temperatura muy elevada, lo que constituye el problema medular de la mayoría de las dificultades que han aquejado a numerosos intentos de generar energía en el laboratorio mediante reacciones de fusión.

Al parecer, la elevada temperatura inicial para producir en el Sol la reacción protón-protón se generó a través de la contracción gravitacional de la gran masa difusa de gas que constituía el Sol primitivo.

Parte de la energía nuclear liberada aparece directamente como energía radiante con la apariencia de fotones de rayos γ , mientras que el positrón de la primera reacción es rápidamente atraído por un electrón negativo ordinario, y los dos se aniquilan entre sí a partir de que:



es decir, liberando todavía más energía en forma de radiación gamma. Por lo que por cada núcleo de helio que se forma se emiten un total de siete fotones de rayos gamma.

En suma, el interior del Sol viene a ser una especie de enorme horno nuclear cuyo combustible es hidrógeno a temperatura y presión enormes. Conforme se consume este combustible, la energía fluye hacia afuera en forma de radiación gamma, en tanto que el helio es dejado atrás como las "cenizas" de la reacción. Los fotones de rayos γ son absorbidos y emitidos repetidamente a medida que encuentran innumerables átomos en su largo viaje hacia la superficie del Sol, y en estos encuentros su energía se va degradando gradualmente, primero en la región de rayos X del espectro, después en la ultravioleta, finalmente en la luz visible y radiación infrarroja inmediata a la superficie solar o fotosfera. Así, es la radiación, más que la conducción o la convección, lo que produce en gran medida el acarreo de energía desde el horno nuclear a la superficie donde puede ser radiada al espacio; sin embargo, la agitación violenta que es tan visible en las fotografías de la fotosfera muestra que la convección puede

llegar a tener importante papel en las capas más exteriores.

Pese a ser particulares, los neutrinos producidos en la reacción protón-protón escapan del interior solar mucho más fácilmente que los fotones de rayos gamma, puesto que carecen de carga y, esencialmente, de masa (Morrison, 1962). Sin embargo, los experimentos realizados por diversos grupos científicos indican que llega a la Tierra sólo la tercera parte de los neutrinos pronosticados. Aún no se tiene una respuesta a la falta de neutrinos, pero se estima que al darse ésta, habrá novedosas implicaciones sobre nuestras ideas en torno a la física solar en particular y la física en general. (Bravo, 1987)

c) La Fotósfera

Como el Sol es un cuerpo gaseoso, la fotósfera no tiene límites bien definidos como, por ejemplo, la superficie de la Tierra. En contrapartida, es una capa superficial de transición en la que la presión del gas y la densidad disminuyen muy rápidamente al aumentar la altura. En el fondo de esta región el gas es completamente opaco a la luz visible, pero cerca de la parte superior es de gran transparencia. Su espesor total es de menos de 400 km (0.06 % del radio solar), por lo que aparece como una superficie maciza a simple vista, o aún usando un telescopio.

La mayor parte de la energía solar que se recibe en la Tierra proviene, justamente, de la fotósfera, que emite un continuo de radiación electromagnética, casi toda en el visible. Las capas superiores de la fotósfera también absorben radiación, produciendo el espectro de líneas de absorción de Fraunhofer que se superpone al espectro continuo de emisión. Estas líneas se producen por la presencia de una capa de gas más frío que rodea a la fotósfera, denominada capa inversora.

Sin embargo sucede que en diferentes niveles de la fotósfera superior y la cromósfera inferior se producen líneas distintas de absorción, de suerte que el concepto de una sola capa inversora bien definida ha llegado a ser sumamente artificial. Además, las líneas no pueden formarse simplemente por absorción en las frecuencias de resonancia de los átomos que interfieren, porque no

se dispone tan fácilmente de energía. Un átomo que ha sido excitado por la absorción de un fotón tiende a reirradiar su recientemente adquirida energía en una fracción de segundo, y así, no es tan evidente que se haya perdido algo de la radiación incidente.

La capa baja de la fotosfera está compuesta por material parcialmente ionizado, del cual la mayor parte corresponde a iones negativos de hidrógeno, que son poderosos absorbentes de la luz, lo que provoca la opacidad de esta región. En las capas altas el hidrógeno es principalmente neutro.

La densidad típica de la fotosfera es de manera aproximada de 1/10000 de la del aire al nivel del mar y contiene en total sólo 1/5 de una billonésima parte de la masa del Sol.

En la fotosfera la temperatura disminuye de abajo hacia arriba, desde 6500 °K en su base, hasta unos 4500 °K en la parte superior; y su temperatura media es de alrededor de 5770 °K (Bravo, 1987).

Quando se observa en detalle a través de un telescopio, la fotosfera presenta un aspecto granuloso; la superficie del Sol está cubierta por un sinnúmero de pequeñas celdas brillantes separadas por delgadas líneas oscuras. Estas celdas, que se conocen como gránulos, tienen un tamaño promedio de 2000 kms y una vida muy corta (alrededor de 10 minutos c/u). El aspecto granular de la superficie solar, por lo tanto, cambia continuamente.

La característica más notable de la fotosfera son las llamadas manchas, enormes regiones oscuras con tamaños entre 1000 y 100000 kms, que rotan con el Sol y cuyo número aumenta y disminuye siguiendo un ciclo de aproximadamente 11 años; aunque el hecho de que la fotosfera sea un fluido implica un peculiar modo de rotación para el Sol; así, una mancha en el ecuador solar completa una vuelta en 25 días, pero en latitudes de 30° norte o sur del ecuador, el tiempo necesario es de más de 26 días. En las latitudes más altas en las que se ha medido la rotación, ésta llega a tomar hasta 34 días. Es claro que si el Sol fuese un cuerpo sólido no habrían tales diferencias en la duración de la rotación. (Smith, 1969)

d) La Cromósfera

La cromósfera es un anillo de intensa coloración rojiza por encima de la capa inversora que rodea a la fotosfera; su grosor varía entre 1000 y 8000 kms. En la parte inferior de la cromósfera, la temperatura es de unos 4000 °K y sus primeros 3000 km están compuestos en especial por átomos no ionizados de hidrógeno, con una densidad del orden de 10^{12} átomos/cm³. Cerca de los 3000 km de altura la temperatura empieza a subir rápidamente, llegando a 10^6 °K alrededor de los 8000 km, donde la densidad ha bajado hasta 10^9 átomos/cm³ y todo el material se encuentra ionizado. Esta región, en la parte alta de la cromósfera, se conoce como la región de transición.

El gas de la cromósfera tiene una densidad tan baja que no emite luz blanca, sino sólo en algunas líneas espectrales, de las cuales las más intensas pertenecen al hidrógeno, al helio y al calcio; y son las que le dan su coloración. De hecho la capa, en realidad, debe su tinte rojizo fundamentalmente al brillo de una de las líneas de hidrógeno: la H α , en una longitud de onda de 6563 Å.

Existe una gran actividad física en la cromósfera. Sus gases tienen una estructura fibrosa que ha sido comparada con las hojas de hierba de un prado espeso. A estas estructuras se les llama espículas, y son pequeños chorros de material que se levantan y desvanecen constantemente entre 5 y 10 minutos después. Emergen a partir de los 1500 km de altura y se levantan hasta unos 8000 km, aunque algunas superan los 15000 km de altura sobre la fotosfera; el material en el chorro alcanza una velocidad de entre 20 y 30 km/s. Las espículas no se encuentran dispersas sobre la cromósfera, sino en grupos que semejan arbustos; con frecuencia se encuentran en la base de estos arbustos zonas brillantes llamadas "playas" que generalmente están cerca de las manchas solares y constituyen la extensión cromosférica de las fáculas. A estas regiones se les llama también "regiones activas" pues en ellas suelen ocurrir intensas y brillantes explosiones llamadas ráfagas.

Sobre el borde formado por las espículas, y adentrándose ya en la corona, surgen de vez en cuando inmensos arcos de material, enormes volúmenes de hidrógeno más denso y más frío que el gas circundante, que se alzan hasta unos 5000 km o más sobre la superficie del Sol, los cuales pueden permanecer durante semanas y meses sin desvanecerse: son las llamadas protuberancias estacionarias, se observan sobre el disco en la línea H α como largos filamentos oscuros que se enrollan a lo largo de cientos de miles de kilómetros. (Bravo, 1987)

Al parecer la fuente de energía que impulsa los violentos movimientos mecánicos en la cromósfera y eleva tanto la temperatura en los puntos más elevados de la capa, radica en ondas de choque semejantes a las ondas sónicas creadas por la aviación supersónica. La agitación violenta de la atmósfera solar inferior es descrita como generando un continuo sonido violento de poderosas ondas de choque que surgen hacia arriba, impulsando delante de ellas las espículas como chorros y calentando los gases ligeros de la cromósfera a temperaturas muy por encima de la fotosfera subyacente. (Smith, 1969)

Dado que el material en la cromósfera está ionizado y la presión del gas es muy baja comparada con la presión magnética, las líneas del campo magnético del Sol controlan y ordenan los movimientos del material.

e) La Corona

La corona es la última y más extensa capa del Sol; envuelve a todo el sistema planetario y de acuerdo a estimaciones teóricas se cree que se extiende hasta más allá de 100 u.a.

Al pasar de la cromósfera a la corona, la densidad de partículas baja rápidamente, siendo del orden de 1000 veces menor en 100000 km. En la parte más densa de la corona, precisamente encima de la cromósfera, la densidad es de 10^8 partículas/cm 3 , que es aproximadamente la billonésima parte de la densidad de la atmósfera terrestre al nivel del mar.

Cerca del Sol, el brillo de la corona es de un millonésimo del brillo del disco y decrece muy rápidamente con la distancia; a

2 radios solares su brillo es 100 veces menor. La mayor parte de la luz de la corona es luz solar dispersada por electrones de la corona, pero también han sido registradas decenas de líneas de emisión, muchas de las cuales durante varios años fueron atribuidas a un mítico elemento denominado coronio, hasta que, en 1940 el sueco Edlen demostró que estas líneas eran emitidas por átomos de hierro, níquel y calcio que habían sido desprendidos de hasta 13 electrones. Tal grado de ionización indica las altísimas temperaturas de la corona, que llega a un valor medio de 2×10^6 °K a una distancia de 2 radios solares, hecho que aún no puede ser adecuadamente explicado. Sea cual sea el mecanismo que la calienta, la corona tiene que aproximarse a un plasma puro, es decir, a un gas compuesto de iones positiva y negativamente cargados, ya que a temperaturas del orden de 10^6 °K las partículas se mueven tan rápidamente y chocan con tal violencia que las moléculas no pueden existir y los átomos individuales son desprendidos, parcialmente al menos, de sus electrones. Puesto que la atmósfera solar es abundante en hidrógeno, el plasma de la corona tiene que consistir, fundamentalmente, en protones y electrones.

La emisión más intensa de la corona no es en la región del visible, sino en las longitudes de onda más cortas: el lejano ultravioleta y los rayos X, en los cuales la emisión coronal no tiene competencia con las emisiones cromosféricas ni fotosféricas. Pero como estas emisiones no atraviesan la atmósfera de la Tierra, es menester observarlas desde el espacio. Así, a partir de las imágenes proporcionadas, en especial por el Skylab, se supo que, en su parte baja, la corona interna está constituida por flujos de material en forma de anillos estrechamente tramados, arcos grandes y pequeños, algunos cerrados en forma de rizos y otros abiertos que se extienden hacia la parte alta de la corona y ahí se desvanecen. Estas configuraciones arqueadas son el trazo que hace el material coronal de las líneas del campo magnético solar que surgen de la fotosfera. Como el material coronal es un plasma sus movimientos van a ser controlados en parte por la configuración magnética local; en la corona baja, donde el campo magnético es más fuerte y el gas coronal menos caliente, la estructura

magnética domina y organiza el material a lo largo de los arcos magnéticos.

Por encima de estos arcos y rizados se extienden los largos haces filamentosos y bulbos que forman la corona externa; y que se originan como consecuencia de dos efectos: la configuración de las líneas del campo magnético y las fuerzas expulsivas que sobre este material surgen como resultado de su altísima temperatura. En la corona externa, el predominio pasa a manos de la fuerza de expansión térmica. La temperatura del plasma coronal disminuye más lentamente que la energía gravitacional por lo que, a una cierta altura, el Sol ya no puede retenerlo y la corona se evapora de manera continua hacia el espacio interplanetario, constituyendo el llamado "viento solar".

Las imágenes en rayos X han arrojado el descubrimiento de dos estructuras hasta antes desconocidas que han resultado ser sumamente importantes para el entendimiento de la corona y el viento solar: los hoyos coronales y los puntos brillantes de intensa emisión en rayos X y ultravioleta que cubren al Sol como viruela (Bravo, 1987). De hecho, ahora se sabe que todo el viento solar de alta velocidad surge únicamente de los hoyos coronales (McLean y Labrum, 1985).

1.2 ACTIVIDAD SOLAR

a) Campos Magnéticos Solares

La superficie del Sol está atravesada por una complicada red de campos magnéticos que parecen cambiar al mismo ritmo que muchos de los otros fenómenos que en ella ocurren. La primera evidencia de la existencia de campos magnéticos en el Sol la obtuvo George E. Hale en 1908, al observar el desdoblamiento Zeeman de las líneas espectrales provenientes de manchas solares. Hoy se sabe que en las manchas solares existen campos magnéticos tan fuertes como de 4000 gauss, manchas que, con frecuencia, se presentan por parejas, mostrando polaridades magnéticas opuestas, como los dos polos de un imán en forma de herradura. Existe también la tendencia de la mancha precedente de cada pareja a mostrar la

misma polaridad en todo un hemisferio del Sol, mientras que en el otro hemisferio las polaridades están invertidas, así, si las manchas precedentes del hemisferio norte son de polaridad norte, las del hemisferio sur serán de polaridad sur; y, al aparecer las manchas del nuevo ciclo, estas relaciones magnéticas estarán completamente invertidas (Smith, 1969). Así se completa un ciclo magnético en 22 años.

Dado que los campos magnéticos atraviesan generalmente regiones activas antes de que aparezcan manchas, se supone que los campos contribuyen, de alguna manera, a la formación de las manchas.

Los campos magnéticos solares no están limitados a las manchas solares. En 1948 se obtuvieron las primeras evidencias de la existencia de un campo general en el Sol, el cual fue medido en 1952 por H.W. Babcock, quien encontró una magnitud en la superficie del orden de 1 gauss.

La estructura magnética del Sol es bastante compleja y variable. Aunque las zonas de alta latitud, cercanas a los polos, suelen tener una sola polaridad, el campo a bajas latitudes muestra zonas de ambas polaridades unidas con frecuencia en regiones bipolares o distribuidas en apariencia al azar. Pero toda esta estructura es muy cambiante e incluso la polaridad magnética de las regiones bipolares se invierte de manera recurrente.

b) Manchas Solares

A Galileo se le atribuye, generalmente, el haber descubierto las manchas solares en 1610, sin embargo, los anales chinos registran observaciones a simple vista de manchas solares desde el año 28 AC. De cualquier manera, lo cierto es que, utilizando el telescopio, Galileo pudo registrar que las manchas oscuras aparecían en el lado este del limbo solar, en el transcurso de unos 13 días se desplazaban hasta perderse en el extremo oeste y aparecían de nuevo en el lado este 13 días después.

El número de manchas solares de una cierta fecha está proporcionado por el número de Wolf, R, dado por:

$$R=k(f + 10g)$$

(2)

donde f es el número de manchas individuales detectables en el disco solar por el observador. Existen también grupos complejos de manchas conteniendo alrededor de 10 manchas no distinguibles individualmente, en cada uno de ellos, g denota el número de estos grupos; k es un factor personal, cercano generalmente a la unidad, que depende del observador y del tamaño de su telescopio.

El número de Wolf varía de casi cero en el mínimo solar a cerca de 200 en el máximo. El tiempo entre los máximos es de alrededor de 11.25 años, siendo mayor el tiempo promedio que toma pasar de un máximo a un mínimo (6.7 años) que el que toma ir de un mínimo a un máximo (4.6 años). (Smith, 1969)

Aunque pueden verse en el Sol manchas individuales, es más frecuente que aparezcan en grupos que contienen manchas grandes y pequeñas; las mayores pueden llegar a medir hasta 40000 km de diámetro y las menores de 1 a 2 millares de kilómetros. En 1858 se registró una enorme mancha de 225000 km de diámetro. Una mancha individual pequeña puede durar un día o menos, mientras que las manchas grandes y los grupos pueden estar presentes durante 3 o 4 meses. En general, las manchas constan de dos partes bien definidas: un núcleo oscuro llamado umbra (o sombra), el cual está rodeado de un borde filamentosos menos oscuro llamado penumbra. Las manchas pequeñas carecen por lo general de la penumbra y en los grandes grupos de manchas, éstas suelen estar a veces tan cercanas que comparten una penumbra común. Una mancha solar es una depresión en la fotosfera de unos cuantos cientos de kilómetros de profundidad con una temperatura en su centro de alrededor de 3800 °K, casi 2000 °K menos que en la fotosfera misma.

Por medio del efecto Doppler se han podido observar flujos del material de la mancha saliendo del centro frío de la umbra hacia el extremo de la penumbra con una velocidad de 2 km/s. El efecto Doppler se presenta cuando una fuente de ondas se aleja o acerca radialmente, respecto a un observador fijo, a una velocidad v . Durante un tiempo t , entre la emisión de dos crestas

sucesivas, la fuente se alejará una distancia tv_r . Si c es la velocidad con que viaja la onda, es decir, la velocidad de la luz, y $v_r \ll c$, a la segunda onda le tomará un tiempo tv_r/c veces mayor que a la primera llegar al observador. Por lo tanto, el tiempo entre llegadas sucesivas de la onda al observador se incrementa en un factor de v_r/c . El tiempo entre crestas de onda consecutivas es inversamente proporcional a la frecuencia de las ondas; por lo tanto la frecuencia de la llegada de ondas al observador fijo desde una fuente que se aleja disminuirá en un factor de v_r/c de la frecuencia emitida.

En el caso de una fuente que se acerca al observador, la frecuencia se incrementará en el mismo factor.

Si f_o es la frecuencia con que las ondas dejan la fuente, y f_d es el cambio en la frecuencia registrado por el observador, es decir:

$$f_d = f_o v_r / c \quad (3)$$

entonces:

$$v_r = (f_d / f_o) c \quad (4)$$

En los niveles más altos de la atmósfera solar sobre la mancha se ha observado un flujo inverso; desde el borde hacia el centro. El que las manchas sean más frías que sus alrededores se debe al intenso campo magnético asociado con ellas, descubierto por Hale en 1908 a partir del efecto Zeeman, el cual consiste en el desdoblamiento de las líneas espectrales emitidas por los átomos cuando estos se encuentran en un campo magnético. Dicho desdoblamiento, $\delta\lambda$, está dado (Haynes, 1971) por:

$$\delta\lambda = 9.4 \times 10^{-5} g\lambda^2 B \quad (5)$$

donde B es el campo magnético; g es el factor de Landé; y λ la longitud de onda, dada en cm.

Así, un campo de 200 gauss causa un desdoblamiento en la

línea espectral del rojo de 0.1 \AA en la longitud de onda.

Alrededor del 84% de los grupos son bipolares, pero la mayoría de los grupos de vida corta son unipolares. El arreglo de las polaridades magnéticas en los grupos bipolares en el hemisferio norte es opuesto al del hemisferio sur. El sistema entero de polaridades se invierte cada ciclo.

En general, mientras más grande es una mancha, más intenso es su campo magnético: una mancha pequeña suele tener un campo de alrededor de 500 gauss, mientras que las grandes pueden alcanzar los 4000 gauss. En contraste el campo general del Sol es de 1 gauss. El campo magnético en una mancha es más intenso en el centro de la umbra y disminuye hasta un valor muy pequeño en la parte exterior de la penumbra. En el centro de la umbra las líneas del campo magnético son perpendiculares a la superficie del Sol. Pero hacia afuera de la mancha se van inclinando hasta volverse casi paralelas a la superficie solar en el extremo de la penumbra. Más allá de la penumbra, el campo magnético vuelve a entrar en el Sol, con frecuencia en una mancha vecina de polaridad opuesta.

Sabemos que los movimientos de los buenos conductores son fuertemente afectados por los campos magnéticos, al grado de que un campo magnético intenso puede impedir el paso de un fluido conductor, como ocurre con el viento solar en las magnetopausas planetarias. En la fotosfera solar, parte del material se encuentra ionizado, por lo que el gas fotosférico es un buen conductor eléctrico, así que el enorme campo magnético de una mancha solar va a controlar el movimiento del material fotosférico en ella, y de alguna manera, va a detener los movimientos de convección de este material, produciendo con ello un enfriamiento.

No solo el número de manchas solares varía en el tiempo con el ciclo de once años, sino que también la latitud de las manchas depende del ciclo solar. Al inicio de un nuevo ciclo las manchas aparecen en latitudes altas, aproximadamente a $\pm 30^\circ$; en el máximo la latitud promedio es de $\pm 15^\circ$; y sigue disminuyendo hasta llegar a unos $\pm 8^\circ$ al final del ciclo. Es así como se distinguen las manchas del final de un ciclo de las del inicio de otro. (Smith, 1969)

c) Ráfagas

Las ráfagas son enormes explosiones, originadas en la cromósfera, que suelen durar desde unos minutos hasta una hora o más, alcanzando en ese tiempo una potencia tan grande como 10^{27} ergs/seg. Una ráfaga "típica" alcanza el máximo de su brillantéz en unos cuantos minutos y después lentamente se desvanece en un periodo de alrededor de 1 a 3 horas.

Las ráfagas generalmente se presentan cerca de los grupos de manchas (especialmente grupos grandes), por lo que, aunque no se sabe aún como, seguramente tienen que ver con los intensos campos magnéticos de estas regiones. Además, el número de ráfagas por unidad de tiempo depende del ciclo solar de 11 años.

