

ANÁLISIS ESPECTRAL

Todos los fenómenos emisores de ondas electromagnéticas (oem) imprimen sus propias características que les son propias en las emisiones de energía. Esto posibilita su identificación, en muchos casos, lo que brinda la chance de conocer algo más sobre las condiciones físicas y químicas del medio emisor. La importante rama de la Astronomía dedicada a este estudio es la Astrofísica, y ha tenido, en estos últimos años, un gran avance, impulsada por el desarrollo tecnológico espectacular que nos toca vivir.

En la astronomía óptica se hace uso intensivo de la espectroscopía.

Esta es una técnica que estudia la luz descompuesta en sus "componentes básicos". A primera vista no se tiene idea de que la luz esté así formada pero, ya hace bastante tiempo, Newton se intrigaba por el "arco iris" que formaba un prisma de vidrio cuando se interponía en el camino de un rayo de luz solar.

La luz del sol, así como la de muchos artefactos usados comúnmente para producir luz artificial, posee una forma de onda muy compleja, porque es una suma de muchas oem's; cada una con su frecuencia de vibración. No es fácil poder ver directamente su forma de onda, como se suele hacer en el campo de la electrónica aplicando el osciloscopio en señales de mucho menor frecuencia, pero se puede deducir que así es en realidad.

Sin embargo, el hecho de hacer pasar por un prisma de vidrio un haz paralelo de luz blanca, produce su descomposición en ondas *senoidales puras*, que se manifiestan psicofísicamente como "colores del espectro". Sabemos que este arco iris es lo que se llama espectro luminoso. Lo importante es tener conciencia de que cada lugar en el espectro representa una determinada longitud de onda senoidal pura, que es lo que antes llamamos "componente básico".

El aparato óptico que descompone la luz para su estudio, se denomina espectroscopio, y es el segundo instrumento en importancia en la ciencia astronómica óptica. Asimismo tiene gran trascendencia en química y física. El trabajo del aparato consiste en enfocar en forma precisa cada color

(léase: longitud de onda) en un bien determinado y único lugar para cada uno.

Así, al emplearlo en el estudio de la luz solar, Franhoufer notó la "falta" de algunos colores. Esta ausencia selectiva se manifestaba en forma de "líneas negras" sobre el fondo continuo formado por los colores cambiantes en forma gradual.

Con el tiempo, los estudiosos se dieron cuenta de que lo que estaba sucediendo era simplemente que la fotósfera solar emitía el espectro continuo completo, sin líneas negras, y que luego, en el camino a la Tierra, "algo" absorbía selectivamente la luz correspondiente a las líneas oscuras, y por lo tanto marcaba esos lugares del espectro. Más tarde se encontró que estos absorbedores estaban en la misma atmósfera solar, y eran los mismos gases que componen todo el sol, pero a una menor temperatura que los que están por debajo, en la fotósfera.

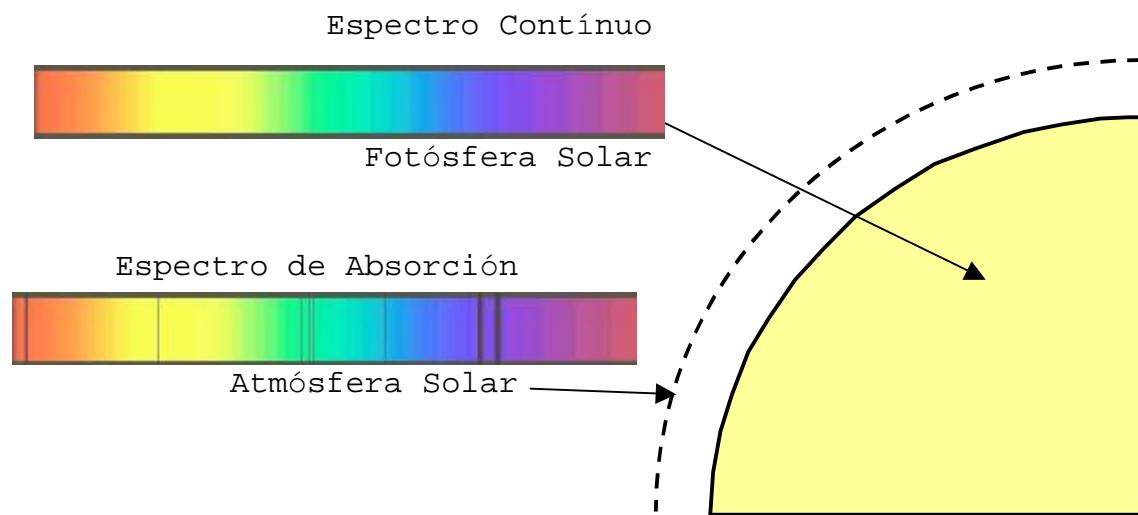


Fig. 9-1 Los procesos físicos que se dan en la fotósfera del sol hacen que su espectro sea continuo, como el generado por una lámpara incandescente común. En cambio, al atravesar la atmósfera solar, la luz es absorbida en frecuencias bien selectivas, originándose un espectro con líneas de absorción.

No solo los gases solares absorben la luz. En la Tierra misma la atmósfera toma ciertos componentes de la luz solar, especialmente en la zona del infrarojo, donde el vapor de agua

juega un importante papel. Las líneas de absorción originadas así se llaman líneas telúricas.

Es importantísimo el aporte que puede hacer en el conocimiento de los objetos celestes el estudiar su espectro. Las condiciones físicas del ambiente donde se encuentra el emisor o el absorbedor se ponen enseguida de manifiesto en él. Lo que es más, la "forma" de las líneas, tanto de absorción como de emisión dan detalles, por ejemplo hablando de la atmósfera solar, se puede conocer la profundidad donde se origina la línea y la abundancia del elemento correspondiente, por su "ancho equivalente", o también la temperatura, la "presión electrónica" imperante en la región de origen. Los campos magnéticos de las diferentes regiones de la superficie del sol son hoy continuamente monitoreadas estudiando el efecto Zeemann en la polarización de las líneas de algunos elementos.

Este efecto provoca un desdoblamiento de estas líneas, cada una con una polarización diferente. La separación e intensidad de ellas dan noción de la magnitud del campo magnético superficial en esa región del sol, fenómeno que tiene mucha relevancia allí, especialmente en las zonas activas de manchas.

El conocido efecto Doppler, que desplaza las líneas fuera de su lugar natural por causa de la velocidad de alejamiento o acercamiento de la fuente (velocidad radial), no solo da idea de la velocidad global de una masa emisora sino que aporta datos de velocidades de rotación de estrellas de las que solo podemos ver un pequeñísimo punto.

A tal punto se extienden los beneficios del estudio de las líneas espectrales que hoy con ellas se pudieron delinear las "manchas estelares" en algunas estrellas. Estas manchas son la réplica de las conocidas manchas solares, pero en estrellas de las cuales no podemos ver su superficie por estar a una enorme distancia.

El espectro continuo también arroja valiosa información, como el conocimiento rápido de la temperatura superficial en las estrellas, con lo que se elaboraron grandes catálogos que clasifican las estrellas por su temperatura o su clase espectral.

