

**Caracterización física y estructura magnética de
regiones generadoras de electrones
supratérmicos en el Sol**

Germán Diego Cristiani

Noviembre 2007

A Guadalupe y Merlina

Resumen

En esta tesis de doctorado se estudian los fenómenos transitorios solares denominados fulguraciones, los cuales consisten en la liberación súbita de grandes cantidades de energía ($\approx 10^{33}$ ergios en $\approx 10^2$ s). Se utilizan observaciones en radio, en el rango que va de las microondas a las ondas submilimétricas, imágenes en $H\alpha$ y ultravioleta, magnetogramas fotosféricos y mediciones del flujo en rayos X blandos. Los datos en radio permiten construir curvas espectrales que aportan información sobre la población de electrones acelerados que originan la radiación en esas frecuencias por emisión girrosincrotrónica. Los magnetogramas fotosféricos se utilizan en el cálculo de un modelo del campo magnético a nivel coronal, en dicho cálculo las imágenes en ultravioleta permiten determinar el parámetro libre del modelo y las imágenes en $H\alpha$ localizar las bases de los arcos corales que interactúan, vía reconexión magnética, originando la fulguración. El conocimiento de la topología magnética, a partir del modelo, permite ajustar en forma satisfactoria el espectro observado en el rango de radio con un modelo teórico de emisión girrosincrotrónica de una fuente homogénea para todos los eventos analizados. Este tipo de análisis combinado de la topología magnética junto con el espectro de emisión en radio es totalmente novedoso y permite obtener un modelo autoconsistente del fenómeno. Además, a partir de los datos en rayos X blandos y del ajuste espectral se verificaron las hipótesis de un modelo de aceleración de partículas por campos eléctricos continuos en múltiples hojas de corriente.

Palabras clave: Ondas submilimétricas - Explosiones solares en radio - Topología magnética - Aceleración de partículas



Physical characteristics and magnetic topology of solar regions originating suprathermal electrons

Abstract

This PhD Thesis studies solar transient phenomena called solar flares, these events imply the sudden release of great amounts of energy ($\approx 10^{33}$ ergs in $\approx 10^2$ s). We use radio observations in the range that goes from microwaves to submillimeter waves, $H\alpha$ and UV images, photospheric magnetograms and soft X-rays flux measurements. Radio data allow us to build spectra that give information about the accelerated electron population that originates the emission at those frequencies by gyrosynchrotron. Photospheric magnetograms are used to compute a coronal magnetic field model, in these computations UV images let us determine the free parameter of the model and $H\alpha$ images let us localized the footpoints of the coronal loops that interact, via magnetic reconnection, giving place to the flare. The magnetic field topology, determined from the model, allow us to fit the observed radio spectrum using a theoretical model with a single homogeneous gyrosynchrotron source for all the studied events. This is the first time that this kind of combined analysis, magnetic topology and radio spectrum, is done, from it we obtain a self-consistent model for the phenomenon. Furthermore, from the soft X-ray data and the spectral fitting we verified the hypothesis of an acceleration model by DC fields in multiple current sheets.

Keywords: Submillimeter waves, solar bursts, magnetic topology, particle acceleration.

Índice general

Lista de Figuras	x
Introducción	1
1 Sol, fulguraciones y campo magnético coronal	5
1.1 El Sol	5
1.1.1 Estructura solar	6
El interior	6
La atmósfera	8
1.1.2 Estructuras típicas	9
1.2 Las fulguraciones solares	11
1.2.1 Aspectos observacionales	11
1.2.2 Liberación de energía	13
1.3 Extrapolación del campo magnético coronal	14
1.3.1 Ecuaciones de la Magnetohidrodinámica	14
Ecuaciones del electromagnetismo y ley de Ohm	15
Ecuaciones del plasma	18
1.3.2 Magnetohidrostática	19
Campos libres de fuerzas	20
Cálculo del campo magnético libre de fuerzas lineal	23
2 Emisión girosincrotrónica y procesos de aceleración de partículas	31
2.1. Emisión girosincrotrónica	31
2.1.1 Propagación de ondas en un medio magnetoactivo	33
2.1.2 Radiación de una partícula en un plasma magnetoactivo	38
2.1.3 Emisión girosincrotrónica de un conjunto de partículas	42
2.2. Aceleración de partículas y calentamiento Joule del plasma en fulguraciones	47
2.2.1 Aceleración de electrones	48
2.2.2 Calentamiento por efecto Joule	52
3 El Telescopio Solar en ondas Submilimétricas (SST)	55
3.1. Principales características	55
3.2. Procesamiento de los datos	56

3.2.1	Correcciones atmosféricas	57
	Absorción atmosférica	57
	Técnica de <i>beam-switching</i>	59
3.2.2	Calibración de los datos	60
3.3.	Técnica de haces múltiples	61
3.3.1	Formalismo básico	62
3.3.2	Validez del método	63
3.3.3	Método cualitativo con tres haces	63
3.3.4	Aplicación a datos reales	65
4	Fulguración del 28 de noviembre de 2001	67
4.1.	Introducción	67
4.2.	Observaciones y análisis de datos	68
4.2.1	La evolución fotosférica	70
4.2.2	La evolución cromosférica	72
4.2.3	Observaciones en longitudes de onda submilimétricas	75
4.3.	Análisis de los datos	79
4.3.1	Modelo de campo magnético coronal	79
4.3.2	El espectro en radio	83
4.4.	Evaluación del proceso de aceleración de partículas	86
4.5.	Discusión y conclusiones	93
5	Fulguración del 30 de octubre de 2004	97
5.1	Introducción	97
5.2	Características principales del evento	98
5.2.1	Observaciones en radio	98
5.2.2	Observaciones en rayos X	104
5.2.3	Observaciones cromosféricas	107
5.2.4	Observaciones fotosféricas y modelo coronal	109
5.3	Fase impulsiva	112
5.4	Fase térmica	114
5.5	Aceleración de partículas	120
5.6	Discusión y conclusiones	124
6	Fulguración del 20 de diciembre de 2002	129
6.1	Introducción	129
6.2	Observaciones	132
6.2.1	Observaciones en radio	132
6.2.2	Observaciones en $H\alpha$	135
6.2.3	Observaciones fotosféricas	139
6.3	Modelado del campo y localización de los núcleos de la fulguración	141
6.4	Origen de la emisión en radio	144

6.4 Aceleración de partículas, calentamiento y relajación del plasma	146
6.5 Discusión y conclusiones	152
Conclusiones	157
A Polarización y transferencia radiativa	161
B Resistividad anómala	167
C Clasificación de fulguraciones	171
Bibliografía	173
Agradecimientos	193

Lista de Figuras

Emisión girosincrotrónica y procesos de aceleración de partículas	31
2.1 Referencial elegido para la descripción de la onda	37
2.2 Partícula en campo B	39
2.3 Electrones responsables de la emisión en ondas submilimétricas	46
El Telescopio Solar en ondas Submilimétricas	55
3.1 Vista del SST con la redoma abierta	56
3.2 Transmisión atmosférica en la región espectral del SST	57
3.3 Cálculo de opacidad atmosférica con el SST	58
3.4 Calibración del SST	60
3.5 Fuentes simuladas para la evaluación del método de haces múltiples	64
3.6 Temperaturas de antena corregidas y parámetro de contraste para un evento solar	66
Fulguración del 28 de noviembre de 2001	67
4.1 Región activa AR 9715 sobre el disco solar	69
4.2 Magnetogramas de la región activa AR 9715	71
4.3 Evolución del flujo magnético en la región activa AR 9715	72
4.4 Evolución cromosférica de la región activa AR 9715	73
4.5 Comparación de observaciones cromosféricas y fotosféricas de la región activa AR 9715	74
4.6 Ubicación de los haces del SST sobre el disco solar	75
4.7 Curvas de luz submilimétrica y en $H\alpha$	76
4.8 Densidad de flujo observada por OVSA	78
4.9 Modelo del campo magnético para la región activa AR 9715	80
4.10 Conectividades de acuerdo al modelo de campo magnético de la región activa 9715	82
4.11 Ajuste del espectro en radio	84
4.12 Evolución temporal del flujo en rayos X blandos	86
4.13 Curvas de temperatura y medida de emisión	87

4.14	Evolución temporal de la cantidad $EM k_B T$	88
4.15	Evolución de la tasa de deposición de energía	89
4.16	Tasa de aceleración electrónica sobre tasa de deposición de energía	91
Fulguración del 30 de octubre de 2004		97
5.1	Región activa AR 10691 sobre el disco solar	99
5.2	Ubicación de los haces del SST sobre la región activa	101
5.3	Evolución temporal de la densidad de flujo en 212 GHz y 405 GHz	102
5.4	Perfil temporal de la densidad de flujo en microondas	103
5.5	Observaciones en rayos X blandos del GOES	105
5.6	Transformada wavelet de la emisión en distintas frecuencias	107
5.7	Evolución cromosférica de la región activa AR 9715	108
5.8	Evolución fotosférica de la región activa AR 10691	110
5.9	Modelo de campo magnético coronal	111
5.10	Evolución temporal del índice espectral α_E	113
5.11	Diferentes ajustes espectrales durante la fase impulsiva	115
5.12	Perfiles temporales de la emisión en radio durante la fase gradual	116
5.13	Evolución del flujo en rayos X blandos	120
5.14	Curvas de temperatura y medida de emisión	121
5.15	Evolución temporal de la cantidad $EM k_B T$	122
5.16	Tasa de deposición de energía en el plasma	122
5.17	Tasa de aceleración electrónica sobre tasa de deposición de energía	123
Fulguración del 20 de diciembre de 2002		129
6.1	Región activa AR 10226 sobre el disco solar	131
6.2	Perfiles temporales de la emisión en microondas	133
6.3	Ajuste de espectros durante los picos de emisión	134
6.4	Superposición de haces del SST sobre imagen del EIT	135
6.5	Imagen en $H\alpha$ del HASTA en contraste invertido	136
6.6	Curvas de luz para cada núcleo en $H\alpha$	137
6.7	Curvas de nivel del magnetograma sobre imagen en $H\alpha$	139
6.8	Evolución fotosférica de AR10226	141
6.9	Observaciones del EIT en 195 Å y modelo del campo magnético coronal	143
6.10	Modelo del campo magnético coronal	145
6.11	Evolución del flujo en rayos X blandos	147
6.12	Curvas de temperatura y medida de emisión	148
6.13	Evolución temporal de la cantidad $EM k_B T$	150
6.14	Tasa de deposición de energía en el plasma	150
6.15	Tasa de aceleración electrónica sobre tasa de deposición de energía	152

Introducción

Una fulguración solar es un fenómeno transitorio que se da en las regiones activas solares y en el cual se libera, en tiempos del orden de 10^2 s, una cantidad de energía que llega hasta 10^{33} ergios. Esta energía es liberada en forma de radiación, en todo el espectro electromagnético, de aceleración de partículas y de calentamiento del plasma. Los detalles sobre los procesos que desencadenan la liberación súbita de esta enorme cantidad de energía no han sido aún totalmente establecidos, pero hay suficiente evidencia como para afirmar que el fenómeno está íntimamente ligado con la dinámica de las estructuras magnéticas presentes en las regiones activas solares. Hoy en día hay consenso en cuanto a que la energía acumulada en el campo magnético de las regiones activas es la que se libera durante una fulguración, y que el proceso que desencadena esta liberación es el proceso de reconexión magnética; es por ello que diferentes modelos de reconexión han sido propuestos para explicar el mecanismo de las fulguraciones [para una revisión del tema ver Priest & Forbes, 2002].

Las fulguraciones han sido observadas por una amplia variedad de instrumentos, desde los rayos X y γ hasta las ondas de radio métricas. En el rango de las radiofrecuencias las fulguraciones generalmente se denominan explosiones (*bursts*). En el gran rango de frecuencias mencionado han quedado regiones de varias décadas de longitud de onda que no han sido observadas en forma sistemática hasta hace pocos años. Una de las regiones afectadas por esta vacancia observacional es el rango de ondas de radio submilimétricas, el que convencionalmente se define entre las frecuencias de 100 GHz y 1000 GHz. Desde 1999 opera en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) el Telescopio Solar en ondas Submilimétricas (SST), fruto de un proyecto conjunto entre instituciones de Brasil, Argentina y Suiza [Kaufmann *et al.*, 2000]. Este instrumento trabaja en las frecuencias de 212 GHz y 405 GHz.

El estudio del espectro de emisión en el rango microondas-submilimétrico, durante una fulguración, puede dar información sobre las propiedades de la fuente emisora y sobre los mecanismos responsables de la emisión. En el rango de frecuencias de radio mencionado, el mecanismo dominante durante la etapa impulsiva de las fulguraciones es la emisión girosincrotrónica incoherente [Bastian *et al.*, 1998]. Este tipo de emisión generalmente es producido por una población de electrones acelerados con una distribución

energética que sigue una ley de potencias. En ese caso es posible, en muchas ocasiones, determinar las características de dicha población de electrones a partir del ajuste del espectro observado con un espectro girosincrotrónico teórico producido por una fuente homogénea [Ramaty, 1969].

Entre los mecanismos que producen la aceleración de electrones a energías por encima de 100 keV son tres los que se han destacado, la aceleración por campos eléctricos cuasiestáticos de gran escala (*DC fields*) [Holman, 1985, Tsuneta, 1987, Takakura, 1988, Benka & Holman, 1994], procesos de aceleración estocástica [Miller *et al.*, 1997] y procesos de aceleración por ondas de choque [Somov & Kosugi, 1997, Tsuneta & Naito, 1998]. El primero de los mecanismos es el que ha recibido mucha más atención. Usando observaciones en radio junto con observaciones en rayos X se puede determinar, a partir de la teoría desarrollada por Holman [1985] y por Holman *et al.* [1989], el campo de Dreicer [Dreicer, 1960]; es decir la intensidad del campo eléctrico a partir de la cual todos los electrones son acelerados a energías supratérmicas, así como también la energía crítica por encima de la cual un electrón es acelerado supratérmicamente.

Desde hace más de una década el *Michelson Doppler Imager* (MDI) [Scherrer *et al.*, 1995] observa el campo magnético solar a nivel fotosférico con una aceptable resolución espacial. Este instrumento se encuentra a bordo del *Solar and Heliospheric Observatory*. La intensidad del campo magnético en la dirección de la visual se determina midiendo el desdoblamiento Zeeman de la línea de absorción fotosférica de 6767.8 Å del Ni I. Este tipo de mediciones no son realizables a nivel coronal, donde las temperaturas son del orden de 10^6 K, y por lo tanto los elementos se encuentran totalmente ionizados, haciendo imposible el uso del desdoblamiento Zeeman.

La componente del campo magnético en la dirección de la visual es una razonable aproximación del campo fotosférico radial cuando se consideran regiones cercanas al centro del disco solar. Entonces, es posible extrapolar el campo magnético coronal usando los magnetogramas fotosféricos como condición de contorno, suponiendo una configuración libre de fuerzas lineal y usando un método con transformada rápida de Fourier a partir de la formulación de Alissandrakis [1981]. En este procedimiento queda un parámetro libre el cual se ajusta usando observaciones de arcos coronales. El código utilizado toma en cuenta la transformación de coordenadas de la región activa al centro del disco [Mandrini *et al.*, 1996, Démoulin *et al.*, 1997]. El estudio morfológico de los magnetogramas permite identificar zonas de emergencia de flujo e interacción de bipolos y, con ayuda del modelo del campo coronal es posible determinar en forma aproximada la configuración magnética en la que puede darse el proceso de reconexión magnética que da origen al fenómeno transitorio analizado. Los valores de intensidad del campo magnético a lo largo de los arcos coronales inferidos del modelo pueden usarse para restringir el rango de valores posibles que se utilizan en el ajuste teórico del espectro

girosincrotrónico en microondas, ya que esta emisión es sensible a la intensidad y orientación del campo magnético respecto del ángulo de observación.

En este trabajo de tesis se analizan y modelan tres eventos: la fulguración y eyección de masa cromosférica del 28 de noviembre de 2001, la sucesión de fulguraciones del 20 de diciembre de 2002 y la fulguración del 30 de octubre de 2004. Los eventos fueron seleccionados del conjunto de eventos observados por el SST, el cual es considerado el instrumento base. Para el análisis se utilizan también datos en radio en el rango de las microondas que complementan los datos del SST. La complementación espectral fue lograda con las observaciones del *Owens Valley Solar Array* (OVSA) [Hurford *et al.*, 1984], del *Radio Solar Telescope Network* (RSTN) [Guidice *et al.*, 1981] y radiotelescopios de patrullaje de la Universidad de Berna.

Una vez que se tiene una cobertura espectral adecuada pueden determinarse las características del espectro. Si bien las observaciones del SST aportan sólo dos frecuencias al espectro, es importante notar que estos datos son en general altamente relevantes, porque pertenecen a la parte ópticamente delgada del espectro, mientras que los datos de los otros radiotelescopios pertenecen al régimen ópticamente grueso, en la mayoría de los eventos observables en el rango submilimétrico. El poseer datos en la parte ópticamente delgada del espectro permite determinar, en forma mucho más confiable que si se dispone sólo de datos de la parte ópticamente gruesa, los parámetros del haz de electrones acelerados responsables de la emisión girosincrotrónica.

Con observaciones en rayos X del *Geostationary Operational Environmental Satellite* (GOES) se determinan la temperatura y la medida de emisión. Con esto es posible inferir la tasa de inyección de energía que, junto con el número de electrones acelerados por unidad de tiempo obtenido del ajuste del espectro girosincrotrónico, nos permite verificar cuáles deben ser las características de la región de aceleración de electrones, según el modelo de Holman.

Los magnetogramas del MDI se usan como condición de contorno para el modelo de campo magnético coronal. Para fijar el valor del parámetro libre anteriormente mencionado, se hace uso de observaciones de arcos coronales del *Extreme Ultraviolet Imaging Telescope* (EIT) [Delaboudinière *et al.*, 1995]. Los datos a nivel fotosférico del MDI son comparados, a nivel morfológico, con datos cromosféricos. En este trabajo todas las observaciones cromosféricas se obtienen de las imágenes registradas por el $H\alpha$ Solar Telescope for Argentina (HASTA) [Fernández Borda *et al.*, 2002].

El principal logro de este trabajo ha sido el de combinar el modelo de campo magnético coronal, obtenido a partir de observaciones fotosféricas, cromosféricas, coronales y el uso de un código de extrapolación robusto, junto con el análisis espectral

en radio. Es la primera vez que se utilizan de manera complementaria datos que en general se usan para realizar estudios independientes. Este estudio combinado permitió caracterizar la zona de aceleración de partículas e inferir los parámetros de la población supratérmica de electrones que origina la emisión observada en radio.

Este trabajo de tesis está organizado de la siguiente manera:

En el **Capítulo 1** se describen brevemente las principales características del Sol y de las fulguraciones solares. Se presentan las nociones básicas del modelo de campo libre de fuerzas lineal, y se explica la forma en que se procede para realizar la extrapolación del campo magnético fotosférico a la corona.

En el **Capítulo 2** se mencionan los mecanismos de emisión en radio, en general, y los mecanismos relevantes durante fulguraciones en el rango milimétrico–submilimétrico. En particular, se muestra la deducción de expresiones correspondientes a la emisión giro-sincrotrónica. También se incursiona en la teoría de aceleración de partículas durante la fase impulsiva de las fulguraciones.

En el **Capítulo 3** se describe el radiotelescopio SST. Además se trata someramente el tema del procesamiento de datos del instrumento.

En el **Capítulo 4** se analiza el evento del 28 de noviembre de 2001, en el **Capítulo 5** el evento del 30 de octubre de 2004 y en el **Capítulo 6** el evento del 20 de diciembre de 2002. Como ya puede haberse advertido, el ordenamiento de los eventos no es cronológico, si no que responde al grado creciente de complejidad del espectro en radio observado en cada uno de los mismos.

Capítulo 1

Sol, fulguraciones y campo magnético coronal

1.1 El Sol

El Sol es una estrella de la secuencia principal, tipo G2V. Se encuentra a una distancia de la Tierra de aproximadamente 1.49×10^{13} cm. A continuación se muestran algunos parámetros solares característicos

Masa	1.99×10^{33} g
Radio	6.69×10^{10} cm
Gravedad superficial	2.74×10^4 cm/s ²
Temperatura superficial efectiva	5785 K
Luminosidad	3.84×10^{33} erg/s
Período de rotación ecuatorial	26 días

Tabla 1.1: Parámetros relevantes del Sol.

Está compuesto principalmente por hidrógeno, en aproximadamente un 90%, seguido luego por helio en estado ionizado y elementos más pesados en menor relación. El Sol basa principalmente su producción de energía en los procesos nucleares que se generan en su interior. Esta masa gaseosa se encuentra en estado estacionario gracias al balance existente entre su propia atracción gravitatoria y el gradiente de presiones alimentado por la energía proveniente de la fusión termonuclear en su núcleo. Sin embargo, el Sol dista mucho de ser un objeto inactivo, ya que en el ocurren un sinnúmero de fenómenos, con tiempos característicos que van de algunos minutos (fulguraciones solares por ejemplo) a varios años (variación en distribución y número de manchas durante el ciclo solar).

1.1.1 Estructura solar

En el Sol se distinguen básicamente dos zonas bien diferenciadas, el interior solar y la atmósfera. La principal diferencia entre ambas zonas es que la atmósfera solar puede ser estudiada por observación directa, mientras que las características del interior sólo pueden ser inferidas en forma indirecta.

El interior

Para estudiar la estructura de un interior estelar se deben resolver un conjunto de ecuaciones (que definen el llamado modelo standard). En el caso del Sol se maneja una ecuación de estado y cuatro ecuaciones diferenciales de primer orden

1. Ecuación de estado

$$P = \frac{\rho_m k_B T}{\mu m_H} \quad , \quad (1.1)$$

donde P es la presión, T la temperatura, ρ_m la densidad de masa, μ es el peso molecular del plasma solar, m_H la masa del átomo de hidrógeno y k_B la constante de Boltzmann. En el interior solar la presión puede ser aproximada muy bien por la ecuación de un gas ideal. La presión de radiación ($P_{rad} = \frac{4\sigma T^4}{c}$, donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann), debido al flujo de fotones salientes, puede ser despreciada en el caso solar, lo cual no sería posible en estrellas mucho más luminosas.

2. Balance de fuerzas, por equilibrio hidrostático

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM(r)\rho_m(r)}{r^2} \quad , \quad (1.2)$$

donde $M(r)$ representa la masa dentro de la esfera de radio r y G es la constante de gravitación universal.

3. Distribución de masa

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

4. Flujo neto de energía térmica

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho_m(r) [\varepsilon(r) - \varepsilon_\nu(r)] \quad , \quad (1.4)$$

aquí $L(r)$ es el flujo de energía, ε es la tasa de energía nuclear producida por unidad de masa y ε_ν es la tasa de energía acarreada por los neutrinos.

5. Equilibrio radiativo

$$\left(\frac{dT(r)}{dr} \right)_{ER} = -\frac{3\kappa_R \rho_m(r) L(r)}{64\pi \sigma r^2 T^3} \quad , \quad (1.5)$$

donde κ_R es la opacidad de Rosseland, que se encuentra tabulada como una función de la temperatura y presión electrónicas.

Los parámetros μ , ε , ε_ν y κ_R son conocidos en el rango relevante de condiciones físicas. Deben plantearse condiciones de contorno, en el centro y la superficie, para poder resolver el sistema y determinar $P(r)$, $T(r)$, $L(r)$ y $M(r)$.

El modelo aceptado hoy en día para el interior solar es el modelo de capas, el cual propone tres regiones bien diferenciadas

- Parte central: El núcleo donde se genera la energía.
- Interior radiativo: La energía es transportada principalmente por radiación.
- Envoltura convectiva: La opacidad es demasiado alta para el transporte por radiación, el flujo de energía es debido a convección.

Núcleo En el núcleo se encuentra aproximadamente la mitad de la masa del Sol, en un radio menor a $0.25 R_\odot$, y allí ocurren las reacciones nucleares que son la fuente de la energía solar. Existen dos fuentes posibles de energía que son la cadena protón-protón, y el ciclo del carbono-nitrógeno-oxígeno. Se estima que el primero contribuye en un 98% y el segundo en un 2% a la producción total de energía.

Zona Radiativa Entre los $0.25 R_\odot$ y los $0.70 R_\odot$ se encuentra la zona radiativa, así llamada porque en esa región alrededor del 80% de la energía es transferida por radiación. Los rayos γ producidos por reacciones nucleares en el núcleo sufren gran número de interacciones en su paso a través de la zona radiativa, estimándose que el tiempo que le lleva a un fotón cruzar esta zona es del orden de los millones de años. En realidad, no puede decirse que los fotones que ingresan a la zona radiativa son los mismos que salen porque en las sucesivas colisiones pierden energía y emergen, luego de atravesar la zona convectiva, con frecuencias correspondientes al visible.

En la interfase entre la zona radiativa y la convectiva existe un cambio abrupto en la composición química entre las capas circundantes y se cree que en este lugar, llamado *tacoclina*, se genera el campo magnético por medio de un efecto de *dínamo*.

Zona Convectiva La zona convectiva tiene una densidad de 2×10^7 g/cm³ y una temperatura en su parte más exterior de 6200 K. Se extiende desde una profundidad de $\approx 1.8 \times 10^5$ km hasta la superficie visible, que es la *fotósfera*. La temperatura en la región más interior de la zona convectiva es de unos 5×10^5 K, por lo que existe un enorme gradiente de temperatura en esta zona. Este gradiente es el que explica la ineficiencia del transporte de energía por radiación y la mayor eficiencia por medio de un mecanismo de inestabilidad convectiva. Grandes burbujas de plasma suben y bajan en la zona convectiva transportando energía hacia la *fotósfera*. Este movimiento se manifiesta en la base de la *fotósfera* en forma de estructura granular.

La atmósfera

La atmósfera, o dicho de otra manera, la región de transición entre el interior estelar y el medio interplanetario, es la capa del Sol que se puede observar directamente. La atmósfera se divide convencionalmente en cuatro zonas de distintas características. Ellas son, desde adentro hacia afuera, la fotosfera, la cromósfera, la región de transición y la corona.

Macroscópicamente hablando, en las cuatro zonas que constituyen la atmósfera solar se cumple la condición de congelamiento entre el campo magnético y el plasma (ver apartado 1.3.1), las líneas de campo y el plasma se mueven en forma solidaria. Dependiendo del estrato atmosférico que se considere, dentro de la condición de congelamiento, la dinámica es dominada por el plasma o por el campo magnético, quedando determinada esta situación por la importancia relativa de los términos de presión termodinámica y presión magnética en la ecuación de movimiento del plasma (ver detalle en el apartado 1.3.2). Resumiendo, puede decirse que en la fotosfera la dinámica es dominada por el plasma, mientras que en las otras zonas de la atmósfera el campo magnético es el que domina.

Fotosfera Es una delgada capa de aproximadamente 500 km de espesor. En esta región se emite la mayor parte de la radiación en el espectro visible e infrarrojo, tanto en el continuo como en las líneas espectrales. Dado que el flujo de energía es constante, la temperatura media desciende a medida que la altura aumenta, variando desde 6200 K hasta 4400 K.

La superficie presenta un patrón de estructuras granulares de forma poligonal que son una manifestación de los movimientos en la zona inmediata inferior, la zona convectiva. El diámetro típico de estas celdas es de aproximadamente 700 hasta 1400 km, con una vida media del orden de decenas de minutos, una velocidad de convección de alrededor de 2 km/s y fluctuaciones de temperatura de más de 100 K.

Cromósfera Alejándose del centro solar, inmediatamente después de la fotosfera se encuentra la cromósfera. Presenta una temperatura que varía desde 4400 K, a una altura de 500 km, hasta 8500 K a una altura de 2200 km.

La cromósfera es transparente en el continuo visible pero se puede observar en otras longitudes de onda, ondas de radio a partir de los 100 μm , las líneas resonantes de H_α , y las líneas H y K del Ca II (ya que la cromósfera es ópticamente gruesa en ellas), el UV (debido a que la radiación fotosférica de fondo en esas longitudes de onda es débil) y por último, otras líneas de átomos neutros e ionizados más débiles sólo observables en el limbo. La forma predominante de transporte de energía es hidrodinámica, mediante

la propagación de ondas mecánicas, sonoras y también magnetosónicas.

Región de Transición A una altura de unos 2200 km, y con un espesor de unas decenas de kilómetros, se encuentra la región de transición, donde la temperatura se eleva bruscamente de 8500 K en la cromósfera hasta 10^6 K en la base de la corona.

En esta región la energía se transmite principalmente por conducción. Este transporte conductivo es obviamente hacia el interior solar, en sentido opuesto al gradiente de temperaturas en la región. Es una zona marcadamente inhomogénea debido a que la estructura térmica de la región depende de la estructura del campo magnético.

Corona De una densidad muy baja y con temperaturas que son del orden de 10^6 K, la corona es la última región de la atmósfera solar la cual se extiende hacia el espacio interplanetario. Debido a su alta temperatura alberga especies altamente ionizadas. Al igual que en la cromósfera, en esta región el material se distribuye siguiendo las líneas de campo magnético.

Los mecanismos de calentamiento inherentes a esta región son hasta hoy tema de debate en la Física Solar (ver Mandrini et al. [2000], Gómez et al. [2000]).

1.1.2 Estructuras típicas

Los campos magnéticos que se originan en el interior del Sol, influyen sobre la fotosfera, cromósfera y corona, produciendo cambios en la estructura física promedio de las mismas. A continuación se describen algunas de las estructuras magnéticas típicas de cada región de la atmósfera.

Manchas solares Estas estructuras características se encuentran a nivel fotosférico, tienen un centro llamado umbra, que es una región más fría que la media fotosférica. El campo magnético y la temperatura tienen valores de 2000 a 3000 G y 3700 K, respectivamente. Alrededor de la umbra se extiende una región denominada penumbra que consta de filamentos dispuestos en forma radial siguiendo las líneas de campo. Aparecen normalmente de a pares y, a lo largo de su vida, se desplazan separándose hasta ≈ 150000 km. El número de manchas observado tiene una variación periódica de aproximadamente 11 años, lo que define el llamado ciclo solar. En época de máximo es posible observar 100 o más manchas en forma simultánea. El sentido de polaridad es opuesto para los pares de manchas del hemisferio norte y sur y cambia cada período, por lo que luego de alrededor 22 años las polaridades de las manchas precedentes y siguientes de cada hemisferio vuelven a ser las mismas. Una concentración de manchas es lo que en general se define como una región activa. Las regiones activas suelen distribuirse

en latitudes muy definidas, entre el ecuador y los 40° de latitud en ambos hemisferios (cinturones de actividad).

Fáculas Corresponden a la zona de la región activa que se extiende alrededor de las manchas observada a nivel fotosférico. Se las ve brillantes en el continuo.

Plages Tienen un tiempo de vida más largo que las manchas y se extienden alrededor de las mismas. Son áreas cromosféricas brillantes.

Arcos magnéticos Son estructuras en donde el plasma sigue las líneas de campo magnético toroidal. Tienen aproximadamente 10^4 a 10^5 km de extensión y sus extremos están anclados en regiones de polaridad magnética opuesta.

Generalmente se ubican por encima de las manchas solares fotosféricas y las fáculas. Son observables en un amplio rango del espectro electromagnético, en la corona se los observa en rayos X y en el EUV. Si los arcos son cromosféricos se observan en $H\alpha$.

Protuberancias Son estructuras en donde el material es más frío que en el entorno y están sostenidas por el campo magnético en la baja corona. Contra el disco solar aparecen más oscuras que el fondo brillante, recibiendo entonces el nombre de filamentos. Si son observadas por encima del limbo, se ven brillantes contra el fondo oscuro del cielo. Su tiempo de vida puede oscilar entre horas y meses.

Existen dos tipos de protuberancias: las llamadas quiescentes que pueden observarse en el Sol por largos períodos de tiempo (es decir, son altamente estables) y las protuberancias activas, con alta probabilidades de eyectarse, dando lugar a una eyección coronal de masa.

Agujero coronal En ciertas áreas del Sol la emisión coronal se ve reducida significativamente, las líneas de campo continúan en forma radial hacia afuera y esto hace que el plasma caliente de la corona pueda fluir hacia el espacio más fácilmente, dejando un déficit de material. A estas estructuras se les ha dado el nombre de agujeros coronales y son particularmente comunes en los polos, pudiéndose apreciar durante todo el ciclo solar.

En estas regiones de líneas de campo “abiertas”, la corona no está en equilibrio hidrostático, sino que experimenta una expansión que se manifiesta como viento solar. En particular, la mayor parte del material solar que escapa al medio interplanetario lo hace a lo largo de las líneas de campo “abiertas” de dichos agujeros, dando lugar al llamado viento solar rápido.

1.2 Las fulguraciones solares

Las fulguraciones son fenómenos transitorios de liberación de energía que están asociados con la interacción de estructuras magnéticas independientes (ver por ejemplo Mandrini et al. [1997], y referencias allí citadas). El rango de emisión de las fulguraciones es muy amplio, desde decenas de MeV, siendo la línea γ de 0.002 Å la de menor longitud de onda detectada, hasta longitudes de onda del orden de 10 km (30 kHz). Esta radiación puede ser emisión del continuo en algunas partes del espectro, de líneas en otras o una combinación de ambas. La energía total liberada durante estos fenómenos oscila entre alrededor de 10^{29} erg en una subfulguración y $\lesssim 10^{32}$ erg en los eventos mayores. Simultáneamente al brillantamiento en todo el espectro electromagnético, se puede observar la eyección de partículas a altas energías y de plasmoides en el viento solar.

1.2.1 Aspectos observacionales

Históricamente hablando, en longitudes de onda ópticas las fulguraciones se observaron frecuentemente en $H\alpha$, línea que se forma en la baja cromósfera. A esta frecuencia es común observar dos fases de evolución básicas. En primer lugar, la fase impulsiva, la que típicamente dura unos pocos minutos y durante la cual la intensidad y el área emisora se incrementan rápidamente. Luego se tiene la fase gradual, en la que se produce una lenta declinación de la intensidad que generalmente se extiende por alrededor de una hora.

La fulguración, y por ende la liberación de energía, muy probablemente se inicien en una región de mayor temperatura, por encima de la región relativamente fría en la que se genera la línea $H\alpha$. De hecho el brillantamiento en $H\alpha$ es una respuesta secundaria a la conversión de energía magnética en calor y aceleración de partículas a un nivel atmosférico más alto, en la parte coronal de los arcos de las regiones activas. Esta región coronal puede ser calentada a decenas de millones de grados. Más representativa de las variaciones de las condiciones de esta región es la emisión en rayos X. La emisión en rayos X blandos (< 10 keV) muestra a veces una fase de prefulguración, cuya duración es del orden de los minutos precediendo al inicio de la fulguración, que se manifiesta en un incremento rápido de la emisión térmica del plasma coronal. En microondas y rayos X duros (> 10 keV) suele observarse una fase impulsiva, causada por electrones altamente acelerados, en que la emisión aumenta en forma abrupta. Después de la fase impulsiva algunos eventos particularmente energéticos muestran una segunda componente en rayos X duros debida a una segunda fase de aceleración de partículas. En otros eventos la fase impulsiva puede tener lugar luego de que ha comenzado el incremento de emisión en $H\alpha$ o incluso se dan casos en que la fase impulsiva está ausente. En este último caso, donde hay poca aceleración de partículas, los eventos son conocidos como fulguraciones térmicas. Finalmente tiene lugar la fase gradual, la que, de observarse en

microondas, está asociada con emisión por bremsstrahlung térmico.

Excepto cuando la fulguración ocurre dentro de una región de campo magnético cerrada, la emisión en rayos X duros es acompañada por explosiones en radio Tipo III, lo que indica la presencia en la corona de haces de electrones acelerados hasta un tercio de la velocidad de la luz. Las fulguraciones más importantes pueden eyectar material hacia la corona superior y el medio interplanetario originando una onda de choque. A medida que la onda viaja a través de la corona se excitan ciertas oscilaciones del plasma que dan lugar a una emisión de radio fluctuante llamada de Tipo II. Parte de los electrones acelerados durante la fulguración pueden quedar atrapados por detrás del frente de choque en el campo magnético por encima de la región activa, produciendo (por radiación giro-sincrotrónica) un continuo de radio llamado emisión de Tipo IV. Esta emisión métrica puede permanecer estacionaria, si los electrones se encuentran en zonas con líneas de campo cerradas, o verse en movimiento si éstos se encuentran en la nube de plasma que asciende.

Existen diferentes tipos de clasificación de las fulguraciones dependiendo de la longitud de onda en la que se observa (ver Apéndice C). De acuerdo a su morfología las fulguraciones suelen separarse en dos clases, las pequeñas o localizadas y las extensas o de dos bandas [Pallavicini *et al.*, 1977]. La diferencia principal entre éstas radica en la forma en la que evoluciona la región de emisión, más que la extensión física de las mismas. En este aspecto Svestka [1986] distingue entre fulguraciones confinadas o dinámicas. Estas últimas han sido llamadas eyectivas por Machado et al. [1988] remarcando la diferencia entre las que se desarrollan en regiones localizadas y las asociadas con eyección de material al medio interplanetario.