Durante la explosión de una ráfaga se pueden generar temperaturas superiores a los cien millones de grados, considerablemente mayores que la temperatura del propio núcleo del Sol, por lo que es posible que ocurran aquí también reacciones de fusión nuclear, aunque la densidad en la región de la ráfaga es muchísimo menor. De hecho en 1972, con un detector de rayos γ a bordo de un vehículo OSO, se registraron por primera vez reacciones de fusión nuclear provenientes de una ráfaga. Solo las ráfagas más intensas pueden calentar la superficie y observarse a simple vista: donde mejor se observan es en la línea H α .

En una ráfaga intensa se lanzan hacia la corona electrones a velocidades del orden de $1/3$ c y ahí producen emisiones de radioondas de diferentes tipos. También se lanzan electrones hacia abajo del área de explosión y éstos se sumergen en la fotosfera produciendo estallidos de rayos X y de microondas. Además, al estallar una ráfaga se generan veloces nubes de plasma que se lanzan hacia la corona perturbándola y provocando otras emisiones de radio. Frecuentemente, durante el estallido de una ráfaga se emiten partículas individuales muy energéticas, con velocidades muy cercanas a la de la luz: los rayos cósmicos solares, que son principalmente protones y partículas alfa, aunque también se observan algunos núcleos más pesados.

A veces, una ráfaga intensa puede provocar el fin de una protuberancia que se halle sostenida por encima de ella, la cual

se desvanece en menos de una hora, aunque a veces vuelve a surgir después de un tiempo en el mismo lugar y prácticamente con la misma configuración. Esto sugiere que, aunque durante una ráfaga debe haber alteraciones del campo magnético muy drásticas, éste puede volver a establecerse como estaba antes de la explosión.

d) Gránulos, Protuberancias, Hoyos Coronales.

Todo el material fotosférico está organizado en celdas o gránulos donde el material circula surgiendo desde la parte baja de la fotosfera, desplazándose un poco por la superficie y hundiéndose nuevamente; las velocidades verticales del material fotosférico varían desde 1500 km/h hasta 6000 km/h en la fotosfera superior. El material surge del centro de los gránulos, los cuales tienen forma poligonal irregular, y se hunde en las orillas. Aproximadamente cuatro millones de gránulos cubren la superficie del Sol, los cuales duran entre 7 y 10 minutos, tiempo que le toma al material circular una sola vez. Posteriormente, el gránulo se divide y desvanece y en su lugar aparece un nuevo gránulo. La circulación del material fotosférico se debe a que el gas caliente de su parte baja se expande y por tanto se eleva; conforme se eleva se va enfriando radiando parte de su energía al exterior, y al enfriarse se va volviendo más denso, hasta que finalmente vuelve a hundirse hacia el interior del Sol. La temperatura entre la base y la parte superior del gránulo varía de unos 10000°K a unos 4200°K; la profundidad de un gránulo es de varios cientos de kilómetros y su diámetro en la superficie es de entre 250 y 2000 km. Los supergránulos, con dimensiones del orden de 30000 km, también constituyen circuitos de circulación del material fotosférico en los que éste puede verse desplazándose del centro hacia las orillas con una velocidad cercana a los 2000 km/h. El material que circula por los supergránulos va a profundidades de hasta unos 8000 o 10000 km bajo la superficie. Del orden de 5000 supergránulos a la vez pueblan el Sol, durando cada uno de ellos alrededor de un día.

Además de estos movimientos rápidos en gránulos y supergránulos, existen movimientos sistemáticos del gas

superficial con velocidades de 70 km/h que salen de regiones cercanas al ecuador y se dirigen hacia los polos. Este movimiento debe ser compensado por otro flujo de material de los polos al ecuador que se lleve a cabo bajo la superficie, si no el material se acumularía en los polos.

Ocasionalmente surgen en la superficie solar, en la luz de la línea H α , grandes chorros de material que se levantan y se arquean llegando hasta la corona y permaneciendo erguidos durante días y aun meses. Estos enormes arcos son las protuberancias, que pueden alcanzar alturas de cientos de miles de kilómetros y, en ocasiones, tener violentos movimientos de chicoteo. Las protuberancias pueden permanecer suspendidas sobre la superficie solar, inmersas en la corona, durante semanas o meses, sostenidas por el campo magnético; de hecho, toda la estructura de la protuberancia está controlada por las líneas del campo magnético que, ancladas en la fotosfera, se estiran hacia la corona solar. El material que constituye la protuberancia es mucho más denso y más frío que el material coronal que la rodea, pero puede mantenerse así, sin calentarse ni diluirse, por la presencia del campo magnético que inhibe el flujo de calor hacia estas regiones. Las protuberancias estacionarias tienen temperaturas entre 8000 y 10000 grados, mientras que las protuberancias activas que muestran oleadas y chicoteos tienen temperaturas de hasta 100000 grados. Las protuberancias suelen estar asociadas a las regiones activas y, con frecuencia, las fáculas fotosféricas constituyen sus pies. Dichas fáculas son placas brillantes que aparecen en la fotosfera y la cromósfera como preludio del surgimiento de regiones activas.

Entre las estructuras de mayor tamaño y de más larga vida en el Sol se encuentran los hoyos coronales, que son zonas sin anillos en la corona baja, cuya imagen en rayos X es oscura. En estas regiones no hay aros magnéticos que constriñan el material coronal, sus líneas del campo se encuentran "abiertas", y el material puede fluir en forma libre hacia el espacio, de ahí que sean regiones oscuras en rayos X, pues éstos son emitidos por los electrones confinados en los aros magnéticos. En un hoyo coronal, el material fluye velozmente hacia afuera desde la base de la corona y las líneas de campo, en vez de curvarse en rizos, se

alargan hacia el medio interplanetario. Los hoyos polares son los que alcanzan mayores tamaños. Alrededor del mínimo de actividad solar se pueden observar claramente dos grandes hoyos, uno en cada polo del Sol, que pueden cubrir, entre ambos, casi 1/4 del área superficial total del Sol. Hacia el máximo de actividad solar, los hoyos coronales polares reducen su tamaño y eventualmente desaparecen durante algunos años, mientras que surgen algunos hoyos más pequeños e inestables a bajas latitudes. El área total cubierta por estos hoyos coronales alrededor del mínimo de actividad solar suele permanecer constante aún cuando el área individual de cada hoyo polar cambie considerablemente. Los hoyos coronales individuales de baja latitud son en general pequeños y cuando aparecen cubren en total entre el 1% y el 5% de la superficie del Sol. En general los hoyos polares viven alrededor de 7 años y los no polares entre 3 y 10 rotaciones solares. Los hoyos coronales son regiones más frías que sus alrededores en unos 6000 °K; su densidad también es menor por un factor que va de 3 a 100 y el gradiente de temperatura en la zona de transición debajo de un hoyo es de un orden de magnitud menos pronunciado que en las partes sobre las que no hay hoyo. Los hoyos están situados en grandes celdas magnéticas unipolares, hacia el centro de éstas; la intensidad promedio del campo en un hoyo coronal varía entre 3 y 36 gauss alrededor del máximo y entre 1 y 7 gauss alrededor del mínimo, semejante al de la corona circundante. (Bravo, 1988)

e) Características Magnéticas del Viento Solar

En un plasma altamente conductor un campo magnético tiende a "congelarse", es decir que las líneas de fuerza magnética son arrastradas con el plasma cuando éste se mueve. Como el gas coronal es un plasma, con conductividad infinita, al fluir hacia afuera del Sol, arrastra consigo las líneas del campo magnético que se encuentran establecidas en él. Esto hace que el campo magnético del Sol sea transportado hacia el medio interplanetario, estirando las líneas, que de otra manera se cerrarían cerca del Sol, hasta distancias mucho mayores que el radio del sistema

solar. Así, el viento solar es un plasma magnetizado que fluye a enormes velocidades, propagando al espacio las condiciones magnéticas del Sol.

Debido a su rotación, las líneas del campo magnético del Sol se curvan, por lo que, a la altura de la Tierra, tienen una inclinación de unos 45° con respecto a la línea recta que une a la Tierra y el Sol. Además como el campo magnético del Sol tiene regiones de distintas polaridades y regiones con campos magnéticos irregulares, estas características son transmitidas al medio interplanetario por el viento solar, de modo que el campo magnético en este medio presenta zonas de diferentes polaridades y se pueden registrar en él un gran número de irregularidades magnéticas que varían de frecuencia e intensidad dependiendo de la actividad solar. En ocasiones, cuando ocurren cierto tipo de fenómenos eruptivos en el Sol, se generan además ciertas perturbaciones que viajan en el medio interplanetario alterando tanto la velocidad como la densidad de partículas y el campo magnético del viento solar, de manera que la región donde el viento solar fluye, conocida como la "heliosfera", tiene diferentes grados de perturbación en diferentes partes y en distintas épocas. (Bravo, 1987)

Si consideramos que, a la altura de la tierra, el viento solar fluye a una velocidad de 3×10^7 cm/s, con una densidad de partículas de $5/\text{cm}^3$; y sabiendo que la distancia entre la Tierra y el Sol es $d=1.5 \times 10^{13}$ cm, y que la masa del protón es de 1.7×10^{-24} g; podemos estimar que el Sol pierde masa a una tasa dada por:

$$dM/dt=4\pi d^2 N m v=4\pi(1.5 \times 10^{13})^2(5)(1.7 \times 10^{-24})(3 \times 10^7) \quad (6)$$

por lo que $dM/dt=7.2 \times 10^{11}$ g/s; de donde resulta que $dM/dt=1.1 \times 10^{-14} M_\odot/\text{año}$; con M_\odot la masa del Sol.

CAPITULO II

EMISIONES SOLARES

2.1 EMISIONES ELECTROMAGNETICAS DEL SOL

a) Introducción

Al hacer pasar un rayo de luz solar a través de un prisma de cristal, Isaac Newton, en 1762, mostró que la luz blanca podía ser separada en un espectro de colores, desde el rojo hasta el violeta, pasando por el naranja, amarillo, verde y azul. Esta fue la primera evidencia experimental de que la luz blanca está formada por diversos componentes. En 1800, el alemán William Herschel mostró que había rayos invisibles capaces de incrementar la temperatura de un termómetro; y que se localizaban más allá del rojo en el espectro de la luz solar. Estos rayos conforman la llamada radiación infrarroja. Poco después, en 1802, el inglés William H. Wollaston mostró que existían radiaciones más allá del violeta del espectro visible, a las que ahora se les llama rayos ultravioleta. (Glasstone, 1965)

Así fue como, al inicio del siglo XIX, se sabía ya que había radiaciones invisibles asociadas a la luz solar. Alrededor de esos mismos años se retomó la teoría, surgida en el siglo XVII, de que la luz es una forma de movimiento ondulatorio. La diferencia entre las distintas radiaciones se relacionó con diferencias en sus longitudes de onda, interpretación aceptada en la actualidad. En el espectro visible, la longitud de onda crece continuamente desde el violeta hasta el rojo; los rayos infrarrojos tienen aún mayor longitud de onda y, en contraste, los ultravioleta son de longitud de onda menor a la del violeta. El hecho de que las ondas de distinta longitud sean refractadas en distinto ángulo en su paso a través de la materia, es lo que permite observar las radiaciones constitutivas de la luz blanca.

Un avance significativo en el entendimiento de la naturaleza

de la luz y las radiaciones relacionadas con ella, lo dio el matemático James Clerk Maxwell en 1864. En ese momento era bien sabido ya que los fenómenos eléctricos y magnéticos estaban íntimamente relacionados pues, por ejemplo, una corriente eléctrica se encuentra asociada siempre con un campo magnético y un campo magnético variable puede producir una corriente eléctrica. Maxwell mostró que ciertas perturbaciones eléctricas deberían generar ondas eléctricas las cuales estarían acompañadas por ondas magnéticas de la misma longitud. Físicamente los términos "ondas eléctricas" y "ondas magnéticas" implican la existencia de campos eléctricos y magnéticos respectivamente, cuyas intensidades varían periódicamente con la distancia y el tiempo en la misma forma que la amplitud de onda. La longitud de onda, es así, la distancia entre puntos sucesivos a los cuales la variación en intensidad se repite.

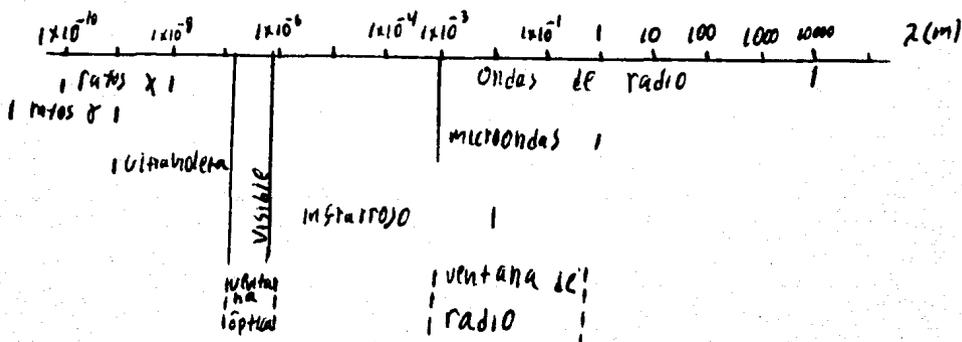
La combinación de las variaciones del campo eléctrico y el magnético constituyen la onda electromagnética, que es tal que puede ser transmitida a través de un vacío pues no requiere de la presencia de un medio material. Apoyado en datos experimentales, Maxwell encontró que todas las ondas electromagnéticas, independientemente de su origen o longitud, deberían propagarse a través del vacío con la misma velocidad: la velocidad de la luz. Consecuentemente infirió que la luz es una forma de radiación electromagnética.

A pesar de que las únicas ondas electromagnéticas conocidas por Maxwell eran la luz visible y las adyacentes radiaciones infrarroja y ultravioleta; él dedujo que otros tipos de radiaciones, con longitudes mayores y menores deberían ser encontradas. Esta expectativa se hizo realidad cuando, en 1887, Heinrich R. Hertz produjo las primeras ondas de radio por medio de una descarga eléctrica oscilatoria obtenida de una bobina. La rapidez de propagación de estas ondas es la misma que la de la luz, pero su longitud es considerablemente mayor. Después, en 1895, W. C. Röntgen descubrió la muy penetrante radiación que llamó "rayos X" y, en 1900, Pierre Villard, en Francia, encontró radiaciones de alguna forma similares, conocidas ahora como rayos γ , los cuales son emitidos por ciertas sustancias radioactivas.

Pronto se estableció que los rayos X y los γ eran radiaciones electromagnéticas de muy corta longitud, menor aún que la de los rayos ultravioleta.

b) El Espectro Electromagnético

El espectro electromagnético de las radiaciones solares se extiende de manera continua desde los cortos rayos γ , de longitud de onda de 10^{-10} m, hasta las largas ondas de radio (10^3 m o más). En la figura (2.1) se muestra un esquema del espectro electromagnético.



Del esquema se desprende que la luz visible ocupa una región muy limitada de longitudes de onda: desde aproximadamente 3.85×10^{-7} m hasta los 7.60×10^{-7} m. Es decir, que en su mayor parte, el espectro electromagnético está compuesto de radiaciones que no pueden ser vistas y que solo pueden ser detectadas por medio de instrumentos. Debe indicarse que no existe una demarcación precisa, sino una gradación continua entre las ondas electromagnéticas de los diferentes tipos indicados en el esquema.

Así, las ondas de radio más cortas son indistinguibles de los rayos infrarrojos más largos, y los rayos X más largos son idénticos a los rayos ultravioleta más cortos. Es más, los rayos X de corta longitud frecuentemente se traslapan con los rayos γ ; el nombre "rayo X" es comúnmente utilizado para describir las radiaciones que son originadas a partir de transiciones de los electrones o de interacciones en las cuales el electrón no es aniquilado. Los rayos X que acompañan la interacción eléctrica de electrones libres con otras partículas cargadas, por ejemplo núcleos atómicos, se conocen como Bremsstrahlung; tales rayos X pueden cubrir un amplio rango de longitudes de onda. Por otro lado el término "rayos γ " se aplica cuando la radiación es producida ya sea por una reacción nuclear, como un decaimiento radioactivo, o bien en un proceso en el cual la materia es aniquilada y convertida en energía. Debido a las diversas formas en las que se originan las radiaciones, es posible tener rayos X de corta longitud en vez de rayos γ aunque la situación inversa, rayos γ de longitudes mayores es la más común.

Las propiedades de las radiaciones del espectro electromagnético han sido consideradas en términos de sus longitudes de onda, pero es igualmente posible usar la frecuencia como base de comparación. Si λ es la longitud de onda en cm de una cierta radiación electromagnética; y c es la velocidad de la luz en cm/s, la frecuencia correspondiente, f , en ciclos/s está dada por:

$$f = c/\lambda \quad (7)$$

Así pues, a longitudes de onda cortas corresponden altas frecuencias y viceversa.

Las ondas de radio y emisiones similares son comúnmente descritas tanto por su longitud de onda como por su frecuencia; las longitudes se expresan generalmente en m o cm y las frecuencias en ciclos, kilociclos o megaciclos por segundo. También se usa el término "Hertz" equivalente a un ciclo/segundo, principalmente cuando se trata de ondas de radio. Las radiaciones electromagnéticas en el infrarrojo y las regiones de longitudes

menores se identifican generalmente por sus longitudes de onda más que por sus frecuencias. Dos unidades de longitud son empleadas comúnmente: la micra, μ , que equivale a 10^{-6} m, que se usa para radiaciones infrarrojas, y el angstrom, Å , que es igual a 10^{-10} m. Los límites de la luz visible son, así, de 3850 a 7600 Å .

En general, la emisión o absorción de radiación electromagnética está asociada con un cambio de energía en el emisor o en el receptor, con la única excepción del caso en el cual la materia se convierte en energía emitida como rayos γ . De acuerdo a la teoría cuántica de Max Planck la energía se da o se toma como un múltiplo entero de una cantidad definida conocida como quantum. La energía del quantum, E, para una radiación particular se relaciona con su frecuencia, f, por:

$$E=hf \quad (8)$$

donde h es la constante de Planck, que es igual a 6.625×10^{-27} erg seg; usando la ecuación (7):

$$E=hc/\lambda \quad \text{o bien} \quad \lambda=hc/E$$

como:

$$c=2.988 \times 10^{10} \text{ cm/seg}$$

entonces:

$$E(\text{ergs})=1.985 \times 10^{-16} / \lambda(\text{cm}) \quad (9)$$

relacionándose así la energía en ergs con la longitud de onda de la radiación respectiva en cm. Se deduce entonces que las radiaciones electromagnéticas de corta longitud, como los rayos X y los γ , están asociados con cambios de energía grandes, mientras que las radiaciones de longitud mayor, como las ondas de radio, representan cambios menores de energía.

Una forma alternativa de caracterizar los rayos X y los γ es hacerlo a partir de la energía del quantum correspondiente. La

unidad de energía empleada para ello es el electrón volt, eV, que se define como la energía adquirida por un electrón al atravesar una diferencia de potencial de un volt.

$$1 \text{ eV} = 1.603 \times 10^{-12} \text{ erg}$$

Así: $E(\text{keV}) = 1.238 \times 10^{-7} / \lambda(\text{cm}) = 12.38 / \lambda(\text{Å})$

o bien: $E(\text{MeV}) = 1.238 \times 10^{-10} / \lambda(\text{cm}) = 1.238 \times 10^{-2} / \lambda(\text{Å})$

$$(1 \text{ MeV} = 1 \times 10^3 \text{ keV} = 1 \times 10^6 \text{ eV})$$

Estas expresiones relacionan la energía del quantum con la longitud de onda de la radiación. Así, los rayos X o γ con una longitud de 1 Å pueden describirse como radiación de 12.38 keV. En 1905, Albert Einstein sugirió que las radiaciones electromagnéticas no solo son emitidas y absorbidas como quanta de energía definida, sino que también se transmiten en el espacio como "partículas" llamadas "fotones". Cada fotón lleva un quantum de energía el cual se relaciona con la frecuencia o la longitud de onda de la radiación de acuerdo a las ecuaciones dadas.

c) Las Ventanas Óptica y de Radio

Aunque el Sol emite radiación electromagnética en todas las longitudes de onda, una buena parte de ella es absorbida por la atmósfera terrestre existiendo, de hecho, solo dos ventanas a través de las cuales el Sol o cualquier otro cuerpo externo puede ser observado. Empezando con las radiaciones de menor longitud, la absorción atmosférica es casi completa hasta una longitud de alrededor de 3000 Å . Desde aquí hasta una longitud de 7000 Å , la atmósfera es esencialmente transparente; a esta región del espectro se le denomina "ventana óptica". En esta "ventana", el Sol puede ser estudiado por medios visuales o fotográficos; de hecho hasta el año de 1942, todas las observaciones del Sol se hacían a través de esta ventana.

Entre las longitudes de 1 a 24μ , existen regiones muy estrechas en las cuales la atmósfera es transparente, pero esta transparencia es severamente restringida debido a la absorción que hacen el bióxido de carbono, el agua, el ozono y otras moléculas. De los 24 a los 300μ la radiación solar es de nuevo absorbida completamente por la atmósfera terrestre. Esta región es seguida por la "ventana de radio", que se extiende hasta longitudes de algunos metros, según las condiciones imperantes en la ionósfera.

Las radiaciones electromagnéticas del Sol con longitudes mayores que la del límite superior de la ventana de radio son reflejadas por la ionósfera y su energía se dispersa en el espacio. Las radiaciones que son absorbidas, como los rayos X, infrarrojos y ultravioleta; son eventualmente convertidos en calor. (Glasstone, 1965)

d) El Espectro de Fraunhofer

Los estudios de la radiación de la fotosfera solar por medio de técnicas de espectroscopía muestran un espectro que es básicamente continuo, pero que está cruzado por miles de líneas oscuras de diferentes intensidades (un espectro continuo es tal que la intensidad varía de manera continua con la longitud de onda; la intensidad puede incrementar, disminuir o incluso mantenerse constante, pero los cambios, de ocurrir, son siempre graduales). Estas líneas fueron observadas primero, en 1802, por William H. Wollaston, pero son llamadas "líneas de Fraunhofer" en honor del alemán Josef von Fraunhofer quien, en 1814, detectó más de 500 líneas oscuras en el espectro solar.