ESPECTROS EN ONDAS DE RADIO

A fin de ir directamente al problema de los espectros en radio, se aconseja al lector interesado en la espectroscopía óptica que consulte la literatura correspondiente, la que tendrá muchísimos más detalles de gran interés y que no se pueden dar en este apunte por su extensión.

El caso de las ondas radiales no son una excepción. En este rango de oem's se manifiestan una gran cantidad de fenómenos astronómicos, algunos con su correspondiente réplica en el espectro visible y otros únicamente presentes allí. Entre las líneas espectrales, la correspondiente a la longitud de onda de 21.1 cm (1420 MHz) perteneciente al hidrógeno en estado atómico neutro fué una de las que aportó un mayor impulso en el conocimiento de la estructura de nuestra propia galaxia.

EFFECTO DOPPLER

Una fuente emisora de ondas de luz o radio (inclusive de sonido) es detectada de diferente forma si ella se acerca o se aleja. Este efecto se produce por la compresión de las ondas en sentido del movimiento, y su expansión en el sentido contrario.

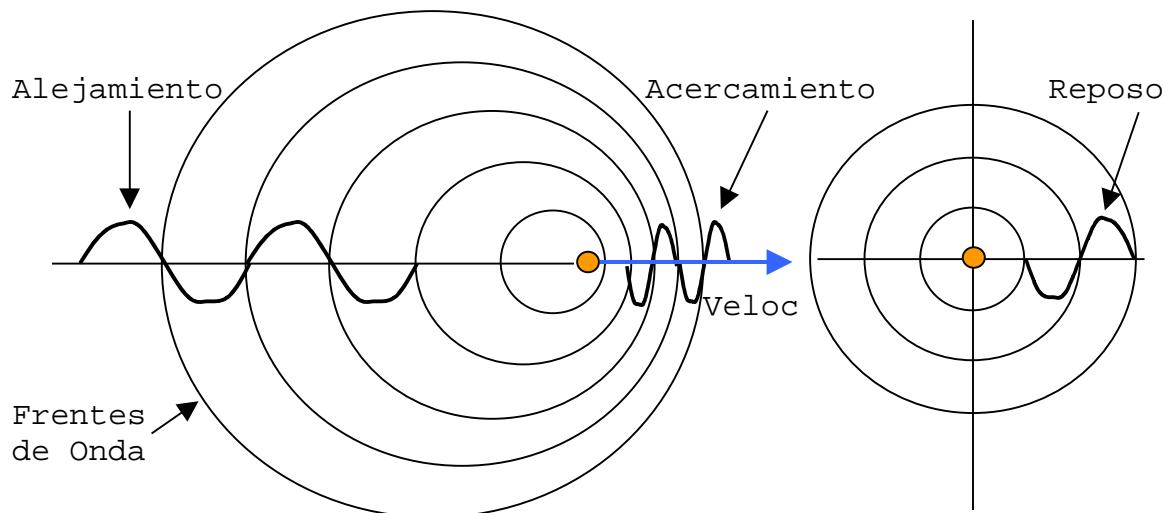


Fig. 9-2 Demostración gráfica del efecto Doppler. Se ve el cuerpo emisor en movimiento y en reposo respecto al observador. En esta última opción, las ondas tienen la longitud de onda natural. Cuando se aleja, las ondas se expanden, y cuando se acerca, se comprimen.

La expresión matemática es:

$$z = \frac{f - f_0}{f_0} = \frac{v}{c}$$

donde f : frecuencia de la línea de la fuente

f_0 : frecuencia de esa misma línea en reposo

v : velocidad de la fuente

c : velocidad de la luz

Esta ecuación es válida para velocidades mucho menores a la de la luz.

En radioastronomía, las diferencias en frecuencias se suelen expresar directamente en términos de velocidades equivalentes obtenidos de la ecuación anterior. Así, por ejemplo, un desplazamiento en frecuencia de 1.42 MHz equivale a una velocidad de 300 Km/seg, y en la jerga, se dice "un corrimiento en frecuencia de 300 Km/seg".

La ecuación dada no se puede llevar al campo cosmológico, donde las velocidades de alejamiento pueden llegar a ser comparables a la de la luz. Para los objetos más alejados, los quasares, los corrimientos pueden ser

$$z = \frac{f - f_0}{f_0} \sim 4.5 \rightarrow \text{Corrimiento Hacia el Rojo}$$

lo que significa que la onda se expandió $4.5 + 1 = 5.5$ veces más que la original o natural. Por supuesto, esto no significa que el objeto se mueve a 4.5 veces la velocidad de la luz, como la ecuación de arriba sugeriría.

Para velocidades de alejamiento comparables a la de la luz, el corrimiento hacia el rojo tiene la expresión siguiente:

$$z+1 = \frac{\sqrt{1+\beta}}{\sqrt{1-\beta}}$$

donde $\beta = \frac{v}{c}$

En casos cosmológicos, el corrimiento hacia el rojo espectral no tiene por causa al efecto Doppler sino a la propia expansión del mismo universo entero.

Últimamente se han descubierto Estallidos de Rayos Gamma (GRB) con un corrimiento hacia el rojo de 7. Este número clasifica a estos objetos como los más distantes descubiertos hasta ahora.

DISTRIBUCIÓN DE LA ENERGÍA DENTRO DEL ESPECTRO CONTÍNUO

Midiendo la distribución de la energía irradiada por una fuente sobre un rango de frecuencias lo más extenso posible, se puede obtener mucha información sobre la misma. En la figura podemos ver una serie de espectros de varias radiofuentes. Cassiopeia A y Cygnus A tienen espectros en los cuales la densidad de flujo (S) cae con el aumento de la frecuencia. En otras, en cambio, como la Luna y Marte, la densidad de flujo crece con la frecuencia.