Las fulguraciones de dos bandas se ven en $H\alpha$ como dos extensas bandas brillantes las cuales se hallan una a cada lado de la línea de inversión de polaridad magnética, a lo largo de esta línea suele encontrarse un filamento. Respecto a la configuración de arcos coronales de la región activa, por lo general, las bandas en $H\alpha$ se encuentran conectadas por una arcada dispuesta en forma aproximadamente perpendicular a la orientación del filamento. Al evolucionar la fulguración se observa la separación de las bandas, de modo que se hallan conectadas por arcos cada vez más altos en la corona. En ocasiones se produce la erupción del filamento o protuberancia. Durante la etapa gradual suele observarse la aparición de arcos llamados erróneamente de postfulguración, ya que en realidad son los arcos de donde proviene la emisión. Si bien el abrillantamiento cromosférico se halla distribuido en las bandas a veces es posible identificar puntos en donde la emisión en $H\alpha$ se hace más intensa; estos corresponderían a las zonas en donde se deposita la energía de los haces de partículas aceleradas durante el proceso de liberación de energía. Dichos puntos reciben el nombre de núcleos (*kernels*).

1.2.2 Liberación de energía

El proceso físico por el cual se cree que se produce la liberación de energía durante las fulguraciones es el de reconexión magnética. Desde un punto de vista teórico, la reconexión del campo ocurre en escalas espaciales mucho menores que la mínima resolución espacial de la instrumentación actual [Birn & Priest, 2007]. Sin embargo, existe gran cantidad de observaciones coherentes con la existencia de reconexión magnética durante las fulguraciones [Machado et al., 1988, Schmieder et al., 1991, Hanaoka, 1996, Liu et al., 1998, Bagalá et al., 2000, Goff et al., 2007, Cristiani et al., 2007a]. En los últimos años se ha desarrollado una línea de investigación que se basa en el cálculo de la topología del campo magnético y la comparación de la misma con la ubicación de los brillantamientos producto de las fulguraciones (ver los trabajos de revisión de Mandrini et al. [1997], Démoulin [2007], Mandrini [2007]). Los resultados de estos trabajos muestran que la reconexión del campo magnético es el mecanismo de liberación de energía más factible durante las fulguraciones.

Actualmente no es posible predecir con total certeza qué regiones activas van a dar lugar a fulguraciones, pero se han identificado una serie de características comunes a las regiones en las que se ha observado dicho fenómeno. Las fulguraciones son muy comunes en regiones activas de gran complejidad [Gaizauskas *et al.*, 1998, Sammis *et al.*, 2000, Gopalswamy *et al.*, 2005]. También suelen estar asociadas a la existencia de flujo magnético emergente, especialmente cuando se produce interacción con el flujo preexistente en la región [Démoulin *et al.*, 1994, Mandrini *et al.*, 1996, Wang *et al.*, 2004]. Una característica usual del campo magnético en las regiones que producen fulguraciones es el denominado cizallamiento o *shear* [Hagyard *et al.*, 1984, Lu *et al.*, 1993, Chen *et al.*, 1994, Moon *et al.*, 1999, Cui *et al.*, 2007]. Puede observarse en los magnetogramas fotosféricos vectoriales, en proximidades de la línea neutra, que la orientación de la componente transversal del campo magnético forma con aquella un ángulo distinto de 90° , a esto se le llama *shear* del campo. La presencia de *shear* indica que el campo magnético de la región dispone de cierta cantidad de energía libre almacenada en forma de corrientes, susceptible de ser liberada en condiciones adecuadas.

El proceso por el cual se almacena energía magnética por deformación de las líneas de campo está relacionado con las propiedades de los plasmas astrofísicos. Como el plasma y el campo están congelados, las líneas de campo son fácilmente deformables al estar obligadas a seguir el movimiento del fluido, pero debido a la baja difusión, la energía adicional puede permanecer en la deformación de las estructuras magnéticas sin ser liberada. La liberación de la energía almacenada ocurrirá en las zonas en donde el campo magnético pueda reconectarse. Estas condiciones se presentan en las llamadas hojas neutras, es decir, en las superficies que separan estructuras magnéticas cuyos campos magnéticos tienen direcciones opuestas. En estas zonas la conectividad

del campo magnético es discontinua, constituyendo lo que topológicamente se llama una separatriz del campo (ver el trabajo de revisión de Longcope [2005]). Sin embargo, en los últimos años se ha propuesto que el campo puede reconectarse en zonas en las que la conectividad es cuasidiscontinua ampliando la variedad de topologías en las que se puede dar al proceso [Priest & Démoulin, 1995, Démoulin *et al.*, 1996, Titov *et al.*, 2002, Aulanier *et al.*, 2006].

1.3 Modelado del campo magnético coronal

Para el estudio de una variedad de fenómenos solares (fulguraciones, eyecciones coronales y cromosféricas de masa, etc.) es necesario tener una idea aproximada de la intensidad y configuración del campo magnético en la corona y cromósfera solares. Mediciones del campo magnético solar son posibles a nivel fotosférico por medio de la determinación del desdoblamiento Zeeman de la línea de absorción fotosférica de 6767.8 Å del Ni I. Sin embargo, esta técnica no es aplicable a estratos superiores de la atmósfera solar; en la corona las temperaturas son del orden de 10^6 K lo que provoca la ionización total de los elementos allí presentes, impidiendo la utilización del desdoblamiento Zeeman como una herramienta para inferir la intensidad del campo magnético.

Debido a lo expresado en el párrafo anterior es que se han desarrollado diferentes técnicas de extrapolación del campo magnético a nivel coronal. La idea básica de esta extrapolación es resolver un problema de condiciones de contorno utilizando los valores medidos del campo magnético a nivel fotosférico como condición de contorno y resolviendo las ecuaciones de Maxwell (1.6) a (1.9) en la aproximación magnetohidrostática. Las ecuaciones de Maxwell, en unidades gaussianas, para los vectores campo eléctrico \mathbf{E} y campo magnético \mathbf{B} son

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad , \quad (1.6)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \quad , \quad (1.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho \quad , \quad (1.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad , \quad (1.9)$$

donde ρ es la densidad de carga y \mathbf{J} es la densidad de corriente. En estas ecuaciones se encuentra implícita la ecuación de continuidad, la cual se obtiene tomando la divergencia de la Ecuación (1.7)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad . \quad (1.10)$$

1.3.1 Ecuaciones de la Magnetohidrodinámica

En la aproximación MHD el comportamiento del plasma es gobernado por una forma simplificada de las ecuaciones de Maxwell, junto con la ley de Ohm, una ecuación de

estado, la ecuación de continuidad, la ecuación de movimiento y de energía. Es de suma utilidad, como podrá verse más adelante, eliminar el campo eléctrico combinando las ecuaciones de Maxwell y la ley de Ohm, de forma de obtener una única ecuación de evolución, conocida como la ecuación de inducción magnética. Esta ecuación relaciona la velocidad del plasma (\mathbf{v}) a la inducción magnética (\mathbf{B}), la cual en el contexto astrofísico es denominada campo magnético.

Ecuaciones del electromagnetismo y ley de Ohm

La ecuación de Maxwell (1.7) muestra que el campo magnético puede ser producido por corrientes o por un campo eléctrico variando en el tiempo, mientras que las ecuaciones (1.6) y (1.8) implican que cargas eléctricas o campos magnéticos variando en el tiempo pueden dar origen a campos eléctricos. Una suposición fundamental de la MHD es que las variaciones electromagnéticas son no relativistas o cuasiestacionarias, es decir

$$V_0 \ll c \quad ,$$

donde $V_0 = L_0/t_0$ es una velocidad característica del plasma, y L_0 y t_0 son la longitud y el tiempo típico del sistema, respectivamente. Además se supone que

$$\frac{E_0}{L_0} \approx \frac{B_0}{ct_0} \quad ,$$

siendo E_0 y B_0 valores típicos de intensidad de \mathbf{E} y \mathbf{B} , de forma tal que los dos lados de la ecuación de Maxwell (1.6) son del mismo orden de magnitud. Esta condición permite comparar la importancia relativa de los términos en la Ecuación (1.7)

$$\frac{1}{c} \left| \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right| \approx \frac{E_0}{ct_0} \approx \frac{B_0 L_0}{c^2 t_0^2} = \frac{V_0^2}{c^2} \frac{B_0}{L_0} \approx \frac{V_0^2}{c^2} |\nabla \times \mathbf{B}| \ll |\nabla \times \mathbf{B}| \quad .$$

La relación que se obtuvo arriba implica que el término correspondiente a la variación temporal del campo eléctrico (la corriente de desplazamiento) en la Ecuación (1.7) puede ser despreciado. Resultado de esto es que la ecuación de continuidad de la carga toma la forma

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad , \tag{1.11}$$

lo cual físicamente implica que las acumulaciones locales e instantáneas de carga son despreciables y que las corrientes eléctricas tienen líneas cerradas. Otra consecuencia es que la razón de la energía eléctrica a la magnética es del orden de V_0^2/c^2 , es decir, mucho menor que la unidad.

Una característica de muchos procesos en la atmósfera solar es que el plasma es eléctricamente neutro, de otra forma, los campos eléctricos resultantes serían enormes. En la práctica, un desbalance local de carga produce un campo eléctrico el cual es apantallado por la distribución de cargas más allá de una distancia característica denominada longitud de Debye, $\lambda_D = [k_B T / (4\pi n e^2)]^{1/2}$. Esta cantidad es una medida de la distancia

sobre la cual el número de cargas negativas puede desviarse apreciablemente del número de cargas positivas (y viceversa). De hecho, puede definirse un plasma como el gas ionizado para el cual λ_D es mucho menor que otras escalas de longitud de interés.

Un plasma moviéndose a una velocidad no relativista en la presencia de un campo magnético está sujeto a un campo eléctrico $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ sumado al campo eléctrico \mathbf{E} que actuaría sobre el material en reposo. La ley de Ohm asegura que la densidad de corriente es proporcional al campo eléctrico total (en un sistema de referencia moviéndose con el plasma), y esto puede escribirse como

$$\mathbf{J} = \sigma \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) , \quad (1.12)$$

donde σ es la conductividad eléctrica.

Teniendo en cuenta la ley de Ohm, es conveniente eliminar \mathbf{E} y \mathbf{J} usando las ecuaciones de Maxwell (1.6) y (1.7)

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}) ,$$

donde $\eta \equiv (4\pi\sigma)^{-1}$ es la difusividad magnética. Usando identidades diferenciales vectoriales, considerando η uniforme y del hecho de la nulidad de la divergencia de \mathbf{B} , se encuentra en definitiva la ecuación de inducción

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} . \quad (1.13)$$

Esta ecuación rige la evolución del campo magnético en un plasma de velocidad \mathbf{v} . Si el campo de velocidades \mathbf{v} es prescripto, la ecuación de inducción determina \mathbf{B} . La densidad de corriente resultante y el campo eléctrico pueden obtenerse de la ley de Ampère y de la ley de Ohm, respectivamente

$$\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B} , \quad (1.14)$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sigma} \mathbf{J} - \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} . \quad (1.15)$$

De esta forma, el campo magnético es aquí considerado como *primario*, mientras que la corriente eléctrica y el campo eléctrico como campos *secundarios*. Puede notarse que es la Ecuación (1.14) la que determina la corriente más que la Ecuación (1.15). Esto se debe a que, en muchas aplicaciones solares, las escalas de longitud son tan grandes que el término correspondiente en la Ecuación (1.15) es completamente despreciable. Por lo tanto, salvo en regiones de altas concentraciones de corriente tales como las hojas de corriente, la existencia de movimientos implica que $\mathbf{E} \approx -\mathbf{v} \times \mathbf{B}/c$. Este resultado muchas veces es referido como el límite de conductividad infinita, pero una denominación más adecuada sería límite de escala de longitud grande, ya que lo que hace este término tan pequeño en los plasmas astrofísicos (comparado con los plasmas de laboratorio) es la

escala de longitud relativamente grande más que la conductividad (la cual varía relativamente poco).

En la ecuación de inducción magnética los dos términos del miembro derecho tienen un rol completamente diferente, $\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ es un término convectivo cuyo efecto es el de transportar las líneas de campo magnético junto con el plasma; mientras que el término $\eta \nabla^2 \mathbf{B}$ produce el efecto de difundir las líneas de campo magnético a través del fluido. La cantidad adimensional conocida como el número de Reynolds magnético mide la importancia relativa de estos dos términos, y se define como

$$R_m \equiv \left| \frac{\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})}{\eta \nabla^2 \mathbf{B}} \right| \approx \frac{L_0 V_0}{\eta} \quad . \quad (1.16)$$

El número de Reynolds magnético, así definido, es una medida del acoplamiento entre el fluido y el campo magnético. En los plasmas de laboratorio usualmente se tiene $R_m \ll 1$ y el acoplamiento es débil, mientras que en la atmósfera solar generalmente $R_m \gg 1$ y el acoplamiento es muy fuerte. En el caso $R_m \ll 1$, la ecuación de inducción se reduce a una simple ecuación de difusión

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad ,$$

la cual implica que las variaciones del campo en una escala de longitud L_0 son destruidas luego de un tiempo de difusión $\tau_d = L_0^2/\eta$. Usando el valor de difusividad magnética correspondiente a un plasma totalmente ionizado se tiene $\tau_d = 1.9 \times 10^{-8} L_0^2 T^{3/2} / \ln \Lambda$ s (aquí $\ln \Lambda$ es el llamado logaritmo de Coulomb), a partir de lo cual con una temperatura $T = 10^6$ K, una densidad $n = 10^9$ cm⁻³ y una escala de longitud $L_0 = 10^7$ m (valores característicos de la corona solar), $\tau_d \approx 10^{14}$ s, mientras que si la escala de longitud es 1 m se tiene $\tau_d \approx 1$ s. Ya que las fulguraciones solares representan una liberación de energía magnética en escalas de tiempo de 100 a 1000 s, se requiere una escala de longitud tan pequeña como 10 a 30 m, que representa el tamaño de la región en donde difunde el campo magnético (región de reconexión).

El caso $R_m \gg 1$ es el que se conoce como el límite de conductividad infinita o de conductividad perfecta. En este caso la ecuación de inducción se reduce a

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad ,$$

mientras que la ley de Ohm adopta la forma

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \quad .$$

En este límite de plasma perfectamente conductor, el teorema de congelamiento de flujo de Alfvén sostiene que las líneas de campo magnético se comportan como si se movieran con el plasma. Este resultado de Alfvén, el cual se deduce directamente de la expresión de la ecuación de inducción en el límite $R_m \gg 1$, establece que las líneas de campo

magnético cambian, en un punto en particular, como si se movieran con el plasma. Se dice entonces que están *congeladas*; el plasma se puede mover libremente a lo largo de las líneas de campo, pero, en el movimiento perpendicular a ellas, las líneas de campo son arrastradas por el plasma o las líneas de campo empujan al plasma.

Puede concluirse entonces que el valor del número de Reynolds magnético es crucial para determinar el comportamiento del campo. Cuando R_m es mucho menor que la unidad, el campo magnético difunde a través del plasma, mientras que cuando R_m es mucho mayor que la unidad el campo está congelado con el plasma. Para algunos fenómenos de muy pequeña escala en la atmósfera solar, tales como láminas de corriente con espesores inferiores a 10^3 m, R_m podría ser del orden de la unidad, pero en la mayoría de los casos es mucho más grande. Por ejemplo, si se considera el movimiento típico de las manchas solares a una velocidad del orden de $V_0 \approx 10^3$ m/s sobre una distancia del orden de $L_0 \approx 10^7$ m. Esto da un valor del orden de 10^6 para R_m , si se considera una difusividad magnética $\eta \approx 10^4$ m²/s, lo que ocasiona que el campo magnético se mantenga muy ligado al plasma. De acuerdo a la expresión de τ_d mostrada anteriormente, el tiempo típico de difusión de una mancha solar sería de unos 300 años, mientras que en la práctica se observa que el decaimiento del campo solar de las manchas solares no excede los 100 días. Es obvio, entonces, que esto no puede ser explicado por la disipación óhmica clásica, por lo que debe apelarse a una difusividad turbulenta que es un factor 10^3 mayor que el valor clásico [Nakagawa & Priest, 1973].

Ecuaciones del plasma

El comportamiento del campo magnético, descrito por la ecuación de inducción, está acoplado al comportamiento del plasma debido al término de velocidad en dicha ecuación. El movimiento del plasma está gobernado por las ecuaciones de continuidad, movimiento y energía.

Aquí se considerará sólo la ecuación de movimiento (la ecuación de Navier-Stokes para este fluido), la cual, bajo condiciones de neutralidad eléctrica, puede ser escrita como

$$\rho_m \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho_m (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \mathbf{F} \quad , \quad (1.17)$$

donde p es la presión del plasma (asumiendo un tensor de tensiones isótropo) y el material está, en general, sujeto a un gradiente de presión ∇p , una fuerza de Lorentz $\mathbf{J} \times \mathbf{B}/c$ por unidad de volumen, y una fuerza por unidad de volumen $\mathbf{F} = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_v$, que representa los efectos de la gravedad (\mathbf{F}_g) y de la viscosidad (\mathbf{F}_v). La fuerza gravitatoria es

$$\mathbf{F}_g = -\rho_m g(r) \hat{\mathbf{r}} \quad ,$$

donde el vector unitario ($\hat{\mathbf{r}}$) actúa radialmente hacia afuera del centro del Sol y la ace-

lervación gravitatoria local puede expresarse como

$$g(r) = \frac{M(r)G}{r^2} \quad ,$$

en términos de la masa del Sol dentro de un radio r ($M(r)$) y la constante de gravitación universal (G). La fuerza viscosa para un flujo incompresible se expresa como

$$\mathbf{F}_v = \rho_m \nu \nabla^2 \mathbf{v} \quad ,$$

con ν el índice de viscosidad cinemática (supuesto uniforme). Para un plasma de hidrógeno totalmente ionizado se tiene [Spitzer, 1962]

$$\rho_m \nu = 2.21 \times 10^{-16} \frac{T^{5/2}}{\ln \Lambda} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad ,$$

donde T se expresa en K. Para el caso de plasmas solares típicos el logaritmo de Coulomb ($\ln \Lambda$) toma valores en el rango 15 – 20.

1.3.2 Magnetohidrostática

Cuando se comparan la importancia relativa de los términos en la ecuación de movimiento (1.17), en general se concluye que los términos inerciales, en el miembro izquierdo, y el término viscoso, en el miembro derecho, pueden ser despreciados si se considera que la velocidad del plasma es mucho menor que la velocidad del sonido $(\gamma p_0 / \rho_{m0})^{1/2}$, la velocidad de Alfvén $v_A = B_0 / (4\pi \rho_{m0}^{1/2})$ y la velocidad de caída libre gravitacional $(2gL_0)^{1/2}$ para una escala de longitud vertical L_0 . El resultado es un balance magnetohidrostático

$$\mathbf{0} = -\nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \rho_m \mathbf{g} \quad , \quad (1.18)$$

entre el gradiente de presión, la fuerza de Lorentz y la fuerza gravitatoria.

En muchas aplicaciones no todos los términos en la Ecuación (1.18) tienen la misma importancia. La fuerza de gravedad se puede despreciar respecto al gradiente de presión cuando la altura de la estructura es mucho menor que la escala de altura barométrica Σ ; la cual puede expresarse, en función de la temperatura del plasma, como

$$\Sigma = 50T \left(\frac{r}{R_\odot} \right)^2 \text{ m} \quad ,$$

donde la temperatura debe expresarse en K.

Teniendo en cuenta además la ecuación de Maxwell (1.7) para escribir la densidad de corriente en función del campo magnético, se puede escribir la ecuación de balance magnetohidrostático como

$$\mathbf{0} = -\nabla \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad . \quad (1.19)$$

A partir de esta ecuación se ve que además de la presión termodinámica p se tiene una contribución magnética a la presión expresada por el término $B^2/8\pi$, el cual aparece en la misma forma que la presión ordinaria en la ecuación de balance. Puede definirse entonces el parámetro β del plasma como

$$\beta = \frac{8\pi p}{B^2} \quad ,$$

este mide la importancia relativa de la presión termodinámica frente a la presión magnética. En el caso $\beta \ll 1$, lo que implica que la presión termodinámica es despreciable frente a la presión magnética, cualquier gradiente de presión es dominado por la fuerza de Lorentz; es decir, que el campo magnético domina los movimientos del plasma (a menos que la distancia característica en que la presión varía considerablemente sea mucho menor que la distancia característica para las variaciones del campo magnético). La Ecuación (1.18) se reduce a

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \mathbf{0} \quad . \quad (1.20)$$

Esta aproximación suele ser válida en atmósferas estelares tales como la corona solar, donde el campo magnético juega el rol dominante. Los campos magnéticos que satisfacen esta ecuación son denominados campos *libres de fuerzas* o *de Beltrami*. En esta aproximación no puede tenerse una fuerza de Lorentz significativa, porque no existiría un gradiente de presión lo suficientemente fuerte para balancearla. El caso particular $\mathbf{J} = \mathbf{0}$ es el llamado *potencial* o *libre de corrientes*.

La magnetohidrostática es relevante en una gran variedad de estructuras solares las cuales se muestran prácticamente estáticas por largos períodos de tiempo. Se han aplicado modelos magnetohidrostáticos a la descripción de la estructura global de las manchas solares, de las prominencias y a las estructuras de gran escala del campo magnético coronal, las cuales frecuentemente parecen estacionarias comparadas con el tiempo de viaje de Alfvén (L_0/v_A).

Campos libres de fuerzas

Cuando el plasma tiene $\beta \ll 1$ y su extensión vertical H es mucho menor que Σ/β , la fuerza de Lorentz domina al gradiente de presión y a la fuerza gravitacional en la Ecuación (1.18). Tales condiciones se satisfacen generalmente en una región activa. Al orden más bajo en β y en $\beta H/\Sigma$, el balance de fuerzas se reduce a la expresión de la Ecuación (1.20). Esta ecuación dice que la corriente fluye a lo largo de las líneas de campo, y en virtud de la ley de Ampère (Ec. (1.7)), se puede escribir

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} \quad , \quad (1.21)$$

donde α es una función de la posición. Se puede deducir que la única condición sobre α es que permanezca constante sobre cada línea de campo. Para demostrar esto puede

tomarse la divergencia de la Ecuación (1.21) para obtener

$$\underbrace{\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{B})}_0 = \alpha \underbrace{\nabla \cdot \mathbf{B}}_0 + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \alpha \quad ,$$

es decir

$$(\mathbf{B} \cdot \nabla) \alpha = 0 \quad , \quad (1.22)$$

lo que significa que la derivada direccional de α en la dirección de las líneas de campo magnético es nula; o dicho de otra manera, \mathbf{B} yace sobre superficies de α constante (como también lo hace \mathbf{J}). Se verifica que si una de tales superficies es cerrada, no puede ser simplemente conexa. Integrando a lo largo de una línea de campo magnético \mathcal{C} se tiene

$$\oint_{\mathcal{C}} \mathbf{B} \cdot d\boldsymbol{\ell} = \iint_{S(\mathcal{C})} \nabla \times \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \iint_{S(\mathcal{C})} \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad .$$

La última igualdad se satisface porque \mathbf{J} yace sobre la superficie S . La forma más simple para una superficie cerrada de valor constante de α es un toro sobre el cual la línea de fuerza realiza una espiral. Cuando además α toma el mismo valor sobre cada línea de campo, se tiene el caso denominado libre de fuerzas lineal, o de α constante, para el cual la Ecuación (1.21) adopta la forma

$$(\nabla^2 + \alpha^2) \mathbf{B} = \mathbf{0} \quad . \quad (1.23)$$

En este caso se tiene una ecuación lineal. Se ha dedicado mucha atención a la resolución de este caso lineal, debido a la gran dificultad que entraña el encontrar soluciones más generales de la Ecuación (1.20), a pesar de su forma extremadamente simple.

Los campos libres de fuerza presentan características interesantes debido a su inherente no linealidad. En la teoría de campos potenciales (campos libres de corrientes, los cuales verifican $\mathbf{B} = \nabla \Psi$) se encuentra que si sobre la superficie de un volumen, la función ψ o $B_n = \nabla_n \Psi$ se encuentran prescritos, el correspondiente campo potencial contiene la mínima cantidad de energía magnética $W = \int B^2 / (8\pi) dV$ (*Teorema de Mínima Energía*). La generalización del teorema de mínima energía para campos potenciales adopta la siguiente forma: si se supone prescrita la componente normal del campo magnético sobre la superficie S de un volumen V , junto con la correspondencia entre los puntos de entrada y salida (es decir que se fija la posición de los puntos de entrada y salida, y por lo tanto, el valor del potencial vector \mathbf{A} sobre S), luego, si la energía del campo en V es estacionaria (un extremo), el campo debe ser libre de fuerzas. Un corolario de esto es que si el flujo y las conexiones topológicas sobre S son dadas y el campo posee un mínimo de energía, luego este campo es libre de fuerzas. La inversa no es verdadera, un campo libre de fuerzas no necesariamente produce un mínimo de energía.

Otro teorema de interés dice que si $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ se anula en todas partes dentro de un volumen V y sobre su superficie S , luego el campo magnético es idénticamente nulo. Por

lo tanto un campo magnético no trivial que tiene una configuración libre de fuerzas en un volumen V debe estar tensionado en algún lugar sobre la superficie S , ya que sobre dicha superficie la fuerza de Lorentz no puede anularse en todos lados. Entonces, los campos libres de fuerzas pueden existir en un volumen V , pero deben estar anclados en algún lado sobre el contorno. Debido a esto, los intentos de construir un campo libre de fuerzas a partir de corrientes encerradas completamente dentro de un volumen están destinados a fracasar.

Woltjer [1958] ha mostrado que para un plasma perfectamente conductor en un volumen cerrado (V_0), la integral

$$\int_{V_0} \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV = K_0 \quad , \quad (1.24)$$

conocida como la helicidad magnética global de la configuración, es invariante, y el estado de mínima energía magnética es una configuración libre de fuerzas lineal (es decir, α constante). Esta afirmación puede probarse partiendo del hecho de que para un plasma perfectamente conductor la ecuación de inducción magnética adopta la forma

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

o en términos del potencial vector \mathbf{A}

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad , \quad (1.25)$$

donde $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. Se ha elegido un *gauge* de forma tal que el potencial escalar se anule. Entonces

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_0} \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV = \int_{V_0} \left(\mathbf{A} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \cdot \mathbf{B} \right) dV = \int_{V_0} \left[-\nabla \cdot \left(\mathbf{A} \times \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) + 2 \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \cdot \nabla \times \mathbf{A} \right] dV$$

donde el último término de la integral se anula, teniendo en cuenta la Ecuación (1.25).

Por otro lado, usando el teorema de Gauss, el primer término puede reescribirse para obtener

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_0} \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV = - \int_{S_0} \mathbf{A} \times \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}$$

Esta integral se anula para un contorno cerrado sobre el cual \mathbf{A} es constante, verificándose de esta forma la Ecuación (1.24). Para continuar con la demostración se considera la energía magnética W en el volumen V_0

$$W = \int_{V_0} \frac{B^2}{8\pi} dV$$

y el efecto que produce un pequeño cambio arbitrario de \mathbf{A} y \mathbf{B} a los valores $\mathbf{A} + \delta \mathbf{A}$ y $\mathbf{B} + \delta \mathbf{B}$, verificándose que $\delta \mathbf{A} = \mathbf{0}$ sobre la superficie S_0 y $\delta \mathbf{B} = \nabla \times \delta \mathbf{A}$. Linealizando y restando la Ecuación (1.24) multiplicada por α_0 se obtiene

$$8\pi \delta W = \int_{V_0} [2\mathbf{B} \cdot \delta \mathbf{B} - \alpha_0(\delta \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{A} \cdot \delta \mathbf{B})] dV \quad .$$

Usando la relación entre $\delta\mathbf{A}$ y $\delta\mathbf{B}$ y reescribiendo los productos mixtos se puede expresar la variación como

$$8\pi\delta W = \int_{V_0} \nabla \cdot (2\delta\mathbf{A} \times \mathbf{B} + \alpha_0\mathbf{A} \times \delta\mathbf{A}) dV + 2 \int_{V_0} (\nabla \times \mathbf{B} - \alpha_0\mathbf{B}) \cdot \delta\mathbf{A} dV \quad .$$

Usando el teorema de Gauss la primera integral se puede llevar a una integral de superficie, la cual se anula debido a que \mathbf{A} no varía sobre la superficie de V_0 . La segunda integral muestra que la energía es un extremo ($\delta W = 0$) si y sólo si

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha_0\mathbf{B} \quad (1.26)$$

Entonces, si la energía es un mínimo debe satisfacer la Ecuación (1.26) para algún α_0 , y si un campo satisface dicha ecuación, la energía debe ser un extremo, pero no necesariamente un mínimo. Los posibles valores de α_0 deben ser encontrados en términos del invariante K_0 y la cantidad de flujo existente. El teorema también es válido si está prescrita la componente del campo magnético normal a la superficie, tal que otra vez se tiene que $\partial_t\mathbf{A}$ y $\delta\mathbf{A}$ se anulan.

Taylor [1974, 1976] extendió el teorema de Woltjer para campos libres de fuerza en un toroide de laboratorio. Observó que existen dos regímenes estables (dependiendo de los parámetros del toroide), el régimen *tokamak* y el régimen de campo invertido (posee un campo externo al toroide con dirección opuesta). El campo estable debe poseer un mínimo de energía sujeto a las restricciones que sean impuestas sobre el posible movimiento. Es necesario determinar entonces cuáles son las restricciones relevantes. En este sentido Taylor apunta que en un plasma perfectamente conductor la cantidad definida en la Ecuación (1.24) es invariante para cada tubo de flujo infinitesimal; luego, el campo de mínima energía sujeto a esta restricción es el campo libre de fuerzas $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha(\mathbf{r})\mathbf{B}$, donde α es constante para cada línea de campo. Para un plasma imperfecto con una resistividad no nula pero muy pequeña, Taylor sugiere que los cambios resultantes en la topología son acompañados por pequeños cambios en \mathbf{B} de forma tal que $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$ se redistribuye entre las líneas de campo, pero su integral sobre todas las líneas de campo permanece prácticamente sin cambios. En otras palabras, la hipótesis de Taylor es que la cantidad $\int_{V_0} \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV$ es aproximadamente invariante, tal que por el teorema de Woltjer la configuración de mínima energía es un campo libre de fuerzas lineal.

Cálculo del campo magnético libre de fuerzas lineal

El conocimiento de la configuración del campo magnético, en la cromósfera y en la corona, es de vital importancia para el análisis de la mayoría de los eventos transitorios solares. Muchos problemas de la dinámica de los fenómenos solares requieren la especificación de las tres componentes del campo magnético en un gran número de posiciones, entre ellos, los cálculos de transferencia radiativa en longitudes de onda de radio. Sin embargo, aún hoy, las mediciones más confiables son aquellas relacionadas con el efecto

Zeeman, las cuales se efectúan a nivel fotosférico. Es por ello que se ha dedicado gran esfuerzo a desarrollar métodos de extrapolación del campo magnético de la fotosfera a los estratos superiores de la atmósfera solar. Con el conocimiento del campo magnético a nivel fotosférico queda claramente planteado un problema de condiciones de contorno: se desea calcular el campo magnético en el semiespacio por encima de la fotosfera usando las observaciones fotosféricas como condición de contorno. El problema planteado en esta forma no es cerrado, y es por eso que deben hacerse algunas suposiciones adicionales sobre el comportamiento del campo muy lejos de la fotosfera, por ejemplo, que el campo se anula en el infinito.

Estas condiciones de contorno no especifican completamente el problema, a menos que se impongan condiciones sobre las corrientes eléctricas. Se ha visto en la sección anterior que una suposición razonable en el caso de la atmósfera solar es que las corrientes son paralelas al campo, es decir que se considera una configuración libre de fuerzas (Ecuación(1.21)). También se ha visto que el caso más simple es el de la configuración libre de fuerzas lineal, es decir con α constante. En general α no es constante. A pesar de esto, la configuración con α constante es de interés y es el único caso que se puede calcular numéricamente en forma sencilla a partir de datos observacionales. Además de esto hay tres justificaciones físicas para avalar el uso de campos libres de fuerza lineales [Démoulin & Priest, 1992]. En primer lugar, se tiene el aval teórico dado por el hecho de que se puede obtener una configuración libre de fuerzas lineal a partir de la minimización de la energía magnética, para un dado flujo, con la restricción de una helicidad magnética global constante (teorema de Woltjer [1958] mostrado en el apartado precedente). La conservación de la helicidad se ha demostrado para el caso de número de Reynolds magnético grande. Por otro lado, la reconexión permite que una configuración libre de fuerzas general relaje a un campo con α constante [Berger, 1984, Taylor, 1986]. Este resultado, originalmente obtenido para un volumen acotado y fijo, ha sido generalizado a campos coronales los cuales son o no acotados espacialmente [Heyvaerts & Priest, 1984] o limitados por un contorno externo libre sujeto a fuerzas magnéticas o de presión externas [Dixon *et al.*, 1989]. En segundo lugar, existe evidencia experimental de laboratorio. La relajación a un campo libre de fuerzas lineal ha sido observada en *esferomaks* [Rosenbluth & Bussac, 1979] y en el régimen de *pinch inverso*. Por último, existen numerosas evidencias observacionales de que los campos libres de fuerza lineales muestran un razonable acuerdo con las estructuras cromosféricas observadas en $H\alpha$ y coronales observadas en rayos X blandos y EUV [Schmieder *et al.*, 1989, Mandrini *et al.*, 1997, Bagalá *et al.*, 2000, Fletcher *et al.*, 2001, Mandrini *et al.*, 2002, Démoulin *et al.*, 2002, Luoni *et al.*, 2007, Cristiani *et al.*, 2007b].

Para obtener soluciones generales de la ecuación que satisface un campo libre de

fuerzas lineal se puede expresar el campo como

$$\mathbf{B} = \alpha \nabla \times (\psi \mathbf{a}) + \nabla \times (\nabla \times (\psi \mathbf{a})) \quad , \quad (1.27)$$

donde \mathbf{a} es un vector constante cualquiera y la función escalar ψ satisface

$$(\nabla^2 + \alpha^2)\psi = 0 \quad . \quad (1.28)$$

En el caso en que se elige $\mathbf{a} = \hat{\mathbf{z}}$ la solución de la Ecuación (1.28) en coordenadas rectangulares cartesianas, para las cuales cada término decae a cero cuando $z \rightarrow \infty$, fue obtenida por Nakagawa & Raadu [1972]

$$\psi = \int_0^\infty \int_0^\infty A(k_x, k_y) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - lz} dk_x dk_y \quad ,$$

donde $\mathbf{k} = k_x \hat{\mathbf{x}} + k_y \hat{\mathbf{y}}$, $l = (k^2 - \alpha^2)^{1/2}$. Las componentes del campo magnético se escriben entonces

$$\begin{aligned} B_x &= \int_0^\infty \int_0^\infty i(\alpha k_y - l k_x) A(k_x, k_y) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - lz} dk_x dk_y \quad , \\ B_y &= - \int_0^\infty \int_0^\infty i(\alpha k_x + l k_y) A(k_x, k_y) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - lz} dk_x dk_y \quad , \\ B_z &= \int_0^\infty \int_0^\infty k^2 A(k_x, k_y) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - lz} dk_x dk_y \quad . \end{aligned} \quad (1.29)$$

Nakagawa et al. [1973] realizaron los primeros intentos en buscar soluciones con la forma anterior para una región activa, basados en observaciones de la componente en la línea de la visual del campo magnético fotosférico. Obtuvieron un acuerdo razonable con las estructuras observadas en H α . El punto débil del método es que los campos son periódicos en x y en y , por lo que la condición de que l sea real limita los posibles valores de α .