Las radiaciones electromagnéticas de las regiones más bajas y calientes de la fotosfera solar, donde ésta colinda con la opaca capa convectiva, se dan en forma de un espectro continuo. Como esta radiación pasa a través de las capas superiores, más frías y menos densas, de la fotosfera y los niveles inferiores de la cromósfera, los elementos presentes absorben parte de la radiación a la longitud de onda particular que corresponda a su espectro. La radiación de la fotosfera se observa entonces, como un brillante

espectro continuo interrumpido por las líneas oscuras de Fraunhofer.

A partir de las longitudes de onda a las cuales aparecen las líneas de Fraunhofer en el espectro solar, es posible identificar a los elementos responsables de ello. La intensidad relativa de las líneas oscuras no es una indicación directa de la cantidad presente de un elemento dado en la fotosfera. Para estimar esta cantidad hay que considerar que el átomo absorbe radiación de su longitud de onda particular, lo que depende de la temperatura, entre otras circunstancias. Estas probabilidades pueden ser determinadas en cierto número de casos y a partir de ello y del ancho de las líneas de Fraunhofer es posible hacer estimaciones aproximadas de las proporciones relativas de varios elementos presentes en la fotosfera.

Las observaciones en la región ultravioleta del espectro solar hechas por medio de espectrógrafos llevados por encima de la atmósfera terrestre indican que las líneas de Fraunhofer se vuelven menos diferenciables a cortas longitudes de onda y que tanto ellas como el fondo continuo son indetectables a menos de 1850 Å. (Glasstone, 1965)

2.2 MECANISMOS DE EMISION

a) Introducción

El estudio de los mecanismos de emisión de las ondas de radio es de importancia fundamental en radioastronomía, pues un conocimiento preciso del origen de una determinada emisión permite deducir información importante sobre la naturaleza física de las fuentes (su temperatura, constitución, densidad, ionización, el campo magnético en la fuente, etc.). En tanto algunos mecanismos de emisión, como el bremsstrahlung o el sincrotrónico, se comprenden más o menos fácilmente, otros, como la radiación de plasma, son mucho más complicados.

Podemos dividir los mecanismos de emisión en procesos microscópicos (o incoherentes) y macroscópicos (o coherentes). En

el primer caso, cada partícula (electrón, átomo o ión) emite su radiación independientemente de las otras y la suma de todas estas radiaciones debidas a todas las partículas constituye una emisión que puede variar solamente si lo hacen las condiciones del medio. En el segundo, un grupo de partículas sigue un movimiento ordenado y emite radiación con un cierto grado de coherencia. Estas emisiones, que con frecuencia involucran fenómenos de resonancia, son muy irregulares. El bremsstrahlung y la emisión sincrotrónica son incoherentes mientras que la radiación por oscilaciones de plasma puede ser tanto coherente como incoherente. (Kundu, 1965)

En un gas ionizado en equilibrio térmico, las velocidades de las partículas tienen una distribución Maxwelliana. En ausencia de fuentes externas de energía, la emisión no excede la radiación de un cuerpo negro a la misma temperatura y se dice que se origina de una fuente térmica. Si existen otras fuentes capaces de dar su energía al medio, las partículas tendrán una distribución de velocidades no Maxwelliana; en tal caso se dice que la radiación se origina en una fuente no térmica. Por ejemplo, cierto número de partículas pueden ser aceleradas individualmente a velocidades mayores que la velocidad térmica, o bien, el movimiento ordenado de un grupo de partículas puede ser sobrepuesto al movimiento térmico. El primer fenómeno corresponde a la radiación giro-sincrotrónica, y el segundo a procesos tales como las oscilaciones de plasma.

b) Emisión Térmica

El Sol, como cualquier objeto con temperatura absoluta mayor que cero, produce emisiones de radio. De hecho, la emisión de radio del Sol en calma es de origen térmico. Generalmente la radiación térmica se explica en términos de la idealización conocida como cuerpo negro, el cual se entiende como un objeto que absorbe completamente toda la radiación que cae sobre él, de suerte que ninguna se refleja. De acuerdo a la ley de Kirchoff, un buen absorbente es también un buen emisor, y así, un cuerpo negro es el tipo más eficaz de radiador térmico.

Otro principio involucrado en esta descripción es la ley de Wien, que relaciona la temperatura absoluta T y la longitud de onda del pico de la gráfica, λ_m , de la siguiente forma:

$$\lambda_m T = 2.897 \times 10^{-3} \text{ m grad.} \quad (10)$$

A longitudes de onda grandes comparadas con la del máximo en la ley de radiación de Planck, según la cual:

$$P_\lambda = C_1 \lambda^{-5} / e^{C_2/\lambda T - 1} \quad (11)$$

con C_1 y C_2 constantes numéricas; se puede emplear, tal como se muestra en la figura (2.2), la aproximación de Rayleigh-Jeans:

$$P_\lambda = 2\pi k T / \lambda^2 \quad \text{Watt/m}^2/\text{Hz} \quad (12)$$

donde P_λ es la potencia en Watts emitida por un m^2 de superficie de un cuerpo negro cuya temperatura absoluta es T ; k es la constante de Boltzmann ($1.38 \times 10^{-23} \text{ J } ^\circ\text{K}^{-1}$) y el factor 2 se debe a los dos estados de polarización. Esta potencia se mide sobre una banda de frecuencia de 1 ciclo por segundo de ancho centrada en la longitud de onda (expresada en metros). Así, por ejemplo, para ver cuanta energía debe emitir el Sol en una longitud de onda de 1 m, suponiendo que radia como un cuerpo negro a 6000°K , tenemos que:

$$P_\lambda = 2\pi k (6000) / 1 = 5.2 \times 10^{-19} \text{ W/m}^2/\text{Hz}$$

que es la potencia contenida en una banda de solo 1 cps de ancho. Controlando la radiación con un receptor que tuviera el ancho de banda de 10^6 cps se captaría un millón de veces más energía.

Pero, cuando llega a la tierra, la radiación solar es atenuada por el factor $(R_o/d)^2$, en el que R_o es el radio del Sol y d la distancia del Sol a la Tierra. La potencia recibida por unidad de area, o densidad de flujo S , es por consiguiente:

$$S(\lambda, T) = (2\pi k T / \lambda^2) (R_o/d)^2 \text{ W/m}^2/\text{Hz} \quad (13)$$

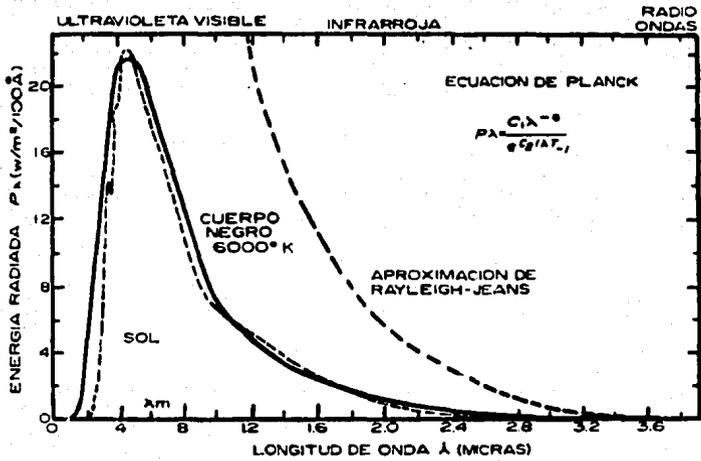


Fig. (2-2)

que es medida en una unidad denominada Jansky:

$$1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} = 10^{-26} \text{ W/m}^2/\text{cps}$$

Una medida importante que se desprende de esto es la intensidad específica o brillo b , que se define (Smith, 1969) como densidad de flujo por unidad de ángulo sólido, es decir:

$$b = S/\Omega \quad \text{W/m}^2/\text{Hz/sr} \quad (14)$$

donde Ω es el ángulo sólido en estereoradianes.

Si representamos el área transversal del Sol como A_0 entonces:

$$\Omega = A_0/d^2 = \pi R_0^2/d^2 \quad (15); \quad b(\lambda, T) = 2kT/\lambda^2 \quad (16)$$

Por lo que, si podemos medir b , es factible calcular la temperatura correspondiente de la fuente, bajo la presunción de que estamos tratando con radiación de un cuerpo negro. La temperatura calculada sobre esta base es la llamada "temperatura de brillo" que, para una fuente arbitraria (Smith, 1969) está dada por:

$$T_b = b\lambda^2/2k \quad \text{K} \quad (17)$$

Así, para una fuente térmica a temperatura T y ópticamente gruesa, se tiene que $T_b = T$. Se dice que la radiación es no térmica si $T_b > T$. Existe un valor máximo para la temperatura de brillo de una fuente arbitraria, $T_b(f)$, pues partículas con energía E emitiendo incoherentemente no pueden hacerlo si $kT_b(f) > E$, ya que la absorción se vuelve importante para $kT_b(f) = E$.

Es conveniente, para analizar esta restricción, expresar la temperatura en unidades de electrón volts, usando para la constante de Boltzmann:

$$k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J}^\circ\text{K}^{-1} = (1.16 \times 10^4)^{-1} \text{ eV}^\circ\text{K}^{-1}$$

Así, una temperatura de 1 keV corresponde a 1.16×10^7 °K; y una de 511 keV (energía del electrón en reposo) equivale a 5.93×10^9 °K. Algunas emisiones de radio del Sol tienen una $T_b \gg 10^9$ °K, de lo que se concluye que, si tales emisiones se deben a radiaciones incoherentes, están involucrados electrones altamente relativistas, o bien que tal emisión no puede ser incoherente.

c) Emisión de Plasma

El plasma es una mezcla de partículas cargadas eléctricamente en la que la carga negativa total de las partículas es igual en magnitud a la positiva, de modo que, en conjunto, el plasma es un medio eléctricamente neutro que conduce a la perfección la corriente eléctrica. Si en un cierto momento en un pequeño volumen del plasma la carga positiva total no es igual a la negativa, surgen en el plasma campos eléctricos muy fuertes que obstaculizan la posterior distribución de las cargas y que provocan desplazamientos de éstas tales que conducen al restablecimiento de la neutralidad eléctrica del mencionado volumen de plasma. Es decir, el número de electrones por unidad de volumen del plasma no difiere en grado considerable de la concentración de las partículas de carga positiva. Esta es la condición de cuasineutralidad del plasma. (Milántiev y Temkó, 1987)

Distinguimos el plasma fuerte y el débilmente ionizado. El primero contiene en lo fundamental, electrones e iones positivos; en el segundo, además de éstos hay átomos y moléculas excitados y neutros. En general, los electrones, iones, átomos y las moléculas en el plasma tienen diversas temperaturas; en semejante caso hablamos del plasma no isotérmico. Si, por el contrario, los indicados componentes tienen la misma temperatura, decimos que el plasma es isotérmico.

En general, a temperaturas mayores de 10000 °C todas las sustancias se encuentran en forma de plasma.

En el plasma son características oscilaciones peculiares que, por esta causa, se denominan oscilaciones de plasma, las cuales se

originan cuando, por ciertas causas, una carga negativa abandona la posición en la que los campos eléctricos de todas las partículas se compensan entre sí, surgiendo un campo eléctrico muy fuerte que tiende a restablecer el equilibrio violado. Al retornar a la posición de equilibrio, por inercia, la carga pasa de largo dicha posición, lo que de nuevo conduce a la aparición de un fuerte campo eléctrico, reiniciándose el proceso.

Si consideramos que se desplazan solo los electrones, en tanto que los iones permanecen inmóviles, y si no consideramos el movimiento térmico de los electrones, la frecuencia de las oscilaciones del plasma está dada (Milántiev y Temkó, 1987) por:

$$\omega_p = (ne^2/m)^{1/2} \quad (18)$$

donde n es la concentración de electrones; e la carga del electrón y m la masa del mismo. Como e y m son constantes conocidas, se puede expresar la frecuencia de oscilación del plasma como función únicamente de la densidad de electrones, es decir:

$$\omega_p = (e^2/m^{1/2})n^{1/2} = 9 \times 10^{-3} n^{1/2} \text{ Mhz} \quad (19)$$

Cuando el plasma se encuentra a una temperatura suficientemente alta, se convierte en una potente fuente de radiación. La causa fundamental por la que el plasma emite energía radiante radica en los diversos tipos de colisiones entre sus partículas. Con toda variación de la velocidad de movimiento, las partículas cargadas emiten ondas electromagnéticas.

Por otra parte y según el carácter del mecanismo microscópico de emisión de energía radiante por el plasma se distinguen tres tipos de radiación: discreta (de líneas), de recombinación y de frenado (Bremsstrahlung). A continuación describiremos brevemente los dos primeros tipos y la radiación de frenado se describirá en la siguiente sección con más detalle.

1.- Radiación Discreta: El espectro de radiación de los átomos e iones consta de una serie de líneas que corresponden a

diversos estados energéticos de los átomos e iones excitados en el plasma. Cada una de las líneas espectrales surge como resultado de la transición de los electrones en el átomo de un cierto nivel energético a otro más bajo. Cuando la temperatura del plasma es baja, los átomos neutrales que éste contiene, o siguen permaneciendo neutrales o bien pierden sólo el electrón más externo de débil acoplamiento al núcleo; de este modo aparecen iones de carga unitaria. Conforme aumenta la temperatura, empiezan a ser arrancados los electrones que están más sólidamente enlazados con el núcleo, lo que conduce a un aumento del valor promedio de la carga eléctrica de los iones positivos, al mismo tiempo crece la energía de excitación de los iones. Como resultado se observa el corrimiento del espectro de líneas hacia las regiones ultravioleta y X. La emisión de la radiación electromagnética de los átomos e iones excitados del plasma a una temperatura no muy alta es una de las causas fundamentales de la fuga de energía del plasma.

2.- Radiación de recombinación: Esta se emite cuando el ión captura un electrón. En el proceso de captura se libera una cantidad de energía igual a la suma de la energía cinética del electrón libre y de la energía que fue consumida para arrancar el electrón durante la ionización. Por ejemplo, si el electrón es capturado por un protón, como resultado se crea un átomo de hidrógeno y la energía que se desprende es transportada por el fotón que se emite en el proceso de recombinación.

Como el valor de la energía de los electrones libres está en constante variación, los fotones que se emiten en el proceso de recombinación crean un espectro continuo. En éste se superpone el espectro de líneas de los átomos excitados.

d) Bremsstrahlung

En ausencia de campo eléctrico o magnético en la atmósfera solar, solo las interacciones mutuas entre partículas son capaces de causar aceleraciones de cargas y, en consecuencia, emisión de radiación. La emisión que ocurre cuando la trayectoria de un

electrón es desviada en el campo de un protón es llamada emisión por transición "free-free" o bremsstrahlung. El protón no es desviado apreciablemente debido a su masa mucho mayor, por lo que puede considerársele como estacionario durante una colisión electrón-protón. Por otro lado, el electrón sufre una desviación que se incrementa con lo cercano del encuentro y disminuye conforme aumenta su velocidad. A la alta temperatura de la atmósfera solar, un electrón en el campo de atracción de un protón tiene una velocidad muy alta por lo que su trayectoria tras ser deflectado y acelerado es una hipérbola. El electrón acelerado emite un pulso electromagnético cuya energía total es proporcional al cuadrado de la aceleración sufrida durante la colisión (Ley de Larmor).

Si en su paso cerca del protón el electrón sufre una pérdida suficiente de energía por radiación, entonces puede continuar su movimiento en una órbita elíptica después de la colisión, en este caso, se dice que el electrón es capturado. Este proceso se conoce como transición "free-bound". Tales transiciones son raras en la corona y contribuyen muy poco a la radiación en longitudes de onda largas. Sin embargo, son muy importantes en la baja cromósfera y pueden contribuir significativamente a la emisión de rayos X.

La potencia radiada por unidad de frecuencia, $\eta(\omega)$, se encuentra multiplicando la energía radiada por unidad de frecuencia en un encuentro por la razón de encuentros ($vN_i 2\pi H dH$) con iones de la especie i y con parámetro de impacto entre H y $H + dH$ y después sumando sobre i e integrando sobre H . Se divide esta potencia por 4π para expresar la emisividad promedio en bremsstrahlung y se obtiene (McLean y Labrum, 1985):

$$\eta(\omega) = \sum_i n_i(\omega) (4Z_i^2 N_i / 3\pi m^2 c^3) (e^2 / 4\pi \epsilon_0)^2 (1/v) (\pi/\sqrt{3}) G(v, \omega) \quad (20)$$

con el factor de dispersión $n(\omega) = (1 - \omega_p^2 / \omega^2)^{1/2}$ para un plasma isotrópico; $G(v, \omega)$ es el factor de Gaunt, el cual, con el factor $\pi/\sqrt{3}$ es el logaritmo de la razón del parámetro de impacto máximo al mínimo. El parámetro de impacto máximo está determinado por la frecuencia del plasma; las colisiones a cierto parámetro de impacto H llevan a una emisión en $\omega \leq v/H$. El parámetro de impacto

mínimo es identificado como aquél capaz de producir una deflexión de 90° . Esto lleva a que:

$$\pi/\sqrt{3} \theta(v, \omega) = \ln(2mv^3 / \Gamma \omega Z_e^2 / 4\pi \epsilon_0) \quad (21)$$

donde la pequeña corrección $2/\Gamma$ que involucra la constante de Euler $\Gamma = 1.781...$ resulta de un cálculo más detallado (Scheuer, 1960).

Para electrones de elevada energía el parámetro de impacto mínimo viene a ser la longitud de onda de Broglie, h/mv , por lo que (McLean y Labrum, 1985):

$$\pi/\sqrt{3} \theta(v, \omega) = \ln(2mv^2 / hw) \quad (22)$$

e) Emisiones Ciclotrónica y Sincrotrónica

Cuando un electrón es inyectado en un campo magnético en alguna dirección arbitraria, es forzado a describir espirales en torno a las líneas de campo. La frecuencia de giro f_g , con la que el electrón circunda las líneas (Smith, 1969) está dada por:

$$f_g = Be / 2\pi mc \quad \text{Hz} \quad (23)$$

donde B es la intensidad del campo magnético; e la carga del electrón; m la masa del electrón y c la velocidad de la luz. Substituyendo los valores de las constantes, obtenemos la ecuación simplificada:

$$f_g = 2.8B \quad \text{MHz} \quad (B \text{ en Gauss}) \quad (24)$$

Dado que el electrón que está describiendo espirales está siendo acelerado constantemente, es obligado a radiar, y normalmente lo hace en la frecuencia de giro. La energía electromagnética resultante se llama radiación ciclotrónica, porque las cargas en un ciclotrón de laboratorio emiten de esta

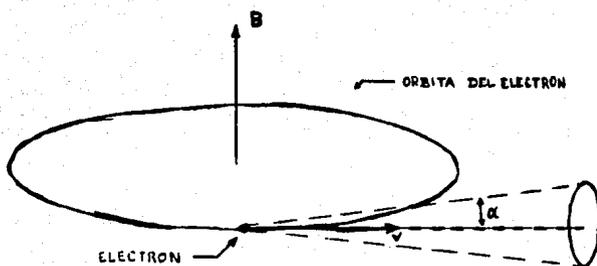


FIGURA (2.3). CONO DE EMISIÓN DE RADIACIÓN SINCRÓTRICA DE UN ELECTRÓN DE MASA m Y ENERGÍA E ; v ES LA VELOCIDAD INSTANTÁNEA DEL ELECTRÓN. EL SEMIÁNGULO DEL CONO, α , ES IGUAL A $\frac{1}{\gamma} \text{ rad}$

manera.

El proceso de radiación sincrotrónica deriva su nombre de un tipo especial de ciclotrón de alta energía, en el que fue descubierta por vez primera esa emisión, en 1947. La transición de emisión ciclotrónica ordinaria a sincrotrónica se origina cuando la velocidad del electrón se acerca mucho a la de la luz, haciéndose más numerosas e importantes las armónicas de la frecuencia de giro f_g , hasta que desaparece virtualmente la frecuencia fundamental y toda la radiación es finalmente concentrada en un número muy grande de armónicas, tan próximas unas a otras que se absorben formando un amplio continuo.

Una propiedad de la radiación sincrotrónica es que casi toda la energía es emitida en un cono angosto que se abre en la dirección hacia la que está viajando el electrón (ver figura 2.3). Así, si el electrón está girando en círculo, la emisión está confinada, en gran parte, a un disco plano perpendicular al campo magnético. Un observador situado en el plano del disco recibe un corto pulso de radiación cada vez que el electrón pasa por un determinado punto en su órbita. En forma general, cuando aumenta la energía del electrón se estrecha el cono de radiación y el pulso observado se hace aún más agudo. Desde la posición del observador cerca del plano de la órbita, el electrón parece oscilar hacia atrás y hacia adelante con un movimiento lineal y por tanto, la emisión sincrotrónica se recibe como una onda linealmente polarizada, con el plano de polarización perpendicular al campo magnético B .

Como el proceso sincrotrónico requiere un campo magnético, es de esperar que se produzca en los intensos campos asociados con las regiones activas solares. De hecho, la forma, intensidad, espectro y polarización de los estallidos impulsivos, son todos congruentes con la emisión sincrotrónica de electrones de energía relativista girando en un campo magnético de unos 1000 Gauss.

Cuando la emisión sincrotrónica es muy intensa puede sobrevenir la reabsorción y reducirse dramáticamente la radiación a las longitudes de onda mayores. La autoabsorción afecta particularmente fuentes compactas muy poderosas. Se identifica por una pronunciada caída en el espectro a longitudes de onda grandes,

siendo un importante indicador de los tamaños de fuentes pequeñas pero muy poderosas.