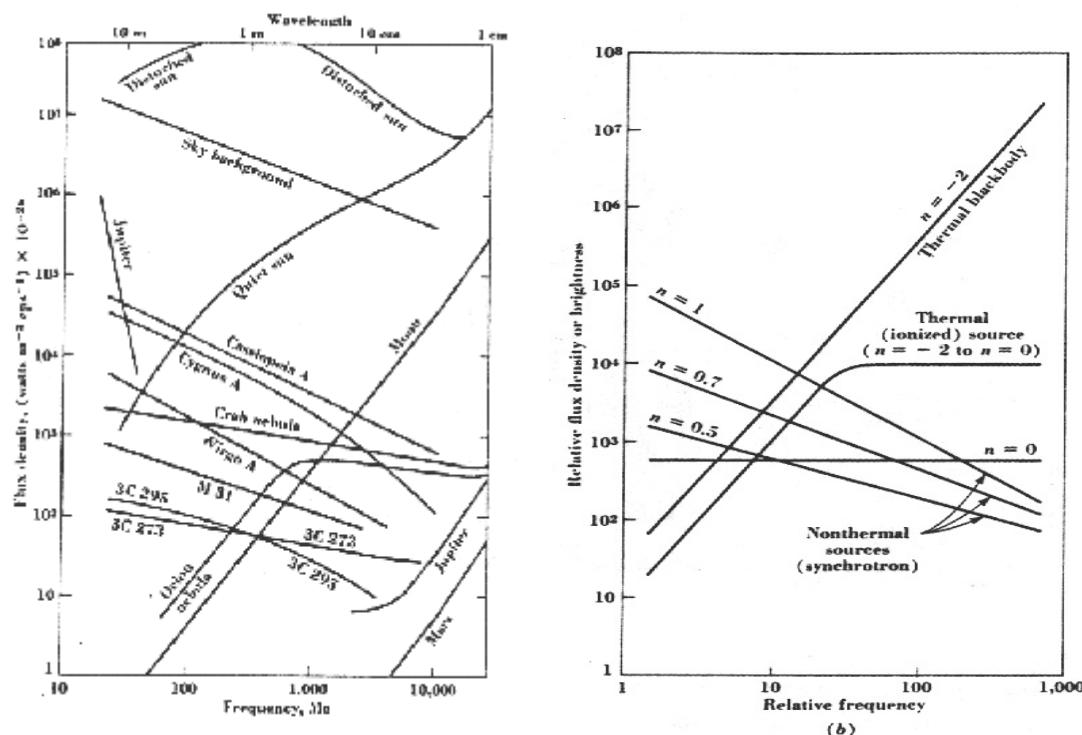


Fig. 9-3

De acuerdo a la ley de Planck, que calcula la distribución de energía irradiada por un cuerpo negro a lo largo del espectro electromagnético, se cumple

$$S \left(\frac{\text{watt}}{\text{m}^2 \text{ Hz}} \right) = \frac{2 k T \Omega}{\lambda^2}$$

donde S: Densidad de Flujo que llega desde la fuente.
 k: Cte. de Boltzmann ($1.38 * 10^{-23}$ joule/ $^{\circ}\text{K}$)
 Ω : Ángulo Sólido subtendido por la fuente (steradián).
 λ : Longitud de onda de la radiación considerada (m)

(1 steradián = 3283 grados cuadrados)

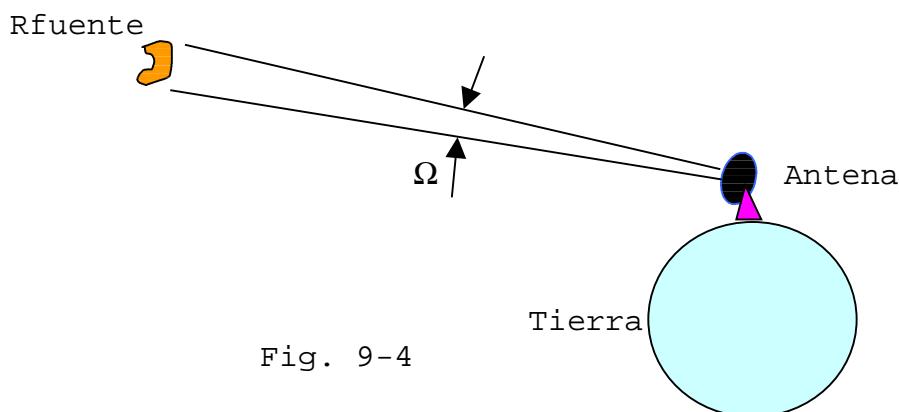


Fig. 9-4

Esta ecuación es la simplificación que Rayleigh-Jeans derivaron de la más completa ley de Plank, y que es suficiente para el manejo dentro del rango de las ondas de radio sin apreciable error. Solamente es aplicable cuando los procesos de emisión siguen el mecanismo "térmico". Sin embargo, las radiofuentes raramente emiten ondas de radio a causa del mecanismo térmico. Mayormente, la emisión proviene del fenómeno "sincrotrón". El nombre de este mecanismo deriva del aparato experimental donde se descubrió este fenómeno. Por ello, para estudiar los espectros particulares de las fuentes se escribe una ecuación general

$$S \rightarrow \lambda^n$$

Según esta ecuación, propuesta por primera vez por Conway, Kellermann y Long, en 1963, el espectro térmico está caracterizado por un valor de $n=-2$, y en los espectros no térmicos (sincrotrón), el valor de n es mayor que cero.

A este valor de n se lo llama Índice Espectral, y en la Fig. 9-3 se ven una serie de fuentes con sus espectros

característicos, los que denotan rápidamente los procesos que se cumplen en ellas.

El espectro de Cassiopeia A muestra un Índice Espectral +0.8, y aunque el espectro de Cygnus A es curvo, en el extremo de frecuencias bajas muestra un Índice muy parecido al de CasA. El Índice Espectral para la mayoría de las fuentes no térmicas va desde +0.3 hasta +1.3, con un promedio de +0.8. En el gráfico de la derecha de la Fig. 9-3 se muestran espectros calculados con índices de +0.5, +0.7 y +1.0.

Por otro lado, el espectro de la Nebulosa de Orión muestra ser de origen térmico, con un Índice $n=-2$ en las frecuencias más bajas, aunque se hace plano para frecuencias más altas. Esta nebulosa es una gran masa de gas hidrógeno de unos 2 años luz de extensión y distante a unos 1500 años luz. El gas hidrógeno está ionizado (fué separado de su electrón) por la luz ultravioleta de las calientes estrellas ubicadas en el centro de la nube. El mecanismo por el cual se produce radiación térmica en esta nube es el llamado libre-libre.

Desde la forma del espectro se puede calcular la temperatura efectiva dentro de la nube que es:

$$T = T_c (1 - e^{-\tau})$$

donde T_c : Temperatura efectiva en la nube ($^{\circ}\text{K}$)

τ : Profundidad óptica de la nube a esa λ .

T : Temperatura medida desde el espectro

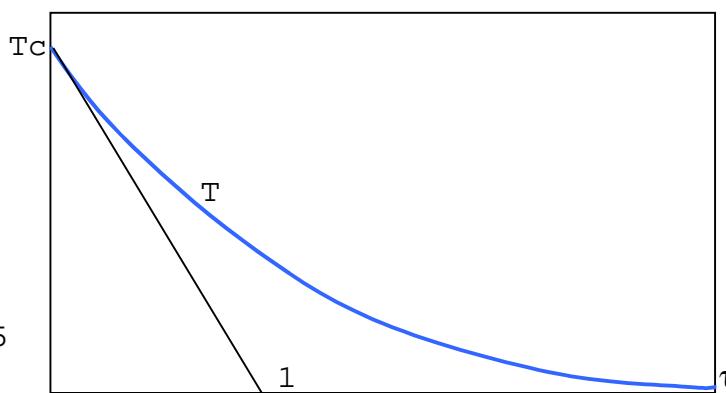


Fig. 9-5

Si la nube es densa ($\tau > 1$), la T medida no depende de la longitud de onda λ y resulta ser = T_c . Además $n = -2$, como debe ser para un radiador térmico. Esta situación se da en Orión, en la región de las bajas frecuencias. Sin embargo, en

la zona de frecuencias altas, la profundidad óptica $\tau \ll 1$, y T pasan a ser una función de la longitud de onda.