Chiu & Hilton [1977] han construido soluciones en geometría cartesiana en términos de la función de Green. Este trabajo fue extendido por Barbosa [1978], quien obtuvo el siguiente campo magnético linealizado libre de fuerzas por encima del plano $z = 0$ (plano fotosférico) y por debajo de un plano $z = L$ en el cual su componente normal se toma nula:

$$\mathbf{B}(x, y, z) = \int \int B_{z0}(x', y') \mathbf{G}_\alpha(x - x', y - y', z) dx' dy' \quad . \quad (1.30)$$

Alissandrakis [1981] apuntó al hecho de que la Ecuación(1.26), al ser lineal, puede ser resuelta usando transformadas de Fourier. Alissandrakis toma el eje z perpendicular a la superficie del Sol, mientras que las condiciones de contorno son especificadas sobre el plano $z = 0$, el cual corresponde al nivel fotosférico. El semiespacio de soluciones que interesa es sólo el correspondiente a $z > 0$. Considérese la transformada de Fourier de las componentes del campo con respecto a las variables x e y a una altura z , $\mathcal{B}_x(k_x, k_y, z)$,

$\mathcal{B}_y(k_x, k_y, z)$ y $\mathcal{B}_z(k_x, k_y, z)$, donde k_x y k_y son las variables conjugadas de x e y respecto de la transformación de Fourier y la letra \mathcal{B} denota la transformada de Fourier de las componentes cartesianas del campo magnético. Se consideran únicamente soluciones con la transformada de Fourier decreciendo exponencialmente con z , es decir

$$\mathcal{B}(k_x, k_y, z) = e^{-lz} \mathcal{B}(k_x, k_y, 0) \quad , \quad (1.31)$$

donde l es una cantidad que se determina a partir de un análisis posterior. Tomando la transformada de Fourier de ambos lados de la Ecuación (1.26) y usando el teorema de la derivada de la transformada de Fourier (ver por ejemplo Bracewell [1965]) se obtiene

$$\begin{aligned} \alpha \mathcal{B}_x - l \mathcal{B}_y - i2\pi k_y \mathcal{B}_z &= 0 \quad , \\ l \mathcal{B}_x + \alpha \mathcal{B}_y + i2\pi k_x \mathcal{B}_z &= 0 \quad , \\ i2\pi k_y \mathcal{B}_x - i2\pi k_x \mathcal{B}_y + \alpha \mathcal{B}_z &= 0 \quad . \end{aligned} \quad (1.32)$$

Existen soluciones no triviales del sistema de ecuaciones (1.32) cuando el determinante de la matriz de coeficientes del sistema se anula. Esta condición es la que especifica el valor de l

$$l = \pm \sqrt{4\pi^2 q^2 - \alpha^2} \quad , \quad (1.33)$$

donde $q^2 = k_x^2 + k_y^2$. Entonces a partir de las ecuaciones (1.32) y (1.33) puede expresarse \mathcal{B}_x , \mathcal{B}_y y \mathcal{B}_z en términos de la transformada de Fourier de la componente vertical del campo en el contorno $\mathcal{B}_z(k_x, k_y, 0)$

$$\mathcal{B}(k_x, k_y, z) = \mathcal{G}(k_x, k_y, z) \mathcal{B}_z(k_x, k_y, 0) \quad . \quad (1.34)$$

Se pueden distinguir dos conjuntos de soluciones para \mathcal{G} , uno para valores reales de l y otro para valores imaginarios. Para $q \geq |\alpha|/(2\pi)$, l es real y puede aceptarse sólo el signo positivo en la Ecuación (1.33), en este caso se obtienen las soluciones de Nakagawa & Raadu [1972]

$$\begin{aligned} \mathcal{G}_x &= -\frac{i(k_x l - k_y \alpha)}{2\pi q^2} e^{-lz} \quad , \\ \mathcal{G}_y &= -\frac{i(k_y l + k_x \alpha)}{2\pi q^2} e^{-lz} \quad , \\ \mathcal{G}_z &= e^{-lz} \quad . \end{aligned} \quad (1.35)$$

Estas son las llamadas soluciones de pequeña escala, ya que ellas involucran componentes del campo magnético de pequeña escala espacial con respecto a $2\pi/|\alpha|$.

Para $q < |\alpha|/(2\pi)$, l es imaginario y las soluciones se pueden obtener en este caso tomando una combinación lineal de soluciones con signo positivo y negativo de l y requiriendo que las componentes del campo sean reales. Después de algún trabajo algebraico se obtienen las siguientes expresiones para las componentes del campo de gran escala espacial

$$\begin{aligned}
 \mathcal{G}_x &= -i\{k_x\gamma \sin(\gamma z) - k_y\alpha \cos(\gamma z) - C[k_x\gamma \cos(\gamma z) + k_y\alpha \sin(\gamma z)]\} \quad , \\
 \mathcal{G}_y &= -i\{k_y\gamma \sin(\gamma z) + k_x\alpha \cos(\gamma z) - C[k_y\gamma \cos(\gamma z) - k_x\alpha \sin(\gamma z)]\} \quad , \\
 \mathcal{G}_z &= \cos(\gamma z) + C \sin(\gamma z) \quad ,
 \end{aligned} \tag{1.36}$$

donde $\gamma = (\alpha^2 - 4\pi^2 q^2)^{1/2}$ y C es una constante real. Esta constante está relacionada, a través de las ecuaciones (1.34) y (1.36), con la derivada en la dirección de la vertical de \mathcal{B}_z en el contorno, pero no puede ser especificada a través de las observaciones de \mathcal{B}_z sobre el contorno, ya que en $z = 0$ el término de \mathcal{G}_z que contiene a C se anula. Sin embargo C se puede determinar usando una componente transversal del campo en $z = 0$, ya que \mathcal{G}_x y \mathcal{G}_y contienen a C en términos que no se anulan a la altura cero. La existencia de soluciones, que no quedan especificadas totalmente por los valores de la componente vertical sobre el contorno ha sido señalada por Chiu & Hilton [1977] en una formulación diferente.

Puede verse que las ecuaciones (1.34) son equivalentes a integrales de convolución en el plano (x, y) ; incluso, el teorema de convolución de la transformada de Fourier implica que $\mathbf{B}(x, y, z)$ puede expresarse exactamente en la misma forma que en la Ecuación (1.30), donde ahora \mathbf{G}_α es la antitransformada de Fourier de \mathcal{G} . Por lo que la antitransformada de Fourier de \mathcal{G} se comporta exactamente como una función de Green, lo que permite comparar los resultados obtenidos con el método de la transformada de Fourier con el de Chiu & Hilton [1977]. Luego de tediosos cálculos puede demostrarse la equivalencia entre las dos formulaciones. Sin embargo, la formulación de Alissandrakis [1981] es mucho más conveniente desde el punto de vista computacional, ya que la aplicación del método de la transformada rápida de Fourier hace que el cálculo sea más rápido que cuando se usan funciones de Green. Además, cuando se disponen de observaciones de las dos componentes transversales del campo, se pueden usar las ecuaciones (1.34), (1.35) y (1.36) en $z = 0$ para calcular α y C y controlar dónde la suposición de constancia espacial de estos parámetros es adecuada.

La solución completa del problema del campo linealizado libre de fuerzas en el espacio $3D$ es la suma de las soluciones de pequeña y gran escala. Respecto de la contribución relativa de las dos soluciones, puede decirse que cerca del contorno la solución de pequeña escala dominará cuando el tamaño de la mayoría de las estructuras del campo sea pequeño comparado con α^{-1} . A grandes alturas por encima del contorno, se espera que las soluciones de gran escala sean las dominantes, ya que su transformada de Fourier oscila como $\sin(\gamma z)$ y $\cos(\gamma z)$ en lugar de caer exponencialmente, como es el caso para las soluciones de pequeña escala, lo que hace su aporte despreciable a grandes alturas.

Si se calcula la componente vertical del campo para un caso particular (en Alissandrakis, [1981], se lo hace para un dipolo magnético ubicado debajo del contorno), se observa que esta tiene una forma cuasiperiódica como función de la altura; esto es una consecuencia del carácter oscilatorio de la transformada de Fourier de las soluciones de

gran escala. La amplitud de las oscilaciones disminuye con la altura, lo cual indica que el campo tiende a cero en el infinito. Esta estructura periódica también se presentará en la corriente eléctrica, ya que esta es proporcional al campo. Este comportamiento no es físico, lo cual sugiere que las soluciones de gran escala deberían ser descartadas. Dichas soluciones pueden descartarse imponiendo la condición

$$\alpha \leq 2\pi\sqrt{k_x^2 + k_y^2} \quad , \quad (1.37)$$

la cual asegura que l no pueda tomar valores imaginarios. La ecuación anterior pone de manifiesto el hecho de que los armónicos de menores k_x y/o k_y serán los primeros en tornarse oscilantes con z a medida que se vayan tomando mayores los valores de α . El valor crítico α_{max} es

$$\alpha_{max} = \min\{2\pi k_x, 2\pi k_y\} \quad . \quad (1.38)$$

Las ecuaciones (1.33) y (1.35) muestran que para un valor de α dado, son los armónicos de menor orden (k_x y k_y mínimos) los que poseen amplitudes que disminuyen más rápidamente con z . En consecuencia puede concluirse que en la aproximación de la configuración magnética libre de fuerzas lineal son las estructuras de escalas del orden de $1/\alpha$ las que son afectadas en mayor medida por las variaciones de α . La descripción de pequeñas escalas observacionales con mayor *shear* que su entorno requieren, entonces, una descripción del campo con α no constante (configuración libre de fuerzas no lineal).

Si se considera una región alejada del centro del disco solar, ya no se tendrá que la componente longitudinal observada, B_ℓ , coincide con la componente vertical del campo, B_{z0} . La componente longitudinal puede ser expresada como una combinación lineal de las componentes del campo en las direcciones x , y y z

$$B_\ell = aB_x + bB_y + cB_z \quad , \quad (1.39)$$

donde a , b y c son los cosenos directores de la línea de la visual con respecto a los ejes x , y y z . Tomando la transformada de Fourier de la Ecuación (1.39) y usando la Ecuación (1.34) se obtienen las siguientes expresiones para \mathcal{B}_{z0} en función de \mathcal{B}_ℓ

$$\mathcal{B}_{z0} = \frac{\mathcal{B}_\ell}{a\mathcal{G}_{x0} + b\mathcal{G}_{y0} + c\mathcal{G}_{z0}} \quad . \quad (1.40)$$

Por lo tanto las ecuaciones (1.34), (1.35), (1.36) y (1.40) dan la solución del problema de contorno en términos de la componente longitudinal del campo para una región localizada en cualquier parte del disco solar.

Las soluciones obtenidas arriba pueden ser utilizadas para el cálculo del campo magnético tanto cuando las condiciones de contorno están dadas en forma numérica (a partir de las observaciones) como cuando estas están dadas en forma analítica. En

el caso de datos observados el cálculo se facilita en forma abrumadora por el uso de las rutinas de transformada rápida de Fourier para el cálculo \mathcal{B}_{z0} a partir de B_{z0} y para el cálculo de $\mathbf{B}(x, y, z)$ a partir de $\mathcal{B}(k_x, k_y, z)$. Si se supone que B_ℓ está representado en la forma de un arreglo de $n \times n$ números, entonces el uso de la formulación por medio de la función de Green necesita n^2 operaciones para el cálculo de una componente del campo magnético en el punto (x, y, z) , o un total de n^4 operaciones para n^2 puntos a una dada altura z . Por otro lado, si se emplea la transformada de Fourier, se necesitan alrededor de $(n \log_2 n)^2$ operaciones, y por lo tanto el método de la transformada rápida de Fourier es más rápido por un factor $(n/\log_2 n)^2$ aproximadamente. Por ejemplo, para $n = 64$ el método de la transformada rápida de Fourier es alrededor de 100 veces más rápido, mientras que para $n = 128$ es alrededor de 350 veces más rápido que el método de la función de Green.

El análisis de magnetogramas alejados del centro del disco solar requiere la eliminación de efectos de proyección, ya que en ese caso la componente observada del campo magnético ya no coincide con la componente normal. Deben transformarse entonces tanto el campo magnético medido [Hagyard, 1987] como las coordenadas espaciales del plano de la imagen [Venkatakrishnan *et al.*, 1988].

El uso de de la transformada rápida de Fourier introduce el efecto de *aliasing*. Este problema no se origina en la transformada de Fourier en sí misma, si no que viene de la necesidad de ubicar los datos en una grilla para poder realizar la transformada rápida. Es decir que si B_{z0} fuera dado en forma analítica y todas las transformadas y antitransformadas de Fourier fueran calculadas analíticamente, no existiría. El *aliasing* distorsiona los valores de campo calculados en los bordes de la región observada, por eso puede disminuirse considerablemente tomando un arreglo de datos observacionales mayor que el de la región de interés.

Resumiendo, las mediciones del campo magnético a lo largo de la línea de la visual al nivel de la fotosfera, junto con la elección de α (el cual es el único parámetro a definir) bastan para determinar las condiciones de contorno necesarias para el cálculo del campo magnético coronal. El método de extrapolación utilizado a lo largo de todo este trabajo descompone numéricamente los campos observados $B_\ell(z = 0)$ en armónicos, utilizando una transformada de Fourier rápida discreta del magnetograma en $x, y, z = 0$. El código de extrapolación está basado en el método de Alissandrakis [1981]. Los cálculos de transformación de coordenadas solares y los errores que se derivan de las extrapolaciones son descritos en Démoulin *et al.* [1997]. En todas las extrapolaciones presentes en este trabajo se ha utilizado una grilla de $n^2 = 256 \times 256$ puntos. Los efectos de periodicidad no físicos se manifiestan principalmente en los bordes de la caja de cálculo seleccionada. Es por eso que el tamaño físico del magnetograma considerado, L , es lo suficientemente grande para que la configuración calculada en el centro de la caja sea afectada lo menos

posible. Por otro lado, la Ecuación (1.38) muestra que cuanto mayor es el L utilizado para las extrapolaciones, menor será la posibilidad de reconstruir los campos con mucho *shear*. Entonces, es necesario optimizar la elección de L en función de los efectos de borde, del valor de α que se desea utilizar, así como de la resolución espacial del magnetograma. La transformada rápida de Fourier encuentra los n^2 armónicos de frecuencias espaciales (k_x, k_y) y sus amplitudes asociadas $\mathcal{B}(k_x, k_y, z)$. Utilizando las soluciones analíticas para el campo libre de fuerzas lineal dadas por las ecuaciones (1.34) y (1.35) se calcula el campo magnético \mathbf{B} a cada altura z por transformada de Fourier inversa.

Capítulo 2

Emisión girosincrotrónica y procesos de aceleración de partículas

En las longitudes de onda menores que las métricas la radio emisión del Sol es producida en forma incoherente por procesos del continuo, o en forma coherente por procesos resonantes no lineales [Bastian *et al.*, 1998] a la frecuencia electrónica del plasma, a la girofrecuencia electrónica o sus armónicos. No se observan líneas de emisión o de absorción en el rango de radiofrecuencias debidas a transiciones atómicas o moleculares, a pesar de que procesos de recombinación de ciertos iones podrían dar lugar a líneas centimétricas o milimétricas. La presión sobre estas líneas produce un ensanchamiento tan extremo que finalmente las torna indetectables [Bastian, 1995, y referencias allí citadas].

Los dos mecanismos de emisión más relevantes para el rango de frecuencias de radio que va de las microondas a las centenas de GHz, son la emisión girosincrotrónica, el mecanismo más importante durante la fase impulsiva de las fulguraciones, y la emisión por bremsstrahlung térmico, o emisión *free-free*, que generalmente adquiere mayor trascendencia durante la fase gradual. En este capítulo se estudiará en detalle la emisión girosincrotrónica. Por otro lado se presenta la teoría de aceleración de partículas de acuerdo a lo desarrollado por Holman [1985].

2.1. Emisión girosincrotrónica

Una partícula con carga q y masa m moviéndose en un campo magnético homogéneo de intensidad B experimenta una fuerza de Lorentz que la hace girar a la *girofrecuencia*

$$\nu_0 = \frac{qB}{2\pi\gamma mc} \equiv \frac{\nu_B}{\gamma} \quad (2.1)$$

donde γ es el factor de Lorentz de la partícula y c es la velocidad de la luz en el vacío. Haciendo las sustituciones en la ecuación 2.1 para el caso de un electrón no relativista se tiene $\nu_B[\text{MHz}] \approx 2.8B[\text{G}]$. Estas partículas cargadas, en su mayoría electrones, al trasladarse alrededor de las líneas de campo magnético en un movimiento de espiral, producen la emisión ciclotrónica cuya frecuencia principal es ν_B . Dependiendo de la energía característica de las partículas se establecen tres tipos diferenciados de emisión:

- Para partículas no relativistas ($\gamma \approx 1$) la emisión no recibe un nombre distinto al del mecanismo genérico, es decir que se denomina **emisión ciclotrónica**, y en este caso la frecuencia de la emisión se encuentra confinada a la girofrecuencia fundamental ν_B y los primeros armónicos.
- Por el contrario, si las partículas son extremadamente relativistas ($\gamma > 5$), se debe considerar la emisión de los armónicos altos (≥ 100) y la radiación es sumamente direccional, ya que a medida que $\beta \equiv v/c$ se incrementa, la radiación tiende a confinarse en un ángulo $\theta = 1 - \beta^2$ respecto de la dirección de movimiento. En este caso altamente relativista se habla de emisión **sincrotrónica** (originalmente llamada de *magnetobremssstrahlung*). El pico de emisión se da en la frecuencia $3\nu_B\gamma^2/2$.
- Cuando se tienen partículas medianamente relativistas la emisión se denomina **girosincrotrónica**, y se da principalmente en el rango de armónicos entre 10 y 100 de la girofrecuencia ν_B .

La teoría de la emisión y absorción sincrotrónica, tanto en vacío como en un plasma, fue tratada por diversos autores, entre los que se destacan Ginzburg & Syrovatskii [1969]. El considerar partículas ultrarelativísticas conduce a simplificaciones en la obtención de los coeficientes de emisión y de absorción las cuales no son aplicables en el caso medianamente relativista, haciendo que este último sea mucho más complicado de tratar. En regiones con plasmas densos ($n \gtrsim 10^9 \text{ cm}^{-3}$) y campos magnéticos intensos ($B \approx 10^2 - 10^3 \text{ G}$) la girofrecuencia y la frecuencia de plasma, $\nu_p \equiv \sqrt{q^2 n / (\pi m)}$, toman valores comparables al de las radiofrecuencias observadas. La propagación de ondas electromagnéticas es anisotrópica, existe más de un modo de propagación y puede producirse rotación de Faraday grande. Para la comprensión detallada del espectro y la polarización es necesario considerar en detalle la teoría de la emisión girosincrotrónica y absorción en un plasma magnetoactivo.

La teoría de la emisión girosincrotrónica en vacío para electrones en órbitas circulares fue desarrollada primeramente por Schott [1912], posteriormente profundizada [Schwinger, 1949, Landau & Lifshitz, 1962] y extendida a electrones en órbitas helicoidales [Takakura, 1960]. Para el problema general de la generación de ondas electromagnéticas en un plasma magnetoactivo existen varios tratamientos de diversos autores [Twiss, 1958, Liemohn, 1965, Mansfield, 1967] que proveen expresiones para la dis-

tribución angular y espectral de la radiación, dependiendo del modo de propagación, para un único electrón con una dada energía y ángulo de paso (*pitch-angle*). Ramaty [1969] realizó los cálculos de intensidad, espectro y polarización para el caso general de radiación girosincrotrónica generada por una distribución arbitraria de electrones en un plasma magnetoactivo. El formalismo desarrollado por Ramaty consiste en ecuaciones integrales sin solución analítica para los parámetros que se encuentran involucrados en el cálculo de la radiación girosincrotrónica en un plasma magnetizado. Por medio de la evaluación numérica de las expresiones a las que arribó, Ramaty mostró que las ecuaciones de radiación sincrotrónica obtenidas por Ginzburg & Syrovatskii [1969] llevan a discrepancias muy grandes, al ser comparadas con los resultados de emisión girosincrotrónica, cuando se considera el caso de una fulguración solar. En las décadas de 1970 y 1980 se obtuvieron expresiones aproximadas del formalismo de Ramaty [Matzler, 1978, Dulk *et al.*, 1979, Dulk, 1985, Klein, 1987], las cuales tenían la ventaja de disminuir el tiempo de procesamiento computacional, pero imponían limitaciones al rango de validez de los parámetros involucrados en el cálculo.

En esta sección se repasan las ecuaciones que satisfacen una onda que se propaga en un medio magnetizado, se muestra el formalismo de Ramaty para la emisión girosincrotrónica de una distribución de electrones arbitraria en dicho medio y se muestra cómo la intensidad y polarización de las ondas generadas es alterada en su propagación.

2.1.1 Propagación de ondas en un medio magnetoactivo

Las ecuaciones de Maxwell, en unidades gaussianas, para los vectores campo eléctrico \mathbf{E} y campo magnético \mathbf{B} son las expresiones (1.6), (1.7), (1.8) y (1.9). La ley de Ampère dada por la Ecuación (1.7) puede escribirse en una forma más apropiada, de acuerdo al formalismo que se desarrolla en este capítulo, como

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad , \quad (2.2)$$

donde $\boldsymbol{\varepsilon}$ es el tensor dieléctrico.

Las propiedades electromagnéticas del plasma están determinadas por los términos fuente \mathbf{J} y ρ que aparecen en las ecuaciones (1.7) y (1.8) y estos, a su vez, dependen de los movimientos microscópicos de las partículas bajo la acción de las fuerzas internas y externas. La respuesta a las fuerzas actuantes está dada por el conjunto de ecuaciones cinéticas denominado ecuaciones de Boltzmann

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q_i}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{\text{colisiones}} \quad , \quad (2.3)$$

en la que se describe la evolución temporal de la función distribución $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ de la especie i . La división de términos en la Ecuación (2.3) en un término colisional a la derecha y un término de aceleración a la izquierda es arbitraria y permanece indefinida

hasta que es introducido un mecanismo específico de colisión. Tradicionalmente, los efectos colectivos debidos a muchas partículas interactuando a través de la fuerza de Coulomb, que es de rango largo, son los que se retienen en el lado izquierdo de la ecuación, mientras que en el lado derecho se incluyen las colisiones binarias de rango corto. Si se consideran partículas relativistas, la Ecuación (2.3) adopta la forma

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{c^2}{\varepsilon_i} \mathbf{p} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q_i}{m_i} (\mathbf{E} + \frac{c^2}{\varepsilon_i} \mathbf{p} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{p}} = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{\text{colisiones}} , \quad (2.4)$$

donde $\varepsilon_i \equiv \sqrt{p^2 c^2 + (m_{0i} c^2)^2}$ es la energía relativista total de una partícula de la especie i . Los términos fuente están dados por

$$\mathbf{J} = \sum_i q_i \int \mathbf{v} f_i d^3 v \quad , \quad (2.5)$$

$$\rho = \sum_i q_i \int f_i d^3 v \quad . \quad (2.6)$$

Resolviendo el conjunto de ecuaciones (1.6) a (1.9) junto con (2.3),(2.5) y (2.6) se tiene una descripción autoconsistente del campo electromagnético.

Estamos interesados principalmente en el caso de oscilaciones electromagnéticas que se asumen lo suficientemente débiles para causar perturbaciones menores en el estado del plasma. Para hallar f_i se linealiza la Ecuación (2.3) o (2.4), según sea el caso, y todos los términos que no sean estáticos o que varíen con el tiempo a un orden mayor que el primero son descartados. En esta aproximación lineal \mathbf{J} y \mathbf{E} están relacionados en forma lineal por la conductividad $\boldsymbol{\sigma}$, la cual es una cantidad fenomenológica de carácter tensorial. Este carácter tensorial de la conductividad viene de una anisotropía del plasma causada, por ejemplo, por la existencia de un campo magnético externo.

Tomando el rotor de la Ecuación (1.6) y usando también la Ecuación (2.2) se obtiene una expresión que sólo involucra al campo eléctrico

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\frac{1}{c^2} \boldsymbol{\epsilon} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad . \quad (2.7)$$

Es usual trabajar con la transformada temporal y espacial de Fourier de los campos. El campo eléctrico, por ejemplo, queda de la siguiente forma

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} d^3 r dt \quad , \quad (2.8)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} d^3 k d\omega \quad . \quad (2.9)$$

Entonces de la transformada Fourier de la Ecuación (2.7) se obtiene

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \tilde{\mathbf{E}}) - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \boldsymbol{\epsilon} \cdot \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad . \quad (2.10)$$

La propagación de ondas depende fuertemente de las características del medio, las cuales están representadas en la Ecuación (2.10) por el tensor dieléctrico ϵ . Para temperaturas por debajo de 3×10^7 K la velocidad térmica de un electrón es menor al 10% de la velocidad de la luz en el vacío. Esto permite ignorar la naturaleza estadística del movimiento de la partícula y su interacción resonante con las ondas electromagnéticas para un amplio rango de valores de los parámetros. El plasma ambiente se considera como consistente de electrones y iones, fijos en una posición estable en ausencia de una perturbación externa. El escenario descrito es el que corresponde al denominado “plasma frío”. Además se agrega el hecho de que si se consideran ondas electromagnéticas de alta frecuencia, se asume que sólo los electrones experimentan movimiento bajo la influencia de tales ondas.

En general las características del plasma quedan especificadas por tres frecuencias asociadas a la intensidad del campo magnético, la densidad electrónica del plasma y su temperatura. Estas son: la frecuencia de ciclotrón electrónica,

$$\nu_B [\text{Hz}] = \frac{eB}{2\pi m_e c} \approx 2.8 \times 10^6 B [\text{G}] \quad , \quad (2.11)$$

la frecuencia de plasma electrónica,

$$\nu_p [\text{Hz}] = \sqrt{\frac{e^2 n}{\pi m_e}} \approx 9 \times 10^3 \sqrt{n [\text{cm}^{-3}]} \quad , \quad (2.12)$$

y la frecuencia de colisiones ión-electrón

$$\nu_c [\text{Hz}] = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{m_e}} \frac{ne^4}{(k_B T)^{3/2}} \log \left(\frac{4k_B T}{1.78 h\nu} \right) \approx 70 \frac{n [\text{cm}^{-3}]}{(T [\text{K}])^{3/2}} \quad . \quad (2.13)$$

En esta última expresión el logaritmo se calcula para $T = 2 \times 10^6$ K y $\nu = 10^9$ Hz. En el caso de la corona solar, la frecuencia de colisiones ión-electrón es despreciable comparada con las otras frecuencias características, y puede ser ignorada.

En un plasma sin campos externos el tensor dieléctrico es isótropo (se reduce a un escalar) y toma la forma $\epsilon_{ij} = (1 - \omega_p^2/\omega^2) \delta_{ij}$ (de aquí en adelante trabaja con la frecuencia angular, $\omega_p = 2\pi\nu_p$, $\omega_B = 2\pi\nu_B$ y $\omega = 2\pi\nu$). A partir de esto el índice de refracción es $\mu = (1 - \omega_p^2/\omega^2)^{1/2}$, el cual toma valores reales para $\omega > \omega_p$, por lo que en este plasma isótropo sólo se propagan ondas con frecuencias mayores que ω_p .

En el caso de un plasma frío con campo magnético paralelo al eje \hat{z} , el tensor dieléctrico es

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \left(1 + \frac{\omega_p}{\omega_B^2 - \omega^2}\right) & -\frac{i\omega_p^2 \omega_B}{\omega(\omega_B^2 - \omega^2)} & 0 \\ \frac{i\omega_p^2 \omega_B}{\omega(\omega_B^2 - \omega^2)} & \left(1 + \frac{\omega_p}{\omega_B^2 - \omega^2}\right) & 0 \\ 0 & 0 & \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \end{bmatrix} \quad . \quad (2.14)$$

Una vez que se ha determinado el tensor dieléctrico, la Ecuación (2.10) representa un conjunto de ecuaciones lineales y homogéneas para las tres componentes del campo eléctrico, E_x , E_y y E_z . Este conjunto de ecuaciones tiene una solución no trivial si el determinante de los coeficientes de \mathbf{E} se anula. La solución de esta ecuación es lo que se conoce como relación de dispersión, la cual generalmente puede ser factorizada en dos o más relaciones de dispersión que se pueden escribir simbólicamente como

$$g(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r}) = 0 \quad . \quad (2.15)$$

Cada relación de dispersión de esta forma representa un modo característico de oscilación (o tipo de onda) que el plasma es capaz de propagar.

Volviendo al caso del plasma frío, para el que la Ecuación (2.14) da la expresión del tensor dieléctrico, de la teoría magnetoiónica [Ratcliffe, 1959, Stix, 1962, Ginzburg, 1964] se encuentra una relación de dispersión bicuadrática; lo que origina que ondas de dos tipos puedan propagarse, los llamados modos ordinario y extraordinario ($\mu_{\pm}^2 > 0$). Por otro lado, de la relación de dispersión bicuadrática surgen otros dos modos que son evanescentes ($\mu_{\pm}^2 < 0$). Los índices de refracción para los modos ordinario y extraordinario, en función de la frecuencia ω y del ángulo θ entre la dirección de propagación $\check{\mathbf{k}}$ y el campo magnético estático \mathbf{B} , vienen dados por la expresión de Appleton-Hartree

$$\mu_{\pm}^2 = 1 + \frac{2\omega_p^2(\omega_p^2 - \omega^2)}{\pm[\omega^4\omega_B^4 \sin^4 \theta + 4\omega^2\omega_B^2(\omega_p^2 - \omega^2)^2 \cos^2 \theta]^{1/2} - 2\omega^2(\omega_p^2 - \omega^2) - \omega^2\omega_B^2 \sin^2 \theta} \quad (2.16)$$

El índice $+$ corresponde al modo de propagación ordinario, mientras que el $-$ al extraordinario.

Se eligió anteriormente el sistema de coordenadas de forma tal que el campo magnético \mathbf{B} fuera paralelo al eje $\check{\mathbf{z}}$, aún se dispone de la libertad de elegir el sistema de coordenadas de forma que el vector de onda \mathbf{k} , que da la dirección de propagación de la onda, yacza en el plano $y - z$. Entonces se puede descomponer el vector campo eléctrico en una componente longitudinal E_k , es decir paralela a $\check{\mathbf{k}}$, y componentes transversales E_x , paralela al eje $\check{\mathbf{x}}$, y E_{θ} , contenida en el plano definido por \mathbf{B} y \mathbf{k} , es decir el plano $y - z$. Lo expresado anteriormente se puede observar en la Figura 2.1. Se definen los coeficientes de polarización en términos de las componentes del vector campo eléctrico

$$ia_{\theta} = \frac{E_{\theta}}{E_x} \quad , \quad ia_k = \frac{E_k}{E_x} \quad . \quad (2.17)$$

Se tienen entonces los coeficientes de polarización $a_{\theta\pm}$ y $a_{k\pm}$, los que quedan expresados de la siguiente forma:

$$a_{\theta\pm}(\omega, \theta) = -\frac{2\omega(\omega_p^2 - \omega^2) \cos \theta}{-\omega^2\omega_B^2 \sin^2 \theta \pm [\omega^4\omega_B^2 \sin^4 \theta + 4\omega^2(\omega_p^2 - \omega^2)^2 \cos^2 \theta]^{1/2}} \quad , \quad (2.18)$$

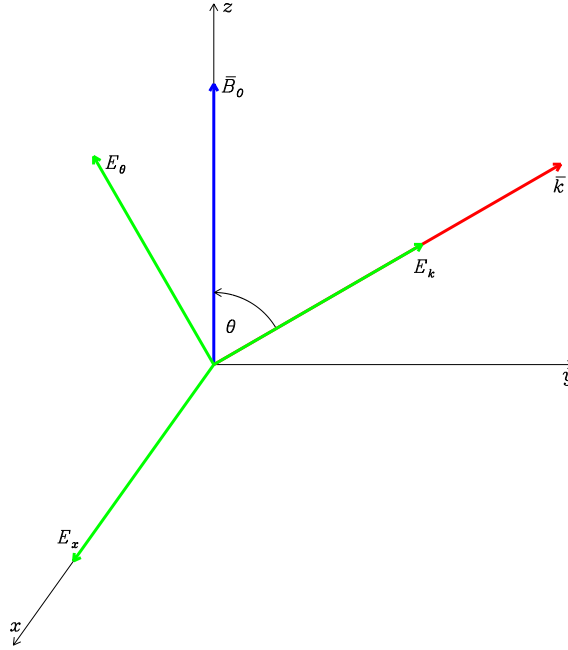


Figura 2.1: Elección de los ejes coordenados respecto del campo magnético y del vector de onda.

$$a_{k\pm} = -\frac{\omega_p^2 \omega_B \omega \sin \theta - a_{\theta\pm} \omega_p^2 \omega_B^2 \cos \theta \sin \theta}{\omega_p^2 (\omega_B^2 \cos^2 \theta - \omega^2) - \omega^2 (\omega_B^2 - \omega^2)} . \quad (2.19)$$

El índice de refracción presenta frecuencias de corte ($\mu_{\pm} = 0$) y resonancias ($\mu_{\pm} \rightarrow \infty$) y para campo magnético no nulo existen bandas de frecuencia, por encima de la frecuencia del plasma, para las cuales el índice del modo ordinario y/o extraordinario es real y mayor que la unidad. Sin embargo, se puede mostrar que para $\theta \neq 0$ la radiación de frecuencia ω en los modos ordinario o extraordinario no escapará de una radiofuente para la cual la densidad electrónica y el campo magnético decrezcan en la dirección hacia el observador [Pawsey & Bracewell, 1955], a menos que ω sea mayor que ω_p u ω_x , respectivamente, donde $\omega_x = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_B^2/4} + \omega_B^2/2$. Para $\omega > \omega_p$, μ_+ es real y menor que la unidad, y para $\omega > \omega_x$, μ_- es real y menor que la unidad.

Como se observa en las ecuaciones (2.17) y (2.19), el vector campo eléctrico del campo de radiación en un plasma tiene, en general, una componente longitudinal E_k no nula. A menos que se invoque acoplamiento entre las oscilaciones longitudinales y transversales de las ondas electromagnéticas, la energía asociada con esta componente no escapará de la radiofuente, por lo que en los cálculos subsiguientes se tomará $a_k = 0$. Puede apuntarse que esto no introduce ningún error serio en los cálculos, ya que de las evaluaciones numéricas se encuentra que para el rango de frecuencias de interés ($\omega > \omega_p$ y $\omega > \omega_x$), la emisividad asociada con E_k es despreciable en comparación con la energía total radiada.

El coeficiente de polarización $a_{\theta\pm}$ para una dirección arbitraria de propagación es

finito y positivo. La radiación es entonces elípticamente polarizada. Para los casos particulares de propagación longitudinal ($\theta = 0$) y transversal ($\theta = \pi/2$), la radiación es circularmente polarizada y linealmente polarizada, respectivamente. La Ecuación (2.18) implica la siguiente identidad

$$a_{\theta+} a_{\theta-} = -1 \quad , \quad (2.20)$$

y esto significa [Klein, 1984] que los vectores de campo eléctrico de los dos modos, proyectados sobre el plano perpendicular al vector de onda, describen dos elipses mutuamente ortogonales con ejes paralelo y perpendicular, respectivamente, a la componente transversal del campo magnético externo.

Como ya se ha visto, la anisotropía del plasma implica diferentes direcciones para el flujo de energía y la propagación de la onda. Puede mostrarse [Bekefi, 1966] que la velocidad de grupo yace en el plano definido por el campo magnético y el vector de onda (el plano $y - z$ en este referencial), y que el ángulo ψ entre el vector de onda y la velocidad de grupo está dado por

$$\tan \psi = \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial \theta} \quad . \quad (2.21)$$

En un plasma frío usando el índice refractivo de Appleton-Hartree, Ecuación (2.16), se tiene

$$\tan \psi_{\pm} = \mp(1 - \mu_{\pm}^2) \frac{\omega \omega_B \sin \theta \cos \theta}{\sqrt{\omega^2 \omega_B^2 \sin^4 \theta + 4(\omega^2 - \omega_p^2)^2 \cos^2 \theta}} \quad , \quad (2.22)$$

dando esta expresión $\psi_{\pm} = 0$ para un plasma isotrópico ($\omega_B = 0$) y para propagación paralela ($\theta = 0$) y perpendicular ($\theta = \pi/2$) al campo magnético.

El plasma que se considera hasta aquí es el “plasma ambiente” sobre el cual se propagan las ondas electromagnéticas emitidas por una partícula cargada durante su movimiento en espiral alrededor de las líneas de campo magnético. La potencia radiada por tal partícula y la influencia del campo magnético y la densidad del plasma ambiente sobre la radiación es lo que se tratará en el siguiente apartado.