En la atmósfera solar la frecuencia f_p siempre tropieza con una región en la que el coeficiente de absorción k es infinito, y así es incapaz de escapar. Sin embargo, si la energía inicial del electrón se encuentra en el llamado intervalo relativista, donde su velocidad es una fracción apreciable de la de la luz, radiará no solo a la frecuencia de giro fundamental, sino también en cierto número de armónicas de f_p . Como éstas se presentan en frecuencias más altas, las armónicas pueden ser capaces de escapar a través de la atmósfera solar sin gran absorción. (Smith, 1969)

CAPITULO III

EMISIONES DE RADIO DEL SOL

1. Introducción

Debido a su alta temperatura, era de esperarse que el Sol emitiera radiaciones electromagnéticas de longitudes de onda largas, i.e., ondas de radio, así como emite aquéllas de longitud intermedia (Infrarrojo y visible) y corta (ultra violeta y rayos X); sin embargo no fue sino hasta 1942 cuando J.S.Hey, en Inglaterra, y G.S.Southworth, en Estados Unidos, identificaron ondas de radio provenientes del Sol. Desde entonces se ha dedicado un considerable esfuerzo al estudio de estas radiaciones, tanto las que emanan del Sol en calma como de las que lo hacen del Sol en periodos de actividad. Aunque las ondas de radio son radiaciones electromagnéticas como la luz visible o los rayos X, tienen una ventaja importante en relación con los estudios del Sol. El plasma que constituye la cromósfera y la corona es esencialmente transparente a la luz en el visible y en regiones de longitud de onda menores del espectro. Cuando las observaciones de tales radiaciones se hacen a lo largo del disco solar, es difícil determinar los niveles en los cuales se origina la radiación. Las deducciones se pueden hacer comparando fotografías obtenidas con radiaciones monocromáticas a diferentes longitudes de onda, pero los resultados son solo aproximaciones. Para obtener información más precisa es necesario estudiar los contornos que se extienden más allá del disco solar, ya sea durante un eclipse o por medio de un coronógrafo.

Con las ondas de radio, la transparencia de un plasma depende de la longitud de onda de la radiación y de la densidad de electrones, es decir, el número de ellos por unidad de volumen del plasma. Un plasma con alta densidad electrónica transmitirá ondas de radio de corta longitud pero reflejará aquéllas de longitud mayor; con una densidad decreciente de electrones, las ondas de

radio de mayor longitud pueden ser transmitidas. Con base en estas consideraciones y con una estimación de las densidades electrónicas en varios niveles del Sol ha sido posible desarrollar una conexión entre las ondas de radio solares y la profundidad a la cual se originan. La naturaleza general de estos resultados lleva a la figura (3.1) en la que se muestran las máximas longitudes de onda en las que podrán ser transmitidas ondas de radio desde varios niveles de la atmósfera solar. Así, longitudes de 1 cm provenientes del Sol deben originarse justo sobre la fotosfera, y aquellas mayores de 10 m se originan en la corona.

El Sol en calma emite ondas de radio en un rango que va desde aproximadamente 1 cm hasta 15 m. Si estas radiaciones son de origen térmico, entonces las intensidades son tales que las longitudes cortas corresponden a una temperatura de aproximadamente 6000 °K y aquellas mayores implican al menos 10⁶ °K. A partir de lo señalado antes es razonable asignar la temperatura menor a la fotosfera y la mayor a la corona. Más aún, las señales de ondas de radio largas se reciben de regiones más allá del disco solar visible, de lo que se concluye que la corona se extiende a distancias considerables. Todo esto concuerda con las observaciones realizadas posteriormente en el medio interplanetario y que se discutieron en la sección del viento solar en el capítulo I.

2 Las Frecuencias de Radio Características de la Atmósfera Solar

Desde el punto de vista del radio, la atmósfera solar se puede considerar perfectamente definida en cada punto por la densidad de electrones (que es igual a la de los iones), por el campo magnético existente en la región y por la temperatura.

Es conveniente expresar la densidad electrónica por medio de la frecuencia crítica del medio definida como:

$$f_p = 9 \times 10^{-3} N^{1/2} \text{ MHz} \quad \text{con } N \text{ en cm}^{-3}$$

y la intensidad del campo magnético B por la girofrecuencia de los electrones: $f_g = 2.8 B$, con B en Gauss.

A todos niveles en la atmósfera solar, f_p y f_g disminuyen al

Altura sobre la fotosfera
(Kms)

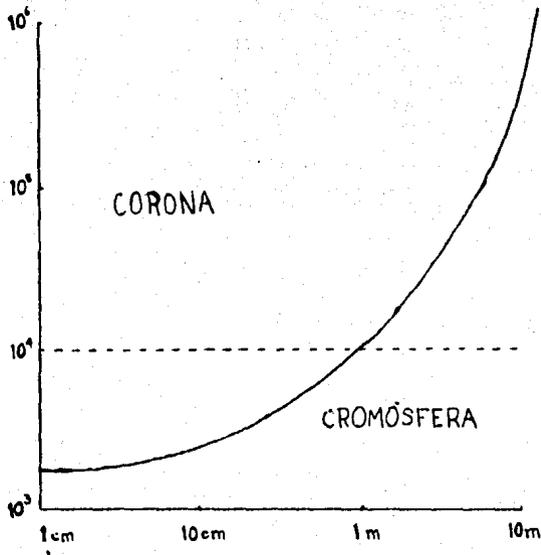


FIG. (3.1 - 1)

aumentar la altura.

En la corona, donde la densidad es siempre menor que 10^9 electrones/cm³, la frecuencia crítica es menor que 300 MHz y llega a 30 MHz a una altura de un radio solar. La girofrecuencia f_g puede ser mucho mayor que f_p sobre las manchas solares, donde el campo magnético puede alcanzar valores de varios miles de Gauss, pero probablemente siempre es menor que f_p para alturas mayores de medio radio solar sobre la fotosfera; ahí, el campo magnético coronal no excede de decenas de Gauss. (Aarons, 1965)

En ausencia de campo magnético y despreciando las colisiones se puede calcular que el índice de propagación μ de una radioonda de frecuencia f en un plasma con frecuencia crítica f_p está dado por la fórmula básica (Ratcliffe, 1959):

$$\mu^2 = 1 - \frac{f_p^2}{f^2} \quad (25)$$

Esta fórmula implica que, como ya lo anticipamos en la introducción, cuando una onda de frecuencia f penetra en una atmósfera solar cada vez más densa el índice de propagación disminuye monótonamente y es igual a cero para una altura particular para la cual la frecuencia crítica f_p se hace igual a la frecuencia f . Para todas las alturas por debajo de esta altura crítica, $f < f_p$, el índice de propagación es imaginario puro; aquí no puede haber propagación. De aquí se sigue que toda la emisión solar que se recibe en una frecuencia f necesariamente se origina a una altura mayor que la altura crítica donde $f = f_p$.

Como el índice de refracción de la corona es diferente de la unidad y varía con la altura, las trayectorias de los rayos no son en general rectilíneas y se deben calcular, especialmente en el caso de las ondas largas, que se pueden propagar con baja absorción en la corona exterior, donde los gradientes de densidad son muy débiles.

En la presencia de un campo magnético, el plasma solar se vuelve birrefringente; cualquier radiación se divide en dos ondas con diferente polarización, una de las cuales es una onda ordinaria y la otra una extraordinaria. Por ejemplo, cuando la propagación es paralela al campo magnético (propagación

longitudinal), los índices de las dos ondas son (Aarons, 1965):

$$\mu_{oL}^2 = 1 - f_p^2 / f(f + f_B) \quad (26) \quad \text{y} \quad \mu_{eL}^2 = 1 - f_p^2 / f(f - f_B) \quad (27)$$

En este caso las dos ondas son circularmente polarizadas en sentido inverso, la onda extraordinaria rota en el mismo sentido que los electrones en el campo magnético.

Cuando la propagación es perpendicular al campo magnético (propagación transversal) se tienen dos ondas linealmente polarizadas con índices:

$$\mu_{oT} = \mu \quad (28) \quad \text{y} \quad \mu_{eL} = \mu_{eT} \quad (29)$$

Las ecuaciones anteriores son válidas solo en el caso de una atmósfera solar homogénea.

De hecho en la corona existen ciertamente variaciones de densidad a pequeña escala; esto se puede ver claramente cuando la radiación proveniente de una fuente de radio se observa pasando a través de la corona, dando lugar a un fenómeno de difusión que ha sido usado extensamente para el estudio de la corona exterior (Hewish, 1955).

Las ondas de radio son absorbidas en la atmósfera solar debido a colisiones electrón-ión. El grosor óptico:

$$\tau = f(x / \mu \rho ds) \quad (30) \quad \text{varia como} \quad N^2 / \mu f^2 T^{3/2}$$

y depende del camino del rayo en consideración (Wild, 1963). En estas ecuaciones μ es el índice de propagación, ρ la densidad y $x = 345 \log \tau'$ (en km) donde τ' es la profundidad óptica medida a lo largo de la línea de visión: el nivel de referencia se localiza convencionalmente a $\tau' = 1$, que es un punto al cual el brillo es de un 66% del correspondiente al limbo.

La absorción calculada para ondas largas ($f < 30$ MHz) es pequeña; en contraste, la absorción puede ser un factor muy importante para ondas más cortas que se originan cerca de la frecuencia crítica, especialmente para los gradientes de densidad que corresponden a la atmósfera solar no perturbada.

Sin embargo, se han observado muchas emisiones que parecen provenir de regiones cercanas a la altura crítica de la corona media sin que aparentemente sufran ninguna absorción notable; esto se debe tal vez al hecho de que estas emisiones se producen en regiones donde existen gradientes anormalmente altos.

3 El Sol Quietos

El concepto de Sol quieto se dió simplemente porque el Sol es un cuerpo caliente, por lo que es de esperarse que emita también en radio y otras longitudes, con una intensidad que depende de la temperatura de acuerdo a las leyes de radiación para cuerpos negros. El Sol puede aproximarse a un emisor de cuerpo negro en el visible y bandas de longitud adyacentes; sin embargo, el Sol quieto en radio ha mostrado no ser un simple cuerpo negro y algunas de sus propiedades no son aún del todo comprendidas.

Las observaciones de radio han mostrado que existen tres componentes de la radiación: a).- Los estallidos de corta duración (<1 hora), asociados generalmente con ráfagas; b).- las tormentas de radiación de algunos días de duración asociadas con regiones activas y c).- la emisión del Sol Quietos. Los estallidos son fácilmente distinguibles de los otros componentes de la radiación y se discutirán al final de este capítulo. Resulta mucho más complicado discriminar entre el Sol quieto y los incrementos de larga duración para determinar el nivel base.

En longitudes de cm y dm la densidad de flujo total de la radiación solar varía por un factor de ≈ 2 de semana en semana y en el curso del ciclo de manchas solares. El incremento obedece principalmente a bremsstrahlung de las condensaciones coronales de plasma calientes y densas, confinadas por los poderosos campos magnéticos de las regiones activas. (McLean y Labrum, 1985)

La identificación del nivel base del flujo del Sol quieto en cm y dm es directa cerca del mínimo solar cuando es frecuente que no existan regiones activas en el Sol. Una serie de medidas diarias del flujo solar revela un nivel base mínimo, la componente del Sol quieto, en días en los que no existe intensificación de la radiación. La densidad del flujo solar en estas longitudes es tan

grande comparada con la de fondo del espacio que se puede hacer una medida suficientemente exacta de ella. Sin embargo, la medición del nivel base del flujo del Sol quieto en longitudes de metros es complicada. Cuando se utilizan antenas pequeñas, el flujo del Sol quieto es pequeño en comparación con la radiación de fondo. A frecuencias por debajo de los 50 Mhz ($\lambda=6$ mts.) el Sol quieto solo puede ser detectado con un gran dispositivo, y aún así a veces es imposible conseguir una medición confiable.

Pawsey y Yabsley, en 1949, mostraron que la radiación del Sol quieto no estaba polarizada, como era de esperarse para la radiación térmica. Observaciones subsecuentes mostraron que la densidad de flujo varía aproximadamente como f^2 , como en el caso del cuerpo negro. Algunas de estas observaciones, que arrancan desde los años 50, fueron hechas con especial cuidado y tienen una alta precisión. Sin embargo fueron hechas durante lapsos pequeños de tiempo y no dan información de cambios de largo periodo en el flujo, aunque sirven para ver que la densidad de flujo del Sol quieto en metros es menos variable que en cm y dm.

En el estudio de las observaciones del Sol quieto se asume que los efectos del campo magnético pueden ser ignorados; esto es así porque, fuera de las regiones activas, la frecuencia de plasma en la corona es mucho mayor que la girofrecuencia. El radio brillo tiene entonces un origen de bremsstrahlung térmico debido a las colisiones electrón-ión en el plasma ionizado. La temperatura de brillo observada, T_b , se puede relacionar con la densidad N_e y la temperatura T_e electrónicas por las siguientes expresiones:

$$T_b = \int T_e e^{-\tau} dr \quad (31)$$

$$\tau = \int k ds \quad (32)$$

$$k = \zeta N_e T_e^{-3/2} f_p^{-2} n^{-1} \quad (33)$$

$$\text{donde } n^2 = 1 - f_p^2 / f^2 = 1 - AN_e f_p^{-2} \quad (34)$$

y donde τ es el grosor óptico, k es el coeficiente de absorción, n es el índice de refracción, f_p la frecuencia del plasma,

$A=80.6 \text{ m}^3 \text{ Hz}^2$ y ξ es una función lentamente variable de N_e y T_e , la cual es tratada como una constante tal que $\xi=1.4 \times 10^{-12}$ en la cromósfera y $\xi=2.0 \times 10^{-12} \text{ k}^{3/2} \text{ Hz}^2 / \text{m}^6$ en la corona. (Chambe, 1971)

En la ecuación (32), τ es el grosor óptico a una distancia s del observador y la integral se hace a lo largo del camino del rayo del observador al punto s . La trayectoria puede incluir difracción y refracción, y, posiblemente, reflexión cerca del nivel del plasma.

De la cromósfera a la corona la temperatura de los electrones se incrementa en alrededor de dos órdenes de magnitud y la densidad electrónica disminuye en el mismo factor. Así, la cantidad $N_e^2 T_e^{-3/2}$ en la expresión (33) para el coeficiente de absorción baja en alrededor de siete órdenes de magnitud de la cromósfera a la corona. Es por ello también que el tratamiento de la emisión en metros, originada casi enteramente en la corona, es distinto que el usado a menores longitudes, cuya emisión se origina casi por completo en la cromósfera. (McLean y Labrum, 1985)

En longitudes de metros, en la corona, el coeficiente de absorción es pequeño en todos lados excepto cerca del nivel del plasma, donde $f_p = f$, $n=0$. El grosor óptico total es del orden de la unidad. Debido a que el índice de refracción es bajo, <1 , en una parte importante del camino del rayo, la refracción y la difracción juegan un papel preponderante en la determinación de la distribución del brillo.

En contraste, a longitudes de onda menores, el coeficiente de absorción mucho mayor de la cromósfera hace imposible ver hacia abajo, a niveles a los que el índice de refracción es significativamente distinto de la unidad.

3.4 La Componente S

Se sabe que, superimpuesta a la emisión térmica del Sol quieto, hay emisión de radio asociada con la presencia de centros de actividad del Sol.

El desarrollo de instrumentos con gran poder de resolución ha

mostrado que , de hecho, esta parte de la emisión de radio solar se origina en fuentes localizadas asociadas con las regiones densas y calientes que están sobre los centros de actividad (fáculas). Estos centros de radioemisión son llamados "condensaciones radioeléctricas". Cuando existen, estas fuentes rotan con el resto del Sol y dan origen a la componente lentamente variable (S). Esta componente se observa principalmente en la regiones de cm y dm y cubre un amplio espectro de frecuencias. Su radiación es relativamente estable. Sus dimensiones, que varían con la frecuencia de observación, no exceden a aquéllas de las fáculas. El tiempo de duración se sitúa en el de las manchas solares y el de las fáculas. Se ha observado también que existe una emisión métrica igualmente asociada a las fáculas ópticas. Las fuentes de emisión están siempre situadas en regiones de fuertes campos magnéticos. Las investigaciones han mostrado que los centros de actividad asociados con las condensaciones más fuertes de radio son los sitios del tipo de ráfaga cromosférica que está acompañada por estallidos de radio que algunas veces provoca emisión corpuscular. (Kundu, 1959)

a) La Componente S en cm y dm

Debido a la diferencia en altura en la atmósfera solar la radiocondensación se mueve a través del disco más rápidamente que el centro óptico correspondiente. Por lo tanto, una medida del movimiento relativo de estos dos centros da la altura de la radiofuente. Debe hacerse notar que el desplazamiento angular en una fuente es $\ll 1'$ y que las altitudes encontradas varían enormemente de acuerdo a la frecuencia de observación. Así, a 21 cm, las alturas van de 20000 a 100000 km, siendo el valor medio de alrededor de 40000 km. A 10 cm y menos, las alturas son generalmente menores. Las radiocondensaciones observadas a 21 cm muestran gran similitud con las fáculas ópticas en su forma, extensión, brillantez y en la posición de sus centros geométricos. Por otro lado, a longitudes $\ll 10$ cm, las fuentes de la componente S están mejor correlacionadas con las manchas solares que con las fáculas, indicando el papel del campo magnético en este rango de

frecuencias. Pareciera que uno observara la sobreposición de dos regiones emisivas asociadas a un mismo centro de actividad, cuyas intensidades relativas oscilaran de acuerdo a la frecuencia a la cual son observadas. (Aarons, 1965)

La primera región que domina para emisiones decimétricas, corresponde a las fuentes cuyos diámetros son comparables a los de las fáculas y cuya radiación está débilmente polarizada.

La segunda región está ligada a condensaciones angostas e intensas. Estas condensaciones, cuya predominancia indica periodos de fuerte actividad solar, son observadas particularmente en emisiones centimétricas. Sus diámetros son comparables a los de las manchas y su radiación está fuertemente polarizada.

La existencia de estas dos regiones fue demostrada a 3.2 cm por Kundu, en 1959, y confirmada a 9.1 cm por Kakinuma y Swarup en 1962 y a 8 mm por Salomonovich en el mismo año.

A estas longitudes, una fuente típica consiste de una región intensa de diámetro muy pequeño (del orden de 1'.5) y de una región menos intensa de diámetro mayor ($\approx 5'$). Sin embargo, a 10 cm, puede haber predominancia de alguna de las dos componentes. Las fuentes más intensas parecen tener los menores diámetros.

La densidad de flujo S de una fuente de brillo uniforme que subtiende un ángulo sólido en el punto de observación está dada (Aarons, 1965) por:

$$S = .27 \times 10^{-22} T(\lambda)^2 \quad W/m^2 - Hz \quad (35)$$

Las dimensiones de las fuentes más intensas de la componente lentamente variable son comparables con el poder de resolución de los instrumentos. Por consiguiente, la temperatura de brillo determinada por la ecuación (35) representa un límite inferior.

A 21 cm, las temperaturas de brillo estimadas son del orden de 5×10^5 °K, pero pueden alcanzar valores de 1.5×10^6 °K. A 10 cm el valor usualmente encontrado es del orden de 4.5×10^5 °K. Las fuentes más intensas tienen temperaturas en el rango de 1.6 a 3.8×10^6 °K. (Christiansen y Mathewson, 1959; Moutot y Boischoy, 1961)

La radiación de alta frecuencia está circularmente

polarizada. El grado de polarización disminuye con la frecuencia. A 3 cm la polarización es del orden de 20 a 30 %; a 10 cm es aproximadamente 10 %; y a 20 cm es solo 2 %. La fuente de la radiación polarizada está confinada a una pequeña área sobre las manchas. Mediciones hechas a 4 GHz muestran que, para una mancha bipolar, existen dos fuentes polarizadas circularmente en direcciones opuestas.

La variación de la intensidad de una fuente con su longitud hace posible obtener una indicación de la forma de la región emisiva. Dos efectos contribuyen a la variación del flujo: 1).- La variación sistemática con la longitud del centro y 2).- cambios diarios importantes relacionados con la actividad del centro óptico asociado. (Aarons, 1965)

3.4.2 La Componente S para Emisiones Métricas

Para longitudes de onda >20 cm, la componente lentamente variable disminuye gradualmente, sin embargo ha sido claramente observada a 60 y 88 cm (Swarup y Parthasaraty, 1958; Firor, 1959). Para emisiones métricas se vuelve difícil detectar la radiación térmica de los centros de actividad, particularmente porque a estas longitudes de onda la temperatura de brillo de la atmósfera solar circundante es muy alta, cercana a la temperatura coronal. Además, los centros de actividad frecuentemente emiten radiación no-térmica en las llamadas tormentas de radio, por largos periodos de tiempo. En presencia de tales tormentas se torna imposible estudiar la contribución de la radiación térmica de los centros de actividad.

En algunos casos, la posición del máximo de la emisión localizada cambia día a día como resultado de la rotación general del Sol. Por otro lado, a veces el máximo de la emisión se mantiene fijo o cambia en forma irregular, esto sucede cuando existen muchos centros de actividad presentes en el Sol y sus radiaciones se superponen. En el caso de centros bien aislados, la altitud encontrada por Moutot y Boisshot en 1961, midiendo la velocidad aparente de rotación de las fuentes es del orden de 0.2 radios solares, comparable con la altura crítica de esta

frecuencia. Prácticamente no se observa radiación cuando el centro óptico asociado está a más de 10' del meridiano central.

La densidad de flujo y el diámetro aparente son proporcionales debido a que la temperatura de brillo es aproximadamente constante (al menos para aquellos centros cuyo estudio se ha hecho posible en ausencia de tormentas de radio). La temperatura de brillo promedio es del orden de 1.2×10^6 °K, algo así como 400000 °K más que la temperatura de brillo del Sol quieto observada a la misma frecuencia.