Debemos señalar como se evalúa la profundidad óptica para una nube de gas que emite por el mecanismo térmico a una cierta temperatura efectiva absoluta T_e ($^{\circ}\text{K}$). Ésta sale de integrar el coeficiente de absorción K a lo largo del recorrido s de las ondas.

$$\tau = \int_0^l K \, ds \quad (\text{sin unidad})$$

El coeficiente de absorción fué calculado por Shklovsky en 1960 como

$$K = 1.3 * 10^{-11} T_e^{-3/2} f^{-2} \quad (1/\text{m})$$

donde T_e : Temperatura Efectiva (cinética) de los electrones.

f: frecuencia de la onda (Hz)

N: Densidad de electrones libres ($\text{electrones}/\text{m}^3$)

$$\tau = 1.3 * 10^{-11} T_e^{-3/2} f^{-2} \int_0^l N^2 \, ds$$

La integral en la expresión anterior se llama Medida de la Emisión (EM) de la región ionizada.

Greenstein y Minkovski en 1953 determinaron la siguiente simplificación

$$\tau = \frac{0.4}{f^2} \int_0^l N^2 \, ds = \frac{0.4}{f^2} EM$$

donde

f: MHz

N: Electrones por cm^3

s y l: Parsecs (1 Parsec = 3.26 años luz)

EM: Medida de la Emisión

Suponiendo a N constante a lo largo del camino de las ondas

$$\tau = \frac{0.4}{f^2} N^2 l$$

La temperatura de brillo de la nube ionizada será

$$T_b = T_e (1 - e^{-\tau}) \quad (\text{°K})$$

Cuando $\lambda = 10\text{cm}$, la profundidad óptica es $\tau \ll 1$, de modo que se puede simplificar con bastante aproximación

$$T_b = T_e * \tau \quad (\text{°K})$$

Suponiendo ahora, que esta temperatura de brillo se mantiene en toda la extensión aparente de la fuente observada Ω_s , la Densidad de Flujo que llega de ella será

$$S = \frac{2 k}{\lambda^2} T_b \Omega_s \quad (\frac{\text{watt}}{\text{m}^2 \text{ Hz}})$$

Reemplazando la temperatura de brillo por su valor deducido desde el coef. de absorción K,

$$T_b \rightarrow \frac{1}{f^2}$$

de lo que resulta que la Densidad de Flujo que observamos en la fuente es

$$S \rightarrow \frac{1}{\lambda^2} * \frac{1}{f^2} \rightarrow \text{constante}$$

esto significa que la densidad de flujo no varía con la frecuencia, dando un Índice Espectral $n=0$ para este tipo de nubes semitransparentes ($\tau \ll 1$). Esto es efectivamente lo encontrado en el rango de las frecuencias decimétricas en la Nebulosa de Orión (Menon 1964).

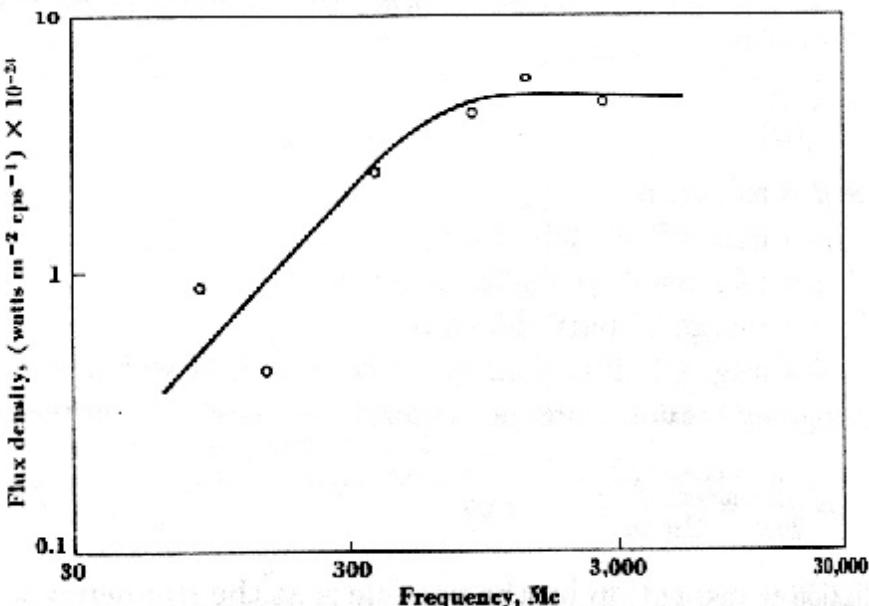


Fig. 9-6
Espectro de la Nebulosa de Orión. Es el resultado de emisión térmica. La nube se hace transparente para una frecuencia de 900 MHz.

RADIACIÓN DE SINCROTRÓN

Este es el mecanismo responsable de la emisión de ondas de radio desde la mayor parte de las fuentes astronómicas. Esta emisión fué observada en el sincrotrón de General Electric muy poco después de la segunda guerra (Elder, Langmuir, Pollak, 1948). En el sincrotrón se aceleran electrones hasta que tienen velocidades comparables a la de la luz y se los hace pasar por un fuerte campo magnético. Es allí donde se produce esta radiación, que en este aparato llega al rango visible, pero también pasa por las ondas de radio.

En una radiofuente astronómica, los campos magnéticos son muchísimo más débiles, por ello la emisión se produce principalmente en ondas de radio. Alfvén y Herlofson (1950) propusieron que la emisión de las radiofuentes pudiera originarse de electrones relativísticos que se mueven dentro del campo magnético estelar. Casi al mismo tiempo Kiepenheuer (1950) sugirió que justamente los electrones eran, de hecho, los componentes electrónicos de los rayos cósmicos, y que la radiación ocurría durante su interacción con campos magnéticos interestelares. Su interpretación ganó aceptación y con refinamientos posteriores pasó a ser la base teórica para la emisión no térmica (Shklovsky, 1960). Los detalles de la teoría son complejos pero sus principios son sencillos.

Una partícula cargada que se mueve perpendicularmente a un campo magnético describirá una circunferencia de radio

$$R = \frac{mv}{eB}$$

donde R: Radio de la trayectoria en metros

m: Masa de la partícula en Kg

v: Velocidad de la partícula en m/seg

e: Carga de la partícula en Coulombs

B: Campo magnético en weber/m²

$$(1 \text{ weber/m}^2 = 10^4 \text{ gauss})$$

Las revoluciones por segundo a que gira la partícula (f: frecuencia)

$$f = \frac{v}{2\pi R} = \frac{1}{2\pi} \frac{e}{m} B$$

esta f tiene el nombre de gyrofrecuencia y puede ser de absorción o emisión.

Para un electrón en la ionósfera terrestre, será

$$\begin{aligned} e &= 1.6 * 10^{-19} \text{ Coul} \\ m &= 9.1 * 10^{-31} \text{ Kg} \\ B &= 5 * 10^{-5} \text{ weber/m}^2 \end{aligned}$$

la gyrofrecuencia es de f = 1.4 MHz.

La densidad de flujo magnético en el espacio interestelar es mucho más débil, 10⁻⁹ o 10⁻¹⁰ weber/m², de modo que un electrón en este medio tendrá una gyrofrecuencia de 14 a 140 Hz.