2.1.2 Radiación de una partícula en un plasma magnetoactivo

Como se muestra en la Figura 2.3 del libro Radio Astrophysics de Pacholczyk [1970], reproducida en la Figura 2.2 de este trabajo, algunas propiedades elementales de la radiación girosincrotrónica de una partícula girando en un campo magnético con velocidad \mathbf{v} y ángulo de paso ϕ pueden ser deducidas de consideraciones geométricas. Si la partícula emite un pulso cuando se encuentra en (1) y otra vez cuando se encuentra en (2), se puede calcular el período de giro medido por un observador distante, con su línea de visión formando un ángulo θ con la dirección del campo magnético. Cada uno de los pulsos se propaga con la velocidad de fase c/μ . Si θ no es exactamente un ángulo

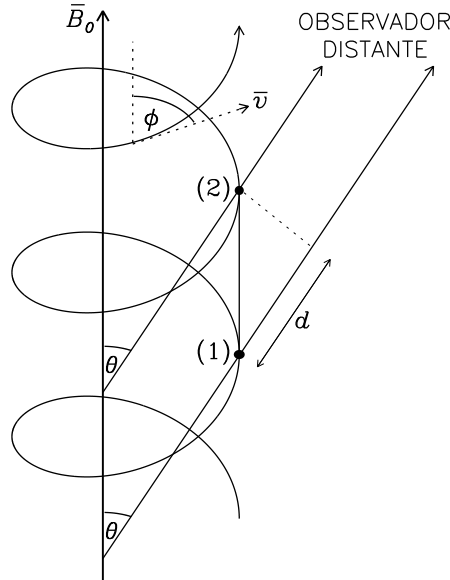


Figura 2.2: Partícula en movimiento helicoidal alrededor de líneas de campo magnético.

recto, el movimiento de deriva de la partícula con velocidad $v \cos \phi$ hace que la distancia viajada por el segundo pulso sea menor que la del primero por una cantidad

$$d = \tau_g v \cos \phi \cos \theta \quad , \quad (2.23)$$

siendo τ_g el período de giro de la partícula en su sistema de referencia. El observador, por otro lado, mide otro período de giro τ_0 que es menor que τ_g por una cantidad igual que le hubiera tomado al segundo pulso viajar una distancia d

$$\tau_0 = \tau_g - \frac{d}{c/\mu} = \tau_g (1 - \mu \beta \cos \phi \cos \theta) \quad , \quad (2.24)$$

donde $\beta = v/c$. Ahora, si se considera en función de la girofrecuencia $\tau_g = \gamma/\nu_B$, la frecuencia determinada por el observador es

$$\nu = \frac{\nu_B}{(1 - \mu \beta \cos \phi \cos \theta) \gamma} \quad . \quad (2.25)$$

Esta es la frecuencia fundamental de radiación recibida por el observador que incluye la corrección en frecuencia por el corrimiento Doppler debido al movimiento de deriva de la partícula a lo largo de las líneas de campo y es equivalente a la fórmula relativista. Como ya se mencionó anteriormente, la radiación de una partícula con $\gamma \gg 1$ se encuentra concentrada en un cono alrededor de su vector velocidad instantánea; por lo que el observador ve un pulso cada vez que el vector apunta en su dirección, recibiendo, a lo largo del tiempo, una serie de pulsos con un espectro que incluye la frecuencia ν_0 y sus armónicos

$$\nu = s\nu_0 \quad s = 1, 2, 3 \dots \quad (2.26)$$

La distancia entre dos armónicos sucesivos disminuye con el incremento de la energía de la partícula. Debido a la contribución de electrones con diferentes energías y ángulos de paso el espectro de una población dada de electrones es casi un continuo, al menos a altos armónicos de la girofrecuencia.

La emisividad de una partícula única se obtiene a partir de las ecuaciones de Maxwell con fuentes. El primer autor en considerar el problema de una partícula emisora con energía y ángulo de paso arbitrarios fue Liemohn [1965], y su trabajo fue corregido posteriormente por Trulsen & Fejer [1970] y por Ko [1973]. Se encontró que la potencia radiada por un electrón en cada uno de los dos modos por unidad de frecuencia, de ángulo sólido y de volumen en la dirección que forma un ángulo θ con el campo magnético viene dada por

$$\epsilon_{\pm} = \frac{2\pi e^2}{c} \mu_{\pm} \nu^2 \sum_s Z_s^2 \delta[f_s(\nu)] \quad , \quad (2.27)$$

donde las unidades son erg/(s sterad Hz) y

$$Z_s = \text{sig}(q) \frac{\beta}{\sqrt{1 + a_{\theta\pm}^2}} J'_s(x_s) + \frac{1}{\sqrt{1 + a_{\theta\pm}^2}} \left(\frac{s\beta \sin \phi}{x_s} \alpha_{y\pm} + \beta \cos \phi \alpha_{z\pm} \right) J_s(x_s) \quad . \quad (2.28)$$

En esta última expresión se tiene

$$x_s = \frac{\gamma \nu}{\nu_B} \mu_{\pm} \beta \sin \phi \sin \theta \quad , \quad (2.29)$$

$$\alpha_{y\pm} = a_{\theta\pm} \cos \theta + a_{k\pm} \sin \theta \quad , \quad \alpha_{z\pm} = -a_{\theta\pm} \sin \theta + a_{k\pm} \cos \theta \quad , \quad (2.30)$$

$$f_s(\nu) = (1 - \mu_{\pm} \beta \cos \phi \cos \theta) \nu - \frac{s\nu_B}{\gamma} \quad . \quad (2.31)$$

J_s es la función de Bessel de primer tipo de orden s y J'_s su derivada respecto de x_s . Por último, δ representa la función de Dirac, lo que indica que la emisión sólo se produce en las frecuencias dadas por la Ecuación (2.26). La suma en la Ecuación (2.27) se toma sobre $-\infty < s < \infty$. En el caso que se trata, el índice refractivo nunca es mayor a la unidad, por lo que s es siempre positivo. El caso $s = 0$ corresponde a radiación de Cerenkov, mientras que $s < 0$ corresponde a la llamada radiación girosincrotrónica anómala; en ambos casos las partículas emisoras se mueven más rápido que la onda propagada.

Como se dijo en el apartado anterior, tanto el modo ordinario como el extraordinario son cercanamente transversales, por lo que en las expresiones de $\alpha_{y\pm}$ y $\alpha_{z\pm}$ el término que involucra a $a_{k\pm}$ puede ser despreciado, por lo tanto Z_s puede escribirse como

$$Z_s = \text{sig}(q) \frac{\beta \sin \phi}{\sqrt{1 + a_{\theta\pm}^2}} J'_s(x_s) + \frac{a_{\theta\pm}}{\sqrt{1 + a_{\theta\pm}^2}} \frac{\cos \theta - \mu_{\pm} \beta \cos \phi}{\mu_{\pm} \sin \theta} J_s(x_s) \quad . \quad (2.32)$$

Se tiene entonces para un electrón una emisividad, en cada uno de los modos, dada por

$$\begin{aligned} \epsilon_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) &= \frac{2\pi e^2}{c} \nu^2 \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{\mu_{\pm}}{1 + a_{\theta\pm}^2} \left\{ -\beta \sin \phi J'_s(x_s) + \left[a_{\theta\pm} \left(\frac{\cot \theta}{\mu_{\pm}} - \beta \frac{\cos \phi}{\sin \theta} \right) J_s(x_s) \right] \right\}^2 \times \\ &\times \delta \left[\nu(1 - \mu_{\pm} \beta \cos \phi \cos \theta) - \frac{s\nu_B}{\gamma} \right] \quad . \quad (2.33) \end{aligned}$$

Si se tiene en cuenta la última ecuación junto con las ecuaciones (2.16) y (2.17) puede verse que el espectro de la radiación girosincrotrónica de una partícula cargada depende de la energía y el ángulo de paso de la partícula, el campo magnético y la densidad del medio y el ángulo entre el campo magnético y la línea de la visual; es decir que depende de tres factores independientes, las características de los electrones emisores, las propiedades del medio en que se produce la emisión y la orientación del observador.

Si se supone la ausencia de interacciones entre la partícula emisora y el plasma ambiente, este último actúa exclusivamente como un conductor de las ondas electromagnéticas. Si, por el contrario, se considera el efecto producido por el plasma ambiente, puede observarse que la emisión de baja frecuencia por partículas relativistas es suprimida, comparada con la emisión en vacío. Esto es lo que se conoce como efecto Razin-Tsytoich: la supresión de la emisión en el rango de frecuencias $\omega_p < \omega < \gamma\omega_p$ (la emisión para $\omega < \omega_p$ está estrictamente prohibida para ondas transversales). Es necesario recalcar que este es un efecto de supresión y no de absorción, las partículas relativistas y medianamente relativistas [Ramaty, 1969, Wild & Hill, 1971, Tarnstrom, 1976] simplemente emiten menos energía en la presencia de un plasma y también ocurre en el bremsstrahlung de partículas relativistas, como fue mostrado por Melrose [1972]. Una explicación que puede darse del efecto Razin-Tsytoich es la siguiente [Melrose, 1980]: El proceso de emisión de partículas cargadas depende, entre otras cosas, del espacio de fase disponible para el fotón emitido (es decir, la integral sobre $d^3k/2\pi$). Para la emisión a frecuencias $\omega < \gamma\omega_p$ el espacio de fase disponible es mucho menor que lo que sería en el caso de tener $\omega_p = 0$, como fue demostrado por Melrose [1972]. Como señala Klein [1984], a pesar de esta explicación aparentemente simple, el efecto Razin-Tsytoich depende de una manera complicada de la densidad del medio, la energía y el ángulo de paso de la partícula emisora y del ángulo entre el campo magnético y la trayectoria del rayo. Una cantidad que puede ser útil para estimar el rango de frecuencias donde este efecto es mayor es la frecuencia de Razin-Tsytoich, expresión que se deduce de la aproximación ultrarelativística [Pacholczyk, 1970]

$$\nu_{RT} = \frac{2\nu_p^2}{3\nu_B \sin\theta} \approx 19 \frac{n[\text{cm}^{-3}]}{B[\text{G}] \sin\theta} [\text{Hz}] \quad . \quad (2.34)$$

Las frecuencias por debajo de este valor son las más afectadas por la supresión del medio. Ramaty & Lingenfelter [1967] introdujeron, para el estudio del efecto de un medio ionizado en la radioemisión solar, el parámetro α_R definido como

$$\alpha_R = \frac{3\nu_B}{2\nu_p} \quad . \quad (2.35)$$

En términos de este parámetro, la emisión girosincrotrónica de un electrón con factor de Lorentz γ es fuertemente suprimida en las bajas frecuencias si $\gamma \alpha_R < 1$, pero no es afectada por el medio ionizado si $\gamma \alpha_R \gtrsim 1$ [Ramaty, 1968]. Además, si $\gamma \alpha_R \ll 1$, la emisión total también es fuertemente suprimida.

En este apartado se ha considerado la emisión girosincrotrónica de una única partícula; la Ecuación (2.27) da cuenta de la energía radiada por sólo una partícula cargada. En la presencia de un conjunto de partículas, la energía radiada incoherentemente es esencialmente la suma de las contribuciones individuales representadas por la Ecuación (2.27). Pero, por otro lado, las partículas interactúan con las ondas electromagnéticas a través de absorción y emisión estimulada, procesos agrupados bajo el término “autoabsorción”. Una población dada de partículas está compuesta, en general, por partículas con diferentes energías y ángulos de paso, por lo que los procesos de emisión y autoabsorción se deben representar en forma estadística, como se verá en el siguiente apartado.

2.1.3 Emisión girosincrotrónica de un conjunto de partículas

Si se considera $f(\mathbf{p}')$ la función de distribución de un conjunto de partículas en el espacio de los momentos, la potencia emitida en la frecuencia ν , durante una transición a un estado de momento menor, por unidad de ángulo sólido y de frecuencia en la dirección $\hat{\mathbf{k}}$ define el coeficiente de emisión

$$j_{\pm}(\nu, \theta) = \int \epsilon_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) f(\mathbf{p}') d^3 p' \quad , \quad (2.36)$$

donde $\epsilon_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi)$ es la potencia radiada por una única partícula en cada uno de los modos. La potencia absorbida por unidad de longitud por los electrones emisores es representada por el coeficiente de absorción

$$K_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{c^2}{\mu_{\pm}^2 \nu^2} \int \epsilon_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) \frac{f(\mathbf{p}') - f(\mathbf{p})}{h\nu} d^3 p' \quad . \quad (2.37)$$

El signo de $K_{\pm}(\nu, \theta)$ se define de forma tal que al emitirse un fotón de energía $h\nu$, el electrón emisor cambia su momento de \mathbf{p}' a \mathbf{p} . En estas definiciones se asume que la dirección del flujo de energía es paralela al vector de onda [Bekefi, 1966].

Para llevar a cabo la integración en el espacio de momentos, se hace uso de la simetría alrededor de la dirección del campo magnético. Además, en el límite clásico, se puede considerar que la energía del fotón emitido es mucho menor que la energía de la partícula emisora, es decir, $h\nu \ll \gamma mc^2$. Se puede desarrollar la función de distribución a primer orden en el cambio de momento (debido a la emisión) paralelo y perpendicular al campo externo

$$f(\mathbf{p}') = f(\mathbf{p}'_{\parallel}, \mathbf{p}'_{\perp}) \sim (\mathbf{p}_{\parallel}, \mathbf{p}_{\perp}) + \Delta \mathbf{p}_{\parallel} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}_{\parallel}} + \Delta \mathbf{p}_{\perp} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}_{\perp}} \quad . \quad (2.38)$$

El cambio de momento debido a la emisión de un fotón de energía $h\nu$ y momento $\hbar \mathbf{k}$, que forma un ángulo θ con el campo magnético, se sigue de la conservación de la energía

$$\mathcal{E}' - \mathcal{E} = h\nu \quad , \quad (2.39)$$

y la ecuación de conservación del momento para p_{\parallel} es

$$p'_{\parallel} - p_{\parallel} = \mu_{\pm} \cos \theta \frac{h\nu}{c} \quad . \quad (2.40)$$

El sistema electrón-fotón no conserva el momento en la dirección perpendicular al campo magnético, ya que en esta dirección el campo imparte un impulso a la partícula. Teniendo en cuenta que la energía relativista \mathcal{E} verifica $\mathcal{E}^2 = p^2 c^2 + (mc^2)^2$, se puede plantear

$$\begin{aligned}\mathcal{E}'^2 - (p_{\parallel}'^2 + p_{\perp}'^2)c^2 &= (mc^2)^2 \quad , \\ \mathcal{E}^2 - (p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2)c^2 &= (mc^2)^2 \quad .\end{aligned}\tag{2.41}$$

Restando estas dos últimas ecuaciones y usando el hecho de que se puede expresar, en virtud de la Ecuación (2.39)

$$\mathcal{E}'^2 - \mathcal{E}^2 = (\mathcal{E}' - \mathcal{E})(\mathcal{E}' + \mathcal{E}) = h\nu(2\mathcal{E} + h\nu) \quad ,\tag{2.42}$$

y también usando la Ecuación (2.40)

$$p_{\parallel}'^2 - p_{\parallel}^2 = (p_{\parallel}' - p_{\parallel})(p_{\parallel}' + p_{\parallel}) = \mu_{\pm} \cos \theta \frac{h\nu}{c} \left(2p_{\parallel} + \mu_{\pm} \cos \theta \frac{h\nu}{c} \right) \quad .\tag{2.43}$$

Se halla la relación

$$p_{\perp}'^2 - p_{\perp}^2 = 2 \frac{h\nu}{c} \left(\frac{\mathcal{E}}{c} - p_{\parallel} \mu_{\pm} \cos \theta \right) + \left(\frac{h\nu}{c} \right)^2 (1 - \mu_{\pm}^2 \cos^2 \theta) \quad .\tag{2.44}$$

El tratamiento hasta aquí es exacto. Si se expresa $p_{\perp}'^2 - p_{\perp}^2$ en forma factorizada, es decir, $(p_{\perp}' - p_{\perp})(p_{\perp}' + p_{\perp}) = (2p_{\perp} + \Delta p_{\perp})\Delta p_{\perp}$ y se hace uso ahora del límite clásico, despreciando los términos cuadráticos en $h\nu/c$ en la Ecuación (2.44) y los términos cuadráticos en Δp_{\perp} , se obtiene

$$p_{\perp} \Delta p_{\perp} = \frac{\mathcal{E} h\nu}{c^2} - p_{\parallel} \frac{h\nu}{c} \mu_{\pm} \cos \theta \quad .\tag{2.45}$$

Se puede pasar de las variables p_{\parallel} y p_{\perp} a las variables ϕ y γ [Ramaty, 1969], teniendo en cuenta las relaciones,

$$\begin{aligned}p_{\parallel} &= p \cos \phi \quad , \\ p_{\perp} &= p \sin \phi \quad , \\ p &= \beta \gamma m c \quad ,\end{aligned}\tag{2.46}$$

usando las igualdades dadas por las ecuaciones (2.40) y (2.45), y tomando el límite clásico, se obtiene en definitiva

$$f(\mathbf{p}) - f(\mathbf{p}') = \frac{h\nu}{pc} \left(\frac{\beta \mu_{\pm} \cos \theta - \cos \phi}{\beta \sin \phi} \frac{\partial f}{\partial \phi} - \beta \gamma \frac{\partial f}{\partial \gamma} \right) \quad .\tag{2.47}$$

El factor que acompaña a $\frac{\partial f}{\partial \phi}$ es la tangente del cambio en el ángulo de paso de la partícula debido a la emisión de un fotón de energía $h\nu$ en la dirección θ .

Si se asume que el ángulo de paso y la energía de la partícula son independientes se puede factorizar la función de distribución en funciones $u(\gamma)$ y $g(\phi)$, de forma que $f(\mathbf{p})$ se expresa

$$f(\mathbf{p}) = \frac{n}{p^2} \frac{d\gamma}{dp} u(\gamma) g(\phi) \quad .\tag{2.48}$$

Insertando esto en las ecuaciones (2.36) y (2.37) da

$$j_{\pm}(\nu, \theta) = 2\pi n \int_1^{\infty} u(\gamma) d\gamma \int_{-1}^1 d(\cos \phi) g(\phi) \epsilon_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) \quad , \quad (2.49)$$

$$K_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{2\pi n}{m\nu^2 \mu_{\pm}^2} \int_1^{\infty} u(\gamma) d\gamma \int_{-1}^1 d(\cos \phi) g(\phi) \epsilon_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) \times \\ \times \left\{ -\frac{\beta\gamma^2}{u(\gamma)} \frac{d}{d\gamma} \left[\frac{u(\gamma)}{\beta\gamma^2} \right] + \frac{\beta\mu_{\pm} \cos \theta - \cos \phi}{\gamma\beta^2 \sin \phi} \frac{1}{g(\phi)} \frac{dg(\phi)}{d\phi} \right\} \quad . \quad (2.50)$$

Considerando la expresión para la emisividad $\epsilon_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi)$ de una partícula, puede evaluarse la integral en $d(\cos \phi)$ de las integrales dobles para j_{\pm} y K_{\pm} , usando la función delta $\delta[f_s(\nu)]$. Para un ángulo de visión $\theta \neq \pi/2$ se puede utilizar el corrimiento Doppler de la Ecuación (2.24) para fijar $\cos \phi$. Para un observador con $\theta = \pi/2$ existe una relación entre la energía de la partícula y el armónico en el cual la energía es radiada

$$\delta[f_s(\nu)] = \begin{cases} \frac{1}{\nu\beta\mu_{\pm}|\cos\theta|} \delta \left[\cos \phi - \frac{\nu^{-s}\nu_B/\gamma}{\nu\beta\mu_{\pm}\cos\theta} \right] & \text{si } \theta \neq \pi/2 \quad , \\ s \frac{\nu_B}{\nu^2} \delta \left(\gamma - s \frac{\nu_B}{\nu} \right) & \text{si } \theta = \pi/2 \quad . \end{cases} \quad (2.51)$$

Para $\theta \neq \pi/2$ se llega a

$$j_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{2\pi n B e^3}{m c^2 |\cos \theta|} \sum_s \int_1^{\infty} d\gamma \frac{u(\gamma)\nu}{\beta\nu_B} \Theta(1 - \cos \phi_s) g(\phi_s) Z_s^2 \quad , \quad (2.52)$$

$$K_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{8\pi^3 n e}{B |\cos \theta|} \sum_s \int_1^{\infty} d\gamma \frac{u(\gamma)\nu_B}{\beta\nu} \Theta(1 - \cos \phi_s) g(\phi_s) Z_s^2 \mathcal{K}(\gamma, \phi_s, \theta, \mu_{\pm}) \quad . \quad (2.53)$$

donde se define implícitamente $\mathcal{K}(\gamma, \phi, \theta, \mu_{\pm})$, que corresponde al último factor que aparece en la Ecuación (2.50). En las ecuaciones (2.52) y (2.53) se tiene la función de Heaviside Θ , por lo que la suma sobre s debe ser tomada para todos los armónicos que verifiquen $|\cos \phi_s| \leq 1$ donde

$$\cos \phi_s = \frac{1 - s\nu_B/(\gamma\nu)}{\beta\mu_{\pm} \cos \theta} \implies \frac{\nu}{\nu_B} \gamma(1 - \beta\mu_{\pm}|\cos \theta|) \leq s \leq \frac{\nu}{\nu_B} \gamma(1 + \beta\mu_{\pm}|\cos \theta|) \quad , \quad (2.54)$$

lo que fija el intervalo de armónicos en el cual un electrón de una dada energía puede radiar. Esta condición puede expresarse equivalentemente por una condición para el intervalo de energías contribuyendo a la radiación en un dado armónico de una frecuencia

$$\frac{\frac{s\nu_B}{\nu} - \mu_{\pm}|\cos \theta| \sqrt{\left(\frac{s\nu_B}{\nu}\right)^2 + \mu_{\pm}^2 \cos^2 \theta - 1}}{1 - \mu_{\pm}^2 \cos^2 \theta} \leq \gamma \leq \frac{\frac{s\nu_B}{\nu} + \mu_{\pm}|\cos \theta| \sqrt{\left(\frac{s\nu_B}{\nu}\right)^2 + \mu_{\pm}^2 \cos^2 \theta - 1}}{1 - \mu_{\pm}^2 \cos^2 \theta} \quad . \quad (2.55)$$

De esta relación se puede ver que el intervalo de energías se reduce a una longitud mínima cuando el ángulo de visión se aproxima a $\pi/2$ o cuando el índice refractivo se aproxima a 0.

Para $\theta = \pi/2$ las ondas transversales están linealmente polarizadas (como ya se mencionó en 2.1.1). Si se evalúa Z_s con $a_{\theta+} \rightarrow \infty$ y $a_{\theta-} = 0$, se obtiene

$$Z_s = \begin{cases} \cos \phi J_s(x_s) & \text{modo ordinario} \\ \sin \phi J'_s(x_s) & \text{modo extraordinario} \end{cases} \quad (2.56)$$

Integrando en energía y con la expresión de $\delta[f_s(\nu)]$ para $\theta = \pi/2$ se llega a

$$j_{\pm}(\nu, \pi/2) = \frac{nB e^3 \mu_{\pm}}{mc^2} \sum_s \Theta(\gamma_s - 1) s \beta_s^2 u(\gamma_s) \int_{-1}^1 d(\cos \phi) g(\phi) Z_s^2(\theta = \pi/2) \quad , \quad (2.57)$$

$$K_{\pm}(\nu, \pi/2) = \frac{4\pi^2 n \nu_B^2 e}{B \nu^2 \mu_{\pm}} \times \\ \times \sum_s \Theta(\gamma_s - 1) s \beta_s^2 u(\gamma_s) \int_{-1}^1 d(\cos \phi) g(\phi) Z_s^2(\theta = \pi/2) \mathcal{K}(\gamma_s, \phi, \theta = \pi/2, \mu_{\pm}) \quad , \quad (2.58)$$

donde las cantidades con índice s deben ser evaluadas para $\gamma_s = s\nu_b/\nu$. La suma es sobre todos los armónicos s para los cuales $\gamma_s \geq 1$. La suma es infinita a menos que exista una energía máxima de corte de forma tal que se imponga que $s \leq \gamma_{\text{máx}} \nu/\nu_B$.

El formalismo para emisión girosincrotrónica presentado hasta aquí es válido para un problema estático, en un plasma ambiente frío sin colisiones, con anisotropía débil y en ausencia de interacciones de las partículas radiantes entre sí y con el medio. La influencia del medio ambiente en la propagación de la onda, efecto Razin-Tsytoich, sí ha sido tomado en cuenta. Este formalismo no es aplicable a una discusión cuantitativa de procesos que ocurren a la girofrecuencia y los armónicos más bajos. Un rango de aplicación razonable para los resultados obtenidos hasta aquí es para frecuencias por encima de tres veces la girofrecuencia.

La relación entre los coeficientes de emisión y absorción y las cantidades físicamente observables está dada por la ecuación de transferencia radiativa, la que se trata en el Apéndice A aplicada a casos de radiación polarizada en un medio inhomogéneo.

La teoría mostrada para emisión girosincrotrónica puede decirse que es general, en el sentido de que es aplicable a una función de distribución arbitraria. Cuando se tratan de comparar los resultados numéricos, a los que da lugar la teoría, con las observaciones es necesario introducir una función de distribución *a priori*. En general, cuando se considera emisión ciclotrónica durante una fulguración, se trabaja con una distribución no térmica de electrones que responde a una distribución energética de ley de potencias $N(E) = K E^{-\delta}$. En ese caso, las curvas espectrales (densidad de flujo *versus* frecuencia) muestran una forma característica de “V” invertida. En la fotosfera solar los campos magnéticos rara vez exceden los 3000 G, mientras que en la corona se han inferido intensidades de hasta 1800 G [Abramov-Maksimov & Gelfreikh, 1983, White *et al.*, 1991],

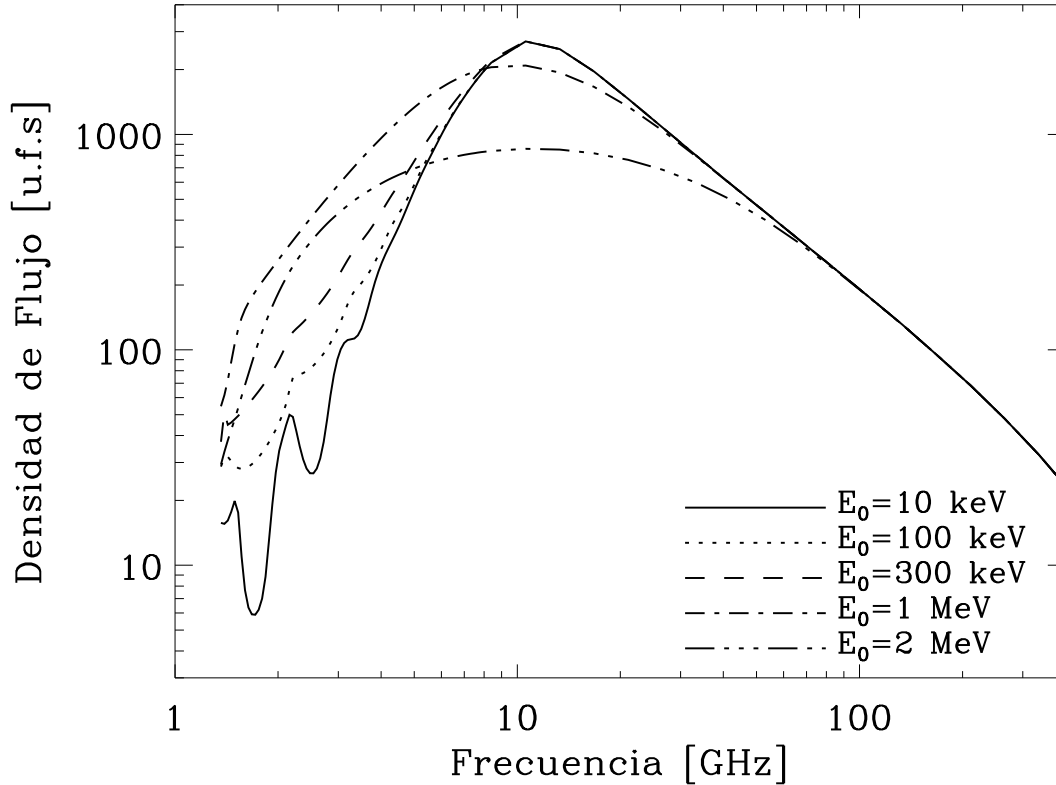


Figura 2.3: Densidad de flujo debida a una distribución no térmica de electrones con diferentes energías inferiores de corte (indicadas en cada curva).

lo que corresponde a una girofrecuencia inferior a 6 GHz (en realidad, se cree que los valores de campo magnético coronales usualmente no exceden las pocas centenas de G, reduciendo aún más el valor de ν_B). Entonces, la emisión por encima de 50 GHz debe corresponder al menos al noveno armónico. Dado que la frecuencia del máximo de giroemisión de una partícula con factor de Lorentz γ es $\gamma^2 \nu_B$, las partículas no relativistas no emitirán en armónicos tan altos. En particular un plasma térmico aún a una temperatura de 10^8 K, tiene una opacidad despreciable por encima de los 100 GHz, por lo que a longitudes de onda submilimétricas sólo puede ser observada emisión ciclotrónica no térmica de electrones relativistas, lo cual en general sólo ocurre durante fulguraciones. De acuerdo a este argumento, la emisión en radio a longitudes de onda milimétricas y submilimétricas durante las fulguraciones solares debería ser más sensible a electrones con energías por encima de 1 MeV, es decir electrones emisores de rayos γ (al frenarse en la cromósfera) que a electrones emisores de rayos X duros en el rango 25 – 100 keV [White & Kundu, 1992]. La Figura 2.3 muestra cómo la emisión girosincrotrónica a altas frecuencias de una distribución no térmica de electrones en un campo magnético homogéneo, prácticamente se mantiene sin cambios cuando se remueve la contribución de los electrones de menor energía variando el valor de la energía inferior de corte.

2.2. Aceleración de partículas y calentamiento Joule del plasma en fulguraciones

Los métodos propuestos más conocidos para explicar la aceleración de partículas en las fulguraciones solares son los de aceleración por un campo eléctrico continuo, los procesos de aceleración estocástica y los procesos de aceleración por ondas de choque.

En este apartado se muestra el modelo desarrollado por Holman [1985] para intentar explicar dos fenómenos que se observan en las fulguraciones solares, por un lado la aceleración de partículas, y por otro el calentamiento del plasma. El modelo de Holman se encuadra dentro de los métodos de aceleración por un campo continuo.

La fase impulsiva de las fulguraciones se caracteriza por la producción de partículas cargadas energéticas y el rápido calentamiento del plasma. El mecanismo más simple y directo para acelerar electrones fuera de la distribución térmica es el de los campos eléctricos continuos o campos DC. Hoy en día la idea con mayor consenso, en cuanto al origen de la energía liberada en las fulguraciones, es que dicha energía se encuentra almacenada en los campos magnéticos antes de liberarse. La mayoría de los modelos de fulguración resulta en la producción de campos eléctricos DC, o al menos campos eléctricos que no son rápidamente fluctuantes. Hay entonces una corriente microscópica asociada con el campo eléctrico ($\mathbf{J} = \sigma \cdot \mathbf{E}$) y habrá también en forma simultánea calentamiento Joule del plasma.

Las observaciones de fulguraciones en microondas y rayos X proveen restricciones sobre el número y energía de las partículas producidas en una fulguración, así como las escalas temporales involucradas en el proceso de aceleración. La emisión en microondas es principalmente de origen giosincrotrónico, producida por electrones acelerados con energías $E \gtrsim 100$ keV [White & Kundu, 1992]. La emisión en rayos X duros ($h\nu \gtrsim 25$ keV) puede interpretarse como bremsstrahlung de blanco grueso de electrones no térmicos (la radiación de blanco delgado puede contribuir, pero es menos eficiente) o como bremsstrahlung térmico de un plasma, calentado impulsivamente. Las contribuciones relativas, térmica y no térmica, no están bien determinadas en la actualidad.

Es posible analizar la aceleración de electrones por un campo eléctrico y el calentamiento Joule del plasma sin recurrir a un modelo específico para la generación de corrientes y campos eléctricos. La resistividad (frecuencia de colisiones térmicas) de un plasma juega un rol importante en la determinación de la razón a la cual los electrones son acelerados y el plasma es calentado, entonces el rol de la resistividad anómala puede ser de suma importancia.

2.2.1 Aceleración de electrones

La respuesta de un plasma térmico a un campo eléctrico impuesto \mathbf{E} es generar una corriente eléctrica con densidad de corriente $\mathbf{J} = -en\mathbf{v}_d = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E}$, n es la densidad de los electrones térmicos, \mathbf{v}_d la velocidad media de deriva de los electrones de conducción y $\boldsymbol{\sigma}$ la conductividad del plasma ambiente. Una fracción de los electrones con velocidad mayor que una cierta velocidad crítica v_c serán acelerados libremente (*runaway electrons*) fuera de la distribución térmica [Dreicer, 1959, Dreicer, 1960, Norman & Smith, 1978, Heyvaerts, 1981, Spicer, 1982a]. El proceso de aceleración de electrones continúa hasta que se alcanza la condición de equilibrio del estado estacionario, en el que se verifica

$$e\mathbf{E} = m_e \mathbf{v}_d \nu_e, \quad (2.59)$$

donde m_e es la masa electrónica y ν_e la frecuencia de colisiones térmicas (electrón-electrón). Ésta tiene la siguiente dependencia [Spitzer, 1962, Knoepfel & Spong, 1979]

$$\nu_e = \nu(v_e) = 3\omega_p \frac{\ln \Lambda}{\Lambda} \simeq 10.0 \left(\frac{n}{10^9 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{T}{10^7 \text{ K}} \right)^{-3/2} \left(\frac{\ln \Lambda}{23.2} \right) \text{ s}^{-1}, \quad (2.60)$$

$$\ln \Lambda \approx \ln(12\pi n \lambda_D^3) \simeq 23.2 + \ln \left[\left(\frac{n}{10^9 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \left(\frac{T}{10^7 \text{ K}} \right)^{3/2} \right],$$

donde se ha definido la velocidad térmica de los electrones, $v_e = (k_B T / m_e)^{1/2}$ y la longitud de Debye, $\lambda_D = [k_B T / (4\pi n e^2)]^{1/2}$. Los parámetros de normalización usados en estas y otras ecuaciones más adelante son valores característicos que se toman generalmente para regiones en las que se produce una fulguración. Ya que $J = nev_d$, la resistividad del plasma, $\eta = 1/\sigma$, está dada por

$$\eta = \frac{m_e \nu_e}{ne^2} = \frac{4\pi \nu_e}{\omega_e^2}. \quad (2.61)$$

Se supone que $v_d^2 \ll v_e^2$. Las colisiones con iones con $Z > 1$ se desprecian. El valor de la resistividad dado por las ecuaciones (2.60) y (2.61) es un factor 2.6 mayor que la resistividad de Spitzer-Harm. Debido a que el arrastre de los electrones decrece con la velocidad de la partícula ($\nu \propto v^{-3}$), los electrones de la distribución térmica inicial con una velocidad lo suficientemente elevada ($v > v_c$) no estarán confinados al grueso de la corriente, sino que, por el contrario, serán acelerados libremente fuera de la distribución térmica. Un electrón térmico con velocidad v_e caerá fuera de la distribución térmica si la intensidad del campo eléctrico es mayor que la del campo Dreicer

$$E_D = \frac{m_e v_e \nu_e}{e} = \frac{e \ln \Lambda}{\lambda_D^2} \simeq 2.33 \times 10^{-8} \left(\frac{n}{10^9 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{T}{10^7 \text{ K}} \right)^{-1} \left(\frac{\ln \Lambda}{23.2} \right) \text{ statvolts cm}^{-1} \quad (2.62)$$

Para una intensidad de campo menor que E_D , la fracción de los electrones que se acelerarán libremente es la que tiene velocidad mayor que la velocidad crítica

$$v_c = \left(\frac{m_e \nu_e v_e^3}{eE} \right)^{1/2} = \left(\frac{4\pi n e^3 \ln \Lambda}{m_e E} \right)^{1/2} = \left(\frac{E_D}{E} \right)^{1/2} v_e = \left(\frac{v_e}{v_d} \right)^{1/2} v_e. \quad (2.63)$$

Cuando $E = E_D$, $v_d = v_c = v_e$, todos los electrones están en el régimen de aceleración. Una estimación burda de la fracción de electrones que inicialmente se encuentran en la distribución térmica y luego son acelerados es [Kaplan & Tsytovich, 1973, Papadopoulos, 1977]

$$\frac{n_r}{n} \approx \exp \left[-\frac{(v_c - v_d)^2}{2v_e^2} \right] \approx \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^2 \right] . \quad (2.64)$$

La escala de tiempo para la formación de la cola o haz de electrones acelerados está en el orden del tiempo de colisión correspondiente a la velocidad crítica

$$\tau_T \equiv \nu^{-1}(v_c) = \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^3 \nu_e^{-1} . \quad (2.65)$$

Aunque la Ecuación (2.64) estima el número inicial de electrones en el régimen de aceleración, no da la densidad total o el número de electrones acelerados que se producen, ya que además de los electrones acelerados en la cola térmica de la distribución maxwelliana inicial, nuevos electrones son continuamente dispersados hacia la región de aceleración por colisiones. La teoría cinética de producción de electrones acelerados lleva a los siguientes resultados [Kruskal & Bernstein, 1964, Knoepfel & Spong, 1979] para la razón de aceleración

$$\Gamma \approx 0.35 \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^{3/4} \exp \left[-\sqrt{2} \left(\frac{v_c}{v_e} \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^2 \right] \text{ s}^{-1} . \quad (2.66)$$

Esta expresión es válida para $v_c^2 \gg v_e^2$. La razón a la cual los electrones acelerados son producidos colisionalmente es $\dot{N}_{col} \approx \Gamma n V_J$, donde V_J es el volumen de la región de aceleración. Es necesario destacar que V_J no es arbitrario, ya que la corriente permisible total en V_J está limitada por el campo magnético inducido asociado a ella. Las observaciones dan un límite superior a la intensidad del campo magnético presente en las regiones activas, y el campo magnético asociado con la corriente total I no debe ser mayor que este límite superior. Vinculado con esto, Colgate et al. [1977] y Colgate [1978] arguyeron que la emisión en rayos X duros de las fulguraciones no podía ser originada por bremsstrahlung no térmico de un haz acelerado de electrones, porque la energía magnética autogenerada por el haz podría exceder la energía magnética disponible en la región de la fulguración por varios órdenes de magnitud. Otros autores señalaron que el haz podría inducir una corriente de retorno coespacial en el plasma térmico que podría resultar en una corriente neta despreciable, evitando por lo tanto la generación de grandes campos inducidos [Hoyng *et al.*, 1976, Knight & Sturrock, 1977, Spicer & Sudan, 1984]. La corriente de interés aquí está dirigida por un campo eléctrico asociado, y como éste es necesario para la aceleración de electrones, no es posible la existencia de una corriente de retorno [Hoyng, 1977, Spicer, 1982b]. En definitiva, en la región de aceleración el campo magnético inducido no puede ser reducido por la presencia de una corriente de retorno.