El mecanismo más socorrido para explicar la componente S, cuya radiación es marcadamente estable, es la emisión térmica de las regiones densas y calientes situadas sobre los centros de actividad, generada por transiciones "free-free" de electrones. Además, se puede explicar un incremento del grosor óptico por la existencia, sobre las manchas, del campo magnético local que modifica las condiciones de propagación (Denisse, 1950). La temperatura de brillo a lo largo de un rayo (Aarons, 1965) es de la forma:

$$T_b = \int_0^{\tau} T_e(\tau) e^{-\tau} d\tau \quad (36)$$

donde T_e es la temperatura electrónica y τ el grosor óptico. Si admitimos que T_e es constante en la corona y calculamos separadamente la contribución de la cromósfera encontramos que:

$$T_b = T_e (1 - e^{-\tau}) + T_c e^{-\tau} \quad (37)$$

donde T_c es la temperatura de brillo de la cromósfera. T_b no puede exceder la temperatura electrónica en la región considerada, pero hemos visto que para las más intensas condensaciones de radio, la temperatura de brillo medida a una longitud de onda de 10 cm puede ser 3.8×10^6 °K. De acuerdo con teóricos soviéticos y japoneses, este pico desconcertante puede indicar que una parte de la componente lentamente variable es, en realidad, emisión giromagnética de electrones acelerados en los fuertes campos magnéticos que atraviesan las regiones activas.

Cuando un centro importante de actividad solar aparece sobre el disco, es el asiento de numerosas ráfagas cromosféricas. En general, estas ráfagas son seguidas de una secuencia de eventos de radio y de otros tipos. Cualquiera de estos centros de actividad, aún uno moderadamente activo, se encuentra asociado con playas más o menos emisoras de radio y que se originan en las condensaciones relativamente densas que yacen sobre las fáculas cromosféricas. En general, la actividad eruptiva de un grupo de manchas coincide con un aumento en brillantez en las ondas centimétricas de los centros involucrados (Pick, 1961). Estas regiones brillantes están fuertemente localizadas en la vecindad inmediata de las manchas (condensaciones estrechas) y por el carácter polarizado de su radiación revelan su asociación con los campos magnéticos de las manchas (Kundu, 1959). La duración de esta fase preliminar que se manifiesta a sí misma como un "calentamiento" localizado de la región activa, varía esencialmente de un evento a otro y puede durar varios días.

El principio de la ráfaga propiamente está marcado por una fase explosiva en el curso de la cual se producen muchos tipos de eventos notables. Se observa un rápido aumento en la emisión centimétrica que dura unos cuantos minutos; éste es el estallido centimétrico. La fuente de esa emisión es estable y parece estar localizada arriba en la cromósfera; de acuerdo a los estudios del japonés Takakura debe tener su origen en radiación sincrotrónica de electrones de energía relativista girando en órbita en un campo magnético de unos 1000 Gauss, y que se manifiestan a sí mismos emitiendo simultáneamente rayos X.

Al mismo tiempo aparece en la corona el estallido llamado tipo III, cuya duración no excede de unos cuantos segundos y que es radiado por una perturbación que se eleva en la corona con una velocidad extremadamente alta, del orden de una fracción de la velocidad de la luz. La característica más extraordinaria de la emisión tipo III es el rápido corrimiento de cada estallido desde altas a bajas frecuencias durante su corto tiempo de vida. Fue este comportamiento lo que dió origen al nombre de "estallidos de

rápido corrimiento" y lo que hace que los estallidos aparezcan como líneas de pendiente abrupta en los registros de barrido de frecuencias (Smith, 1969). A menudo, un estallido va acompañado por una segunda armónica, esto es, un estallido gemelo en una frecuencia doble de la original. El estallido tipo III se observa en un orden de longitud de onda entre unos 50 cm (600 MHz) y las longitudes de onda más largas que penetran en la atmósfera terrestre (230 m). A veces, las ondas no están polarizadas, pero en otras ocasiones exhiben polarización circular o elíptica.

En 1950, el australiano J.P. Wild sugirió que los estallidos de rápido corrimiento podrían brotar de perturbaciones que se escapan a través de la corona solar radiando frecuencias más bajas a medida que aumentan su altura. Wild calculó cuán rápidamente tendrían que ascender las perturbaciones para producir los índices de corrimiento, de 10 a 100 MHz por segundo. Las velocidades necesarias resultaron ser del orden de $0.3c$. Para corroborarlo Wild y sus compañeros construyeron un interferómetro especial de barrido de frecuencia. El instrumento exploró la banda de frecuencias entre 40 y 70 MHz dos veces por segundo, y gracias a su línea de base de 1 km pudo determinar las localizaciones de fuentes de radio con una precisión de $1'$ de arco. Así, Wild obtuvo que las fuentes se alejaban de la superficie solar a velocidades que variaban de $.2c$ a $.8c$. Wild y sus colegas hicieron la sugerencia -aún aceptada- de que la emisión nace de ondas de plasma Cerenkov que son excitadas por corrientes de electrones rápidos disparados desde los estallidos que los generan (Smith, 1969). Esto ocurre porque la velocidad de la onda de plasma en la corona es menor que la de la luz, y por ello, la onda puede ser adelantada por los mismos electrones que la generan; circunstancia característica de un proceso Cerenkov.

En estas condiciones la onda continúa creciendo en intensidad mediante la absorción de energía de la corriente de electrones que pasa, una forma de ampliación conocida como inestabilidad de dos corrientes. Aparentemente, la onda ampliada de plasma no da origen inmediatamente a ondas de radio porque la onda de plasma es longitudinal mientras que las ondas electromagnéticas son transversales y no es probable que una excite a la otra a menos

que se dé algún mecanismo de acoplamiento en el proceso de conversión. En la corona solar el acoplamiento necesario puede ser suministrado por inhomogeneidades o por dispersión. Las inhomogeneidades pueden adoptar la forma de variaciones relativamente grandes en la densidad del plasma o en el campo magnético local. Este método de convertir una onda de plasma en una electromagnética es más efectivo si la onda de plasma está viajando hacia abajo a lo largo de líneas de campo magnético en dirección de las regiones más densas de la corona inferior. La onda de radio resultante está también dirigida hacia abajo, en dirección de la fotosfera, y por lo tanto, solo podemos recibirla por reflexión. A causa de estas características direccionales, el acoplamiento de ondas a través de inhomogeneidades no parece ser muy apropiado para la emisión tipo III.

La conversión a través de dispersión sucede cuando la onda de plasma tropieza con numerosas y pequeñas irregularidades en la densidad de fondo del plasma. Esas irregularidades no son sino amontonamientos momentáneos de partículas producidos por los movimientos térmicos al azar de los iones y electrones. Si la dispersión es causada por un grupo de iones, se genera una onda de radio que tiene la misma frecuencia y dirección de movimiento que la onda de plasma incidente. Si la dispersión es debida a un grupo de electrones, la onda electromagnética resultante tiene una frecuencia que es el doble de la de la onda de plasma original. Los soviéticos V.L. Ginzburg y V.V. Zhelezniakov han apuntado la existencia de una segunda armónica en los estallidos tipo III como consecuencia natural de la dispersión de las ondas de plasma por amontonamiento tanto de iones como de electrones y, por ende, el mecanismo de dispersión parecería ser apto para explicar estos estallidos. (Smith, 1969)

Resumiendo: los estallidos tipo III se originan por rápidas corrientes de electrones que se remontan a través de la corona. En cada nivel, los electrones excitan ondas de plasma que oscilan en la frecuencia crítica local. Finalmente, las ondas de plasma se convierten en las ondas de radio observadas, de frecuencias f y $2f$, probablemente mediante la separación de pequeños grupos de iones positivos y electrones.

Aproximadamente un 10 % de los grupos de estallidos tipo III, son seguidos por un breve periodo de emisión continua: este fenómeno se clasifica como estallido tipo V. De ordinario, la radiación dura de 1 a 5 minutos y en un espectrograma que barre en frecuencias aparece como una burbuja amorfa que se extiende sobre un amplio orden de frecuencias por debajo de 200 Mc/s. El grado de polarización circular es siempre bajo ($< 10\%$) con un valor promedio de, aproximadamente, 7 %. La característica más destacada de la polarización de los estallidos de tipo V es que su sentido es generalmente opuesto al del estallido tipo III anterior.

El espectro, la duración y la intensidad de la emisión tipo V condujo a Wild a sugerir que se trataba de radiación sincrotrónica de las mismas corrientes de electrones rápidos (con energía ≥ 1 MeV) que excitan los estallidos tipo III. Sin embargo, pronto se vio la dificultad de que los electrones alcanzaran tal energía y la hipótesis sincrotrónica fue descartada. En 1965 Weiss y Stewart propusieron que los estallidos tipo V se deben a radiación de plasma de electrones atrapados en los rizados coronales altos adyacentes a las líneas de campo abiertas trazadas por los electrones del tipo III. Esta hipótesis ha sobrevivido, aunque la idea de electrones atrapados ha sido cuestionada, especialmente porque la radiación tipo V se extiende a frecuencias de 10 Mhz o menos, correspondientes a grandes alturas en la corona donde $f_p \leq 5$ Mhz y los rizados cerrados no son comunes. Algunas ideas alternativas sugeridas son: a).- un amortiguamiento anormalmente lento de las colisiones debido al "exceso de calentamiento" (Warwick, 1967); b).- una propagación anormalmente lenta de un chorro de electrones debida a una dispersión de electrones en un ángulo muy grande (Melrose, 1974) y c).- un alargamiento poco usual del chorro debido a que incluye electrones de una variedad muy grande de velocidades (Robinson, 1978).

La tesis de radiación de plasma es, por las evidencias, la más fuerte. Los datos de polarización, en particular, implican que la radiación es de segunda armónica. Sin embargo quedan muchas cuestiones por resolver, tales como: el tipo de onda responsable de la dispersión, las condiciones especiales para la inclusión de electrones lentos en el chorro, etc. (McLean y Labrum, 1985)

Cuando la fase explosiva es particularmente intensa, se dan algunos efectos notables que se extienden más lentamente en la corona exterior y alcanzan incluso el medio interplanetario. Es en el curso de esta fase de expansión que varios minutos después del inicio de la ráfaga aparecen dos estallidos característicos: los estallidos de tipo II y IV. El estallido de tipo II, al igual que el de tipo III, corresponde a una perturbación ascendente, pero la rapidez de la tipo II es del orden de miles de km, que es la velocidad de la onda de choque hidrodinámica supersónica producida por la explosión inicial (Aarons, 1965). La segunda armónica aparece más de la mitad de las veces en las emisiones tipo II. Generalmente, se acepta que los estallidos de desplazamiento lento nacen también en oscilaciones de plasma excitadas por alguna perturbación en movimiento hacia afuera, pero la desviación de frecuencia corresponde a una velocidad de 1000 km/s. Como esta velocidad es 10 veces la del sonido en la corona, se cree que la perturbación puede ser una onda de choque supersónica creada por la erupción de materia que acompaña a la fase explosiva de la ráfaga. Observaciones de alta descomposición muestran que un solo estallido tipo II puede provenir de varias fuentes bastante separadas, sugiriendo que la explosión ha producido una onda de choque fragmentada con varias componentes disparándose hacia afuera en diferentes direcciones. (Weiss, 1963)

Una característica de ciertos fenómenos tipo II es que muestran una estructura menuda, casi como si realmente estuvieran integrados por un gran número de estallidos tipo III muy juntos. Es posible que el frente de choque móvil acelere los electrones de la atmósfera solar hasta altas velocidades y que éstos generen entonces estallidos de rápido desplazamiento. Existe evidencia, por las pruebas espaciales, de que esa aceleración de electrones se produce en el frente de choque donde el viento solar tropieza con el campo magnético de la Tierra. Algunos investigadores creen que todos los fenómenos de tipo II son simplemente superposiciones de miríadas de estallidos tipo III creadas de esta manera. Incluso cerca del máximo de manchas solares, suceden estallidos tipo II con un promedio de uno cada 50 horas en contraste con los tipo III que se presentan una vez cada pocos minutos.

Las primeras observaciones de las fuentes de estallidos tipo II con el radiotelescopio de Culgoora a 80 Mhz (Kai y McLean, 1968; Wild, 1969) mostraron que estas fuentes son grandes ($\approx 5 R_{\odot}$) Observaciones a 43 Mhz (Nelson y Robinson, 1975) revelaron fuentes aún mayores ($\approx 1 R_{\odot}$). Estas fuentes son generalmente circulares o ligeramente alargadas y algunas veces están compuestas de varias subfuentes diferentes alrededor de un arco ancho centrado en el sitio de la ráfaga.

El estallido tipo IV corresponde también a una perturbación ascendente pero completamente diferente de la anterior. La radiación es un continuo bastante estable cuya fuente se ha seguido tan lejos como hasta cinco o seis radios solares sobre la fotosfera (Aarons, 1965). La relativa estabilidad de la emisión tipo IV es, en cierto modo, engañosa, porque hay, al parecer, por lo menos tres clases diferentes de fuentes implicadas. Además, los estallidos tipo IV varían tanto entre ellos mismos que es más difícil describir un fenómeno típico que en los casos anteriores.

Por lo menos una variedad de emisión tipo IV puede "brincar la barrera" y preceder al estallido tipo II asociado, esa radiación comienza durante la fase luminosa, pero está confinada a la región de microondas del espectro. Kundu denomina a esta emisión como tipo IV A. La fuente de la emisión es una pequeña región, de $4'$ de arco o menos de diámetro. Como se halla una ancha banda de frecuencias provenientes del mismo pequeño volumen de la atmósfera solar, se presume generalmente que está implicado en ello el proceso sincrotrónico pues, además, las ondas de radio muestran polarización circular, lo que evidencia la presencia de un campo magnético.

Los más espectaculares y distintivos de los fenómenos tipo IV son aquéllos que comienzan en longitudes de onda del orden de metros, unos minutos después de haber desaparecido grandes estallidos tipo II. Siguiendo con Kundu, estos estallidos se conocen estallidos tipo IV B. Las fuentes de estas emisiones son muy grandes, extendiéndose típicamente sobre un tercio del diámetro del disco visible. Sin embargo, su movimiento es lo que realmente las coloca aparte de otras clases de fenómenos tipo IV. Como los estallidos II y III, las fuentes de estallidos tipo IV B,

se elevan rápidamente a través de la corona, desarrollando velocidades hasta de 3000 km/s y, en ocasiones, alcanzando -como ya se dijo- alturas de hasta 5 o 6 radios solares antes de que se detengan y desaparezcan en los registros de radio. Esta fuente tipo IV B contiene una enorme nube de electrones relativistas, con energías individuales de unos 3 MeV, los cuales están acompañados por un número igual de iones positivos de masa mayor, formando una nube de plasma que arrastra una parte del campo magnético de la vecindad inmediata del destello. Hay que suponer que este campo magnético se remodela rápidamente por sí mismo para formar una "botella magnética" que se desplaza junto con la nube e impide que los electrones de alta velocidad se separen difundiéndose rápidamente. Muy probablemente es la fuga de la botella magnética la que limita el tiempo activo de vida de una fuente tipo IV B a un periodo que varía entre 10 minutos y 2 horas. (Smith, 1969)

En algunas ocasiones, la emisión tipo IV B parece estar seguida por un fenómeno de clase enteramente diferente, de longitud de onda métrica, que es denominado como tipo IV C. Al parecer, los dos fenómenos pueden comenzar al mismo tiempo, más o menos, pero la componente tipo IV C no se observa hasta que su "competidora" ha desaparecido. Más allá de eso, el tipo IV C se distingue por su duración, que puede llegar a varios días. A los estallidos tipo IV C también se les conoce como "tormenta continua". La radiación se origina en una fuente pequeña, fija, en lo profundo de la atmósfera del Sol y muestra fuerte polarización circular. Una peculiaridad más es que la emisión es, preferentemente, lanzada en un haz agudo en dirección vertical, de suerte que no podemos recibirla a menos que la fuente se halle cerca del centro del disco solar visible, donde está más o menos "apuntada" hacia la Tierra. Se ha pensado que la radiación se debe a ondas de plasma excitadas por electrones rápidos, nacidos de la ráfaga, que han sido atrapados en los rizados magnéticos arriba de las manchas solares. Los electrones, oscilando hacia atrás y hacia adelante a lo largo de las líneas del campo, crean ondas longitudinales en el plasma circundante, las cuales, a su vez, generan la emisión de radio observada.

El estallido tipo IV, descubierto por A. Boischot, debe mucho

de su importancia al hecho de que muchos efectos geofísicos de las ráfagas parecen estar directamente relacionados con las propiedades de este estallido, es el caso en particular de las tormentas geomagnéticas y su velocidad de propagación a través del espacio interplanetario; así como la producción de rayos cósmicos solares. (Aarons, 1965)

Cuando todas las trazas de la ráfaga óptica han desaparecido, aún queda en la corona una emisión de radio permanente y estable cuya radiación puede persistir varios días. La fuente de esta radiación tiene una localización relativamente baja en la corona, cerca de la altura crítica, mientras que el estallido tipo IV tiene lugar a alturas mucho mayores. Al principio, la radiación de tormenta es notablemente estable, pero poco a poco se empiezan a observar estallidos tipo I de vida muy corta sobrepuestos al continuo, volviéndose cada vez más numerosos de modo que esta emisión ya no se puede distinguir del ruido ordinario de tormentas de radio, cuya radiación fluctuante constituye la fuente más común de radioemisión solar. Más frecuentemente estas tormentas se originan poco después de una erupción, posiblemente de poca importancia, bajo condiciones aún no definidas claramente, pero sin la secuencia completa de eventos que se acaba de describir.

Los diámetros de las tormentas varían comúnmente entre 4' y 10' de arco, pero los estallidos individuales provienen de fuentes mucho más pequeñas dispersas en esas regiones. La emisión de una tormenta de ruido es lanzada en dirección vertical, como en el caso de los estallidos tipo IV C. Como dato adicional diremos que cuanto más fuerte es la tormenta, más estrecho parece ser el cono de radiación. (Smith, 1969)

Tanto el fondo continuo como los estallidos tipo I están polarizados circularmente, y parecen depender del hemisferio solar en el que se encuentra la tormenta. Cuando R. Payne Scott y A.G. Little hicieron por primera vez esas mediciones, en 1950, hallaron que las tormentas al sur del ecuador solar producían habitualmente emisión polarizada dextrógira, mientras que la radiación de centro de tormenta al norte del ecuador exhibía polarización levógira. Al producirse el siguiente ciclo solar esta relación se invirtió totalmente.

Aunque las tormentas de ruido han sido estudiadas por más de treinta años, solo en los últimos tiempos se han desarrollado teorías convincentes para su explicación. Se acepta generalmente que los estallidos tipo I deben ser alguna forma de emisión de plasma; ésta hipótesis explica algunas características observadas como la temperatura de brillo y la fuerte polarización modo-o.

Melrose (1980) desarrolló una teoría basada en las siguientes suposiciones: a).- El mecanismo de emisión es la emisión de plasma y se debe a la unión de ondas de Langmuir con ondas de baja frecuencia; b).- el agente excitador para las ondas de Langmuir es una población de partículas energéticas atrapadas en una estructura magnética cerrada sobre una región activa.

Spicer et al (1981) propusieron un mecanismo más o menos similar, en el cual las ondas de Langmuir interactúan con ondas híbridas que son producidas por choques débiles sucesivos los que a su vez están asociados con flujos magnéticos emergentes.

Las ondas de Langmuir son oscilaciones electrónicas del plasma modificadas por los movimientos térmicos de los electrones, no tienen asociado un campo magnético y su campo eléctrico se debe a una separación de carga entre los electrones y los iones. Es condición para la existencia de éstas ondas que la velocidad de fase sea mucho mayor que la del electrón térmico.

Una teoría alternativa es que los estallidos tipo I son producidos por emisión ciclotrónica amplificada generada por chorros de electrones (Fung y Yip, 1966). Una objeción a esta teoría ciclotrónica, señalada por Melrose en 1973, es que ésta favorece la producción de emisión de segunda armónica con polarización modo-x. Mangeney y Veltri (1976) argumentaron que el modo-o podía ser producido bajo circunstancias especiales y desarrollaron una teoría ciclotrónica detallada para los estallidos tipo I. Sin embargo, se mantiene la dificultad de que, intrínsecamente, las teorías ciclotrónicas favorecen el modo-x, en el cual el sentido de la polarización corresponde a la dirección de movimiento de un electrón girando en espiral en torno a las líneas de campo magnético.

CAPITULO IV

EL RADIOINTERFEROMETRO "IK"

4.1 Radiotelescopios

Para poder detectar la radiación que nos llega de afuera por la ventana de radio, así como para una mejor comprensión de las propiedades de las diversas fuentes de emisión de radio, se han desarrollado diversos tipos de instrumentos. Los tres principales, para el estudio de la radioemisión solar, son: los radiotelescopios, los interferómetros y los radioespectrógrafos. Ninguno de éstos instrumentos proporciona por sí mismo toda la información deseada de la fuente de radio emisión: cada uno suministra una cantidad limitada de información, la cual es diferente para instrumentos diferentes. Una conjunción de información obtenida de diversos aparatos permite tener un panorama más o menos completo de las características de los distintos tipos de radioemisión solar, las cuales, a su vez, son indispensables para la comprensión del origen de éstos.

El radiotelescopio es el instrumento fundamental de la radio astronomía. Consiste esencialmente de dos partes: una antena direccional que transforma la radiación electromagnética incidente en una diferencia de potencial; y un receptor que amplifica esta señal y registra la salida en un voltímetro o medidor de corriente.

La figura (4-1) muestra un diagrama del tipo más sencillo de radiotelescopio, que consiste en una sola antena conectada mediante una línea de transmisión a un receptor. La señal de salida amplificada del receptor es conectada a un registrador que trabaja permanentemente, usando una pluma que marca en una tira móvil de papel.