Lo visto solo se aplica a electrones de baja energía. Cuando se trata de electrones relativísticos (v → c), la situación es diferente. En este caso la energía de la partícula es mayor al simple producto de su masa en reposo por su velocidad al cuadrado (prácticamente, la de la luz). La expresión de la energía es ahora

$$\epsilon = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = mc^2$$

- e: Energía de la partícula (joules)
- mo: Masa en reposo del electrón (Kg)
- c: velocidad de la luz (3×10^8 m/seg)
- v: Velocidad de la partícula (m/seg)
- m: Masa relativística (Kg)

En Electrón Volts, la energía es

$$ev = 6 \times 10^{18} \frac{mo c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \text{ (eV)}$$

donde $\beta = \frac{v}{c}$

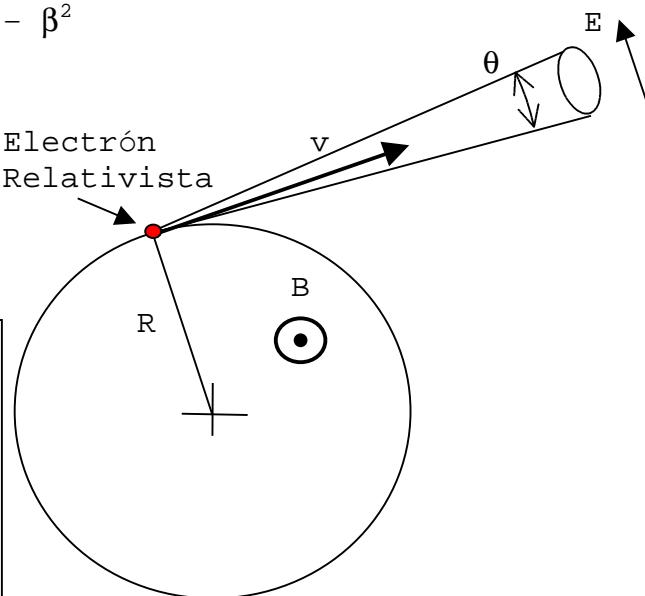


Fig. 9-7 La energía generada por efecto sincrotrón se confina a un estrecho cono de ángulo q, que depende de la velocidad medida en términos de g

El ángulo θ es aproximadamente

$$\theta = \frac{2}{\gamma} = 1.2 \times 10^{19} \frac{mo c^2}{ev} \text{ radianes}$$

donde $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$

Un observador en el plano de la órbita recibirá pulsos de una duración aproximada de

$$\Delta t = \frac{R \theta}{c \gamma^2} \text{ (seg)}$$

Pero

$$R = \frac{c}{2\pi f}$$

Entonces la frecuencia

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{e}{m_0} \frac{1}{\gamma} B$$

A muy alta energía ($v \rightarrow c$) la frecuencia f tiende a cero ya que el radio R tiende a infinito. Luego, la duración del pulso

$$\Delta t = \frac{2 m_0}{e B \gamma^2}$$

La máxima cantidad de energía por unidad de ancho de banda (Hertz) se dará a la frecuencia máxima f_{\max}

$$f_{\max} = \frac{1}{2\pi \Delta t} = \frac{e B}{4\pi m_0} \gamma^2 \text{ (Hz)}$$

Evaluando esta expresión para un electrón y su energía en eV

$$f_{\max} = 0.06 B \epsilon v^2 \text{ (Hz)}$$

donde f_{\max} : Frecuencia de máxima energía por Hz.

B : Densidad de flujo magnético (weber/m²)

ϵv : Energía del electrón en eV

Si la energía se expresa en Giga-electrónVolts, B en Gauss y f_{\max} en MHz se tiene

$$f_{\max} (\text{MHz}) = 6 * 10^6 B(\text{Gauss}) \epsilon v^2(\text{GeV})$$

Con todo lo desarrollado podemos ver un ejemplo: un electrón, con una energía de 1 GeV en un campo interestelar de 10^{-5} Gauss emitirá un máximo de energía en la frecuencia de 60 MHz.

El espectro de un electrón relativístico es realmente continuo, como se ve en la figura siguiente. Por otro lado, el espectro generado por un conjunto de tales electrones relativísticos será una función de la distribución de energía (o espectro de energía) de los electrones. Si seguimos la propuesta de Kiepenhauer (1950) donde se señala que los rayos cósmicos son la fuente de la emisión galáctica no térmica, debemos decir que la distribución de energía entre las partículas de los rayos cósmicos parece ser adecuada.

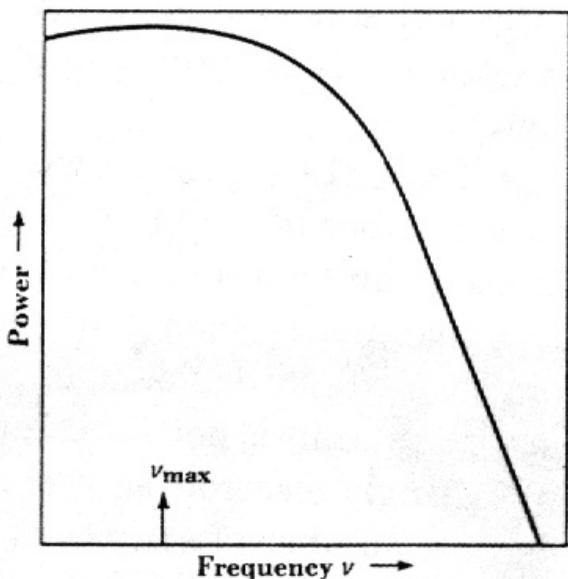


Fig. 9-8 La distribución espectral de energía correspondiente a la emisión por efecto sincrotrón abarca un amplísimo rango de frecuencias. En el texto se da la expresión aproximada para calcular la frecuencia de máxima energía por Hertz.

El espectro de energía de los rayos cósmicos es de la forma

$$N(\varepsilon) = (\text{Const.}) * \varepsilon^{-\alpha}$$

donde $N(\varepsilon)$: Número de electrones por intervalo de energía.

ε : Energía de un electrón

α : Índice del espectro de energía

La potencia total radiada por un conjunto de electrones relativísticos será entonces

$$W = (\text{Const}) \int_0^{\varepsilon} W(\varepsilon) N(\varepsilon) d\varepsilon$$

donde $W(\varepsilon)$: Potencia irradiada por electrón

$N(\varepsilon)$: Número de electr. por interv. de energía

La potencia radiada por un solo electrón es función del cuadrado de su energía. Suponiendo que toda esta radiación está ubicada en la frecuencia del máximo calculada antes, y que también se suponga una distribución de energía entre los electrones será

$$W = (\text{Const}) \int_0^{\varepsilon} \varepsilon^2 \varepsilon^{-\alpha} d\varepsilon = (\text{Const}) \varepsilon^{3-\alpha}$$

Pero la frecuencia de máxima energía de un electrón es proporcional al cuadrado de su energía, o a la inversa, su energía es proporcional a la raíz cuadrada de la frecuencia f . Así se puede escribir

$$W = (\text{Const}) f^{(3-\alpha)/2}$$

Luego, la variación de la potencia total radiada por un conjunto de electrones relativísticos es

$$\frac{dW}{df} = (\text{Const}) f^{(1-\alpha)/2} = (\text{Const}) \lambda^{(\alpha-1)/2}$$

donde λ : Longitud de onda

El brillo y la Densidad de Flujo de una radiofuentе constituida por un conjunto de electrones relativísticos es proporcional a la densidad de flujo magnético B y a la longitud de onda λ , del modo siguiente

$$S \rightarrow \lambda^{(\alpha-1)/2} B^{(\alpha+1)/2}$$

donde B : Densidad de flujo magnético

Para los rayos cósmicos se da un valor adecuado de $\alpha=2.4$. De este modo, una fuente con esa distribución debería tener una densidad de flujo (S) en función de λ dada por

$$S \rightarrow \lambda^{(2.4-1)/2} = \lambda^{0.7}$$

lo que significa un Índice Espectral de Densidad de Flujo $n=+0.7$. Las observaciones indican que este es un valor típico en radiofuentes no térmicas. Los espectros curvos implican seguramente una distribución de energía entre los electrones más compleja (Kellermann, 1964).