Para una hoja de corriente de ancho w , espesor δr ($\delta r \ll w$) y longitud L , con la corriente I fluyendo en la dirección de L , el máximo valor del campo magnético inducido es, usando la ley de Ampère, $B_J = (2\pi/c)(I/w)$, y con $I = Jw\delta r = nev_d w\delta r$, $B_J = (2\pi e/c)(nv_d\delta r)$. Si se requiere $B_J \lesssim B$, la intensidad del campo magnético máximo en la región de aceleración, se establece la relación $\delta r \lesssim [c/(2\pi e)][B/(nv_d)]$. Haciendo uso de la Ecuación (2.63) se obtiene

$$\delta r \lesssim 808 \left(\frac{B}{100 \text{ G}} \right) \left(\frac{n}{10^9 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{10^7 \text{ K}} \right)^{-1/2} \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^2 \text{ cm} \quad . \quad (2.67)$$

Además, como $V_J = wL\delta r$

$$V_J \lesssim \frac{AB^2}{2\pi ne} \left(\frac{c}{v_e} \right) \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^2 \quad (\text{geometría plana}) \quad , \quad (2.68)$$

donde el área A está limitada por la escala observada de la región de aceleración. Si se supone que la corriente fluye sobre la superficie de un cilindro, como probablemente sea el caso en un tubo de flujo magnético, entonces $A = \pi RL$ ($\delta r \ll R$). Puede compararse el resultado dado por la Ecuación (2.68) con el resultado correspondiente a una geometría cilíndrica “llena” y una densidad de corriente uniforme llenando una sección circular, es decir, un filamento de corriente. En este caso $V_J = \pi R^2 L$ y $B_J = (2/c)(I/R) = (2\pi e/c)(nv_d R)$, entonces requiriendo $B_J \lesssim B$ se obtiene $R \lesssim [c/(2\pi e)][B/(nv_d)]$, lo que implica

$$V_J \lesssim \frac{LB^2}{4\pi n^2 e^2} \left(\frac{c}{v_e} \right)^2 \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^4 \quad (\text{geometría cilíndrica llena}) \quad . \quad (2.69)$$

La restricción sobre V_J es más severa en este caso, ya que dos dimensiones espaciales están vinculadas con el campo inducido, en lugar de una única dimensión que se tenía para el caso de la hoja de corriente.

Si se hace uso de las ecuaciones (2.66) y (2.68), la razón de producción de electrones acelerados por colisiones verifica

$$\dot{N}_{col} \lesssim 2.49 \times 10^7 AB\nu_e \left(\frac{c}{v_e} \right) f \left(\frac{v_c}{v_e} \right) \text{ electrones s}^{-1} \quad . \quad (2.70)$$

Aquí $f(v_c/v_e) < 1$ y, formalmente, $f(v_c/v_e) = 1$ cuando $v_c = 1.32v_e$

$$f \left(\frac{v_c}{v_e} \right) = 4.66 \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^{11/4} \exp \left[-\sqrt{2} \left(\frac{v_c}{v_e} \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^2 \right] \quad . \quad (2.71)$$

La escala temporal para la producción de N electrones acelerados es $t_N \equiv N/\dot{N}$, y a partir de la Ecuación (2.70)

$$t_N \gtrsim 165 \left(\frac{N}{10^{32}} \right) \left(\frac{A}{10^{18} \text{ cm}^{-2}} \right) \left(\frac{B}{100 \text{ G}} \right) \left(\frac{T}{10^7 \text{ K}} \right)^{1/2} \left(\frac{\nu_e}{10 \text{ s}^{-1}} \right)^{-1} / f \left(\frac{v_c}{v_e} \right) \text{ s} \quad . \quad (2.72)$$

Además de la restricción sobre V_J el límite en el campo inducido impone un límite estricto sobre \dot{N} . La corriente asociada con los electrones acelerados es $I_r = e\dot{N}$. Como el campo inducido asociado con la corriente es $B_J = (2\pi/c)(I_r/w)$, al requerir $B_J < B$ se obtiene

$$\dot{N}_{max} = \frac{cwB}{2\pi e} = 10^{30} \left(\frac{w}{10^9 \text{ cm}} \right) \left(\frac{B}{100 \text{ G}} \right) \text{ electrones s}^{-1} . \quad (2.73)$$

Este resultado es independiente de la temperatura, densidad y resistividad del plasma. I_r es una parte de la corriente total I , y siempre será menor o igual que I , si I es determinado por B a través de la ley de Ampère. El resultado anterior para \dot{N}_{max} lleva a un valor mínimo para la escala de tiempo requerida para generar N electrones acelerados

$$t_N^{min} \equiv \frac{N}{\dot{N}_{max}} = \frac{2\pi eN}{cwB} = 100 \left(\frac{N}{10^{32}} \right) \left(\frac{w}{10^9 \text{ cm}} \right)^{-1} \left(\frac{B}{100 \text{ G}} \right)^{-1} \text{ s} . \quad (2.74)$$

Para una geometría cilíndrica llena \dot{N}_{max} y t_N^{min} son menores por un factor π (con R en lugar de w).

Para generar electrones acelerados es necesario incrementar su energía en un tiempo dado. Si se considera que las colisiones son despreciables, el tiempo requerido para acelerar los electrones desde v_c a la velocidad v es

$$\tau_a = \frac{m(v - v_c)}{eE} = \left(\frac{E_D}{E} \right) \left(\frac{v}{v_e} - \frac{v_c}{v_e} \right) \nu_e^{-1} = \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^2 \left(\frac{v}{v_e} - \frac{v_c}{v_e} \right) \nu_e^{-1} . \quad (2.75)$$

Para velocidades relativistas es necesario hacer el cambio $v \rightarrow \gamma v$. Teniendo en cuenta esta corrección se observa que si también v_c es relativista, entonces se generan pocos electrones acelerados, y ninguno si $v_c \geq c$ [Connor & Hastie, 1975]. Una restricción importante sobre el tiempo de aceleración, en el caso de campo eléctrico constante, es la distancia sobre la cual la aceleración puede ocurrir

$$x_a = \frac{1}{2}(v + v_c)\tau_a = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{v}{v_e} \right)^2 - \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^2 \right] \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^2 \nu_e \nu_e^{-1} = \frac{W_f - W_c}{eE} , \quad (2.76)$$

donde W_f es la energía final del electrón acelerado y $W_c = m_e v_c^2/2$. Si L es la distancia disponible para la aceleración, pidiendo $x_a < L$ se obtiene

$$\tau_a \leq \frac{2L}{v + v_c} = 0.2 \left(\frac{L}{10^9 \text{ cm}} \right) \left(\frac{v + v_c}{10^{10} \text{ cm s}^{-1}} \right) \text{ s} . \quad (2.77)$$

Este requerimiento limita inferiormente la intensidad del campo eléctrico

$$E \geq \frac{W_f - W_c}{eL} = 3.3 \times 10^{-7} \left(\frac{L}{10^9 \text{ cm}} \right)^{-1} \left(\frac{W_f - W_c}{100 \text{ keV}} \right) \text{ statvolt cm}^{-1} . \quad (2.78)$$

En el caso $E < E_D$, tal que la distribución entera no se encuentra en el régimen de aceleración, se tiene un límite inferior para la frecuencia de colisiones en el plasma

$$\nu_e > \frac{eE}{m_e v_e} \geq \frac{W_f - W_c}{m_e v_e L} \quad \text{o}$$

$$\nu_e > 140 \left(\frac{W_f - W_c}{100 \text{ keV}} \right) \left(\frac{T}{10^7 \text{ K}} \right)^{-1/2} \left(\frac{L}{10^9 \text{ cm}} \right) \text{ s}^{-1} . \quad (2.79)$$

Si la frecuencia de colisiones es clásica esto pone restricciones sobre la densidad y la temperatura en la región de aceleración. Hasta aquí se han mencionado tres escalas temporales (τ_T , t_N y τ_a), el tiempo requerido para acelerar N electrones fuera del plasma térmico a una velocidad v estará determinado por la mayor de estas escalas temporales. Comparando las ecuaciones (2.65) y (2.75) se tiene $\tau_a = (v/v_c - 1)\tau_T$, por lo que $\tau_a > \tau_T$ si $v > 2v_c$. Como se trabajó con la consigna $v \gg v_c$, lo cual se cumple para la mayoría de los sistemas astrofísicos, la escala τ_T en general es superflua. Por otro lado la escala τ_a está limitada superiormente por la Ecuación (2.77), y t_N inferiormente por la Ecuación (2.74). Para los parámetros de referencia usados aquí para derivar los coeficientes numéricos, típicos en fulguraciones solares, t_N excede a τ_a . Entonces, t_N es posiblemente la escala temporal dominante.

2.2.2 Calentamiento por efecto Joule

En este apartado se estima el tiempo requerido para calentar la región de los portadores de corriente (es decir, la región atravesada por el haz acelerado de electrones) por medio de disipación. La estimación del tiempo requerido para calentar un volumen V a una dada temperatura se realiza sin desarrollar un modelo específico, es decir que no se consideran detalles de procesos de disipación o mecanismos de pérdida de calor que eventualmente pueden balancear el calentamiento Joule. La escala de tiempo se compara con las escalas de tiempo obtenidas anteriormente en el análisis de aceleración de partículas. El calentamiento Joule en fulguraciones ha sido estudiado por Spicer [1981a, b], Duijveman et al. [1981], Cromwell et al. [1988], Holman et al. [1989], Zaitzev et al. [2000], Gopasyuk & Gopasyuk [2003], entre otros.

La energía disipada por una densidad de corriente \mathbf{J} es $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ ergios $\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Se puede definir una escala de tiempo para el calentamiento Joule como $\tau_J \equiv nkT/(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E})$. Usando que $\mathbf{J} = \mathbf{E}/\eta$ junto con las ecuaciones (2.61), (2.62) y (2.63)

$$\tau_J \equiv \frac{nkT}{\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}} = \left(\frac{E_D}{E} \right)^2 \nu_e^{-1} = \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^4 \nu_e^{-1} . \quad (2.80)$$

τ_J es siempre mayor que la escala de tiempo para la formación del haz de electrones acelerados (τ_T), por un factor v_c/v_e [Ecuación (2.65)], mientras que τ_J es menor que la escala de tiempo de aceleración τ_a , siempre que $v > (v_c/v_e + 1)v_c$ [Ecuación (2.75)]. La escala de tiempo τ_J es generalmente sólo un límite inferior al tiempo de calentamiento real t_J , ya que el volumen V del plasma a ser calentado es generalmente mucho mayor que el volumen del canal de corriente V_J . El calentamiento global del plasma, ignorando pérdidas, está determinado por [Duijveman *et al.*, 1981]

$$\frac{3}{2} nk \frac{dT}{dt} V = (\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}) V_J . \quad (2.81)$$

El calor depositado en el canal de corriente puede ser transportado conductivamente o convectivamente a lo largo del volumen. Se asume implícitamente que el calor es distribuido en el volumen mayor en una escala de tiempo que es menor que o del orden de la escala de tiempo del calentamiento. Por otro lado, el tiempo de subida de la emisión en rayos X está determinado por la escala de tiempo de la transferencia de calor más que por la escala de tiempo de calentamiento Joule.

Se hace evidente de la Ecuación (2.81) que para corregir por el volumen mayor a ser calentado, se debería dividir τ_J por el factor $\varepsilon \equiv V_J/V$, la fracción del volumen total ocupado por el volumen del canal de corriente. Si la densidad n_J en el canal de corriente es diferente de la densidad promedio en el volumen V , n_V , luego τ_J también se debería multiplicar por el factor n_V/n_J , donde τ_J se evalúa usando los parámetros físicos dentro del canal de corriente (la densidad en una hoja de corriente en equilibrio debería ser mayor que en el medio circundante, tal que el balance de presión se mantenga). Usando la Ecuación (2.68) para V_J , la escala de tiempo para el calentamiento es

$$t_J \approx \left(\frac{n_V}{n_J} \right) \frac{\tau_J}{\varepsilon} \gtrsim 1.24 \times 10^5 \left(\frac{v_c}{v_e} \right)^2 \times \left(\frac{A}{10^{18} \text{ cm}^2} \right)^{-1} \left(\frac{B}{100 \text{ G}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{10^7 \text{ K}} \right)^{1/2} \left(\frac{V}{10^{27} \text{ cm}^3} \right) \left(\frac{n_V}{10^9 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{\nu_e}{10 \text{ s}^{-1}} \right) \text{ s.} \quad (2.82)$$

Como típicamente $\varepsilon \ll 1$ entonces $t_J \gg \tau_J$.

Para comprender mejor las escalas temporales mostradas aquí, se examinan algunos modelos simples para el desarrollo del calentamiento Joule y la aceleración de electrones. La densidad del plasma, el campo magnético y el volumen V se toman como constantes. El término de calentamiento Joule en la Ecuación (2.81) se reescribe como $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E})V_J = V_J E^2 / \eta \propto T^{3/2}$ (haciendo uso de que $\eta \propto T^{3/2} \ln \Lambda$), si V_J y E son considerados constantes y se desprecia la variación lenta de $\ln \Lambda$ con T . Por otro lado, si el área de la sección de la hoja de corriente está determinada por el campo magnético ambiente, tal que V_J escala con la temperatura como $T^{-3/2}$ [Ecuación (2.68)], el término de calentamiento Joule permanece independiente de T . En este caso la corriente total I es constante, mientras que I no se conserva si V_J es el que permanece constante. Si J en lugar de E es constante, entonces $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E})V_J = J^2 V_J \eta \propto T^{-3/2}$. En este caso V_J es necesariamente constante y la corriente total se conserva. Usando la Ecuación (2.81) la evolución térmica del plasma puede obtenerse para los tres casos considerando

$$\frac{d\tilde{T}}{dt} = \frac{2}{3t_J} \tilde{T}^\ell, \quad (2.83)$$

donde $\tilde{T} = T/T_0$, con T_0 designando la temperatura del plasma en $t = 0$ y t_J se evalúa para $t = 0$. La solución a la ecuación diferencial anterior es

$$T = T_0 \left[1 + \frac{2}{3} (1 - \ell) \frac{t}{t_J} \right]^{1/(1-\ell)}. \quad (2.84)$$

Para el caso de $\ell = 3/2$, E y V_J constantes, un incremento en la temperatura por un factor 10 requiere $t \approx 2t_J$. La temperatura se incrementa rápidamente dentro del tiempo $t = 3t_J$ (donde diverge la función), hasta que el calentamiento es balanceado por las pérdidas. Al ser constante E , el tiempo de aceleración de los electrones $t_a = \tau_a$, según la Ecuación (2.75). El tiempo de producción de N electrones acelerados, t_N , está dado por la Ecuación (2.72) con $T \approx T_0$ si $t_N \ll t_J$. El efecto dominante sobre t_N al incrementar la temperatura es el incremento de $f(v_c/v_e)$, disminuyendo t_N . Si $t_N(T_0) \gtrsim t_J$ y $t_N(T_{max}) \lesssim t_J$ el tiempo de producción es del orden de t_J . Si $t_N(T_0), t_N(T_{max}) \gtrsim t_J$ el tiempo real de producción de electrones acelerados está entre $t_N(T_{max})$ y $t_N(T_0)$.

Cuando E e I son constantes, $\ell = 0$, la evolución es lineal. En ese caso se necesita $t = 13.5t_J$ para incrementar T en un factor 10. En este caso, entonces, $t_J(T_0)$ puede subestimar significativamente el tiempo de calentamiento real.

Cuando J e I son los que permanecen constantes, $\ell = 3/2$, la temperatura se incrementa en forma aún más gradual. Para incrementar T en un orden de magnitud se requiere un tiempo $t = 189t_J$. Este lento calentamiento se origina en la dependencia $T^{-3/2}$ de la resistividad clásica, al incrementarse la temperatura la razón de calentamiento decrece. Como $\mathbf{E} = \eta\mathbf{J}$ no es constante, el tiempo de aceleración también se modifica. Usando la Ecuación (2.84) con $\ell = -3/2$ para la dependencia temporal de la temperatura en $\mathbf{E} = \eta\mathbf{J}$, el tiempo de aceleración queda entonces

$$t_a = \frac{3}{5} t_J \left[\left(\frac{2\tau_a}{3t_J} + 1 \right)^{5/2} - 1 \right] . \quad (2.85)$$

Cuando $\tau_a \ll t_J$, entonces $t_a \approx \tau_a$. Si $\tau_a \gg t_J$ entonces $t_a \approx 0.22(\tau_a/t_J)^{3/2}\tau_a$. Es de notar que a diferencia del caso E constante, t_N se incrementa con T .

Estos modelos simples muestran el cuidado que se debe tener al derivar las escalas temporales, y cómo los tiempos físicos reales pueden variar con respecto a las escalas temporales estimadas bajo diferentes condiciones físicas. En el mismo orden de cosas, la resistividad clásica considerada hasta aquí puede incrementar su valor hasta en 6 órdenes en un plasma real. En el Apéndice B se muestra cómo distintos tipos de inestabilidades pueden dar lugar a la aparición de una resistividad anómala en un plasma.

Capítulo 3

El Telescopio Solar en ondas Submilimétricas (SST)

Las observaciones solares en ondas submilimétricas no fueron realizadas sistemáticamente durante mucho tiempo, posiblemente por las dificultades experimentales que conllevan. La tecnología que requieren no es sencilla, y además hay que tener en cuenta las severas limitaciones que impone la opacidad atmosférica a este tipo de observaciones desde la superficie terrestre. La implementación e instalación del Solar Submillimeter Telescope (SST) ha llenado el “hueco observacional” en estas longitudes de onda.

3.1. Principales características

Desde el año 2001 el SST opera regularmente en el Complejo Astronómico El Leoncito (CAsLEO) a 2550 metros de altura sobre el nivel del mar, en la provincia de San Juan. Allí se han encontrado excelentes propiedades de opacidad, comparables a las encontradas a más de 4000 metros de altitud en otros sitios del mundo. El elemento clave del SST, como en la mayoría de los telescopios, es la superficie colectora. Una superficie reflectora de 1.5 m construida por el Observatorio Stewart con una técnica especial hace del SST un telescopio de alta calidad. Esta técnica permite tener una desviación cuadrática media de sólo unos 20 μm .

El SST tiene una configuración Cassegrain, la cual consiste en un reflector parabólico principal y un subreflector hiperbólico. La imagen se forma en el foco secundario, cerca del vértice del reflector principal, donde se encuentra instalado un receptor. Un total de cuatro radiómetros en 212 GHz y dos en 405 GHz operan a temperatura ambiente desplazados en el plano focal para producir haces espacialmente separados. Tres de los haces en 212 GHz se encuentran parcialmente superpuestos para permitir la utilización de la técnica de múltiples haces en la determinación de posiciones de fuentes de emisión sobre el disco solar. Esta técnica permite determinar la posición de fuentes con extensiones angulares pequeñas comparadas con el tamaño del haz del radiotelescopio. La



Figura 3.1: Vista del SST con la redoma abierta.

técnica convencional necesita de cuatro haces, pero es posible utilizar un método cualitativo con tres haces [Giménez de Castro *et al.*, 1999].

La señal entrante a la antena pasa a la caja de los radiómetros y es reflejada por un espejo plano móvil hacia una grilla de polarización (malla metálica verticalmente orientada), la cual separa las componentes vertical y horizontal de polarización. Luego, los haces divididos entran a las llamadas “cornetas de alimentación” de cada radiómetro. La razón para que exista un espejo móvil en el sistema es la de permitir la realización periódica de calibraciones. El SST tiene un sistema de dos fuentes, operando a temperaturas conocidas; una fuente caliente a ~ 427 K y una ambiente a ~ 307 K. La radiación de estas fuentes puede ser redireccionada ajustando el espejo móvil hacia los receptores.

El SST está protegido por una redoma de 3.4 m, con una transmisión medida del conjunto de la membrana protectora más la estructura metálica de 92% en 212 GHz y 96% en 405 GHz. La precisión de lectura angular es de $3.6''$ sin embargo en la actualidad su precisión de apuntado es del orden de $30''$. El tamaño angular de los haces (HPBW *half-power beam width*, o ancho a la altura media) son los nominales para el diámetro del reflector principal, es decir de $3.8'$ para 212 GHz y $2.0'$ para 405 GHz. En las dos frecuencias se tiene una eficiencia del haz de aproximadamente 50%.

3.2. Procesamiento de los datos

El tratamiento de los datos obtenidos con el SST no es nada trivial. Además de los problemas habituales, como los de tratar de maximizar la relación señal/ruido, hay que tener en cuenta que para estas longitudes de onda la influencia de la atmósfera terrestre sobre la señal es importante. Básicamente la señal es atenuada por absorción atmosférica, y este es un factor que debe ser considerado antes de utilizar los datos. Luego de realizar las correcciones por absorción atmosférica, se está en condiciones de calibrar los datos; es decir, convertir el voltaje de salida de los receptores del SST a

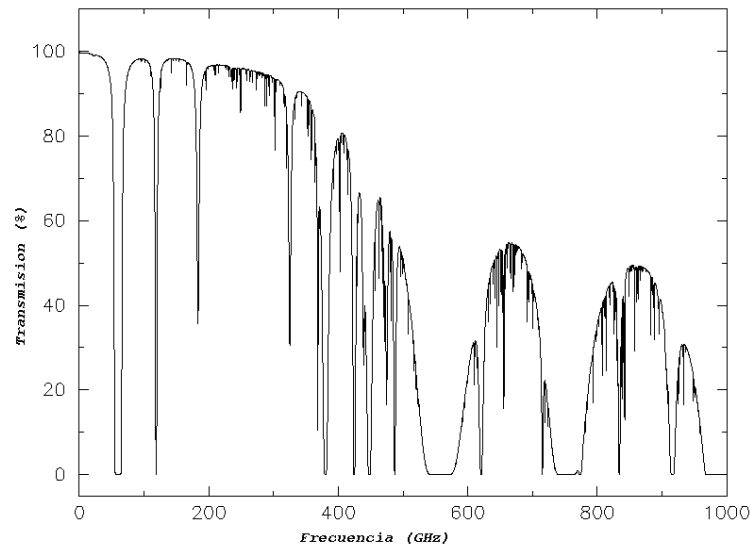
Transmision Cenital

Figura 3.2: Transmisión atmosférica en la región espectral del SST.

alguna magnitud con significado físico, como podría ser densidad de flujo o temperatura de antena, por ejemplo.

3.2.1 Correcciones atmosféricas

En este apartado se describen brevemente las técnicas comúnmente utilizadas para corregir los efectos debidos a la influencia atmosférica.

Absorción atmosférica

Las propiedades de la atmósfera neutra influyen en la propagación de ondas de radio. Por ello las observaciones milimétricas y submilimétricas están restringidas a “ventanas” parcialmente transparentes. Estas ventanas son función de la longitud de onda, altitud y latitud del sitio y del ángulo de elevación de la fuente tanto como de los parámetros atmosféricos globales y locales. Las nubes, el oxígeno molecular y el vapor de agua son los principales absorbentes de radiación para frecuencias entre 1 y 1000 GHz. Por esta razón, los sitios de observación submilimétrica e infrarroja están preferentemente localizados a grandes alturas (por encima de 4000 m) donde se reduce considerablemente la absorción por vapor de agua. En la Figura 3.2 se muestran las líneas de absorción más relevantes para frecuencias menores a 1000 GHz.

Una onda electromagnética cruzando un medio absorbente es atenuada. La opacidad o profundidad óptica τ , que depende de la distancia, d , viajada por la onda en el medio absorbente y del coeficiente de absorción de dicho medio, κ , se define como

$$\tau = \kappa d \quad . \quad (3.1)$$

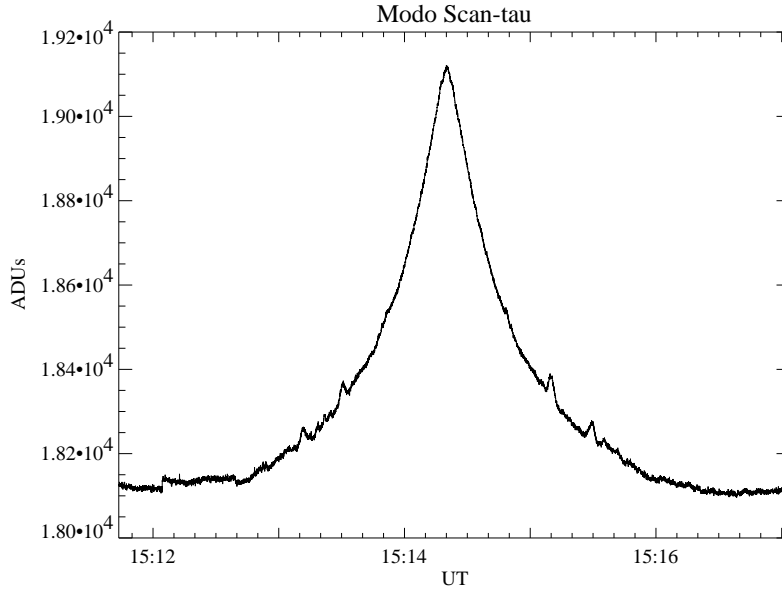


Figura 3.3: Barridos del cielo con el objeto de calcular la opacidad atmosférica.

Si el medio es inhomogéneo se tendrá una expresión integral

$$\tau = \int_0^d \kappa(l) dl \quad . \quad (3.2)$$

Si se supone una atmósfera plana, la intensidad de la radiación es atenuada por

$$S = S_0 e^{-\tau/\sin\theta} \quad , \quad (3.3)$$

donde S y S_0 son las densidades de flujo aparente y original, τ es ahora la profundidad óptica cenital normalizada y θ el ángulo de elevación de la fuente. A partir de la última ecuación, puede construirse una relación entre la opacidad y las temperaturas observadas

$$T_{obs} = T_{cielo}(1 - e^{-\tau/\sin\theta}) + T_{fuente}e^{-\tau/\sin\theta} \quad , \quad (3.4)$$

donde T_{obs} , T_{cielo} y T_{fuente} son las temperaturas observada y aparente del cielo y de la fuente respectivamente.

Se usan generalmente distintos métodos para medir opacidades [Melo *et al.*, 2005], de los cuales el denominado de temperatura de brillo del cielo es el que se usa habitualmente con los datos del SST. Este método permite derivar opacidades midiendo la temperatura aparente del cielo a diferentes ángulos de elevación entre 0° y 90° . A partir de la ecuación

$$T_{obs} = T_{cielo}(1 - e^{-\tau/\sin\theta}) + T_{spill} \quad . \quad (3.5)$$

Se podría obtener τ conociendo T_{cielo} , T_{spill} (contribuciones parásitas) y con θ y T_{obs} registrados por el SST. En este caso la precisión de los valores de T_{cielo} y T_{spill} adoptados son cruciales para la validez del método. Sin embargo este método puede ser útil sin el conocimiento previo de T_{cielo} y T_{spill} . El método es la base para un algoritmo implementado actualmente para la determinación de opacidades. Este algoritmo determina los valores óptimos de A , B y τ , es decir, que mejor se ajustan a la relación

$$T = A(1 - e^{-\tau/\sin\theta}) + B \quad ,$$

para dos vectores de entrada conteniendo T y $\sin \theta$. Estos dos vectores se obtienen para cada canal del SST, a partir de un barrido del cielo (en realidad se realizan dos barridos consecutivos del cielo, llamados “*twin scans*”), como se muestra en la Figura 3.3. En estos barridos la elevación varía entre 0° y 90° .

Técnica de *beam-switching*

En las observaciones del SST se mantiene generalmente el haz 5 (405 GHz) apuntando a la región activa solar que se desea estudiar, mientras que los haces 2, 3 y 4 (212 GHz) apuntan a posiciones muy cercanas a la del haz 5 (es decir, también apuntan a la región activa). Por otro lado, los haces 1 y 6 (212 GHz y 405 GHz, respectivamente) apuntan a una posición apartada unos 8' de la posición del haz 5.

Esta disposición relativa de los haces se mantiene fija, y responde a las ubicaciones de los distintos radiómetros sobre el plano focal del radiotelescopio; entonces, no existe la posibilidad de alterar la ubicación relativa de los haces.

Las posiciones relativas que ocupan los 6 haces tienen una clara razón de ser; cuando los haces 2, 3, 4 y 5 apuntan a una región activa los haces 1 y 6 apuntan, por lo general, a una región de Sol calmo, a menos que las observaciones sean muy cercanas al limbo, lo que abre la posibilidad de que los haces 1 y 6 se encuentren parcial o totalmente fuera del disco solar. Considerando que los haces 1 y 6 no se encuentran apuntando a una región activa, es posible utilizar una técnica denominada *beam-switching* que permite minimizar la influencia atmosférica en los datos. La técnica consiste en substraer la señal del canal 1 de la correspondiente a los canales 2, 3 y 4. De encontrarse los haces 1 y 6 apuntando al Sol calmo, con la substracción también se elimina esta componente de la señal, la que a una determinada frecuencia se espera que sea igual en los distintos haces.

En realidad como las ganancias correspondientes a cada haz son diferentes, la substracción del canal 1 no es tan simple como realizar una sencilla resta de las señales de cada canal. En general se puede definir un factor que vincule la señal del canal 1 con la señal de los canales 2, 3 y 4. Este factor debe determinarse en intervalos de tiempo en que la emisión no se encuentre alterada por fulguraciones u otro tipo de eventos energéticos.

En general este factor no se mantiene estrictamente constante a lo largo del tiempo, experimenta variaciones pequeñas (la iluminación de los haces por el disco solar va cambiando con el tiempo, lo que hace que las constantes de proporcionalidad varíen). Es por ello que la substracción de la señal del canal 1 se realiza en la forma

$$S_i = S_i - AS_1 \quad 2 \leq i \leq 4 \quad , \quad (3.6)$$

donde S_i es la señal correspondiente al canal i luego de la substracción, S_1 es la señal del

canal 1 y S_i la del canal i . Para el factor A se ajusta, a partir de los cocientes S_i/S_1 , una función polinómica, la que en todos los casos verifica que su término constante es mucho mayor que los términos variables, dentro del rango de tiempo considerado para el ajuste. El ajuste con polinomios de grado 1, 2 y 3 no ha mostrado diferencias significativas.

Todo lo expresado para la substracción del canal 1 de los canales 2, 3 y 4, se realiza también para la substracción de la señal del canal 6 de la señal del canal 5 (ambos correspondientes a 405 GHz).

La técnica de *beam-switching* es también aplicable a radiotelescopios que disponen de un único haz; en ese caso, se alternan las observaciones sobre la fuente y fuera de ella (*on - off*). Como el SST tiene más de un haz, alguno de los cuales observan la fuente mientras que otros no lo hacen, no es necesario recurrir a este artificio, manteniendo inalterada además la resolución temporal del instrumento.

3.2.2 Calibración de los datos

Una vez que ha sido removida la absorción atmosférica es necesario realizar una conversión del voltaje de salida de los receptores del SST a temperatura de antena. Esta relación está dada por

$$T_{ant} = CV + D \quad . \quad (3.7)$$

Para conocer los coeficientes C y D , se deben observar dos fuentes con temperaturas

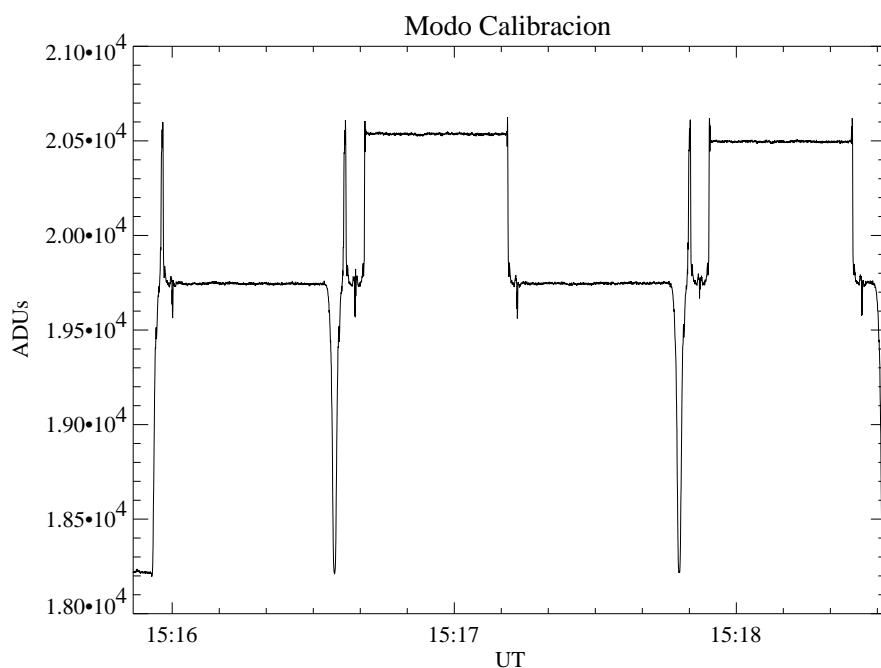


Figura 3.4: Observación por parte del SST de las fuentes fría y caliente a efectos de calibración.

distintas conocidas, como se muestra en la Figura 3.4. Usando las fuentes térmicas de las que dispone el SST, es trivial encontrar C y D , los cuales teóricamente son valores constantes para cada receptor. En la práctica esto no es así, y deben realizarse calibraciones cada dos horas de observación aproximadamente, lo cual insume unos cuatro minutos en cada caso.

La temperatura de antena no es un parámetro físico útil, por lo que frecuentemente se calcula el flujo de energía. Con este propósito es necesario conocer el área efectiva de antena, que puede ser calculada mediante la observación de algún planeta con flujo conocido.

3.3. Técnica de haces múltiples

En microondas y en ondas submilimétricas se trabaja con haces mucho más pequeños que el disco solar. Se han encontrado niveles de actividad en el orden temporal de las decenas de ms, y se han alcanzado niveles de sensibilidad de 10^{-2} ufs, es decir dos a tres órdenes superiores a las obtenidas con telescopios de patrullaje usuales [Kaufmann *et al.*, 1975]. Los modelos propuestos para la producción de energía al inicio de una fulguración, indican que el diagnóstico de fenómenos rápidos, simultáneamente en espacio y tiempo, es de importancia crucial. Las explosiones solares en radio tienen por lo general estructuras temporales del orden de los subsegundos. Con un único haz no es posible examinar la fuente para obtener información simultánea sobre intensidad y posición angular en escalas temporales inferiores a un segundo, es decir del orden del tiempo de vida de un destello rápido. La técnica de múltiples haces [Efanov & Moiseev, 1967] se usa para tratar este problema observacional, permitiendo la determinación simultánea de la posición de las fuentes (pequeñas, comparadas con el ancho a la altura media del haz o HPBW) y sus flujos, con alta resolución temporal.

Dada una distribución de brillo cualquiera $\mathcal{B}(\phi, \theta)$ (con ϕ y θ la ascensión recta y la declinación, por ejemplo), la temperatura de antena será proporcional a

$$T_A \propto \iint \mathcal{B}(\phi, \theta) P_A d\Omega \quad , \quad (3.8)$$

donde P_A es el patrón del haz. Si se tienen varios haces con patrones conocidos y se miden sus correspondientes temperaturas de antena T_A , se tiene un sistema de ecuaciones cuya solución dará la posición angular del “centroide” de emisión, y su tamaño característico. Como la distribución de brillo $B(\theta, \phi)$ es desconocida, la posición obtenida es una indicación aproximada de la dirección en que el abrillantamiento es mayor. Se supone que $\mathcal{B}(\phi, \theta)$ es axialmente simétrica y, a efectos de simplificar los cálculos, se adopta una forma gaussiana para esta distribución. Una vez que se determina la extensión de esta fuente equivalente, de acuerdo a criterios específicos, se decide si la aproximación de fuente pequeña es aplicable. De ser así, la forma de la fuente es irrelevante al propósito

de determinar su ubicación, es decir que la posición se determina sin ambigüedades.

Como indica la Ecuación 3.8, los patrones reales observados con un radiotelescopio resultan de la convolución entre el patrón del haz y la distribución de brillo. La temperatura de antena medida para diferentes haces puede ser convertida en densidad de flujo sólo para fuentes pequeñas comparadas con el HPBW.