Como vimos en el primer capítulo de este trabajo, la densidad

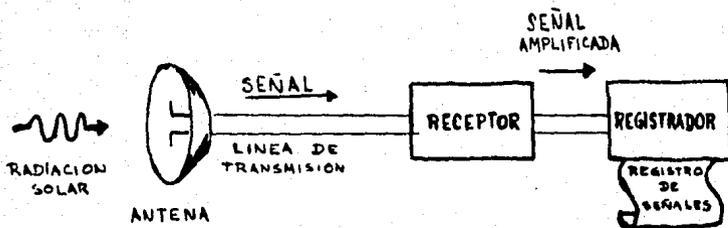


FIG (4-1)

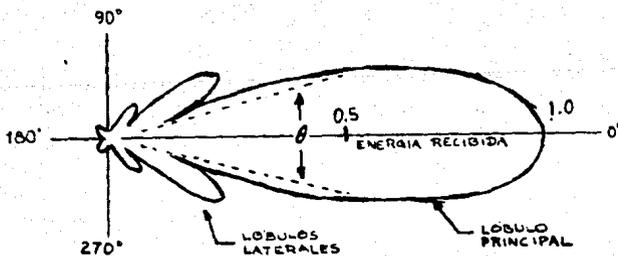


FIG. (4-2)

de flujo recibida, S, está dada por:

$$S = 2\pi kT / \lambda^2 (R_o / d)^2$$

Así, si podemos medir S, es posible resolver la ecuación para despejar T. Pero la potencia total, P_T , recogida por un radiotelescopio no es directamente igual a S, ya que S representa el flujo incidente por unidad de área, es decir, $S = P_T / A$, donde A es el área efectiva colectora de la antena. Después que la señal de salida debida a P_T ha sido registrada, se conecta la entrada del receptor a un circuito de calibración que suministra un ruido variable, pero conocido, de potencia P_c . Cuando se ha ajustado el nivel del calibrador de suerte que la salida del receptor sea igual a la originada por el Sol, entonces $P_T = P_c$. (Smith, 1969)

La naturaleza de la antena varia mucho, dependiendo en granparte de la frecuencia que ha de recibirse. En la región de microondas del espectro de radio la antena es, habitualmente, un reflector parabólico o platillo que concentra la energía sobre un pequeño elemento receptor colocado en su punto focal. Para longitudes de onda más largas la antena puede ser un "yagi", consistente en varias varillas paralelas montadas en una barra común (como en el caso de las antenas de TV). En algunas ocasiones se utiliza un sistema de dipolos, o antenas elementales, sostenido en mástiles fijos. Ciertamente construir este tipo de antenas es más barato pero tiene la desventaja de que no se puede guiar mecánicamente para rastrear un blanco celeste a través del cielo.

Las antenas empleadas en radio astronomía solar tienen, generalmente, gran direccionalidad, es decir, solamente son eficaces para recibir señales cuando están enfiladas muy próximamente a la fuente. Cuando esta antena es hecha girar separándose de la fuente, la energía recibida cae verticalmente en la forma que muestra la figura (4-2).

La direccionalidad se mide comúnmente por el ángulo θ , en el cual la energía recibida sobrepasa la mitad de su valor máximo. Este ángulo es conocido como "ancho del haz" de la antena. Desafortunadamente, las antenas existentes tienden a desplegar salientes secundarias en sus diagramas direccionales, produciendo

los llamados "lóbulos laterales" que se ven en la figura anterior. Estos lóbulos son análogos a las franjas de difracción que rodean las imágenes ópticas, pero en el caso del radio se presentan en escala mucho mayor debido a que la longitud de onda de la radiación es mayor en relación con la abertura del instrumento.

El radiotelescopio es en suma, como un telescopio óptico que se usa solamente para enfocar la luz sobre una fotocélula. Únicamente puede construirse una imagen de la fuente explorando con el instrumento atrás y adelante y haciendo una gráfica bidimensional de la intensidad medida al apuntar el telescopio a diferentes regiones de la fuente; esa imagen es análoga a un mapa topográfico de un territorio, en el que las zonas más fuertes de la fuente se destacan como montañas. La exploración solo puede ser efectiva si el ancho del haz del radiotelescopio es mucho menor que el ancho angular de la fuente. El ancho de haz de un radiotelescopio está dado (Smith, 1969) por la expresión:

$$\theta = \lambda / L \text{ rad}$$

$$(38) \quad \text{o} \quad \theta = 57 \lambda / L \text{ grados}$$

$$(39)$$

donde L es el ancho efectivo de la antena en el plano en el que se mide θ y λ es la longitud de onda operante expresada en las mismas unidades que L . En el caso de un platillo parabólico, L es aproximadamente igual al diámetro del platillo. Para el Sol, si tenemos que $\theta = 0.5^\circ$ encontramos que $L = 114\lambda$. Por lo que, para una longitud de onda de 1 cm, el platillo tiene que ser, aproximadamente de 1.14 m de diámetro, si su ancho de haz ha de igualar el diámetro aparente del Sol. Para explorar eficazmente el Sol, el platillo debe tener alrededor de 10 veces este tamaño.

En 1956, el laboratorio de investigación naval de E.U., empezó un estudio del Sol con un paraboloide de 3 cm que había sido labrado de una sola pieza de aluminio fundido, con una precisión tal que podía ser utilizado en la longitud de onda de 4.3 mm. El plato fue montado en un pedestal de radar ladeado de manera que un eje apuntaba a la Estrella Polar. Con este dispositivo puede seguirse al Sol (o a cualquier otra fuente celeste) haciendo girar el instrumento sobre un solo eje. En el punto focal del paraboloide se colocó una pequeña bocina para

recibir la señal reflejada, la que, después, era conducida por una guía de onda hasta un receptor especial de bajo ruido, en la parte de atrás del plato.

En la práctica, la antena apuntaba ligeramente adelante del Sol con la ayuda de un telescopio óptico. Se bloqueó el montaje en esta posición y se registró la salida de receptor a medida que pasaba el Sol a través del haz estacionario del radiotelescopio. Se repitió el procedimiento una y otra vez durante el transcurso de un día con el fin de obtener un gran número de exploraciones de la superficie solar. Partiendo de estos datos pudo determinarse la distribución de radiobrillantez a través del Sol, así como el diámetro y temperatura aparentes de la superficie solar. (Smith, 1969)

El mayor y más sofisticado radiotelescopio del mundo es el conocido como VLA (Very Large Array), ubicado en el desierto, cerca de Socorro, Nuevo México. Este dispositivo, capaz de producir mapas bidimensionales, consiste de 27 paraboloides de 22 metros distribuidos a lo largo de los tres brazos de una "Y", cada uno de los cuales mide 21 km. Cada telescopio está equipado con receptores de cuatro diferentes longitudes de onda: 1.3, 2, 6 y 18-21 cm. El VLA es capaz de producir imágenes instantáneas, limitado solamente por el tiempo de muestreo que era de 10 segundos en un principio y actualmente es de solo 3 segundos. La más alta resolución posible puede ser tan buena como 0.1" de arco, sin embargo, la mejor resolución utilizada ha sido de 21" de arco (Kundu, 1984; Kundu y Lang, 1985).

La resolución espacial del VLA en microondas, iguala e incluso supera la resolución de los telescopios ópticos por lo que es posible observar detalles finos de la estructura de las regiones activas. Así, utilizando el VLA, ha sido posible ver muchos rizados de regiones activas, así como estudiar la ubicación de la liberación de energía de las ráfagas con gran detalle. La alta resolución espacial posible con el VLA, permite determinar también la estructura del campo magnético de la región de las ráfagas a partir de su estructura de polarización (Kundu, 1984). Fue precisamente usando el VLA como se demostró la existencia de una estructura de rizados que conecta a las manchas solares de

polaridad opuesta en una región activa a 6 cm de longitud de onda (Kundu, 1982). En suma, podemos decir que las observaciones con el VLA están proveyendo elementos muy importantes para la verificación de los distintos modelos de ráfagas.

4.2 Interferómetros

Para tener un alto poder de resolución en un telescopio óptico no es absolutamente necesario utilizar el área entera de la lente del objetivo. Vamos a suponer que se tapa la lente con un disco opaco que tiene dos pequeños agujeros taladrados cerca de los extremos de un diámetro, como en la figura (4-3(a)).

Si estamos mirando a un objeto circular, el poder de resolución en un plano sigue siendo el mismo que si estuviésemos empleando una lente sin tapar con diámetro igual a d , la distancia entre los agujeros. Ciertamente, existe una enorme pérdida de luz, y la interpretación de la imagen se complica por efectos grandemente aumentados de interferencia y difracción. De hecho, la imagen ya no es un simple disco, sino una serie de franjas de interferencia brillantes y oscuras. En 1920, el norteamericano Albert Michelson inventó un "interferómetro estelar" en el que los agujeros de la figura (4-3(a)) quedaban separados a mayor distancia mediante el sistema de cuatro pequeños espejos expuesto en la figura (4-3(b)), dando así al instrumento el poder de resolución de un telescopio de abertura D . Con este dispositivo incorporado al telescopio de 100 pulgadas de Mount Wilson, Michelson y F.G. Pease fueron capaces de medir los diámetros de algunas de las mayores estrellas cercanas, algo nunca antes conseguido. (Smith, 1969)

Si se unen a un receptor común dos antenas ampliamente separadas como en el figura (4-3(c)), el sistema equivale a una sola antena muy grande cuyo tamaño total es el mismo que la distancia D entre las dos antenas. Desde luego la capacidad colectora de energía del interferómetro es simplemente la de las dos antenas pequeñas, y una vez más se complica la interpretación. En el interferómetro óptico la imagen de un disco se transformó en

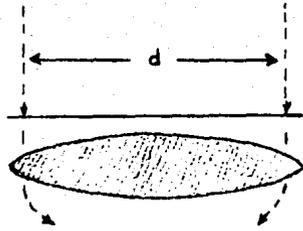


FIG (4-3) (a)

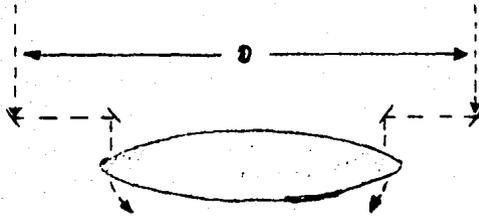


FIG (4-3) (b)

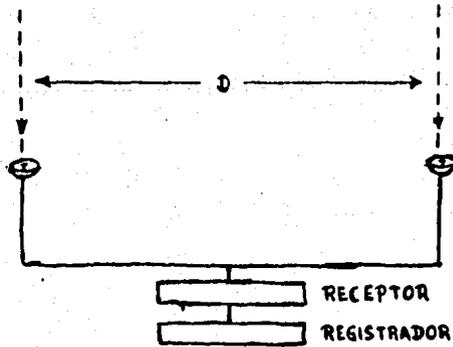


FIG (4-3) (c)

sistema de franjas. Análogamente, en el radiointerferómetro la "imagen" o señal de una fuente se convierte en una serie de franjas en lugar de un solo máximo bien definido.

Como invariablemente el Sol radia mientras se mueve en el firmamento, el radiointerferómetro registrará un conjunto de franjas que se parecen mucho a las franjas de interferencia producidas en el experimento de Young por la luz que incide en una pantalla después de pasar a través de dos estrechas ranuras.

Los dos casos son, efectivamente, similares como podemos ver en la figura (4-4(b)), que muestra una onda de radio solar incidente sobre un interferómetro en el momento en que el Sol se encuentra a β grados del eje vertical del instrumento. supongamos que las líneas de transmisión l_1 y l_2 son de igual longitud. Entonces, si el $\sin \beta$ de D es un número entero de veces de longitudes de onda, las señales de las dos antenas a_1 y a_2 estarán en fase cuando se combinan en el receptor, y se reforzarán entre sí. La condición para una señal máxima, correspondiendo al pico de una franja es: $D \sin \beta = n \lambda$ o $\sin \beta = n \lambda / D$; donde n es un número entero. Cada vez que el Sol se mueve a una nueva posición tal que β satisfaga esta condición, se forma otra franja. Por otra parte, cuando $D \sin \beta$ es un múltiplo impar de $\lambda/2$, las señales de a_1 y a_2 se anulan mutuamente y en el sistema de franjas se produce un cero.

En el registro idealizado de la figura (4-4(a)), la envolvente de trazos representa la figura direccional del lóbulo principal de cualquiera de las dos antenas si se utilizara una sola. Hemos supuesto que las dos antenas son fijas; naturalmente, cuando el Sol se ha desviado de los haces de la antena individual ambas señales caen a cero y no pueden generarse más franjas de interferencia. El efecto de combinar las dos antenas ha sido dividir el haz más bien ancho de una sola antena en varios lóbulos en forma de abanico mucho más angosto y numerosos, cada uno de los cuales puede utilizarse ahora como una sonda de alta resolución para descubrir detalles o determinar posiciones. El aumento de resolución solo tiene lugar en un plano que contiene la línea de base entre las dos antenas, en un plano perpendicular a ésta no es mayor que la de cualquier antena aislada. Es por esta razón por lo que las líneas de base del interferómetro están orientadas

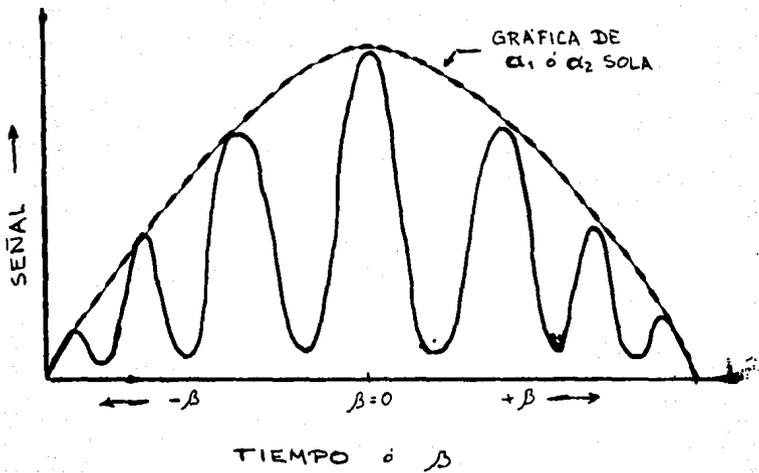


FIG (4-4) (a)

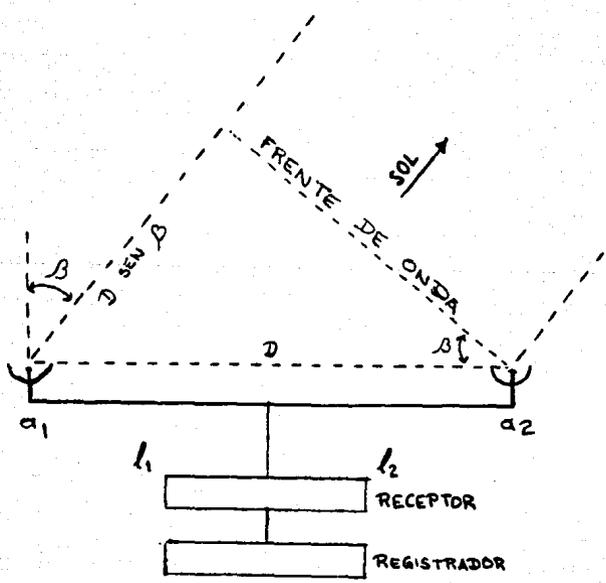


FIG (4-4) (b)

generalmente de este a oeste, de manera que los lóbulos de interferencia exploran a través de las fuentes celestes a medida que gira la tierra. Para observaciones del Sol, el ritmo de exploración de $15^\circ/\text{hora}$ es con frecuencia excesivamente lento para representar acontecimientos que ocurren rápidamente y, a veces, los interferómetros solares incluyen una exploración rápida introducida mediante la variación periódica de la longitud de una de las líneas de transmisión. En muchos interferómetros, la caída en intensidad a ambos lados de la franja $\beta=0$ se evita haciendo que las antenas individuales rastreen al Sol de manera que sean posibles las observaciones durante todo el día.

En lugar de utilizar un solo par de antenas colocadas en los extremos opuestos de una línea de base, podríamos colocar un número mucho mayor de antenas a lo largo de esta misma línea. En óptica esto equivaldría a substituir las dos ranuras del experimento de Young por ranuras múltiples, o sea, por una rejilla de difracción. El efecto de los elementos adicionales es el de suprimir muchos de los lóbulos de interferencia, aunque los anchos de los lóbulos restantes son los mismos que antes. Si el número total de antenas en esa "rejilla de interferencia" es n , el espaciado entre lóbulos será de unas n veces el ancho de un solo lóbulo. Con un patrón de este tipo hay menos posibilidades de confusión debida a fuentes secundarias en "lóbulos no utilizados".

Si aumentamos aún más el número de antenas individuales de manera que n se acerque al infinito, podemos pensar en el espaciado de lóbulos como habiendo aumentado hasta el punto que ya solo queda un abanico central. De hecho, estaremos de nuevo en el caso de una sola antena grande. Tal sistema es muy adecuado para estudiar las galaxias, en las que tenemos una multitud de fuentes comparables regadas por todo el firmamento y donde las posibilidades de confusión con un instrumento multilobular son grandes. En el caso del Sol, sin embargo, un solo lóbulo no constituye necesariamente una ventaja, por que este lóbulo tiene que estar hecho, de algún modo, para rastrear el Sol a efecto de obtener más de una breve "ojeada" por día.

Si añadimos un cable extra de longitud media de onda a una de las líneas de transmisión, l_1 o l_2 , de la figura (4-4(b)), se

desviará el sistema de franjas de suerte que los picos se presentan donde acostumbraban estar los valles. Conectando y desconectando eléctricamente la longitud de cable, con el circuito a ritmo muy rápido, podemos hacer que las franjas exploren hacia atrás y hacia adelante entre dos regiones adyacentes del cielo. Supongamos ahora que una de estas dos regiones contiene una fuente de radio localizada, como el Sol. En una mitad del ciclo de contacto el instrumento "verá" a la fuente, mientras que en el otro semiciclo no lo hará. Así, el interferómetro generará una señal alternativa que es fácilmente captada y amplificada por un receptor adecuado. Por otra parte, una fuente amplia de ruido como la de fondo de la vía láctea da origen a una señal pequeña, o no da origen a ninguna, puesto que el instrumento ve prácticamente la misma intensidad para ambas posiciones de la franja. Este tipo de interferómetro, conocido como de "interrupción lobular", es altamente efectivo para captar pequeñas fuentes en la interferencia de fondo y tiene también la ventaja de reducir los problemas del ruido e inestabilidad del receptor. (Smith, 1969)

Los interferómetros bidimensionales se construyen combinando adecuadamente las señales de dos sistemas lineales, uno de los cuales se extiende de este a oeste y el otro de norte a sur. Generalmente, las líneas de antenas están dispuestas en forma de cruz. El modelo de antena resultante puede imaginarse como la superposición de dos conjuntos de haces en forma de abanico, con uno de ellos hecho girar 90° sobre un eje vertical. Las zonas de superposición de los dos conjuntos de abanicos limitan los lóbulos de interferencia de la combinación, dando origen a una serie de "hacillos" divergentes. A veces un sistema de este tipo es denominado Chriscross, por su inventor W.N. Christiansen. Si el número de antenas individuales en los brazos de la cruz es demasiado grande, tanto que cada brazo genera un solo haz en abanico, solamente se produce entonces un haz donde se sobreponen los dos abanicos. Como este dispositivo fue perfeccionado por el australiano B.Y. Mills, es conocido como Mills Cross. El área concentradora de energía de la cruz es bastante menor que la del disco equivalente, y su haz solamente puede guiarse, con dificultad, mediante un complicado proceso de fasaje de las

señales de las antenas individuales.

La Universidad de Stanford ha dispuesto 32 paraboloides de 3m formando un interferómetro en cruz que es utilizado para levantar un plano de brillo de la superficie solar en una longitud de onda de 9.1 cm; cada brazo de la cruz está compuesto de 16 platos montados ecuatorialmente a espacios iguales a lo largo de una línea de base de 115 m. Un solo motor de 1 HP acciona todas las antenas al unisono para rastrear al Sol cuando cruza el cielo de este a oeste. El ancho de haz θ de un solo paraboloide es de 2.3° , en tanto que el ancho a media capacidad ϕ de uno de los hacecillos del patrón de interferencia es solamente de ≈ 1 m (3.1 pies). El instrumento fue proyectado para garantizar que únicamente un haz a la vez pueda caer sobre el Sol. A medida que el Sol se mueve a través del patrón es explorado de oeste a este mediante un nuevo haz cada tres minutos aproximadamente, de manera que se desperdicie poco tiempo de observación entre exploraciones. Con el fin de obtener un mapa bidimensional, las exploraciones sucesivas son desviadas progresivamente en dirección norte-sur mediante dispositivos automáticos de fasaje en el brazo correspondiente de la cruz. El resultado es que en menos de una hora ha sido cubierta la faz entera del Sol por unas 15 líneas de exploración paralelas, en forma similar al sistema mediante el cual se genera una imagen de TV. (Smith, 1969)

4.3 Radioespectrógrafos Solares

Como vimos en el capítulo pasado, las explosiones de radio solares cubren un amplio rango de frecuencias. En todo este espectro se presentan cambios muy rápidos en una escala de tiempo que puede medirse en segundos, por lo que no hay posibilidad alguna de una exploración pausada y punto por punto del espectro. Para hacer una exploración en tales circunstancias se desarrolló el radioespectrógrafo, que es un instrumento que proporciona una vista instantánea, panorámica, de toda la escala de frecuencias.

El radioespectrógrafo tiene un receptor con barrido de frecuencia, es decir, un receptor que se sintoniza repetidamente a

través del mismo ancho de banda de frecuencias mediante un dispositivo mecánico o eléctrico que, generalmente, produce varios barridos de frecuencia por segundo. Posee también una antena cuya respuesta es casi constante sobre este mismo intervalo. Finalmente, la salida del receptor tiene que disponerse en forma tal que proporcione un registro permanente de la intensidad solar contra la frecuencia en todo momento. Esto se realiza, habitualmente, dejando que la señal del receptor controle el fulgor de la mancha luminosa en un tubo de rayos catódicos. La mancha barre el tubo en exacta sincronía con la sintonización del receptor, produciendo un rastro de brillantez variable que, en realidad, es el trazo deseado de intensidad de radio vs. la frecuencia. Cada barrido de frecuencia genera un nuevo rastro y los rastros sucesivos se registran fotográficamente en una película que se mueve lenta y continuamente en dirección perpendicular al movimiento de la mancha. Es este movimiento mecánico de la película el que establece la escala de tiempo del registro resultante.