Twiss (1954) ha demostrado que debajo de una frecuencia crítica determinada que depende de un número de características del medio emisor, el Índice Espectral de una fuente sincrotrón invertirá su signo, debido a un proceso de auto-absorción. Bajo tales condiciones (ópticamente opaco: gran profundidad óptica) el índice a bajas frecuencias será -2.5. Esta frecuencia de inversión (a la cual la Densidad de Flujo (S) es máxima) no es la misma que la frecuencia de máxima potencia radiada por un electrón solitario. Williams

(1963) ha listado una cantidad de fuentes de pequeña extensión angular y alto brillo superficial que exhiben un agudo decremento en su Densidad de Flujo (S) debajo de aproximadamente 100 MHz. Esto sugiere la presencia de sincrotrón con auto-absorción en estas fuentes a bajas frecuencias.

La radiación de sincrotrón está linealmente polarizada con la dirección del campo eléctrico E paralela al plano de la órbita del electrón. Las observaciones confirman polarización lineal en radiofuentes sincrotrón, aunque solo en un grado reducido, indicando que los campos magnéticos en las fuentes pueden tener muchas direcciones irregulares, o que se produjo una despolarización de las ondas en su viaje a través de medios ionizados, o quizás exista una combinación de ambos efectos.

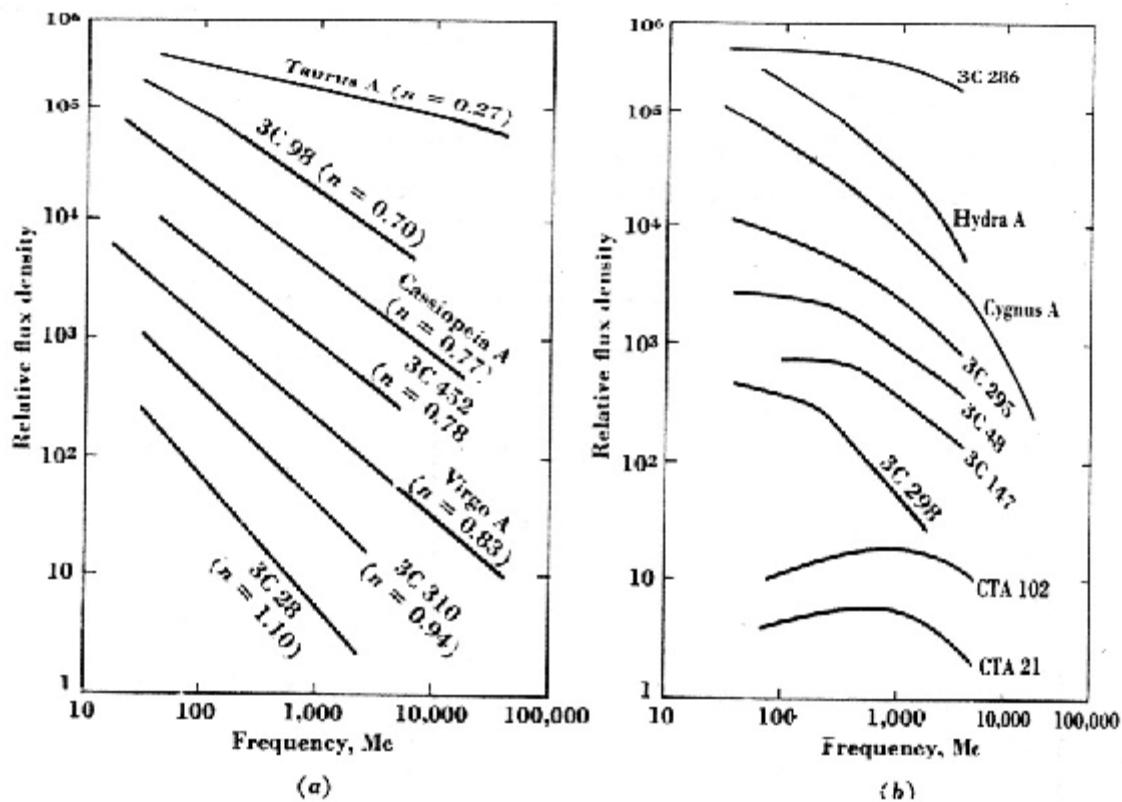


Fig. 9-9 Espectros de algunas intensas radiofuentes no térmicas investigadas por Conway, Kellermann y Long (1963) donde se pueden ver espectros rectos y curvados, en los que se sospecha sincrotrón con auto-absorción.

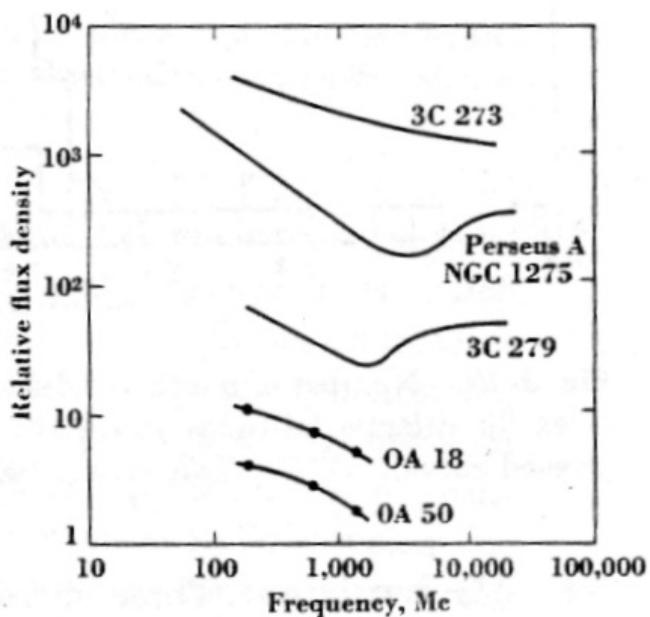


Fig. 9-10 Espectro de tres fuentes 3C273, quasar, PerseusA y 3C279, donde se puede notar curvatura invertida. Además se ven dos fuentes OA.

Abajo: Tabla de algunas radiofuentes no térmicas indicando su Densidad de flujo (S) en Janskys y su Índice Espectral.

Table 8-1
*Flux density and spectral-index data
on some nonthermal radio sources*

Source	Flux density at 400 Mc†	Spectral index
Cassiopeia A	6,100	0.77
Cygnus A	4,500	0.7-1.2
Hydra A	133	0.87
Taurus A	1,230	0.27
Virgo A	580	0.83
3C 28	66	1.10
3C 48	36	0.2-0.7
3C 98	25	0.70
3C 147	52	0-0.7
3C 273	59	0.33
3C 286	23	0.1-0.7
3C 295	52	0.4-0.8
3C 298	24	0.3-1.0
3C 310	25	0.94
3C 452	29	0.78
CTA 21	9	-0.2-+0.9
CTA 102	6	-0.3-+0.5

† In flux units (10^{-26} watt m^{-2} cps $^{-1}$).