3.3.1 Formalismo básico

En una dimensión

$$T_A(\phi_0) = \frac{\eta_A}{\Phi_A} \int T_F(\phi) P_A(\phi - \phi_0) d\phi \quad , \quad (3.9)$$

donde $\Phi_A = \int P_A(\phi) d\phi$ es el ángulo de respuesta de la antena y η_A es un factor que tiene en cuenta las diferentes pérdidas del sistema, como la eficiencia de apertura y la transmisión de la redoma. El patrón del lóbulo principal se aproxima suficientemente bien por medio de una gaussiana

$$P_A(\phi) \approx e^{-\frac{\phi^2}{2\sigma_A^2}} \quad , \quad (3.10)$$

donde $HPBW$ está relacionada con σ_A a través de $HPBW^2 = 2\sigma_A^2 \ln(16)$. También se supone que la distribución de brillo de la fuente es aproximadamente gaussiana

$$T_F(\phi) \approx T_{F_0} e^{-\frac{\phi^2}{2\sigma_F^2}} \quad , \quad (3.11)$$

donde HPW_F y σ_F guardan la misma relación que $HPBW$ y σ_A . La convolución de estas dos funciones es directa y da

$$T_A(\phi_0) = T_{F_0} \sqrt{2\pi} \mu_A e^{-\frac{\phi_0^2}{2(\sigma_A^2 + \sigma_F^2)}} \quad , \quad (3.12)$$

donde $\mu_A = \sqrt{\sigma_A^2 \sigma_F^2 / (\sigma_A^2 + \sigma_F^2)}$. Esto quiere decir que una fuente gaussiana genera una distribución de temperatura de brillo gaussiana con una dispersión σ_O dada por

$$\sigma_O^2 = \sigma_A^2 + \sigma_F^2 \quad . \quad (3.13)$$

Si se supone que los coeficientes de transmisión de los haces y el $HPBW$ son iguales para los distintos receptores, se puede escribir la ecuación en dos dimensiones para cada haz

$$T_{A,i}(\phi_0, \theta_0) = 2\pi \mu^2 \frac{T_{F_0}}{\Phi_A} e^{-\frac{(\phi_0 - \phi_{A,i})^2 + (\theta_0 - \theta_{A,i})^2}{2\sigma_O^2}} \quad , \quad (3.14)$$

donde el subíndice i se refiere al haz, (ϕ_0, θ_0) es el desplazamiento en ascensión recta y declinación entre la dirección de un eje de referencia de la antena y la fuente, y $(\phi_{A,i}, \theta_{A,i})$ es el desplazamiento entre cada haz y el eje de referencia de la antena. La expresión (3.14) da un sistema de N ecuaciones (con N el número de haces) en el que se tienen cuatro

incógnitas: T_{F_0} , σ_O , ϕ_0 y θ_0 . Para resolverlo es menester contar con por lo menos cuatro haces. En este caso los haces del radiotelescopio se fijan con respecto a la fuente y se obtienen temperaturas de brillo apuntando a diferentes direcciones al mismo tiempo, para alcanzar alta resolución temporal (hasta 1 ms) y alta precisión en la determinación de la dirección de emisión.

3.3.2 Validez del método

La estabilidad y confiabilidad del método han sido exhaustivamente analizadas por medio de simulaciones [Giménez de Castro *et al.*, 1999]. Se simularon fuentes con forma de cigarro, por ejemplo, mediante la superposición parcial de gaussianas. Se consideraron distintos tamaños de fuente (de hasta 2.5') y la discrepancia entre la posición calculada mediante la técnica y la real nunca excedió los 6". Además se estudió la influencia del cambio de posición de la fuente con respecto al campo de visión de los haces, encontrándose en el peor de los casos discrepancias de alrededor de 20" en elevación e ignorables en azimut.

Los lóbulos secundarios pueden influir en la determinación de posiciones incrementando la temperatura de antena en algún canal. Si se considera que este incremento podría llegar a ser del 3% del nivel del haz principal [Herrmann *et al.*, 1992], incrementando artificialmente el nivel de algún canal se puede simular el efecto de estos lóbulos. Mediante las simulaciones se llegó a determinar que la condición suficiente para que la influencia de los lóbulos secundarios sea despreciable es que los cocientes entre las temperaturas de antena de los distintos canales, correspondientes a los haces utilizados, sea superior a 0.06, incluso para el caso extremo de grandes fuentes asimétricas.

3.3.3 Método cualitativo con tres haces

Los datos obtenidos con tres haces no son suficientes para determinar la posición de una fuente y su extensión sin ambigüedades, pero si se hace la suposición de que la fuente es pequeña, comparada con el tamaño del haz, entonces sí puede determinarse su posición. Este método es el que se usa con el SST, ya que dispone de sólo tres haces parcialmente superpuestos en 212 GHz.

Basándose en la idea de que la extensión de la fuente está relacionada con las razones de las temperaturas de antena para los diferentes haces, se define un parámetro de contraste

$$K = \ln \left(\frac{T_H T_I}{T_L^2} \right) \quad , \quad (3.15)$$

donde T_H , T_I y T_L son las temperaturas de antena observadas mayor, intermedia y menor respectivamente (cada una corresponde a un haz). Cuanto menor sea la extensión de la fuente, mayor será este parámetro de contraste. Se logra determinar que si se satisface

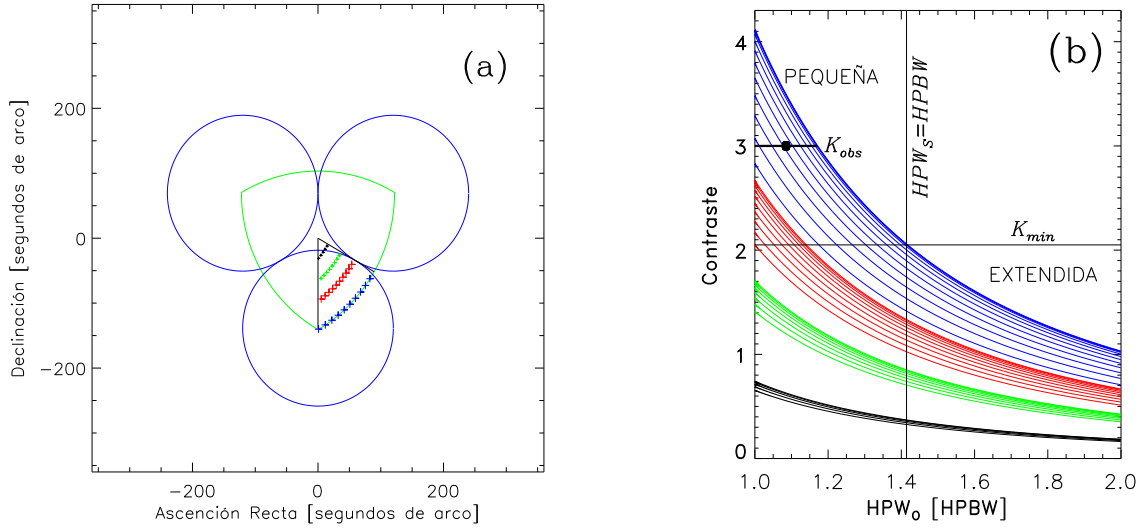


Figura 3.5: (a) Disposición de los tres haces. La curva en verde encierra la región que satisface la condición del 6%. Las cruces indican las posiciones para las cuales se calculó el parámetro de contraste K . (b) Parámetro de contraste K en función del tamaño de fuente. Cada curva corresponde a una determinada posición. Los colores de las curvas guardan relación con los colores de las cruces que indican las posiciones en el gráfico (a). La curva azul en trazo grueso es una limitante que da el mayor valor posible de K para cada tamaño de fuente. Para un dado K_{OBS} se muestra con la línea horizontal gruesa el rango de incerteza en la determinación del tamaño de la fuente. El punto sobre la línea indica el valor medio.

la condición

$$0.06 T_H < T_L < T_I < T_H \quad , \quad (3.16)$$

que asegura la no contaminación de la señal con los lóbulos secundarios y además que

$$HPW_o < \sqrt{2} HPBW \quad , \quad (3.17)$$

donde HPW_o es el tamaño de fuente observado. Equivalentemente

$$K_{obs} > 2.4 \quad , \quad (3.18)$$

la fuente puede ser considerada pequeña, comparada con $HPBW$. Las condiciones dadas por las Ecuaciones (3.17) y (3.18) se obtienen de considerar diferentes ubicaciones y tamaños de la fuente. Lo expresado anteriormente puede comprobarse simulando una fuente gaussiana sobre un arreglo de tres haces como se muestra en la Figura 3.5(a), donde se ha indicado en verde la región que satisface la condición del 6%. El tamaño de la fuente se ha ido modificando de manera de observar la variación del parámetro de contraste, además se ha variado la ubicación de la fuente, pero siempre cumpliendo el límite del 6% para evitar tener que considerar la contaminación debida a los lóbulos secundarios.

Las distintas posiciones para las cuales se hicieron los cálculos del parámetro de contraste se indican con las cruces de colores en la Figura 3.5(a). El tamaño de fuente considerado se encuentra en el rango $HPBW$ a $\sqrt{3}HPBW$ lo que corresponde a un HPW_o en el rango $HPBW$ a $2HPBW$. Los resultados del parámetro de contraste se muestran en las curvas de la Figura 3.5(b). Los colores de las curvas hacen referencia a los colores de las cruces de la Figura 3.5(b). La curva azul en trazo grueso es una curva limitante que da el mayor valor posible de K para un dado tamaño de fuente. Corresponde al caso en que $T_A = T_I$. Cabe aclarar que por la simetría del arreglo de haces no es necesario analizar el comportamiento del parámetro de contraste en toda la región que verifica la condición del 6%, sino sólo en un área que corresponde a la sexta parte del área total y que se ha señalado en la Figura 3.5(a) con dos líneas negras. La condición $HPW_S = HPBW$ (es decir, $HPW_o = \sqrt{2}HPBW$), donde HPW_S es el tamaño de la fuente, indicada con la línea vertical en la Figura 3.5(b) define un valor K_{min} para el parámetro de contraste por debajo del cual existe ambigüedad en comparar el tamaño de la fuente con $HPBW$. Por ejemplo, con $K = 0.7$ no podría saberse si se está en presencia de una fuente pequeña (comparada con $HPBW$) cercana al origen o de una fuente extendida y más alejada del origen. Por lo tanto para usar el método de tres haces es necesario, en principio, calcular un parámetro de contraste, luego verificar que este parámetro se encuentre por encima del valor dado por la Figura 3.5(b) y sólo en ese caso utilizar el método para calcular la posición de la fuente.

3.3.4 Aplicación a datos reales

Lo planteado en el apartado anterior se aplica al evento del 28 de noviembre de 2001. Luego de calibrar la señal de cada canal (correspondiente a cada haz de la antena) y de corregir los efectos de la atenuación atmosférica, se obtiene la llamada temperatura de antena corregida. En la Figura 3.6(a) se tienen las temperaturas de antena calculadas para los canales 2, 3 y 4, que operan en la frecuencia de 212 GHz. De esta figura puede verse que los haces 2 y 4 se encontraban más enfocados hacia la fuente que el haz 3.

En las tres temperaturas de antena calculadas se ha restado la componente correspondiente al sol calmo, quedando entonces solamente la componente eruptiva de la emisión, o como se denomina frecuentemente, la emisión en exceso. Esto es posible de realizar debido a la existencia de un haz adicional en la misma frecuencia, el 1, que se encuentra dirigido hacia afuera de la región activa solar, observando el sol calmo (la ya explicada técnica de *beam-switching*).

Una vez calculadas las temperaturas de antena de cada canal se procedió a calcular el parámetro de contraste para cada instante de tiempo. El resultado puede verse en la Figura 3.6(b). En los primeros instantes mostrados en el gráfico la curva de contraste permanece por debajo del nivel de K_{min} , a medida que la componente eruptiva comienza

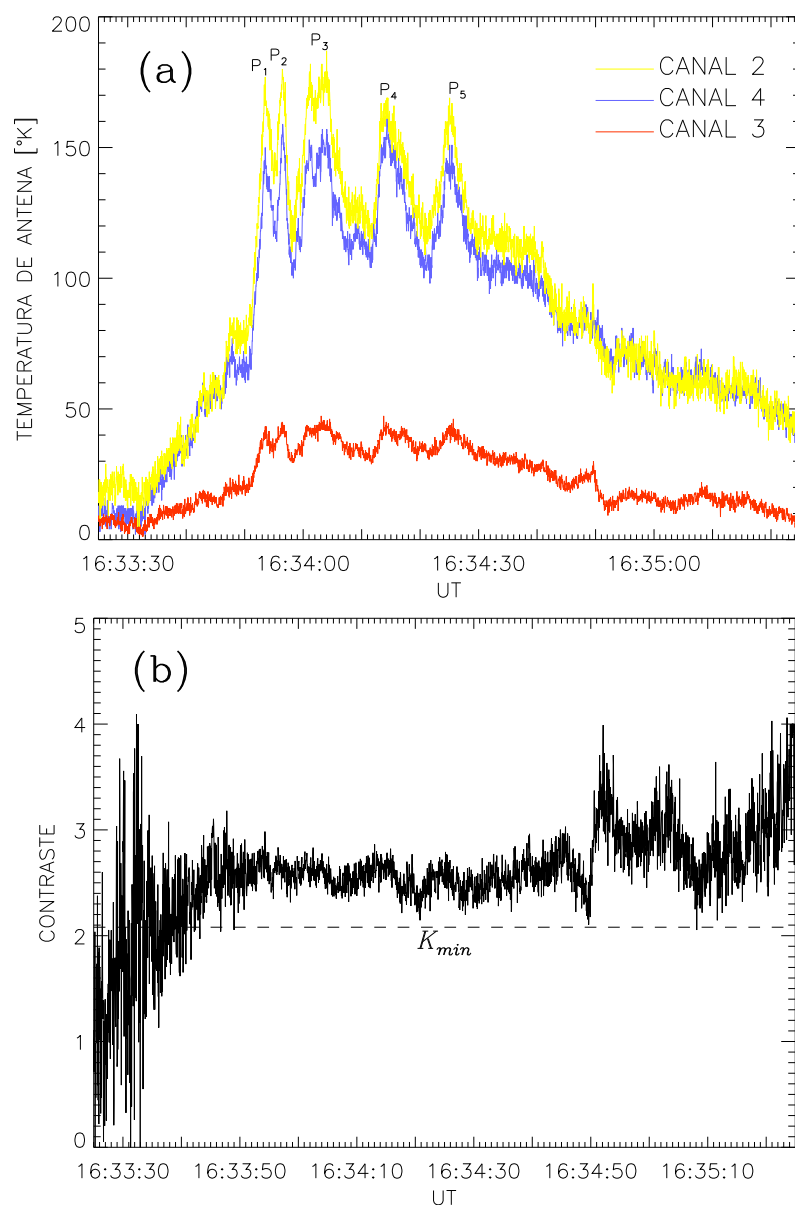


Figura 3.6: (a) Temperaturas de antena corregidas del efecto de la atenuación atmosférica para los canales 2, 3 y 4. En la señal de los tres canales se distingue la presencia de cinco picos eruptivos. (b) Evolución temporal del parámetro de contraste. Para los lapsos de tiempo en que se producen los picos, el parámetro se encuentra por encima de \bar{K}_{min} , entonces, es posible calcular las posiciones de las fuentes que dieron origen a dichos picos.

a crecer el parámetro de contraste va aumentando de valor hasta quedar por encima del valor mínimo requerido para la utilización de la técnica de tres haces. Este resultado está de acuerdo con lo que podía preverse, ya que cuando no existe componente eruptiva en la emisión, como ocurre en los primeros instantes que se muestran en el gráfico, es de esperarse que la emisión del sol calmo sea prácticamente homogénea, es decir casi la misma para cada canal en una misma frecuencia. Por lo tanto, el parámetro de contraste tenderá al valor nulo. A pesar de que el comportamiento del parámetro de contraste parece ajustarse a la lógica que acabamos de esbozar, es posible también notar que este parámetro muestra una dispersión bastante alta, la cual es el resultado del ruido que conllevan cada una de las tres señales que intervienen en su definición.

Capítulo 4

Fulguración del 28 de noviembre de 2001

El 28 de noviembre de 2001 se produjo una fulguración catalogada como 1B en $H\alpha$ y M6.9 en rayos X. La fulguración comenzó a las 16:34 TU, ocurrió en la región activa AR 9715 (según catálogo de regiones activas de la National Oceanic and Atmospheric Administration, NOAA) y fue seguida por una eyección cromosférica de masa (*surge*). Se estudia este evento observado por el SST en 212 GHz complementando con datos en microondas del Owens Valley Solar Array (OVSA), imágenes en $H\alpha$ del Telescopio en $H\alpha$ para Argentina (HASTA, por sus siglas en inglés) y magnetogramas del Michelson Doppler Imager (MDI), instrumento a bordo de la sonda espacial SoHO (Solar and Heliospheric Observatory). En este capítulo se muestra un análisis detallado del evento, el que ha dado lugar a dos publicaciones, Cristiani et al. [2005] y Cristiani et al. [2007b].

4.1. Introducción

En el rango espectral de las frecuencias de radio las fulguraciones reciben el nombre de explosiones. La emisión durante las fulguraciones en frecuencias entre unos pocos y cientos de GHz se origina principalmente por giroemisión de electrones no térmicos medianamente relativistas (emisión girosincrotrónica) y relativistas (emisión sincrotrónica). Existe evidencia experimental, recogida a lo largo de muchos años de observaciones [Hachenberg & Wallis, 1961, Shimabukuro, 1970, Kaufmann *et al.*, 1985, Ramaty & Mandzhavidze, 1994], de que las fulguraciones solares producen una gran cantidad de radiación no térmica en el rango milimétrico-submilimétrico. Como se ha mostrado en el Capítulo 2, la giroemisión es sensible al campo magnético del medio, por lo que las observaciones en radio pueden dar idea de la configuración magnética en la zona de la fulguración. Lo opuesto también es cierto, una vez que la configuración del campo magnético es conocida se está en condiciones de explicar las características principales de la fulguración [Bastian *et al.*, 1998]. Como ya se ha mencionado en el Capítulo 1, se acepta en general el hecho de que la reconexión magnética es la res-

ponsable de la liberación de la energía que finalmente acelera partículas, a través de procesos que no son totalmente comprendidos en la actualidad. Entonces, el análisis simultáneo de la topología magnética y de las observaciones en radio puede proporcionar valiosa información sobre las características de las fuentes emisoras.

Las eyecciones cromosféricas de masa, las cuales reciben el nombre de *surges* cuando se observan en $H\alpha$, y de *jets* cuando son observadas en rayos X, son fenómenos comunes en las regiones activas, sobre todo durante las fulguraciones (para un estudio sobre la correlación espacial entre la ocurrencia de fulguraciones y eyecciones cromosféricas ver Özgüç et al. [1991]). Las eyecciones suelen ser rectilíneas o ligeramente curvadas, con velocidades en el orden de los 50-200 km/s y alturas por encima de los 2×10^8 m. Después de la eyección, el material parece desvanecerse o, en algunas ocasiones, se observa su descenso a la cromósfera a lo largo de la trayectoria de ascenso. Steinolfson et al. [1979] propusieron que la eyección cromosférica puede deberse a un gran gradiente de presión en un tubo magnético, mientras que otros autores invocan la liberación de energía magnética a través de reconexión como origen de la eyección [Heyvaerts et al., 1977, Shibata et al., 1992].

El análisis de este evento consiste por un lado en el estudio de la evolución del campo magnético a nivel fotosférico y de la morfología en $H\alpha$, mientras que por otro se realiza la reconstrucción cuantitativa del campo a nivel coronal. El primer estudio permite identificar la interacción entre flujo emergente y campo magnético preexistente como origen del incremento de la emisión en radio y la presencia de abrillantamientos en $H\alpha$. La reconstrucción del campo permite concluir que la reconexión magnética ocurrió en dos sistemas de arcos diferentes de baja altura. El examen del espectro de la fulguración en el rango microondas-submilimétrico aporta más evidencia en favor de la existencia de dos sitios de emisión claramente separados.

4.2. Observaciones

Como ya se ha mencionado, el evento estudiado en este capítulo ocurrió en la región activa AR 9715, que se encontraba localizada en las coordenadas heliosféricas 04N 19E a las 00:00 TU del 28 de noviembre de 2001 (ver Figura 4.1). Durante el período cubierto por las observaciones consideradas se produjeron, en la misma región activa, algunos eventos menores clasificados como subfulguraciones (según los reportes del Solar Geophysical Data: <http://sgd.ngdc.noaa.gov/sgd/jsp/solarindex.jsp>). Los abrillantamientos o núcleos en $H\alpha$ de estos eventos menores fueron casi coespaciales con los núcleos del evento M6.9.

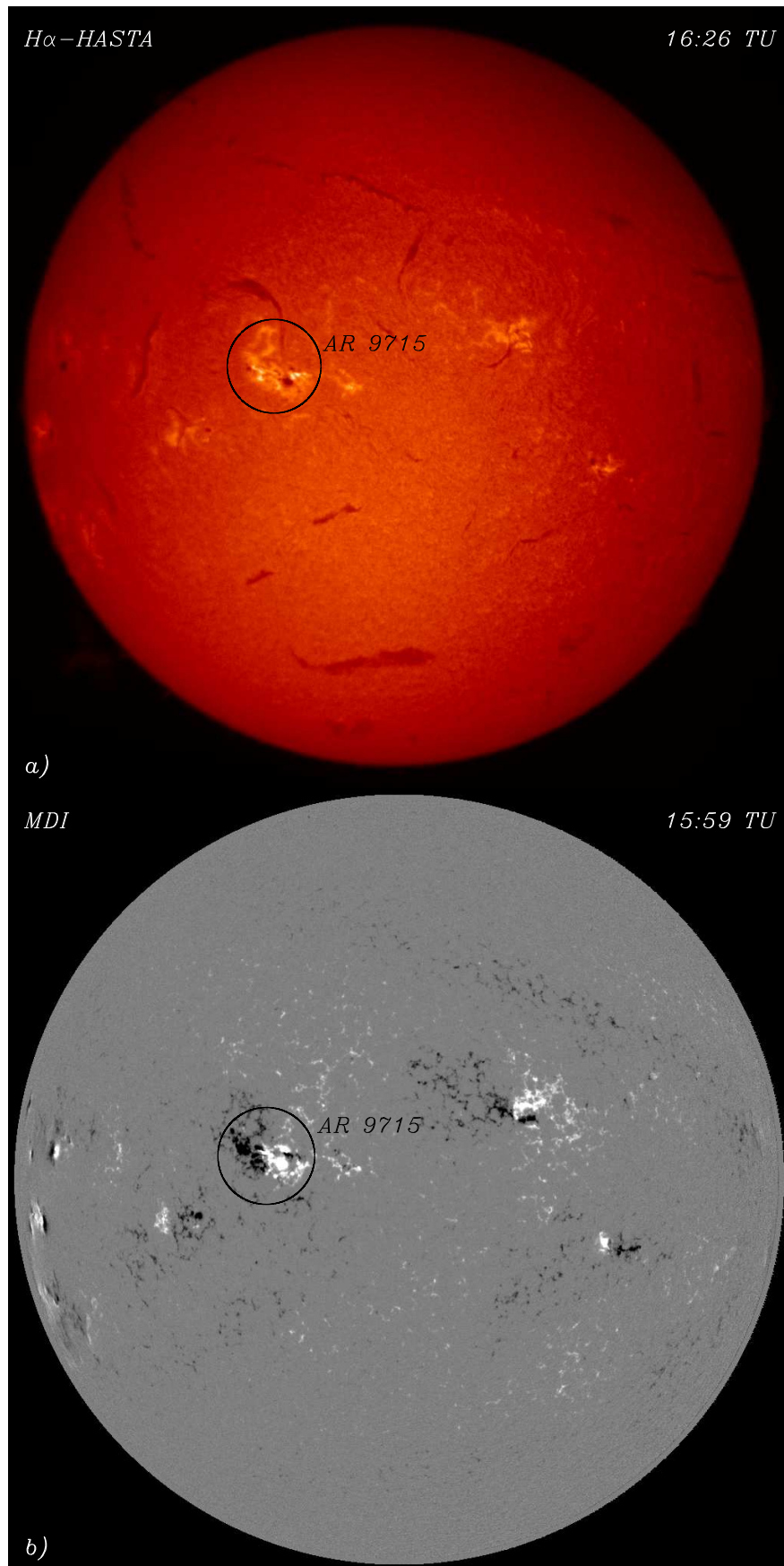


Figura 4.1: Ubicación de la región activa AR9715 sobre el disco solar el 28 de noviembre de 2001: a) Imagen en $H\alpha$ del HASTA b) Magnetograma del MDI.

4.2.1 La evolución fotosférica

El estudio del comportamiento dinámico del campo magnético de la región activa fue hecho usando magnetogramas del disco solar completo obtenidos por el MDI. Estos datos son el promedio de cinco magnetogramas con una cadencia de 30 s. Son construidos a razón de uno cada 96 minutos. El error en las densidades de flujo por pixel en el magnetograma promediado es de 9 G, y cada uno de los píxeles corresponde a un área promedio de $1.96 \times 10^{12} \text{ m}^2$ sobre el disco solar. Se construyó una secuencia temporal de imágenes desde la aparición de la región activa por el limbo oriental y por el término de siete días. Esta secuencia permitió identificar la emergencia de algunas concentraciones de flujo nuevas.

La Figura 4.2 muestra la componente del campo magnético en la línea de la visual en diferentes etapas de la evolución de la región activa. AR 9715 era principalmente bipolar cuando apareció en el limbo solar oriental (polaridades numeradas como 1 y 2 en la Figura 4.2). A medida que las dos polaridades principales comenzaron a difundir, bipolos nuevos emergieron en la porción este y en la porción oeste de la región activa. Puede distinguirse un bipolo emergente (en el panel central de la Figura 4.2), cuyas polaridades están numeradas como 3 y 4. Éstas se observaron por primera vez en la imagen del MDI de las 9:35 TU del 27 de noviembre. La interacción de este bipolo oriental con el campo de la región activa circundante puede haber originado los cuatro abrigamientos tenues que se encuentran presentes a lo largo de todas las observaciones en $H\alpha$ del 28 de noviembre.

Otros dos bipolos aparecieron en la porción oeste de la región activa. Uno de ellos, que emergió muy cercano a la polaridad precedente, corresponde a las polaridades 5 y 6 de la Figura 4.2. Este bipolo se ve por primera vez en la imagen de las 16:03 TU del 27 de noviembre. En particular, su polaridad positiva se unió con la porción norte de la polaridad positiva principal de la región activa, mientras que su polaridad negativa fue cancelada parcialmente por el flujo positivo principal (panel inferior de la Figura 4.2). El segundo bipolo emergente, con un campo más débil (polaridades 7 y 8), se observó por primera vez en la imagen de las 19:11 TU del 27 de noviembre. La interacción de estos dos bipolos con el campo preexistente de la región activa es lo que en principio podría haber ocasionado la fulguración y la eyección cromosférica subsiguiente. A medida que la región activa evolucionaba, se observó que las polaridades 5 y 6 decayeron en forma simultánea (alrededor del 30 de noviembre), indicando que las mismas probablemente pertenecían al mismo tubo de flujo emergente.

La Figura 4.3 muestra la evolución del flujo magnético correspondiente a la polaridad 5 y a las polaridades 6 y 8 en conjunto (ya que no pueden separarse en forma precisa los píxeles pertenecientes a una y a otra polaridad). Las curvas fueron cons-

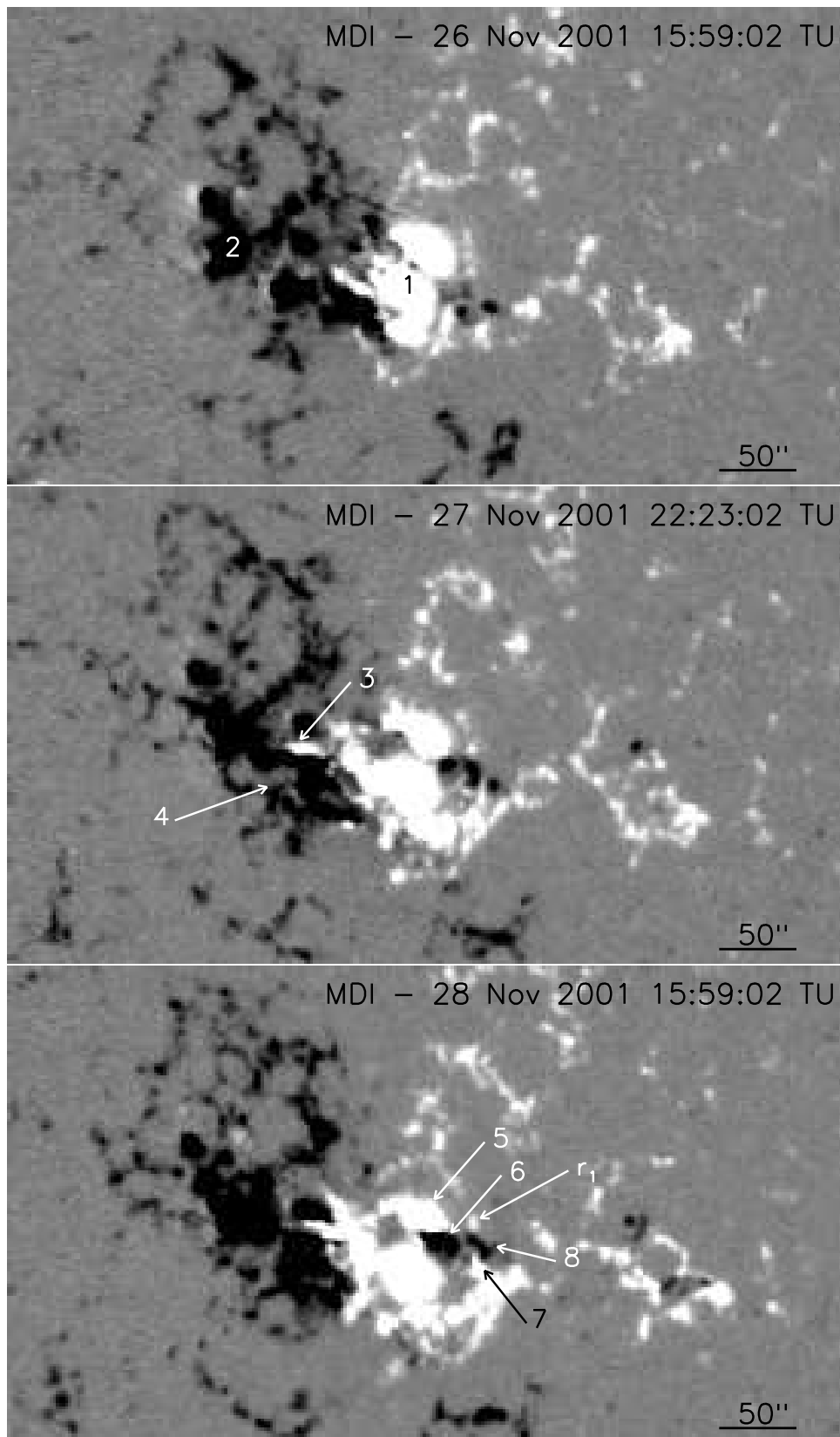


Figura 4.2: Componente en la línea de la visual del campo magnético a nivel de la fotosfera en AR 9715 desde el 26 de noviembre al 28 de noviembre de 2001. Las imágenes son secciones de las observaciones de disco completo del MDI cubriendo un área de 274×156 píxeles (1 píxel=1.9778"). Los datos, representados en escala de grises, están saturados por encima (debajo) de 200 G (-200 G).

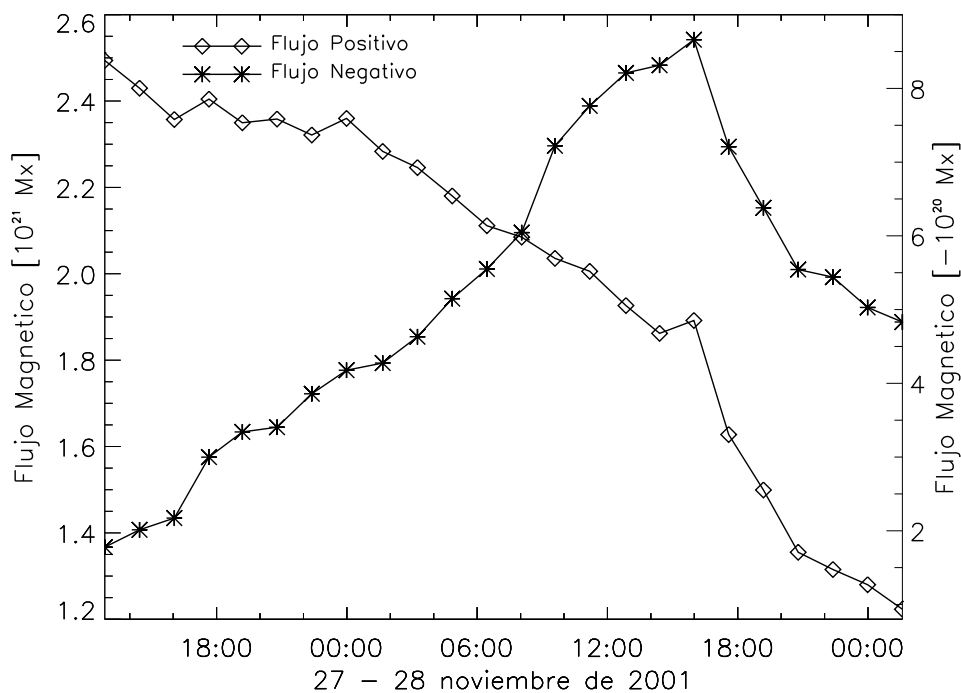


Figura 4.3: Evolución del flujo magnético para algunas polaridades en la región activa AR 9715. La curva con rombos corresponde a la polaridad 5, la cual se une con la polaridad 1 cuando esta se encontraba ya decayendo. La curva con estrellas muestra la evolución del valor absoluto del flujo de las polaridades negativas 6 y 8 en conjunto. El eje vertical izquierdo (derecho) corresponde a la polaridad positiva (negativa). Notar las diferentes escalas verticales

truidas incluyendo sólo los píxeles con valor absoluto del campo magnético superior a 10 G. El flujo negativo se incrementa desde el momento de su aparición y alcanza su valor máximo el 28 de noviembre a las 15:59 TU, lo que corresponde al magnetograma más cercano al tiempo de comienzo del evento analizado aquí. Después de alcanzar este máximo se ve un decrecimiento monótono para el flujo negativo. El comportamiento de la curva de flujo positivo es más complicado. Se observa un decaimiento global, lo cual es lógico si se considera que la región activa tiende a difundir flujo magnético; sin embargo, esta curva muestra un máximo local al mismo tiempo que la curva de flujo negativo alcanza su máximo valor absoluto. Este es justamente el comportamiento que debería esperarse si la polaridad 5 emergiera junto con la polaridad 1 y se uniera con esta.

4.2.2 La evolución cromosférica

Se llevaron a cabo observaciones en $H\alpha$ por medio del telescopio HASTA, las cuales cubrieron el período desde las 11:12 TU hasta las 21:58 TU. Durante este período la región activa AR 9715 mostró diferentes niveles de actividad, como ya ha sido mencionado.