Un radioespectrógrafo elaborado puede constar de varias combinaciones receptor-antena, cubriendo cada una de ellas una parte diferente del intervalo total del instrumento. La viabilidad del radioespectrógrafo estriba en el hecho de que el Sol resulta ser una fuente muy potente, puesto que el pequeño ancho de banda y la rápida exploración son fundamentalmente incompatibles con la alta sensibilidad.

En el interferómetro con barrido de frecuencia se combinan los principios del interferómetro y del radioespectrógrafo. En tanto que el interferómetro ordinario es un dispositivo poderoso para medir la posición de una fuente en una sola frecuencia, el instrumento con barrido de frecuencia puede proporcionar datos de posición como una función de frecuencia así como de tiempo.

La estación de radio astronomía de Fort Davis opera un total de seis receptores de barrido de frecuencia que cubren los alcances de 25-50, 50-100, 100-180, 180-320, 320-580 y 2100-3900 MHz. Las señales para los dos canales de baja frecuencia son proporcionadas por antenas bipolares de banda ancha de ligadura en arco montadas encima de una pantalla reflectora. Un paraboloide de

28 pies montado ecuatorialmente suministra señales a los cuatro receptores de alta frecuencia, cada uno de los cuales tiene su propio bipolo o cuerno de alimentación montado cerca del punto focal del plato para recoger su parte de la energía solar concentrada. Como tarea diaria, la antena rastrea automáticamente al Sol desde el alba hasta el ocaso.

Cada uno de los receptores barre su banda tres veces por segundo, y las señales son expuestas en seis tubos de rayos catódicos montados en línea vertical. Una cámara fotografía los seis trazos en una sola película cinematográfica de 7 mm que se mueve continuamente a una velocidad de 12 mm/mín. Sobre prácticamente toda la escala de frecuencias, la antena de 28 pies ve al Sol meramente como un punto de origen no resuelto. (Smith, 1969)

4.4 Descripción del Ik

a) Descripción General

El Ik es un radiointerferómetro solar de base pequeña de construcción soviética, que opera en Ciudad Universitaria en el Departamento de Física Espacial del IGF-UNAM. Posee una alta precisión para el estudio de regiones activas del Sol; su base es lo suficientemente grande como para que el disco del Sol se vea como una fuente extensa con eliminación total de sus lóbulos interferenciales, pero lo suficientemente pequeña para que no se destruyan los lóbulos interferenciales de las fuentes locales. Así, es posible eliminar la componente correspondiente al Sol quieto y observar únicamente la componente S proveniente de las regiones activas. El radiointerferómetro Ik consta de dos antenas parabólicas de 1 m de diámetro cada una, montadas en un eje polar común que determina la dirección de la base del interferómetro. Opera en una frecuencia central de 7.7 Ghz ($\lambda=3.9$ cm) con un ancho de banda de 500 Mhz. La separación de las antenas es de 5.24 m que corresponde a 131 longitudes de onda. El eje del aparato está orientado a lo largo del eje polar y un motor sincrónico lo gira

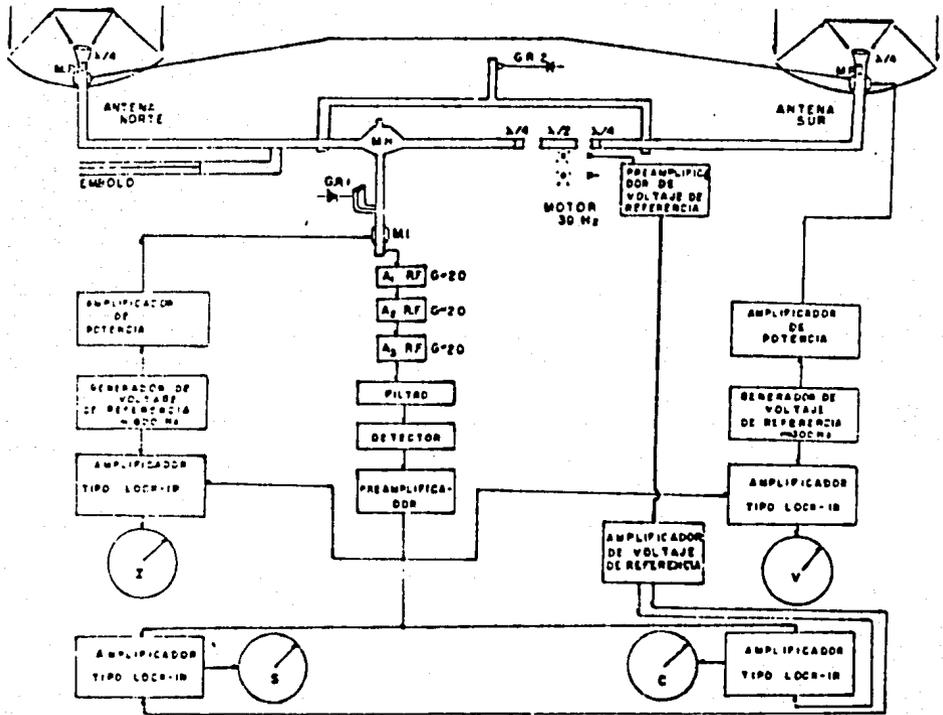


Diagrama de Bloques del Radiointerferómetro 1k

de este a oeste -haciendo girar las antenas- siguiendo el movimiento diurno del Sol para asegurar la independencia de la fase de la señal interferencial del movimiento del Sol. Cada antena tiene además un desplazamiento independiente en declinación entre $\pm 25^\circ$.

Los registradores tienen una constante de tiempo de 1 s y un factor de amplificación de 10^6 . En condiciones normales registra señales por encima de 100 Jansky con una razón de señal a ruido de 3×10^3 para el Sol quieto.

Las señales de las dos antenas se propagan a través de guías de onda a la entrada del anillo híbrido (AH) donde ocurre una mezcla de señales. Del anillo híbrido la señal viaja a la entrada del receptor pasando, previamente, a través del modulador de amplitud (MA). En uno de los brazos, entre el espejo y el anillo híbrido, se encuentra el modulador de fase (MF), el cual suministra el cambio continuo de la fase. En cada antena está un modulador de ferrita de polarización (MP).

El receptor se construyó en base al esquema de amplificación directa con una etapa de amplificación de bajo ruido con ganancia de 60 dB; usando tecnología GAS-FET. Después del rectificador (D), la señal entra en forma paralela a las entradas de los amplificadores de bandas estrechas de baja frecuencia (ABF), sintonizados en la frecuencia de modulación de fase (canal interferométrico), de amplitud y polarización. Después del amplificador de baja frecuencia se encuentran los detectores de fase (DF), cuyas señales de salida son registradas por un autorregistrator tipo EPP-09. A la salida del canal interferencial hay dos detectores de fase. Las fases de los voltajes de referencia que se dan a estos detectores se encuentran a 90° una respecto de la otra.

Para garantizar el diagrama viajero del interferómetro, en uno de los brazos del sistema se incluyó el modulador de fase que da un cambio continuo de la fase $\phi = \Omega t$. La acción de dicho modulador es idéntica al desplazamiento de la frecuencia de la señal sobre la magnitud Ω ; que tiene como objetivo el cambio continuo de la fase sin cambio en amplitud en la ruta subsecuente. La influencia de los errores en la colocación de las placas y de

los errores en su longitud de fase y de las absorciones débiles (reflexiones) en éstas, resultan poco significativas para tal modulador (menos del .5%). La frecuencia de modulación es de 22 hz bajo una frecuencia de rotación de la placa de 11 hz. (Bravo, Arreola y Pérez, 1988)

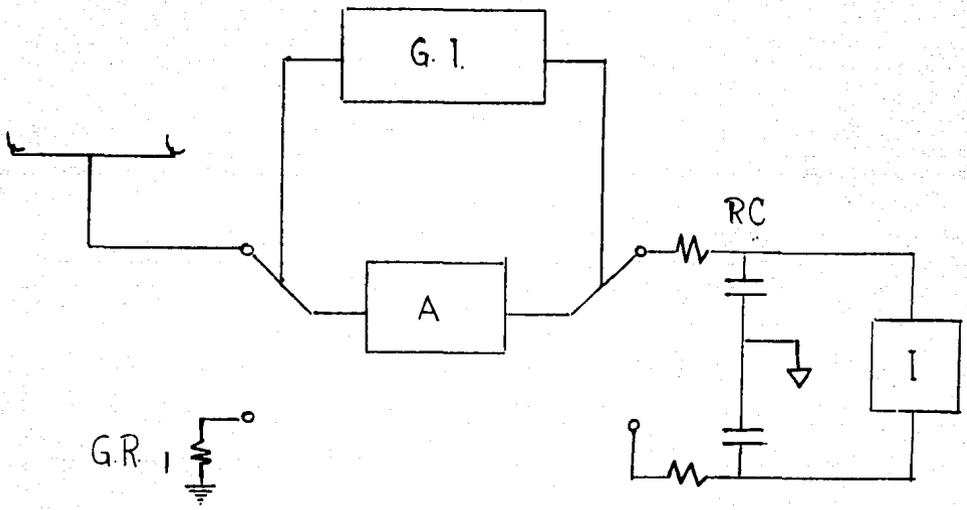
b) Descripción de los Cuatro Canales

El radiointerferómetro Ik tiene cuatro canales: el de intensidad (I), en el cual se registra el flujo total del Sol; los canales seno (S) y coseno (C), en los que se registra la señal (amplitud y fase) de los centros de actividad, eliminando la señal del Sol quieto; y el canal de polarización (V) donde se graba el flujo de emisión con polarización circular ya sea levógira o dextrógira.

El canal de intensidad está provisto de un generador de ruido (GRI) que se conecta al amplificador (A) de manera alternada con la señal del Sol, para disminuir el efecto que la variación de la ganancia de los amplificadores tendría si solo se captara la señal del Sol. La resta de la señal del Sol y el ruido patrón se logra mediante un circuito formado por dos integradores cuyas resistencias se conectan a la señal y al ruido patrón, respectivamente, según el diagrama de la figura (4-5).

Durante medio periodo la antena se conecta al amplificador mientras este lo hace al circuito integrador superior. Durante la otra parte del periodo la fuente de ruido patrón se conecta al circuito integrador inferior mediante el generador de interrupciones que sincroniza los dos interruptores en la entrada y la salida del amplificador, obteniéndose en el registro la resta deseada. Aparte de este generador de ruido, hay otro que se suma a las señales en los cuatro canales y sirve para conocer la ganancia de los amplificadores.

Para que la señal solar y la señal patrón pasen alternadamente a las guías de onda, se coloca un embobinado sobre una guía de onda circular, a la cual entran las señales de GRI y del Sol. Al pasar corriente por la bobina aparece un campo



GR = generador de radio
 GI = generador de interrupciones
 I = registro de intensidad
 circuitos integradores (RC)

FIG (4-5)

DIAGRAMA CANAL DE INTENSIDAD

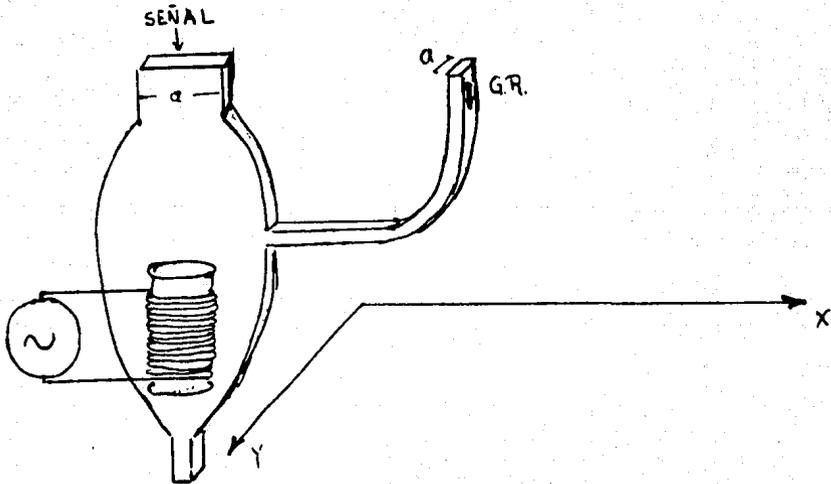


fig. (4-5) (b)

MODULADOR DE INTENSIDAD

magnético que hace girar la polarización lineal de la señal en un ángulo de 90° debido al efecto Faraday. A este dispositivo se le denomina modulador de intensidad.

El lado "a" de las guías de onda que llevan la señal del Sol hacia el modulador de intensidad, es perpendicular al lado "a" de las guías de onda que conducen la señal del generador de ruido. La corriente que alimenta a la bobina se comporta como una función rectangular de media onda, con valores cero e I. Durante el tiempo que circula la corriente I, que produce el campo B, el modo principal de propagación del vector eléctrico dentro de las guías (E_{01}) de la señal de la fuente, cambiará de la dirección \hat{y} a la \hat{x} , y podrá pasar por la guía de onda rectangular que está después del modulador de intensidad. En contrapartida, el modo principal para la señal del generador de ruido cambiará de \hat{x} a \hat{y} , y no podrá pasar por tal guía de onda. Durante el tiempo que la corriente sea cero, solo pasará el modo E_{01} de la señal del generador de ruido, quedando eliminado el de la señal de la fuente; lográndose así la alternancia en la entrada al amplificador de la señal del Sol y de la del GRI.

La corriente que alimenta la bobina de MI también controla el switcheo en la entrada hacia los circuitos integradores (GI), sincronizando así, los interruptores que están antes y después del amplificador. Después de estos circuitos integradores se encuentra un filtro que solo permite el paso de la señal con la frecuencia de modulación de intensidad; de ahí la señal pasa al registro 1 para ser grabada. (Mendoza, 1986)

En la entrada a las guías de onda, en cada antena, se coloca una placa retardadora (de $\lambda/4$) a 45° respecto del lado "a" de la primera guía de onda rectangular que encuentra la señal. Con esta placa retardadora (o fásica) se logra que la polarización circular sea transformada en lineal. La polarización circular izquierda origina polarización lineal perpendicular a la polarización lineal producida por la polarización circular derecha.

Después de la placa fásica se encuentra el modulador de polarización, el cual hace girar 90° las dos polarizaciones, y como la guía de onda que sigue en el camino de la señal es rectangular y está ubicada a 45° de la placa, solo permite el paso

de una polarización. Al igual que en el modulador de intensidad, la bobina, alimentada por corriente rectangular de media onda, en un semiperíodo dejará pasar la señal con polarización lineal en \hat{y} , y en el otro a la que la tenga en \hat{x} . Los circuitos están diseñados para registrar la resta de las dos polarizaciones, para lo cual se emplean dos circuitos integradores. La señal con polarización circular izquierda de origen, llega a un circuito integrador y la señal inicialmente con polarización circular derecha al otro; siendo controlado este switcheo por el mismo voltaje que controla la entrada de una y otra polarizaciones en cada antena; quedando así ambas interrupciones sincronizadas.

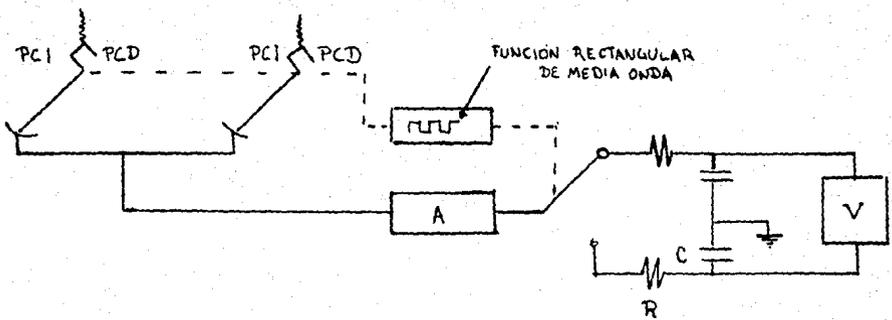
Para elegir solo la señal con polarización modulada se coloca después de los circuitos integradores, un filtro sincronizado a la frecuencia de modulación de polarización. La señal se graba, finalmente, en el registro del canal de polarización.

Después de pasar por el modulador de fase, la señal de la antena sur se mezcla con la de la antena norte, dando por resultado lóbulos interferenciales viajeros en dirección norte-sur. La señal de la antena norte llega al lugar de interferencia con un cambio de fase debido a ω , mientras que la señal de la antena sur lo hace con un cambio de fase producido por ω y Ω ; evitando así que se formen lóbulos interferenciales estacionarios. Como $\Omega = 22 \text{ hz} \ll 7.7 \text{ Ghz} = \omega$; no se pierde información por una modulación de fase a frecuencia Ω .

El patrón de interferencia puede expresarse (Mendoza, 1986) como:

$$P = A(\theta) / 2 \cos(2\pi\Omega t) \quad (40)$$

donde $A(\theta)$ es la envolvente y $2\pi\Omega t$ es la fase de interferencia. A la posición del patrón de interferencia en la que el máximo del lóbulo principal se encuentra en origen de fase se le denomina posición +coseno. La posición +seno se alcanza después de un intervalo $\Delta t = (1/4) \Omega$. Es decir, para intervalos de tiempo $\Delta t = (1/4)\Omega$ subsecuentes, tendremos posiciones coseno y seno alternadamente. Así, la siguiente posición coseno (-coseno) se alcanza en un intervalo $\Delta t = (1/2)\Omega$ después de la primera posición



PCI POLARIZACIÓN CIRCULAR IZQUIERDA
 PCD POLARIZACIÓN CIRCULAR DERECHA

DIAGRAMA DE BLOQUES DEL CANAL DE POLARIZACIÓN

coseno (el signo de seno y coseno es solo por posición). Las posiciones intermedias no se toman en cuenta porque entre una posición seno y una coseno transcurre un tiempo de 3×10^{-9} s y el tiempo de integración de la señal es $\tau=1 \text{ s} \gg 3 \times 10^{-9} \text{ s} = \Delta t$. Esto es, en un intervalo de tiempo $\tau=1 \text{ s}$, podemos tener información captada por 150 posiciones seno y otras tantas coseno.

La señal de interferencia se separa en dos canales: en uno se graba la señal registrada durante las posiciones seno (canal S) y en otro la señal registrada durante las posiciones coseno. Las distintas posiciones del patrón quedan representadas por:

$$+\text{coseno} = A(\xi)/2 \cos \xi \quad (41)$$

$$-\text{coseno} = -A(\xi)/2 \cos \xi \quad (42)$$

$$+\text{seno} = A(\xi)/2 \sin \xi \quad (43)$$

$$-\text{seno} = -A(\xi)/2 \sin \xi \quad (44)$$

Para grabar las señales seno y coseno se deben tomar en cuenta las cuatro posiciones del patrón. La separación de las señales se hace primero en dos grupos, poniendo en uno las señales seno y en otro las coseno. Sobre la guía de onda circular que hace girar a la placa de $\lambda/2$ del modulador de fase se coloca una corona ajustada a la guía de tal manera que gire con ella. De un lado de la corona se colocan dos focos a diferentes radios (r_1 y r_2) y del otro lado se colocan dos fotodiodos, exactamente enfrente de los focos, separados éstos y aquellos por la corona, a la cual se le hacen ocho orificios con una separación angular de 45° . Cuatro de los orificios se hacen a un radio r_1 y los otros cuatro a un radio r_2 de la corona. Los orificios se hacen de tal forma que los vecinos más próximos de cada uno está a un radio distinto. Al girar la corona se obtiene un estrobo y del otro lado de los focos los fotodiodos captarán un pulso cada vez que el estrobo presente un orificio entre foco y fotodiodo. Como son ocho orificios y en una vuelta completa de la guía el cambio de fase que provoca la placa retardadora es de 4π ; entre dos pulsos seguidos el retraso de la fase de la señal es de $\pi/2$. Así, con los pulsos podemos saber la posición de los lóbulos viajeros y por ello a los pulsos producidos por los focos a una distancia r_1 les llamamos pulsos

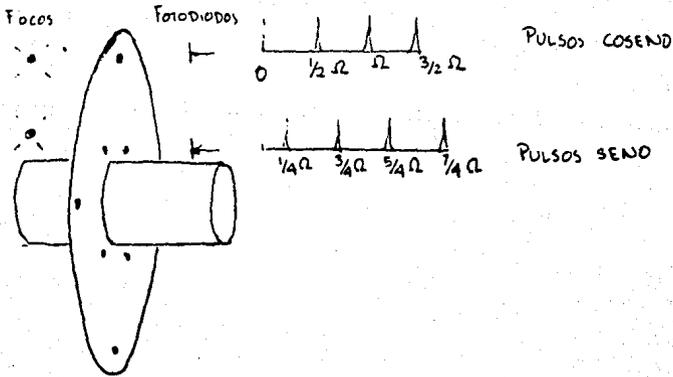
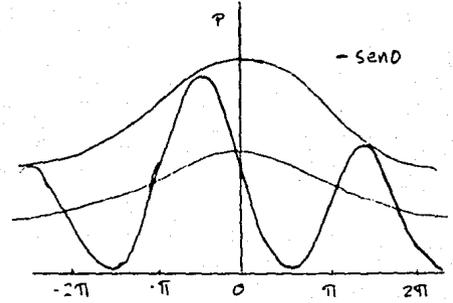
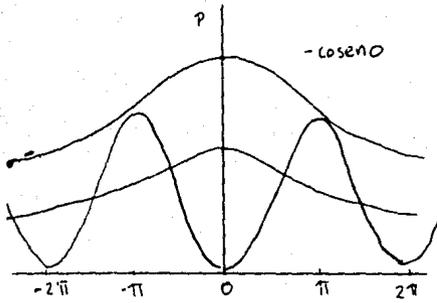
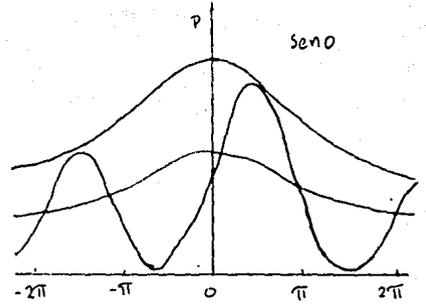
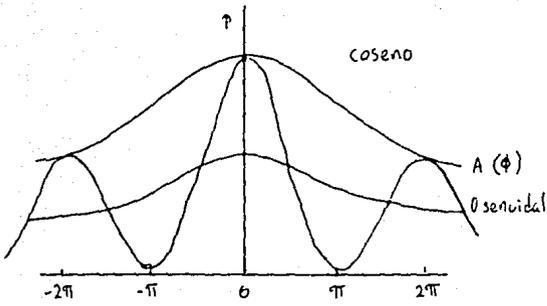


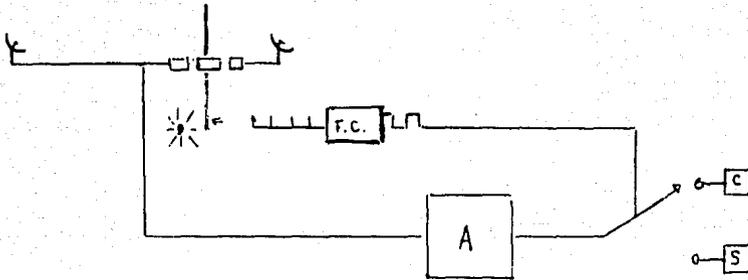
Fig. (4-6)

coseno, y a los producidos por el foco en r_2 pulsos seno. (Mendoza, 1986)

Los pulsos seno y coseno pasan a través de un circuito que los transforma en onda cuadrada, para controlar la entrada de la señal, alternadamente, a los canales seno y coseno, sincronizando así las posiciones del patrón seno y coseno con las entradas a los canales seno y coseno respectivamente. En la práctica, de hecho, no son necesarias las dos funciones cuadradas, pues con una sola se puede lograr el switcheo en la salida del amplificador, usando solo los pulsos coseno y haciéndolos función cuadrada. La figura (4-7) muestra el diagrama de bloques de los canales de interferencia.