ANALIZADORES DE ESPECTROS

Mucho del análisis espectral realizados en Radioastronomía fué dedicado al estudio de los "perfíles" de la línea del hidrógeno. Ésta es una línea que se registra en emisión en las nubes interestelares de la galaxia nuestra y también en otras galaxias.

Aquí, un receptor de un ancho de banda de unos 5 MHz, centrado en 1420 MHz, amplifica y heterodina la señal espacial para finalmente pasarla por una serie de filtros calibrados muy estables. Cada filtro deja pasar su porción de componente básico que trae la señal.

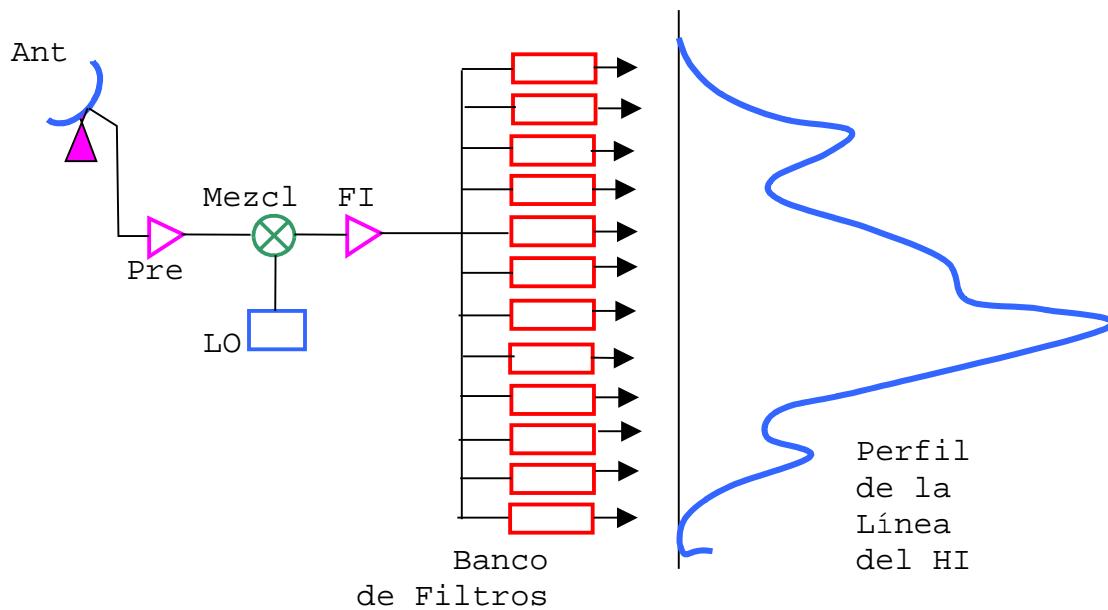


Fig. 9-11 El Banco de Filtros requiere componentes de gran estabilidad y es un instrumento fijo, sin ajuste de ancho de banda o de resolución.

El sistema está ahora tecnológicamente superado pero no dejó de ser un importante instrumento típico en el estudio de los perfíles del hidrógeno neutro galáctico.

Tiene los inconvenientes de que la estabilidad de los filtros nunca alcanza, y la característica de ser una instalación fija, es decir, si se requiere cambiar la banda o la resolución espectral habrá que cambiar de Banco de Filtros. Esto hace que el aparato sea muy poco flexible.

Existen recursos, de todos modos, para extender algo el rango en frecuencias del Banco, grabando la señal previamente digitalizada y pasándola por los filtros a una velocidad diferente a la original. Esto se desarrolló en el año 1979.

Sin embargo, actualmente la espectrometría se efectúa con el uso de auto-correladores. El principio de funcionamiento se basa en la relación que existe entre el "espectro de densidad de potencias" de una señal con la Transformada de Fourier de su función autocorrelación.

Es útil poner aquí en conocimiento del lector que la radioastronomía está inundada en todos sus aspectos por esta Transformada de Fourier, y es muy conveniente, para poder acceder a los peldaños más importantes de esta ciencia el procurar un sólido conocimiento matemático de las transformadas en general.

Siguiendo con el autocorelador, todas las operaciones se realizan en rápidas computadoras dedicadas, a menudo en tiempo real, que digitalizan y procesan la señal. El ruido, siempre presente, no ocasiona pocos inconvenientes, por lo que una gran cantidad de esfuerzo se ha dedicado a su "eliminación".

Últimamente se han desarrollado procesadores que realizan este trabajo. Entre ellos está el llamado por Maximización de Entropía, que se usa también intensivamente, en proceso de imágenes con ruido en la porción óptica del espectro. Hace muy poco han salido a la venta popular programas procesadores usando este principio, y que corren en cualquier PC.

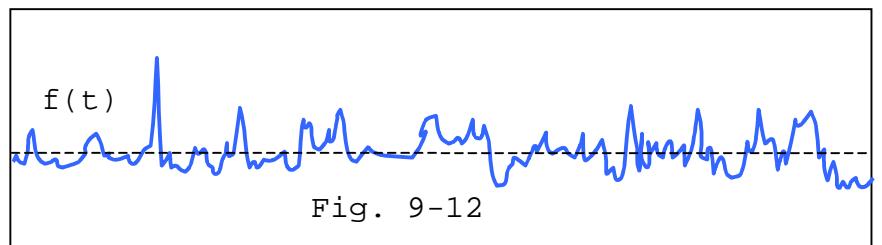
En el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) se instaló un banco de procesadores en tiempo real utilizados en principio para el plan SETI, pero que también son utilizables en astronomía, que obtienen continuamente las Transformadas de Fourier de la señal espacial, separandola en "canales" extremadamente estrechos, del orden de los 10 Hz cada uno.

Con este sistema, la obtención de espectros se realiza recurriendo a dispositivos digitales dedicados llamados auto-correladores. El principio de funcionamiento de este sistema, que ahora se utiliza en todos los observatorios del mundo por su flexibilidad, se basa en una propiedad que posee una operación matemática que lleva el nombre, justamente, de auto-correlación.

Brevemente es como sigue: La Transformada de Fourier de la auto-correlación de una función del tiempo, resulta en otra función de la frecuencia que se llama "espectro de densidad de potencia". Este es justamente el espectro buscado. En la práctica habrá que seguir los siguientes pasos:

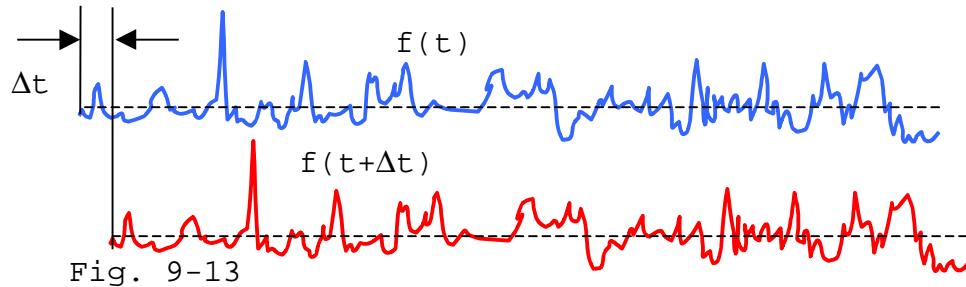
- 1) Capturar la señal de salida del radiotelescopio durante un intervalo de tiempo T .
- 2) Obtener la función auto-correlación de la señal capturada.
- 3) Calcular la Transformada de Fourier de esa función.