A lo largo de toda la observación realizada con el HASTA el 28 de noviembre fue

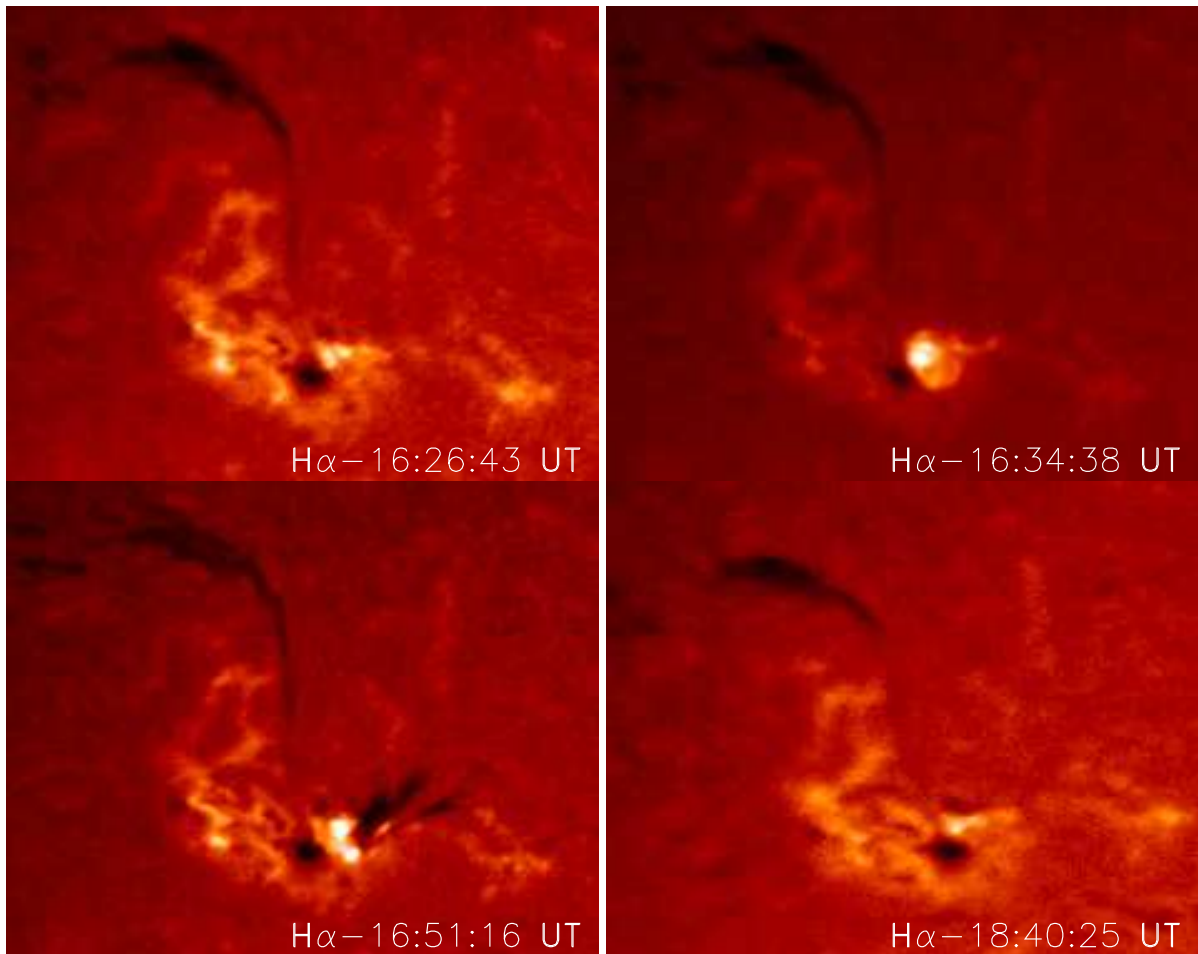


Figura 4.4: La evolución cromosférica como fue observada por el telescopio HASTA. En el panel superior izquierdo se observan los dos núcleos occidentales, más intensos, junto con los cuatro orientales. El panel superior derecho muestra el abrigantamiento de los dos núcleos más intensos en los momentos iniciales del evento, la saturación de la imagen hace imposible la resolución por separado de dichos núcleos. En el panel inferior izquierdo puede verse la eyección de masa cromosférica minutos después de su partida. El panel inferior derecho muestra el aspecto de la región activa horas después de la fulguración.

posible distinguir dos núcleos, los cuales coinciden espacialmente con las polaridades 1 y 6. La intensidad de estos dos núcleos siempre fue mayor que la de los cuatro núcleos más orientales, y alcanzaron sus mayores valores de intensidad durante la fulguración hacia las 16:34 TU.

A medida que la fulguración fue evolucionando, los abrigantamientos en $H\alpha$ fueron elongándose hacia el oeste superponiéndose a la polaridad 7 (en su porción más septentrional), a parte de la polaridad 8 y a una pequeña concentración de flujo positivo al oeste de la polaridad 5 que se ha identificado como r_1 en la Figura 4.2.

Hacia las 16:42 TU es posible observar en las imágenes del HASTA (ver panel in-

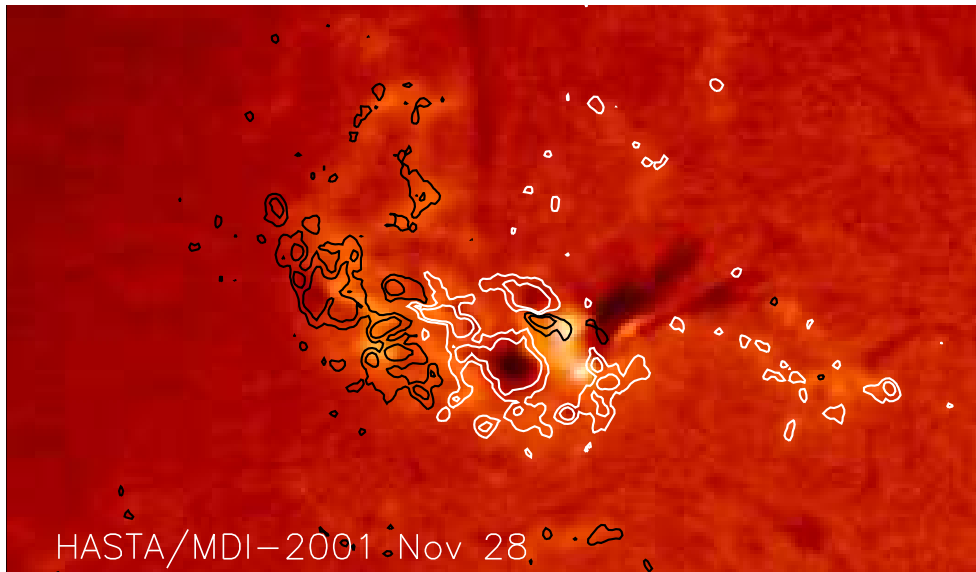


Figura 4.5: Superposición de la imagen del HASTA de las 16:51:16 TU con el magnetograma del MDI de las 15:59 TU. El lugar de salida de la eyección de masa cromosférica y la polaridad 7 coinciden.

ferior izquierdo de la Figura 4.4) la eyección de material cromosférico oscuro hacia el noroeste. No se pudo determinar el tiempo de inicio de tal eyección ya que las imágenes anteriores a las 16:42 TU están dominadas por los abrillantamientos de la fulguración. La eyección comenzó a observarse después de la hora final de las curvas de luz mostradas en la Figura 4.7. Tomando en cuenta el rango de velocidades en la línea de visión de las eyecciones cromosféricas de masa (ver referencias en la introducción de este capítulo), la extensión de la eyección en la imagen en $H\alpha$ de las 16:42:54 TU ($\approx 3 \times 10^4$ km) y suponiendo que el rango de velocidades es también válido para la proyección de la eyección sobre el disco solar, se estimó el tiempo de salida de la eyección por extrapolación inversa. Básicamente, se tomaron las imágenes en $H\alpha$ del HASTA entre las 16:42:54 y las 16:58:52 TU, midiendo sobre ellas el tamaño de la eyección (el cual paulatinamente fue aumentando). Luego se determinó la velocidad del frente de la eyección ajustando una recta a los pares de datos representando la longitud de la eyección y el instante de tiempo correspondiente a esta longitud. Se obtuvo un buen coeficiente de correlación lineal para los datos ($r = 0.989$), una velocidad de 60 ± 7 km/s para el frente de la eyección y, a partir de esto, un horario de salida para la eyección de 16:34 TU, con una incerteza aproximada de 1 min en la determinación, debida a la resolución espacial del HASTA. Del coalineamiento de las imágenes del HASTA y del MDI se observó que la base de la eyección coincidió con la polaridad 7 (ver Figura 4.5). El material cromosférico adoptó una forma curvada hacia abajo y fue observable en las imágenes del HASTA hasta aproximadamente las 17:00 TU.

Al norte de la región activa se observó un gran filamento en las imágenes en $H\alpha$,

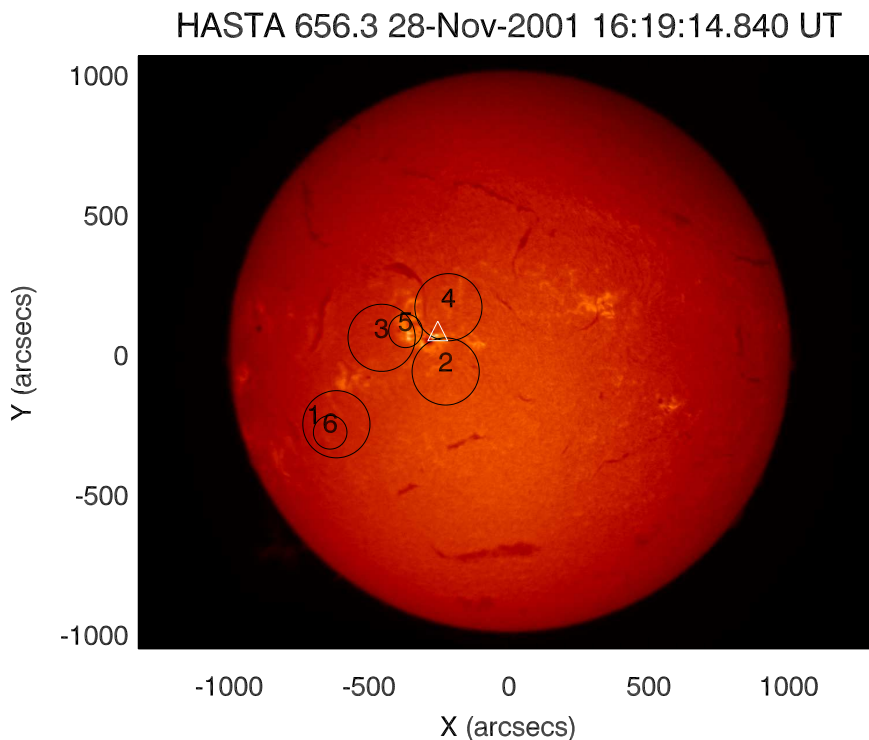


Figura 4.6: Ubicación de los haces del SST sobre una imagen en $H\alpha$ del HASTA. El triángulo muestra la ubicación calculada del centroide de emisión submilimétrica.

que pudo también verse en las imágenes en el ultravioleta lejano del EIT (ver el panel superior de la Figura 4.9). Se observó que este filamento cambió de forma y se movió durante la fulguración (comparar el primer y último panel de la Figura 4.4).

4.2.3 Observaciones en longitudes de onda submilimétricas

El SST obtuvo datos del evento en 212 GHz y 405 GHz. Durante el 28 de noviembre en el horario de la fulguración, la proyección en el cielo del haz 5 del SST se mantuvo centrada sobre la región activa AR 9715, mientras que la ubicación de los haces 2-4 varió con el tiempo pero siempre manteniéndose sobre la región activa (ver Figura 4.6). El haz 1 se mantuvo sobre una región de sol tranquilo y el haz 6 estaba inactivo. Durante las observaciones se tuvieron muy buenas condiciones atmosféricas, lo que dió como resultado valores bajos de opacidad atmosférica cenital, alrededor de 0.14 nepers para 212 GHz y aproximadamente 0.7 nepers para 405 GHz, estos fueron los valores utilizados para corregir la atenuación atmosférica.

Para minimizar la influencia atmosférica en los datos (por variación en el tiempo de

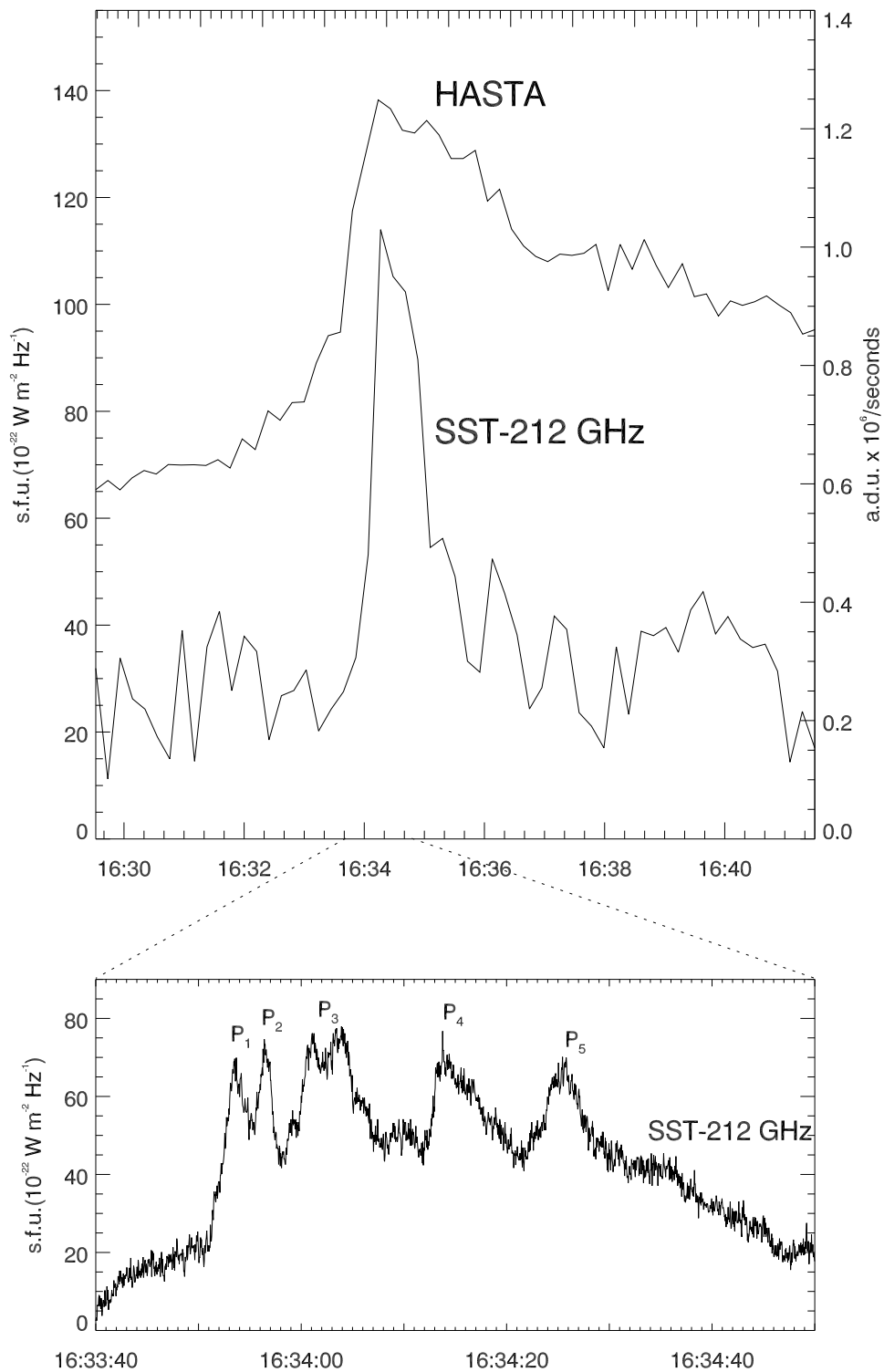


Figura 4.7: Una comparación de las curvas de luz submilimétrica y $H\alpha$. El gráfico superior representa las curvas de luz del HASTA y del SST (1 ms de resolución temporal) promediada para ajustarse a la resolución temporal de los datos en $H\alpha$ del HASTA (12 s). El eje vertical izquierdo corresponde a las observaciones del SST y el derecho a las del HASTA (donde ADUs significa *analogue-to-digital-units*). El gráfico inferior es un detalle de las observaciones del SST promediadas cada 40 ms entre las 16:33:40 TU y las 16:34:50 TU.

la absorción) se ha usado la técnica de *beam-switching*, presentada en el apartado 3.2.1. De este modo también se remueve la contribución del sol tranquilo, que, a una dada frecuencia, debe ser similar en los diferentes haces. Esto también mejora la determinación del nivel de emisión previo a la fulguración. Para este evento en particular no fue posible usar esta técnica con los datos en 405 GHz porque el canal 6 se encontraba inactivo. Tomando en cuenta las incertezas en la determinación de los diferentes parámetros (calibración de la temperatura de antena, eficiencia de apertura, forma y posición de los haces, etc.) un valor razonable para la incerteza relativa en los valores de densidad de flujo calculados es del orden de $\pm 30\%$.

El gráfico superior de la Figura 4.7 muestra el perfil temporal en 212 GHz del SST junto con la curva de luz en $H\alpha$. Los datos del SST se han promediado para coincidir con la resolución temporal de los datos en $H\alpha$ (12 s). En la parte impulsiva de la fulguración se observa que ambas curvas evolucionan en forma muy similar. Se encontró que durante el intervalo de tiempo que va de las 16:33:40 TU a las 16:34:10 TU (dentro del cual se alcanza el máximo en ambas longitudes de onda) la pendiente del incremento de la emisión fue la misma, dentro de los márgenes de error observacionales.

El evento en radio muestra una forma muy estructurada (ver el panel inferior de la Figura 4.7) en la que se distinguen claramente cinco pulsos con duraciones entre 1 s y 5 s. La separación temporal entre los pulsos es inferior a los 12 s, la resolución temporal del HASTA, haciendo imposible la observación de los mismos en la curva de luz correspondiente a la emisión en $H\alpha$. Para cada uno de estos picos se calculó la posición de la fuente o centroide de emisión, siguiendo el procedimiento indicado en el apartado 3.2.2, encontrándose que la dispersión de dichas posiciones es inferior a $10''$, es decir unos 7000 km.

No se observó emisión de radio significativa por encima del nivel de ruido en 405 GHz durante la fase impulsiva, por lo que se adoptó el valor de 30 u.f.s. para esta frecuencia como un límite superior para la emisión. Esta es la desviación estándar de la densidad de flujo.

La emisión en microondas fue registrada por el Owens Valley Solar Array (OVSA). Con estos datos se pudo determinar el espectro en frecuencia durante el pico de la fase impulsiva. El OVSA es un interferómetro de ocho elementos que opera en cuarenta frecuencias distintas desde 1.2 hasta 18 GHz. En este trabajo se utilizaron los datos de la antena 7, que por tener menor tamaño es del tipo *total flux*, es decir, observa el Sol completo sin perder flujo. La resolución temporal de los datos del OVSA es de 8 s, bastante pobre comparada con la del SST, pero su resolución espectral en microondas es muy buena. Los perfiles temporales de la emisión en las diferentes frecuencias del OVSA muestran un pico impulsivo con valores de densidad de flujo máxima que van de los 250

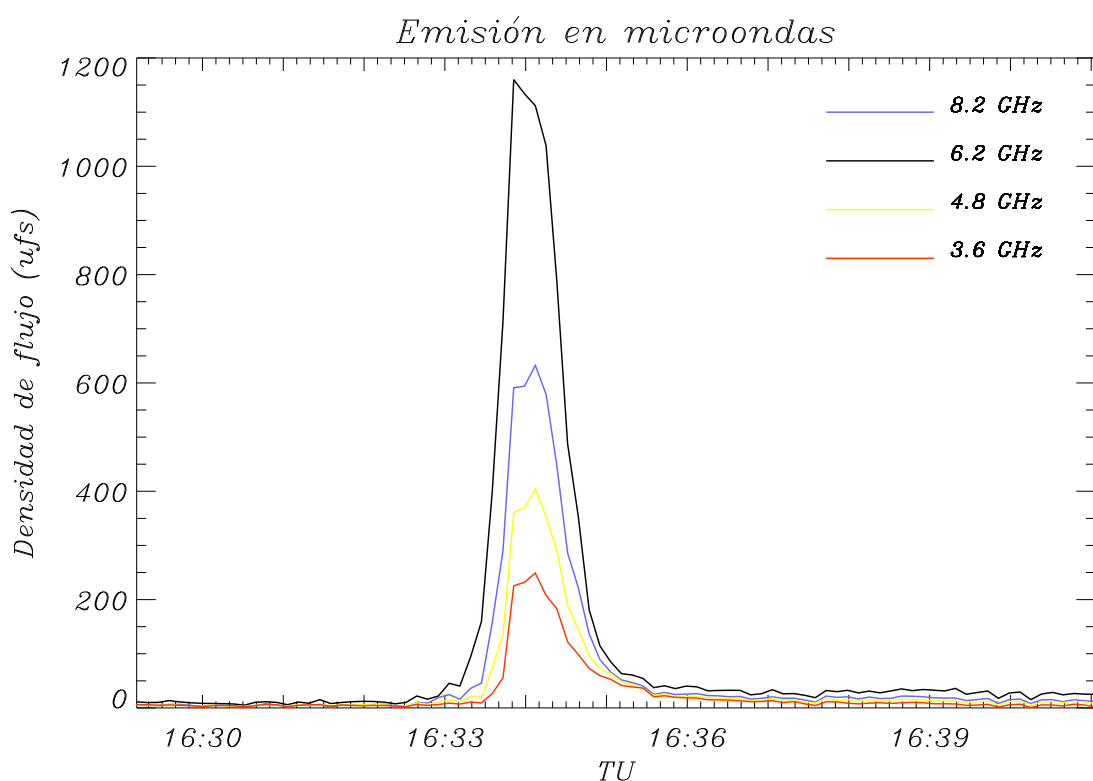
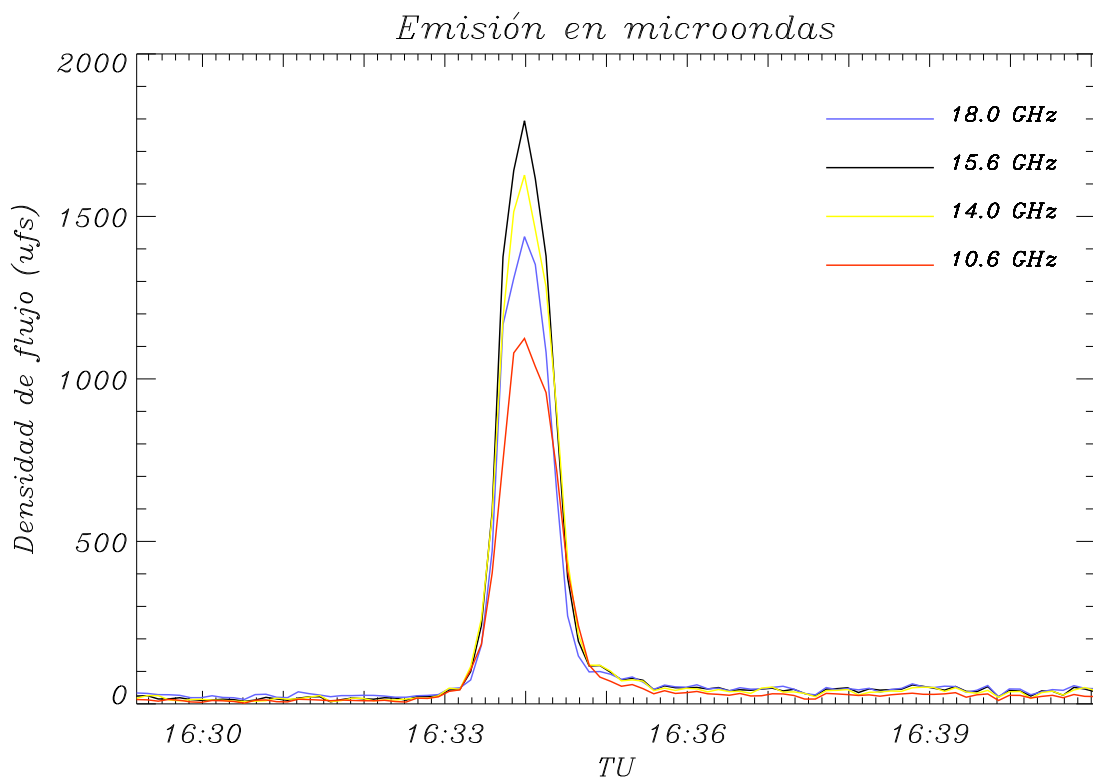


Figura 4.8: Perfiles temporales de la densidad de flujo para las frecuencias de 18.0 GHz, 15.6 GHz, 14.0 GHz y 10.6 GHz en el panel superior; y para las frecuencias 8.2 GHz, 6.2 GHz, 4.8 GHz y 3.6 GHz en el panel inferior. Los datos de OVSA tienen una resolución temporal baja (~ 8 s), pero su resolución espectral es la mejor dentro de los instrumentos solares que observan en microondas.

u.f.s. en 1.2 GHz a 1800 u.f.s. en 15.6 GHz, coincidente temporalmente con el pico en 212 GHz, dentro de la resolución temporal del OVSA. En la Figura 4.8 se muestran los perfiles temporales de la densidad de flujo para algunas frecuencias seleccionadas en microondas.

4.3. Análisis de los datos

Usando magnetogramas del MDI y la información cromosférica, proporcionada por las imágenes del HASTA, y coronal, de las imágenes del EIT, fue posible realizar la reconstrucción del campo magnético coronal.

Con la información espectral en radio y usando la topología magnética inferida, se modeló el espectro de emisión en radio como el correspondiente a dos fuentes giro-sincrotrónicas homogéneas.

Los resultados se muestran en los siguientes dos apartados.

4.3.1 Modelo de campo magnético coronal

Las observaciones coronales, como las proporcionadas por el Extreme ultraviolet Imaging Telescope [Delaboudinière *et al.*, 1995, SoHO-EIT], permiten la identificación de arcos magnéticos que son calentados significativamente y, por lo tanto, son más densos y calientes que el medio circundante. Sin embargo, para comprender el origen de la emisión descrita en los apartados anteriores, se necesita información adicional sobre las conectividades de las estructuras magnéticas coronales y sus posibles cambios a lo largo del evento. Esta información puede ser suministrada por un modelo de campo coronal.

Se calculó el campo magnético coronal bajo la suposición de campo libre de fuerzas lineal ($\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$ con $\alpha = \text{constante}$), usando el método de la transformada rápida de Fourier (ver apartado 1.3.2). El modelo tomó en cuenta la transformación de coordenadas de la localización de la región activa al centro del disco [Mandrini *et al.*, 1996, Démoulin *et al.*, 1997].

Se tomó como condición de contorno para el modelo el magnetograma del MDI más cercano en tiempo a la fulguración. El valor del parámetro α se determina a partir del mejor ajuste a los arcos observados por el EIT en 195 Å a un dado tiempo (ver panel superior de la Figura 4.9). Ya que durante la fulguración las imágenes del EIT se saturaron de forma tal que los arcos se tornaron indistinguibles, se tomó la imagen del EIT no saturada más cercana en tiempo al magnetograma del MDI ($\approx 15:36$ TU) para realizar el ajuste de los arcos. El valor de α se calcula a través de un proceso iterativo: en primer lugar se calcula el campo coronal suponiendo un dado valor de α ; luego, se

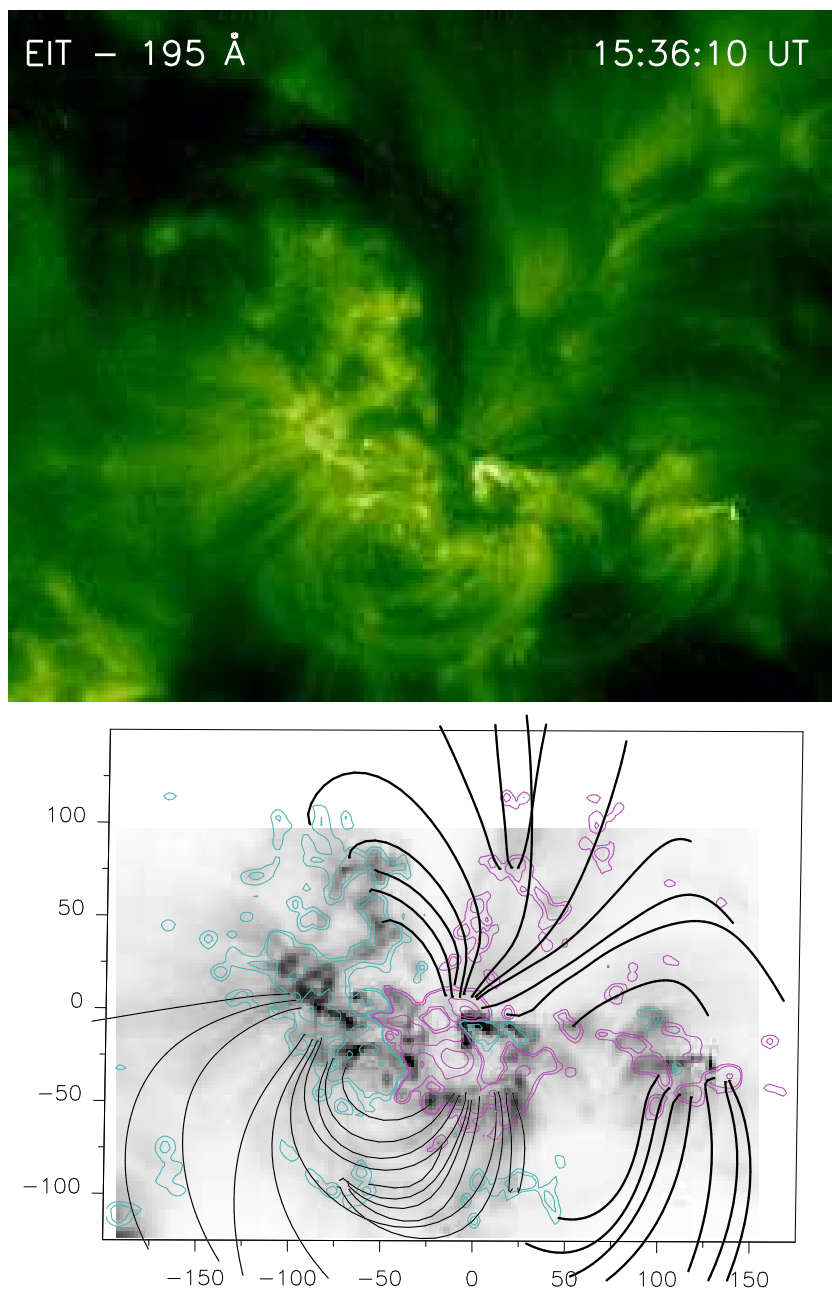


Figura 4.9: Observaciones en 195 Å del EIT y modelo del campo magnético. El panel superior muestra una imagen del EIT correspondiente a las 15:36 TU. Se pueden ver claramente algunos arcos coronales en ese momento en ausencia de fulguración. Parte de la misma imagen se muestra en el panel inferior (en intensidad invertida) junto con curvas de nivel del MDI (± 50 , 100, 500, y 1000 G) los valores positivos (negativos) están dibujados con líneas rosa (azul). Se han superpuesto algunas líneas de campo magnético siguiendo la forma de los arcos mostrados por el EIT (las líneas negras delgadas han sido calculadas usando $\alpha = -0.06 \text{ Mm}^{-1}$ mientras que para las gruesas se ha usado $\alpha = -0.09 \text{ Mm}^{-1}$). La figura muestra la conectividad de las líneas de campo superpuestas a la línea neutra a lo largo de la cual yace el filamento.

calcula la distancia media entre los arcos observados por el EIT y las líneas de campo calculadas más cercanas. Finalmente, a través de sucesivos pasos, se selecciona el valor de α que da el mejor ajuste global, es decir, el que minimiza la distancia media (para una discusión sobre el tema ver Green et al. [2002])

Se encontró que al menos se necesitan dos valores de α para ajustar en forma adecuada los arcos observados por el EIT; el mayor en valor absoluto ($\alpha = -0.09 \text{ Mm}^{-1}$) da una mejor concordancia con los arcos al norte de la región activa, mientras que el menor ($\alpha = -0.06 \text{ Mm}^{-1}$) ajusta mejor los arcos meridionales. Esta diferencia en el valor de α en principio puede ser explicada por el hecho de que la torsión magnética es mayor en regiones en las que se encuentran filamentos, como es el caso de la porción noroeste de la región activa AR 9715 (obsérvese la Figura 4.4).

Una vez que se ha determinado el modelo de campo magnético coronal, es posible analizar la conectividad magnética en la vecindad de los núcleos de la fulguración. El conjunto de líneas de campo que unen las polaridades 5 – 6, pertenecientes a uno de los nuevos bipolos emergentes al oeste de la región activa (ver Figura 4.10), pudo haber interactuado con líneas de campo con origen en el campo preexistente de la región activa (líneas gruesas azules ancladas en la polaridad 1 en el panel superior de la Figura 4.10). Es probable que esta interacción haya comenzado mucho tiempo antes que la fulguración durante el 28 de noviembre, hecho que se evidencia por la presencia de dos abrillantamientos en las primeras imágenes del día en $H\alpha$ obtenidas por el HASTA. A medida que 5 – 6 continuaron emergiendo más rápidamente, esta interacción pudo haber dado lugar a la fulguración impulsiva.

Como resultado del proceso de reconexión magnética descrito, se deduce que la energía pudo haber sido liberada a muy bajas alturas atmosféricas, teniendo en cuenta la baja altura de los arcos reconectados obtenidos a partir de la reconstrucción magnética. En principio, la interacción del bipolo formado por las polaridades 5 y 6 con el campo circundante de la región activa dió origen a dos núcleos de fulguración muy intensos, impulsivos y con una ubicación muy localizada. Estos núcleos yacen sobre las polaridades 6 y 1, y es posible observar que parte del núcleo en $H\alpha$ más al norte se superpone con la polaridad 5 (teniendo en cuenta que el error de alineación entre las imágenes del HASTA y del MDI es del orden de ± 1 píxel del HASTA, es decir $\pm 2.07''$). La energía liberada en este proceso de reconexión va por un lado a los arcos densos y bajos, y por otro a las líneas de campo ascendentes y muy extendidas ancladas a la polaridad 5 (ver las líneas gruesas rojas en el panel inferior de la Figura 4.10). A lo largo de estas líneas no se observó ningún material cromosférico eyectado.

Se identificó otra interacción vía reconexión magnética entre el bipolo formado por las polaridades 7 y 8 y el campo magnético preexistente de la polaridad 1 (r_1 en la

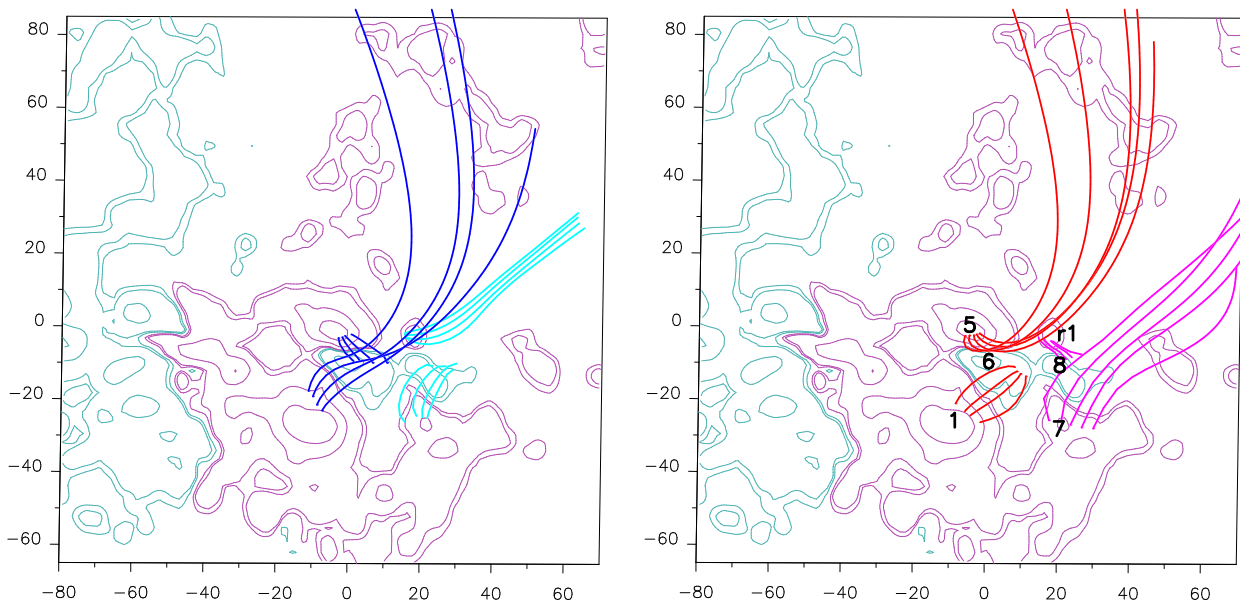


Figura 4.10: Modelo de campo magnético de la región activa 9715. El panel izquierdo representa las conectividades magnéticas antes de la fulguración. Se han calculado líneas magnéticas ancladas en las polaridades (5 – 6, líneas gruesas azules, y 7 – 8, líneas gruesas celestes) pertenecientes a los dos bipolos emergentes localizados al oeste de la región activa. A medida que los bipolos emergieron interactuaron, vía reconexión magnética, con el campo magnético preexistente (líneas de campo partiendo de la polaridad 1, líneas azules, y de r_1 , líneas celestes) que conectan a regiones fuera de la región activa estudiada. El panel derecho representa las conectividades luego que ha ocurrido la reconexión magnética. Un conjunto de líneas de campo reconectadas une ahora las polaridades 1 y 6 (líneas gruesas rojas) y las polaridades r_1 y 8 (líneas gruesas rosas); los otros dos conjuntos de líneas se encuentran anclados en 5 (líneas gruesas rojas) y 7 (líneas gruesas rosas) y se extienden fuera de la región activa. Puede notarse que la forma de estas líneas de campo muy extendidas concuerda con la forma de la eyección de masa cromosférica observada en $H\alpha$. Las curvas de nivel del campo corresponden a $\pm 50, 100, 500$ y 1000 G; los valores positivos (negativos) del campo se muestran en rosa (azul).