Después de separada la señal en los canales seno y coseno, en cada canal se separan alternadamente las señales dadas por los pulsos de ese canal. Para esto se coloca un circuito en cada canal que hace de la función rectangular de media onda una función rectangular completa (o alterna), es decir, con voltajes diferentes de cero alternadamente positivos y negativos; con lo que, por ejemplo, para el canal coseno la entrada al registrador se hará solo cuando los voltajes de la función rectangular de media onda sean diferentes de cero, y cuando estos voltajes sean positivos, después de pasar a función rectangular alterna, la señal se dirigirá a un circuito integrador, mientras que para los voltajes negativos la señal irá a otro circuito integrador colocado en paralelo con el anterior.

De esta manera se graba en el registro final la resta de las señales captadas durante la posición +coseno y -coseno. La resta se hace tomando ambos valores respecto del cero para potencia de respuesta y no respecto del cero senoidal (0 senoidal) es decir, $T_c = (+\text{coseno}) - (-\text{coseno})$. Para el canal seno el funcionamiento es el mismo solo que las entradas de la señal se hacen en los intervalos de tiempo en los que el voltaje de la función rectangular coseno es cero. Si la señal recibida durante la posición del patrón -coseno es mayor que la captada durante la posición +coseno, la fase δ será negativa, indicando que la fuente está hacia el norte del máximo de respuesta.



(AVALES SEN D (S) Y COSEN D (C))

FC : CIRCUITO QUE TRANSFORMA LOS PULSOS EN UNA FUNCIÓN CUADRADA

Fig (4-7)

$$\text{Si } \bar{\phi} = n\pi \quad T_{\bullet} = (+\text{seno}) - (-\text{seno}) = 0 \quad (45)$$

$$\text{Si } \bar{\phi} = (2n+1/2)\pi \quad T_{\bullet} = (+\text{coseno}) - (-\text{coseno}) = 0 \quad (46)$$

En los registros C y S la señal del cielo frío se tomará como cero, entonces, para $T_{\bullet} > 0$ y $T_{\bullet} < 0$ la señal deberá estar a la derecha de la señal del cielo frío y $T_{\bullet} < 0$, $T_{\bullet} > 0$, a la izquierda. (Mendoza, 1986)

La calibración del canal de intensidad se efectúa mediante la señal de la placa de absorción del atenuador que se encuentra en la bocina de la guía de onda, con la cual se hace la comparación de la señal, que va de la antena. La temperatura de la bocina dirigida al cielo es de 20 °K. Además los atenuadores están en ambos brazos que parten de las antenas. El cubrimiento simultáneo y escalonado de estos atenuadores se usa en calidad de etapas intermedias de la calibración. Igualmente durante la medición de las señales de los espejos aislados.

Para la calibración del canal interferencial se utiliza la señal del tubo de descarga de gas, la cual se ramifica por medio de la conexión de modelo T, y a través de los acopladores direccionales con un debilitamiento de 24.5 dB pasa en ambos canales. En la entrada del receptor esta señal forma 15° en el canal interferencial.

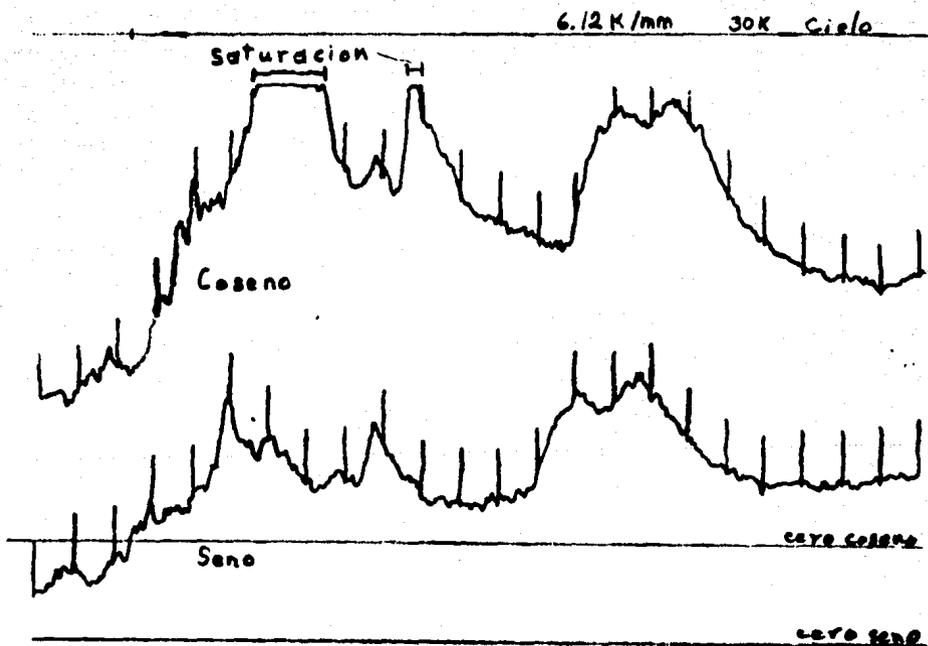
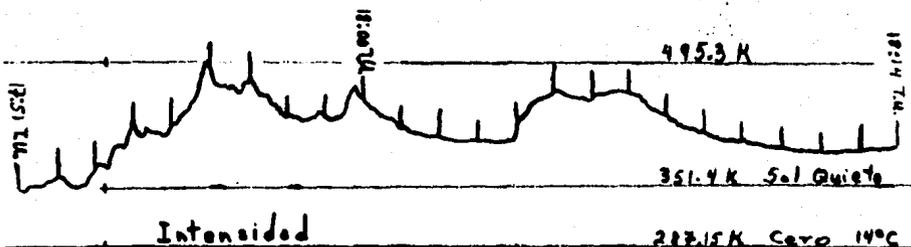
La calibración de los canales polarizados se efectúa por medio del cambio de la sección con la placa de $\lambda/4$ en la sección con placa de absorción para cada uno de los radiadores del interferómetro.

La absorción en las guías de onda se mide a través del ruido propio de las guías de onda con las antenas dirigidas al cielo. Esta constituye de 1 a 1.5 dB, lo que se encuentra en correspondencia con los 250 °K que constituyen la temperatura de la antena del Sol.

c) Datos Observacionales

Para concluir este trabajo, mostramos un ejemplo de registro de datos obtenido por el radiointerferómetro Ik el 23 de junio de

23-Jun-98



No hubo registro de polarización

1988 y en el cual hemos "alineado" el eje temporal de los canales de intensidad, seno y coseno; pues no hubo registro de polarización. Un análisis detallado de datos obtenidos con el Ik fué hecho por Eduardo Mendoza en su tesis de licenciatura.

Amén de la construcción de un local adecuado para el Ik, es necesaria la colocación de una malla de alambre alrededor de sus antenas para disminuir las interferencias electromagnéticas. También sería muy útil reducir el tiempo de muestreo para poder detectar fenómenos de muy corta duración, así como automatizar el equipo.

La utilidad futura del Ik está también ligada a la posibilidad de contar con gente especializada en las emisiones de radio del Sol, tanto en su aspecto teórico como en el que tiene que ver con el desarrollo y perfeccionamiento de instrumentos propios para la observación del Sol a estas longitudes de onda.

Conclusiones

A lo largo de esta tesis tratamos de dar un panorama general de la Radioastronomía solar, disciplina que se encuentra en proceso de franco desarrollo.

Hemos visto que el Sol es una estrella que dista mucho de ser aquella superficie perfecta que idealizaron varios pueblos de la antigüedad. Muy por el contrario, en el Sol ocurren una gran variedad de fenómenos dinámicos. Los más evidentes son las manchas solares y las ráfagas. En particular en esta tesis tratamos de hacer énfasis en aspectos relacionados con estas últimas, que son enormes explosiones originadas en la cromósfera y que dan lugar a emisiones de radio de diferentes tipos, de los cuales estudiamos los cuatro más importantes y generales, así como los mecanismos específicos involucrados en su generación y en la de los otros dos tipos de emisiones de radio que son la del Sol quieto y la Componente Lentamente Variable, ambas de origen térmico.

Por último dimos un vistazo a los distintos aparatos utilizados para estudiar al Sol en radio, tanto analizando su concepción general, como dando ejemplos de algunos de ellos, especialmente nos referimos al radiointerferómetro de base pequeña "Ik" del IGFUNAM cuyas observaciones a $\lambda=4$ cm seguramente coadyuvarán a formar una buena idea de los eventos solares a esta longitud de onda además de constituir un buen punto de partida para el desarrollo, en un futuro, de la radioastronomía solar desde México.

Como resultado de todo lo anterior podemos concluir que:

El estudio de los diversos fenómenos que ocurren en el Sol ha abierto un amplio, natural y obligado campo de cooperación entre la física y radioastronomía solar y otras ramas de la Física como la hidrodinámica, la magnetohidrodinámica, la física atómica y nuclear y la física de plasmas, así como con la electrónica.

Los conocimientos adquiridos en el estudio del Sol se aplican a las demás estrellas y, a la inversa, las ideas de la física estelar ayudan mucho a la física solar. Al respecto hay que

señalar la enorme importancia de la radioastronomía y la física solar en el estudio de la liberación de energía en los fenómenos explosivos, que conducen a una "astrofísica de alta energía", al combinar las observaciones de rayos X, rayos γ , radio y ópticas, con los estudios teóricos respectivos.

El desarrollo de la radioastronomía solar está íntimamente ligado a las innovaciones tecnológicas, por lo que futuros avances y descubrimientos dependerán, en gran medida, de la factibilidad de contar con instrumentos de mayor resolución tanto temporal como espacial. Ya en la actualidad, el uso de instrumentos de alta resolución está llevando a un refinamiento de la teoría.

Los avances en la teoría tienen también que ver con una mayor comprensión de los procesos físicos que se dan en los plasmas, para lo cual es muy importante el estudio que se haga de éstos en el medio interplanetario, en la medida en que resulta extremadamente difícil hacerlo en el laboratorio. Indudablemente, el estudio de las ráfagas solares, el calentamiento de la corona solar y los estallidos de radio, contribuirán mucho a la comprensión de los plasmas.

Cuando recordamos las aportaciones de gente como Fraunhofer, Alfvén, Eddington y Bethe, por nombrar algunos, no podemos menos que decir que la física solar en general y la radioastronomía solar en particular, tienen mucho que ofrecer para nuestra mejor comprensión física del Universo.

REFERENCIAS

- Aarons, J. *Solar System Radio Astronomy* (1965) pp 40-44, 81-91.
- Bravo, S. *Encuentro con una Estrella* (1987) pp 27, 64-76, 93-100.
- Bravo, S. *Ciencia* (1988) 39 pp 290-296.
- Bravo, S., Arreola, M., Pérez, R. *Modernización y Reubicación del Radiointerferómetro Ik del IGF* (1988) pp 7-10.
- Chambe, G., Lantos, P. *Solar Phys.* (1971) 17 p 97.
- Christiansen, W.N., Mathewson, D.S. *Symposium on Solar Radio Astronomy* (1959)
- Denisse, J.F. *Ann. Astrophys.* (1950) 13 p 181.
- Flror, J.W. *Symposium on Solar Radio Astronomy* (1959) p 136.
- Fung, P.C.W., Yip, W.K. *Aust. J. Phys.* (1966) 19 p 759.
- Glasstone, S. *Sourcebook on the Space Sciences* (1965) pp 309-311, 326-327.
- Haynes, R.C. *Introduction to Space Science* (1971) pp 293-295.
- Hewish, A. *Proc. Roy. Soc. Ser.* (1955) A228 p 238.
- Kal, K., McLean, D.J. *Proc. Astron. Soc. Aust.* (1968) 1 p 141.
- Kakinuma, T., Swarup, G. *Astrophys. J.* (1962) 136 p 3.
- Kundu, M.R. *Ann. Astrophys.* (1959) 22 p 1.
- Kundu, M.R. *Solar Radio Astronomy* (1965) pp 5-7, 36-37.
- Kundu, M.R. *Rep. Prog. Phys.* (1982) 45 pp 1465-1468.
- Kundu, M.R. *Microwave Observations of Solar Active Regions Using the VLA* (1984) P 503.
- Kundu, M.R. *Indian J. of Rad. and Space Phys.* (1986) 15 pp 381-401.
- Kundu, M.R., Lang, K.R. *Science* (1985) 228 pp 9-15.
- Mangeny, A., Veltri, P. *Astron. Astrophys.* (1976) 47 pp 165, 181.
- McLean, D.J., Labrum, N.R. *Solar Radiophysics* (1985) pp 29, 105-107, 233-236, 443-459. cap 12-16.
- Melrose, D.B. *Aust. J. Phys.* (1973) 26 p 229.
- Melrose, D.B. *Proc. Astron. Soc. Aust.* (1974) 2 p 261.
- Melrose, D.B. *Solar Phys.* (1980) 67 p 357.

- Mendoza, E. *Investigación de Centros de Actividad Solar con Interferómetro de Base Pequeña en Onda de 4 cm* (1986) pp 28, 32-44.
- Milántiev, V., Temkó, S. *Física del Plasma* (1987) pp 94-113.
- Morrison, P. *Sci. Am.* (1962) 207 pp 90-98.
- Moutot, M., Boischoit, A. *Ann. Astrophys.* (1961) 24 p 171.
- Nelson, G.J., Robinson, R.D. *Proc. Astron. Soc. Aust.* (1975) 2 p 370.
- Pawsey, J.L., Yabsley, D.E. *Aust. J. Sci. Res.* (1949) A2 p 198.
- Pick, M. *Ann. Astrophys.* (1961) 24 p 183.
- Ratcliffe, J.A. *The Magnetoionic Theory and its Applications to the Ionosphere* (1959)
- Robinson, R.D. *Solar Phys.* (1978) 56 p 405.
- Salomonóvich, A.Y. *Soviet. Astron.* (1962) p 202.
- Scheuer, P.A. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* (1960) 120 p 231.
- Smith, A.G. *Radioexploración del Sol* (1969) pp 20-47, 54-62, 71-76, 90-121.
- Spicer, D.S., Benz, A.O., Huba, J.D. *Astron. Astrophys.* (1981) 105 p 221.
- Swarup, G., Parthasaraty, R. *Aust. J. Phys.* (1958) 11 p 338.
- Warwick, J.W. *Astrophys. J.* (1967) 150 p 1081.
- Weiss, A.A. *Aust. J. Phys.* (1963) 16 pp 240-271.
- Weiss, A.A., Stewart, R.T. *Aust. J. Phys.* (1965) 18 p 143.
- Wild, J.P. *Proc. Astron. Soc. Aust.* (1968) 1 p 536.
- Wild, J.P. *Proc. Astron. Soc. Aust.* (1969) 1 p 181.
- Wild, J.P., Smerd, S.F., Weiss, A.A. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* (1963) 1 p 291.

APENDICE 1

POLARIZACION

La polarización de una onda nos indica la forma en que está vibrando el campo electromagnético.

La clase más sencilla de onda es la polarizada linealmente. En este caso, las vibraciones del campo eléctrico están confinadas a un solo plano que encierra la dirección de propagación, como se ve en la figura (A-1). También se dice que estas ondas son de polarización plana. En la figura (A-1) el campo eléctrico está variando de arriba a abajo, con intensidad variable senoidalmente. La mayoría de las antenas de radio transmiten o reciben ondas de este tipo.

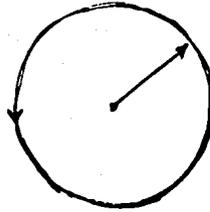
En el caso de una onda polarizada circularmente, el vector eléctrico es de amplitud constante pero gira en el plano de la página a medida que las ondas adelantan. En una onda polarizada elípticamente, el vector eléctrico gira también en el plano de la página, pero su amplitud varía en tal forma que la punta del vector traza una elipse.

Por último, en la figura (A-1) se muestra también una representación de una onda polarizada al azar, y que consiste en una superposición de todos los planos posibles de polarización lineal, con componentes circulares y elípticos variables al azar dispuestas en forma aleatoria. A este tipo de onda se le conoce también como no polarizada a pesar de ser una mezcla de todas las polarizaciones.

Los tipos comunes de antenas están polarizadas linealmente, es decir que solamente responden a aquellos componentes de vibraciones eléctricas que sean paralelos a sus elementos. Si estamos tratando con una onda polarizada linealmente, podemos determinar su plano de polarización haciendo girar la antena sobre un eje perpendicular a sus elementos y anotando la orientación de la cual se recibe una señal máxima. Si se sabe que la onda de radio está polarizada circularmente, podemos medir su sentido de



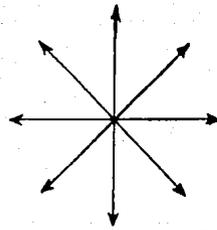
LINEAL



CIRCULAR



ELÍPTICA



ALEATORIA

giro montando dos antenas simples en ángulos rectos entre sí y combinando sus salidas después de haber retardado una de las señales mediante un cable de un cuarto de onda de longitud. Dependiendo de que señal es así demorada, el sistema responderá a ondas dextrógiras o levógiras.

APENDICE 2

RADIACION CERENKOV

El amortiguamiento de las oscilaciones electrostáticas en el plasma es posible no solo debido a los choques de las partículas del plasma unas con otras, sino también a que la onda transmite su energía a los electrones e iones. Semejante amortiguamiento se observa cuando el plasma está en estado de total equilibrio. Cuando el plasma no está en equilibrio, la interacción de la onda con las partículas cargadas puede conducir no solo al amortiguamiento, sino que en ocasiones a la intensificación de las vibraciones. Esto sucede cuando el número de partículas que absorben energía de la onda plasmática es menor que el número de ellas que ceden a la onda su energía. Esto ocurre si en el plasma, por ciertas causas, se crea un grupo de partículas en movimiento con una gran velocidad, presentándose el llamado efecto Cerenkov, que se origina cuando una partícula cargada viaja en cierto medio a una velocidad mayor que la velocidad de fase de la luz en dicho medio, generando en éste una onda luminosa. Así, un electrón viajando muy rápidamente puede excitar las ondas de plasma Cerenkov cuyas velocidades de fase son menores que la velocidad del electrón.

En la atmósfera solar, muchas partículas rápidas de un chorro pueden atravesar un plasma y producir el efecto Cerenkov. Si los electrones están lo suficientemente separados para actuar independientemente, la radiación es incoherente y probablemente de no mucha importancia durante una ráfaga solar. Cuando los electrones forman un chorro, como lo hacen durante una ráfaga, radian colectivamente, y la potencia radiada total es entonces proporcional al cuadrado del número de partículas. En este caso tendremos radiación coherente. Estas ondas de plasma son ondas en las cuales los electrones en cualquier instante están agrupados alrededor de los picos de las mismas. Tales ondas tienden a "atrapar" el chorro de electrones en sus pozos de potencial por medio de fuerzas electrostáticas. Si existe un gran número de

partículas cargadas viajando ligeramente más lentas que la velocidad de fase de la onda y un menor número viajando ligeramente más rápido que dicha velocidad, la onda perderá energía; es decir, el plasma será amortiguado. Este es el llamado amortiguamiento de Landau. Si por el contrario, hay más partículas rápidas que lentas, la onda "tomará" energía de aquellas dando por resultado una excitación o inestabilidad de la onda. Este fenómeno se conoce como inestabilidad de dos corrientes.

Cuando la velocidad de fase es muy cercana a la velocidad térmica la onda se vuelve completamente desorganizada por los movimientos térmicos y empieza a disiparse.

Considerando que la densidad de electrones en el chorro es mucho menor que en el plasma; y que la velocidad de los electrones es mucho mayor a la de fase, Bohm y Gross, en 1949, calcularon que la transferencia de energía del chorro a la onda una vez alcanzado el equilibrio por medio de un amortiguamiento por colisiones es:

$$W = E_0^2 / 8\pi$$

donde E_0 es la amplitud del vector eléctrico.