Se hará una breve descripción de cada paso. La captura de la señal de salida del radiotelescopio se realiza sobre la señal en lo que se llama Banda Base. Esta es la Banda de frecuencias luego de la última conversión y puede tener un rango de frecuencias del mismo orden que el de los receptores de Frecuencia Intermedia. Para realizar la captura de esta señal, se la debe digitalizar rápidamente con dispositivos dedicados, llamados Convertidores Analógico-Digitales que hoy pueden codificar millones de muestras por segundo. La señal del receptor del radiotelescopio queda convertida en una secuencia de bytes en el disco de una PC. Esta secuencia de bytes representa la función del tiempo original.

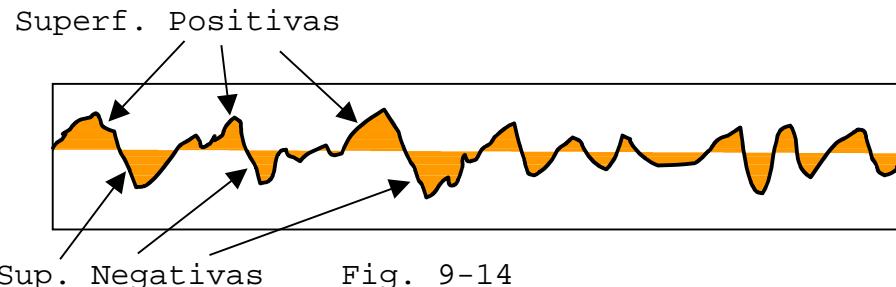


Se calcula la función auto-correlación de esta función de t .

- a) Para ello se multiplica punto a punto a la original por la misma función desplazada horizontalmente un intervalo Δt .



Supongamos que la función resultante de la multiplicación de la original y la desplazada sea la siguiente



b) Esta función producto se integra, es decir, se restan las áreas negativas de las positivas. Queda como resultado un valor de área resultante, que puede tener cualquier signo.

Este valor de área es un punto de la función auto-correlación, correspondiente al desplazamiento $1\Delta t$. Matemáticamente se hizo

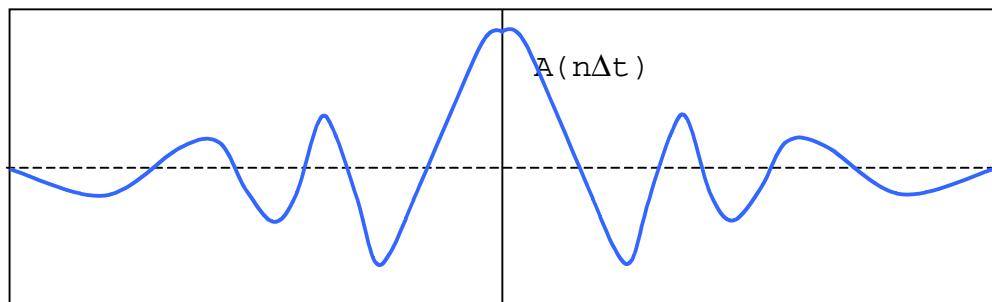
$$A(1\Delta t) = \int f(t) * f(t+1\Delta t) dt$$

Volvemos a desplazar la original, ahora $2\Delta t$, multiplicamos e integramos nuevamente (pasos a y b) para lograr el punto siguiente

$$A(2\Delta t)$$

Se repiten los pasos a y b para los siguientes desplazamientos hasta que $N\Delta t = T$, con lo que $A(N\Delta t) = 0$

Con esto hemos logrado formar la función auto-correlación



$-N\Delta t$

0

Fig. 9-15

$+N\Delta t$

Es una curva función del desplazamiento entre funciones. Es simétrica respecto al eje vertical, de desplazamiento cero. Esta curva se define, en términos matemáticos, del siguiente modo

$$A(nDt) = \int f(t) * f(t+nDt) dt$$

El último paso es la obtención de la Transformada de Fourier de la función lograda. Existen una cantidad de programas de PC para realizar este trabajo en forma eficiente y rápida empleando el método de la Transformada Rápida de Fourier (FFT). En toda Transformada de Fourier se obtienen dos funciones de la frecuencia. Una para el Módulo y otra para la Fase. Como la función auto-correlación es una función simétrica (función par) respecto al eje de simetría vertical, la función de Fase resulta ser cero. Solo queda entonces la función Módulo que representa la densidad de potencia de la señal analizada, $f(t)$, en función de la frecuencia.

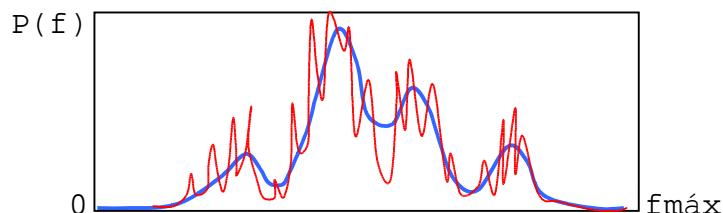


Fig. 9-16 Dos posibles resultados del análisis del espectro de la función $f(t)$. La curva azul tiene menor resolución que la roja resultado de la toma de menor cantidad total de datos en $f(t)$.

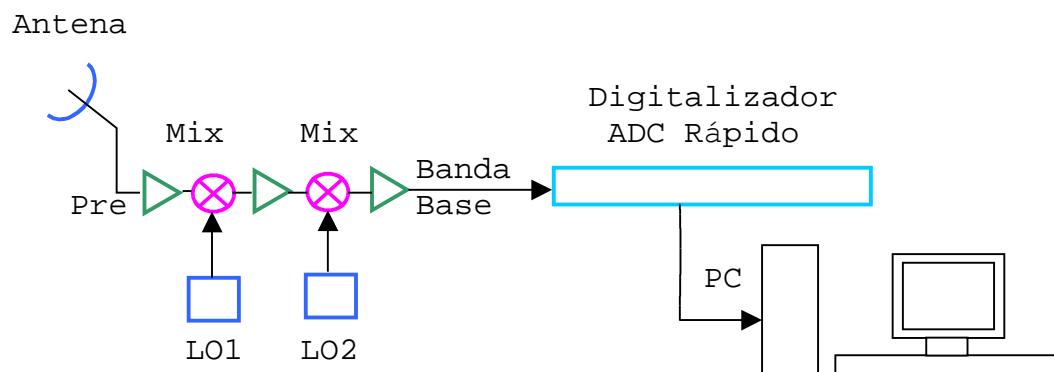


Fig. 9-17 Una de las posibles configuraciones para el estudio de espectros en radioastronomía. Para obtener altas resoluciones y abarcar un gran rango de frecuencias se usan correladores dedicados especialmente.