Figura 4.10). Al evolucionar la fulguración se observó que los núcleos en $H\alpha$ se extendieron hacia el oeste, cubriendo las polaridades 7 y 8 y parcialmente r_1 (tomando en cuenta los errores de alineación). De acuerdo a las imágenes del HASTA, se produjo una eyección cromosférica de masa desde la polaridad 7, la cual se hace visible en $H\alpha$ hacia las 16:42 TU. La forma de las líneas de campo muy extendidas ancladas en la polaridad 7 (líneas gruesas rosas en el panel inferior de la Figura 4.10) coincide con la del material cromosférico oscuro observado en $H\alpha$. El alargamiento de los núcleos en $H\alpha$ hacia el oeste podría indicar que la energía liberada en este proceso de reconexión podría ir hacia los arcos bajos y densos (probablemente cromosféricos) que unen las polaridades 8 y r_1 y, al mismo tiempo, podría dar origen a la eyección cromosférica observada.

4.3.2 El espectro en radio

El espectro en radio durante el momento del pico impulsivo muestra dos máximos, entre 14 y 16.5 GHz y entre 8 y 12 GHz (Figura 4.11). Estos dos máximos en el espectro pueden haberse producido dentro del mismo arco magnético en sitios con diferente intensidad de campo, por ejemplo en la cima y en los denominados pies del arco. Esto indicaría inhomogeneidad en la fuente emisora, pero si se piensa en la existencia de una única fuente emisora es de esperarse una variación continua en la intensidad del campo, desde los pies a la cima. El efecto, observado en los cálculos teóricos, que produce la existencia de un campo que varía continuamente a lo largo del arco es el achatamiento de la parte ópticamente gruesa del espectro [Klein *et al.*, 1986, Lee *et al.*, 1994, de Aguiar Simões & Costa, 2006].

Como puede observarse en la Figura 4.11, la parte ópticamente gruesa del espectro durante el pico de emisión se ajusta bien usando un modelo de giroemisión de una fuente homogénea. Por lo tanto, ya que del análisis de la topología magnética se dedujo que probablemente la reconexión magnética haya ocurrido en dos sitios separados, se decidió modelar la emisión girosincrotrónica como la composición de dos fuentes homogéneas, donde los electrones fueron acelerados y luego emitieron radiación en su camino en espiral descendente a lo largo de los arcos magnéticos. Se consideraron dos escenarios diferentes: (1) las dos fuentes no se superponen a lo largo de la línea de la visual (Modelo 1), y (2) las fuentes se superponen parcialmente (Modelo 2). Si las fuentes se superponen en la línea de la visual, sólo la emisión más externa puede ser vista desde la Tierra en el régimen ópticamente grueso, mientras que la suma de las dos emisiones da origen al régimen ópticamente delgado. Si las fuentes no se superponen, luego la emisión total está compuesta por la radiación proveniente de ambas fuentes. Si se contase con imágenes en radio (como las proporcionadas por el Radioheliógrafo Nobeyama [Nakajima *et al.*, 1994]) se podría discriminar entre estos dos escenarios; sin embargo, no se cuenta con este tipo de datos.

En el ajuste del espectro se han considerado los dos escenarios y se obtuvieron dos conjuntos de parámetros para la fuente emisora. Los resultados se muestran en la Tabla 4.1, donde los parámetros corresponden a emisión girosincrotrónica de fuentes homogéneas [Ramaty, 1969].

No se observaron diferencias significativas entre los dos modelos. Los tamaños de fuente en ambos casos fueron de alrededor de 10". En vista de esto último y de un análisis de la Figura 4.10, puede concluirse que las fuentes no pudieron hallarse superpuestas, ya que la distancia entre los arcos reconectados es de alrededor de 30". Entonces se rechaza el Modelo 2 y se consideran los resultados del Modelo 1 únicamente. La intensidad baja del campo magnético de la fuente 1 es responsable de la baja frecuencia

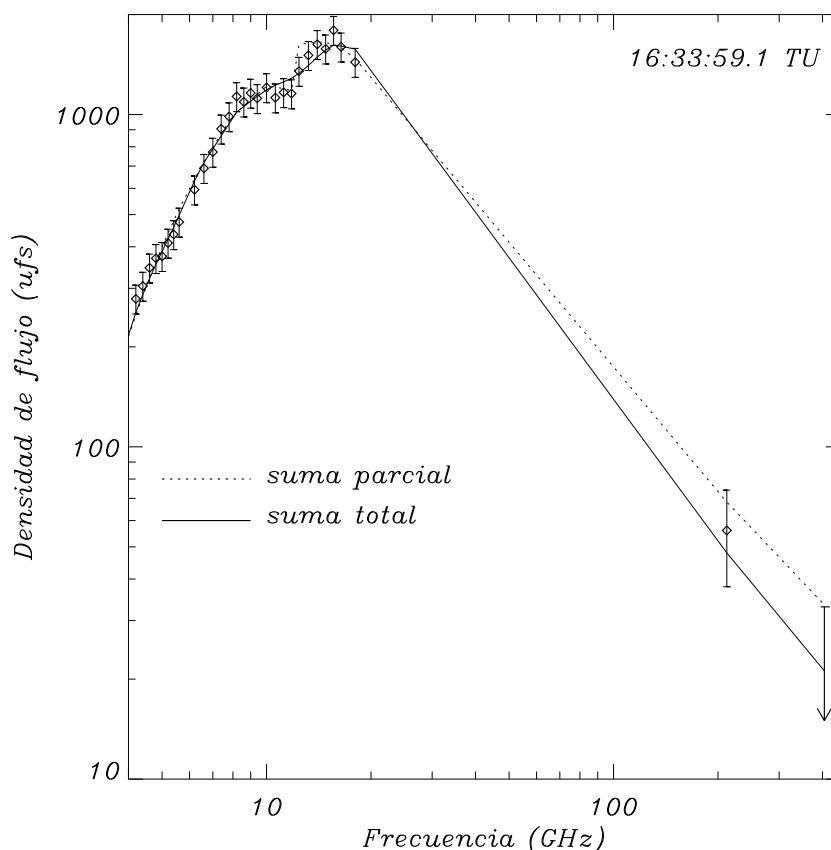


Figura 4.11: Radio espectro instantáneo durante el máximo de emisión (16:33:59 – 16:34:08 TU). Los rombos corresponden a los datos observados, mientras que la línea continua al Modelo 1 y la línea punteada al Modelo 2. Los valores de los parámetros que proveen el mejor ajuste a los datos se muestran en la tabla al pie de esta página.

Parámetros	Modelo (1)		Modelo (2)		Unidades
	Fuente 1	Fuente 2	Fuente 1	Fuente 2	
δ	3.1	3.5	2.95	3.45	
n_e	1.6	7.2	2.1	6.0	$\times 10^9 \text{ cm}^{-3}$
E_0	0.027	0.025	0.032	0.010	MeV
E_f	100	100	100	100	MeV
B	185	565	180	610	G
A	10.5	9.0	9.5	8.2	segundos de arco
θ	27	20	22	29	grados
N_T	6.79	22.4	8.9	18.3	$\times 10^{34}$

Tabla 4.1: Parámetros derivados del ajuste espectral en microondas. δ corresponde al índice electrónico, n_e a la densidad numérica de los electrones acelerados con energía $E > E_0$, E_0 y E_f son las energías de corte inferior y superior, respectivamente, B es el campo magnético de la fuente, A es el área emisora, θ es el ángulo entre la línea de la visual y la dirección del campo magnético y N_T es el número de electrones acelerados.

para la que se produce el primer pico en el espectro (~ 10 GHz), mientras que la mayor intensidad del campo magnético de la fuente 2 produce un segundo pico en el espectro alrededor de los 15 GHz. Analizando la conectividad del campo magnético, se concluye que la fuente 2 podría corresponder a los arcos reconectados asociados con la fulguración, mientras que la fuente 1 podría corresponder a los arcos reconectados asociados con la eyección de masa cromosférica. La parte ópticamente delgada de la fuente 1 no se observa prácticamente porque la emisión de la fuente 2 prevalece en este rango de frecuencias. En el régimen ópticamente grueso se observa un excelente ajuste del espectro, lo cual puede considerarse como una indicación de que el modelo de fuente homogénea propuesto es apropiado. Las intensidades de campo magnético utilizadas en el Modelo 1 son consistentes con los valores absolutos del campo magnético obtenidos para el conjunto de arcos reconectados en el modelo de campo magnético coronal. Los ángulos de visión son de alrededor de 25° , estos valores concuerdan con los calculados a partir de las líneas de campo del modelo magnético que representan los arcos reconectados; es decir, del modelo de campo magnético se pudo obtener una idea bastante acertada del ángulo entre el vector campo magnético y la línea de la visual. La fuente 1 presenta una distribución electrónica más dura (es decir, el parámetro δ es menor, lo que hace más importante la contribución de electrones de mayor energía) que la fuente 2. Sin embargo, hay que tener en cuenta que el valor de δ de la fuente 2 no puede ser fehacientemente determinado, teniendo en cuenta que en el régimen ópticamente delgado prevalece la emisión de la fuente 1.

El espectro observado no muestra evidencia de supresión de emisividad a frecuencias por arriba de 4 GHz. Se obtuvo un límite superior para la densidad del plasma ambiente en la fuente suponiendo que la frecuencia de Razin – Tsytovich (frecuencia de supresión) para electrones medianamente relativistas [Dulk, 1985], $\nu_R[\text{Hz}] = \nu_P^2/\nu_B \sim 29n[\text{cm}^{-3}]/B[\text{G}]$, es menor que 1.2 GHz, la menor frecuencia observada en microondas. El límite superior obtenido para la densidad ambiente N_{med} es $4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Aunque la mayoría de las fulguraciones comienza con una fase impulsiva debida a la emisión de partículas aceleradas, seguida por una fase gradual como reacción del ambiente a la interacción con estas partículas, no se ha observado una fase gradual en este evento aún a longitudes de onda submilimétricas donde es más fácil de observarse (ver por ejemplo Trotter et al., 2002 y Lüthi et al., 2004). La densidad del plasma derivada parece ser muy baja para producir una emisión significativa por medio de bremsstrahlung térmico. Si se considera 30 u.f.s. como un límite superior para la densidad de flujo en 405 GHz, y que a esta frecuencia la emisión es ópticamente delgada, se obtiene la siguiente fórmula aproximada para la densidad de flujo esperada

$$F_\nu(405 \text{ GHz}) \approx \frac{0.4k_B}{c^2}(N_{\text{med}}^2 L \Omega) \frac{1}{\sqrt{T}} \quad ,$$

donde c es la velocidad de la luz, k_B es la constante de Boltzmann, Ω y L son el tamaño de la fuente térmica en segundos de arco y su profundidad en centímetros, respectivamente,

y T es la temperatura del plasma en K. Suponiendo valores típicos para $\Omega = 60''$ y $L = 10^9$ cm, y substituyendo estos valores junto con el valor previo obtenido para N_{med} , se llega a un valor mínimo para la temperatura de la fuente térmica $T \gtrsim 4.5 \times 10^6$ K.

4.4. Evaluación del proceso de aceleración de partículas

Como ya se ha expresado en el Capítulo 2, el modo más simple de calentar y acelerar electrones en una fulguración probablemente sea el calentamiento Joule en uno o más canales de corriente, y la aceleración de los electrones en esos mismos canales de corriente a través de un campo eléctrico continuo. Estos mecanismos están de acuerdo con la mayoría de los modelos teóricos de fulguraciones [Priest, 1981]. Además, este mecanismo de aceleración y calentamiento permite relacionar directamente el número y energía de los electrones acelerados con el calentamiento del plasma térmico.

En la Figura 4.12 se observa la evolución del flujo en rayos X blandos observada por el Geosynchronous Operational Environmental Satellite (GOES 12). Los canales graficados corresponden al rango de energías 1.6 – 12 keV (1 – 8 Å) y 3 – 25 keV (0.5 – 4 Å). La resolución temporal de los datos, 3 s, es la mayor disponible para las observaciones solares en rayos X blandos.

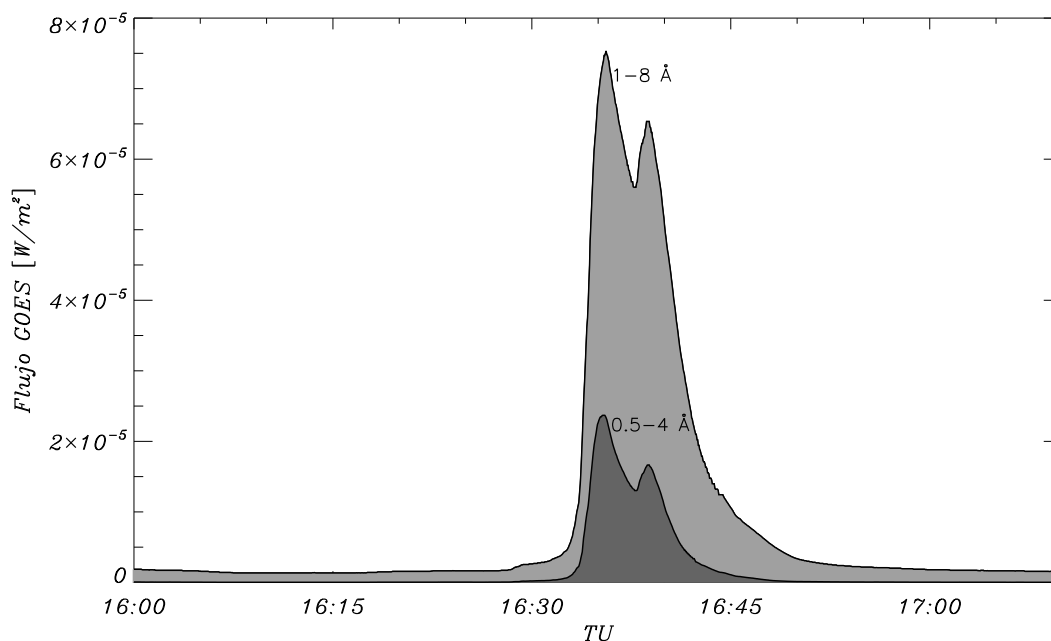


Figura 4.12: El flujo en rayos X blandos medido por el GOES. Se ilustran las bandas de energía de 1.6 – 12 keV (1 – 8 Å) y 3 – 25 keV (0.5 – 4 Å) como función del tiempo. La resolución temporal de los datos es de 3 s, la más alta disponible para este tipo de datos.

A partir del flujo observado en las dos bandas de energía en rayos X blandos, se obtuvo

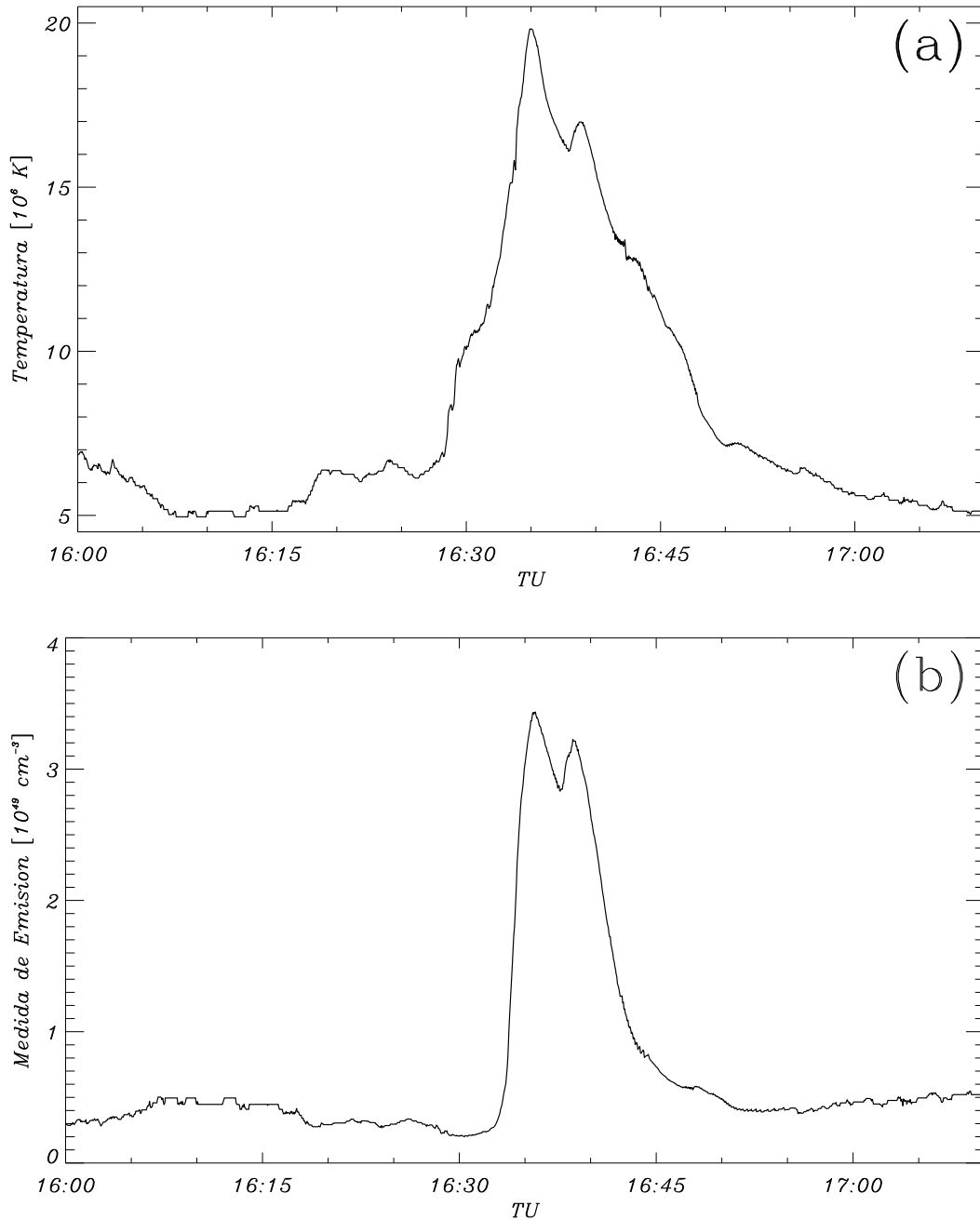


Figura 4.13: La temperatura (a) y la medida de emisión (b), derivados de los datos de rayos X blandos del GOES bajo la suposición de que el plasma es isotérmico, se grafican como función del tiempo.

la medida de emisión (EM) y la temperatura del plasma emisor (T). Para ello se usaron las expresiones obtenidas por Thomas et al. [1985] y la base de datos CHIANTI de niveles energéticos atómicos, longitudes de onda y datos radiativos y de excitación electrónica para iones con abundancia significativa en plasmas cósmicos [Dere et al., 1997]. Los resultados de temperatura, los cuales se calculan teniendo en cuenta la suposición de que el plasma es isotérmico, se muestran en la Figura 4.13(a), mientras que la medida de emisión calculada se muestra en la Figura 4.13(b). De la observación de estas curvas puede decirse que la temperatura crece en forma más gradual que la medida de emisión, y que lo hace desde aproximadamente unos 5 minutos antes ($\sim 16:26$ TU) acompañando lo

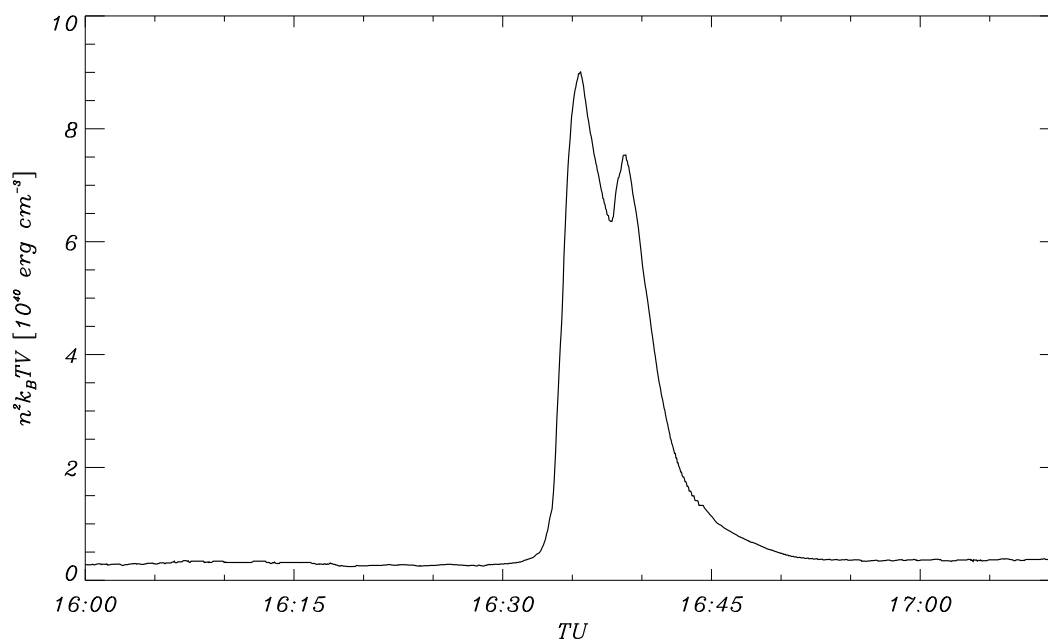


Figura 4.14: Evolución temporal del producto de la energía térmica en el plasma por la densidad del mismo, $EM k_B T = n^2 V k_B T$.

que, según se observa en $H\alpha$, podría denominarse una fase precursora. Ambas curvas alcanzan su valor máximo segundos antes de las 16:35 TU, del mismo modo que la emisión submilimétrica, en microondas y en $H\alpha$. Estos valores máximos son de $\sim 2 \times 10^7$ K para la temperatura y de $\sim 3.5 \times 10^{49} \text{ cm}^{-3}$ para la medida de emisión. Al igual que en el ascenso, el descenso de la curva de temperatura es más gradual que el de la medida de emisión.

El producto de la medida de emisión por la temperatura y por la constante de Boltzmann es

$$EM k_B T = n^2 V k_B T = n(nV)(k_B T) = nN_T \langle \varepsilon_p \rangle = nE_T \quad , \quad (4.1)$$

o sea, el producto de la energía total en el plasma por la densidad de partículas. En la Figura 4.14 se puede ver la evolución temporal de esta cantidad. La energía total máxima para el plasma emisor de rayos X blandos ($nV k_B T$) se alcanza hacia las 16:35 TU y el valor de esta energía es de aproximadamente 9×10^{30} erg, si se supone que la densidad del plasma es $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Una cantidad particularmente importante para interpretar los resultados es la razón a la cual la energía es depositada en el plasma de la fulguración. Se puede obtener de las observaciones en rayos X blandos una cantidad cercanamente relacionada a esta tasa de deposición tomando la derivada temporal de $n^2 V k_B T$. Los resultados de esto se muestran en la Figura 4.15, en la cual puede observarse que la energía depositada en el plasma comienza a incrementarse hacia las 16:33 TU, es decir alrededor de 1.5 minutos

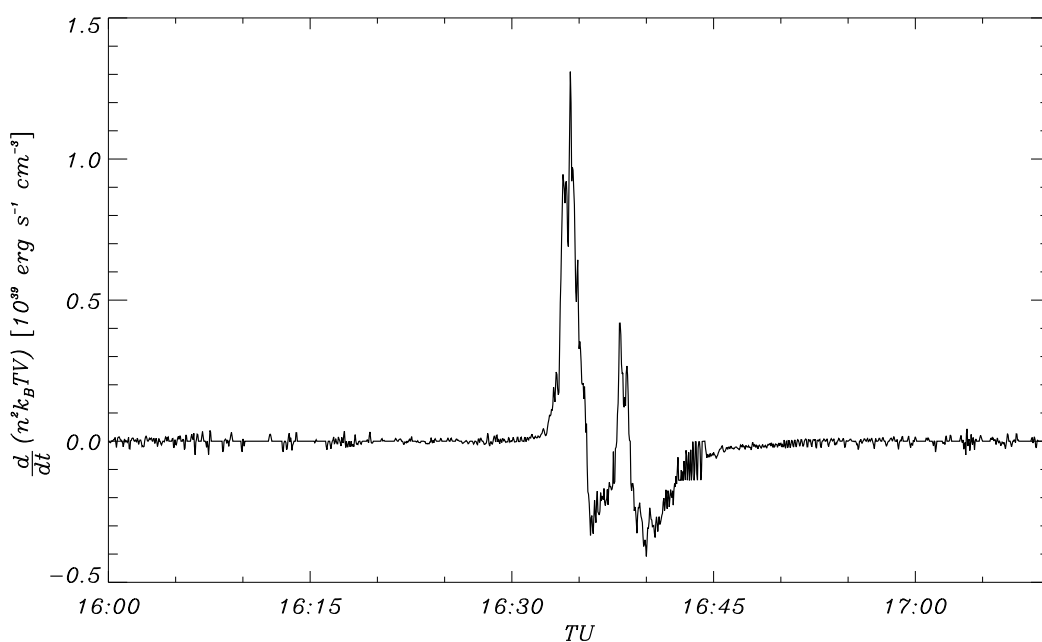


Figura 4.15: Derivada temporal de $n^2 V k_B T$ durante un período de tiempo alrededor de la fase impulsiva de la fulguración. Esta es una cantidad asociada con la tasa a la cual se deposita energía en el plasma emisor de rayos X blandos.

antes del pico observado en la emisión en $H\alpha$ y en 212 GHz. La tasa de deposición de energía es máxima alrededor de las 16:34 TU, segundos antes de que se produzca el pico de emisión en radio; para un plasma con densidad $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ este máximo es de alrededor de 10^{29} erg/s . La tasa de deposición disminuye abruptamente, tomando valores negativos hacia las 16:36 TU, lo que podría reflejar enfriamiento radiativo del plasma. Hacia las 16:38 TU se produce una nueva inyección de energía en el plasma, menor que la anterior, seguida por una nueva etapa de enfriamiento. La tasa de deposición de energía retorna a valores similares a los de la fase preimpulsiva alrededor de las 16:50 TU, pero conservando aún una leve tendencia negativa, lo que indicaría que el plasma continuaba enfriándose durante un largo período de tiempo.

Realizando un análisis similar al mostrado en Holman [1989], se puede decir que las dos cantidades teóricas de interés primario para comparar a partir de los resultados mostrados en este apartado son la tasa de calentamiento y la tasa de aceleración electrónica. Si se suponen s hojas de corriente, con volumen V_J cada una, densidad de corriente J y una intensidad de campo eléctrico E , la razón de calentamiento es $Q = sJEV_J$. La densidad de cada una de las hojas de corriente está restringida por otra cantidad física a través de la ley de Ampère, siendo conveniente escribir el volumen como $V_J = A\delta r$, con δr dado por la Ecuación (2.67). Si se tiene en cuenta la ley de Ohm, $E = \eta J$, y las ecuaciones (2.61) y (2.63) se obtiene para la tasa de calentamiento

$$Q = 1.11 \times 10^{21} A_{18} B_2 T_7^{1/2} s (v_d/v_e) \nu_e \text{ erg s}^{-1} \quad , \quad (4.2)$$

donde B_2 es la intensidad del campo magnético en la hoja de corriente medida en unidades de 100 G ($B_2 = B[G]/100$), T_7 es la temperatura de los electrones térmicos en la hoja medida en unidades de 10^7 K, v_d es la velocidad de deriva debida a la corriente J , $v_e = \sqrt{k_B T/m}$ es la velocidad térmica de los electrones, ν_e es la frecuencia de colisiones dentro de la hoja expresada en unidades de s^{-1} y A_{18} es el área de la hoja de corriente en unidades de 10^{18} cm².

La tasa de aceleración electrónica para una única hoja de corriente está dada por la Ecuación (2.70). El resultado para s hojas con un término correctivo para velocidades relativistas [Connor & Hastie, 1975], el cual se vuelve importante para velocidades que verifican $v_d/v_e < v_e/c$, es

$$\begin{aligned} \dot{N} = & 2.83 \times 10^{29} A_{18} B_2 T_7^{-1/2} s \nu_e \left(\frac{v_e}{v_d} \right)^{11/8} \times \\ & \times \exp \left\{ -\sqrt{2} \left(\frac{v_e}{v_d} \right)^{1/2} - \frac{1}{4} \left(\frac{v_e}{v_d} \right) - \left(\frac{v_e}{c} \right)^2 \left[\frac{1}{8} \left(\frac{v_e}{v_d} \right)^2 + \frac{\sqrt{8}}{3} \left(\frac{v_e}{v_d} \right)^{3/2} \right] \right\} \text{ elec s}^{-1} . \end{aligned} \quad (4.3)$$

Esta expresión es una aproximación válida para $v_d \ll v_e$.

Suponiendo una densidad ambiente $n = 10^{10}$ cm⁻³, de la Figura 4.15 se ve que para la fase impulsiva de la fulguración puede tomarse una tasa media de deposición de energía $Q = 1.3 \times 10^{29}$ erg/s. Por otro lado, del ajuste espectral para los datos en microondas, teniendo en cuenta el Modelo 1, se llega a un número total de electrones acelerados de 2.9×10^{35} , a partir del cual, tomando una duración de la fase impulsiva de ~ 120 s (ver Figura 4.7), se obtiene una tasa de aceleración electrónica $\dot{N} = 2.4 \times 10^{33}$ electrones/s.

La razón de la tasa de aceleración electrónica a la tasa de calentamiento del plasma \dot{N}/Q depende sólo de la temperatura y del cociente $v_e/v_d \equiv \chi$, por lo que, suponiendo una temperatura para el plasma, puede derivarse un valor para este cociente, y por lo tanto para la velocidad de deriva v_d . Para el cociente \dot{N}/Q se tiene

$$\frac{\dot{N}}{Q} = \frac{2.55 \times 10^8}{T_7} \chi^{19/8} \exp \left\{ -\sqrt{2\chi} - \frac{\chi}{4} - \left(\frac{v_e}{c} \right)^2 \left[\frac{\chi^2}{8} + \frac{(2\chi)^{3/2}}{3} \right] \right\} \text{ elec erg}^{-1} . \quad (4.4)$$

Hemos visto que a partir de las observaciones en radio y del ajuste del espectro en ese rango de frecuencias puede estimarse \dot{N} y tomando un valor para la densidad electrónica del medio, puede estimarse Q . Entonces, adoptando $T_7 = 2$ (ver Figura 4.13(a)), y dejando libre el valor de la densidad electrónica en el rango 10^{10} cm⁻³ $< n < 10^{12}$ cm⁻³, el cual abarca los valores usuales para la corona solar, se obtiene un rango de valores posible para el cociente \dot{N}/Q . En la Figura 4.16 se representa esta razón, en la que puede verse que

$$19 < \chi = v_e/v_d < 31 .$$

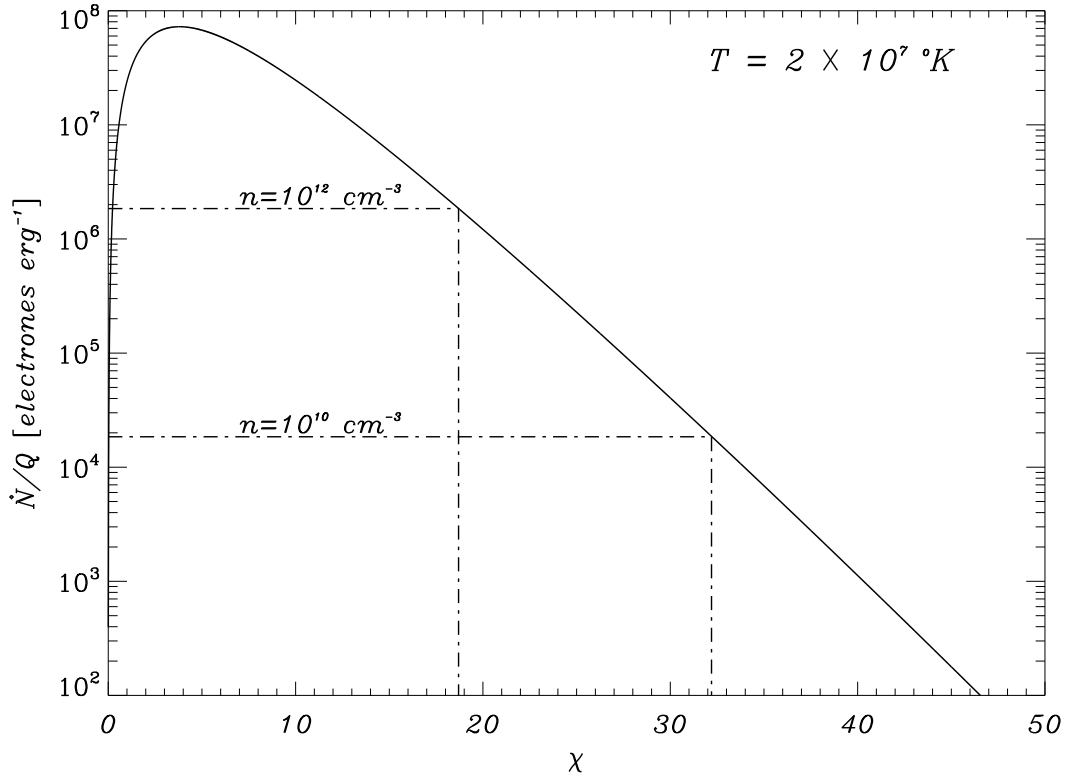


Figura 4.16: El gráfico muestra el cociente de la tasa de aceleración electrónica y la tasa de deposición de energía en función de $\chi = v_e/v_d$, el cociente de las velocidades térmica y de deriva.

Ya que $v_e/v_d = E_D/E$, donde E_D es la intensidad de campo eléctrico requerida para acelerar la distribución entera de electrones térmicos (campo eléctrico de Dreicer), se desprende de los resultados que la emisión de la fulguración puede ser generada con campo eléctricos sub-Dreicer.

Se ha visto de la Figura 4.15 que durante el evento puede tomarse un valor medio para la tasa de deposición de energía de $Q = 1.3 \times 10^{29}/n_{10}$ erg/s, considerando el rango de valores obtenido para v_e/v_d y la temperatura de $T = 2 \times 10^7$ la Ecuación (4.2) da

$$5 \times 10^5 < n_{10} A_{18} B_2 s \nu_e < 8 \times 10^5 \quad .$$

De aquí en más, para poder realizar un análisis de órdenes de magnitud, deben fijarse valores para algunos de los parámetros del sistema. Por ejemplo, considerando los valores de campo magnético y de tamaño de fuente resultantes del ajuste del espectro en radio puede colegirse para el producto del campo magnético por el área de la hoja de corriente $B_2 A_{18} \approx 10$; por lo que

$$5 \times 10^4 \lesssim n_{10} s \nu_e \lesssim 8 \times 10^4 \quad .$$

Entonces si se considera una única hoja de corriente ($s = 1$), $n_{10} \nu_e$ puede tomar valores tan elevados para una frecuencia de colisión clásica sólo si la densidad en la hoja de

corriente, n_s , es del orden de $n_s \approx 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, donde para arribar a este resultado se ha utilizado la Ecuación (2.60) para acotar los posibles valores de la frecuencia de colisiones en el caso de resistividad clásica.

Por otro lado, el espesor de la hoja de corriente, el cual de acuerdo a la Ecuación (2.67), es proporcional a la inversa de la densidad en la hoja ($\delta r \propto n_s^{-1}$), se encuentra en el rango de valores

$$5B_2 \text{ cm} \lesssim \delta r \lesssim 9B_2 \text{ cm} \quad .$$

Es posible que la densidad del plasma emisor de rayos X blandos sea menor que la de la hoja de corriente, y en ese caso, la densidad requerida en la hoja de corriente debe incrementarse. Entonces, teniendo en cuenta estas restricciones, parece mucho más probable un escenario con resistividad anómala o con múltiples hojas de corriente. En el caso de considerar una densidad del orden de $n_s \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ y resistividad clásica el número de hojas de corriente debe satisfacer, para este evento

$$500 \lesssim s \lesssim 8000 \quad .$$

Teniendo en cuenta el rango de valores para $v_e/v_d = (v_c/v_e)^2$, donde, de acuerdo a la nomenclatura del Capítulo 2, v_c representa la velocidad crítica a partir de la cual los electrones entran en el régimen de aceleración, se encuentra que $4.5 \leq v_c/v_e \leq 5.7$, con lo que la energía crítica se encuentra en el rango

$$19 \text{ keV} \leq W_c \leq 26 \text{ keV} \quad .$$

La tasa de aceleración electrónica en una hoja de corriente única se encuentra limitada por $10^{30} w_9 B_2$ electrones/s, de acuerdo a la Ecuación (2.73), donde w_9 es el ancho de la hoja en unidades de 10^9 cm . Como se ha calculado anteriormente, de las observaciones en radio, $\dot{N} \sim 2.4 \times 10^{33}$ por lo que se obtiene para el campo magnético, al considerar s hojas de corriente

$$s w_9 B_2 \geq 2.4 \times 10^3 \quad .$$

Teniendo en cuenta que a partir del ajuste del espectro tanto como de la extrapolación del campo coronal, los valores de intensidad del campo magnético coronal no exceden los 200 G en el caso particular de esta región activa, puede decirse que

$$s w_9 \gtrsim 1.2 \times 10^3 \quad .$$

Anteriormente se halló un rango de valores posibles para el número de hojas de corriente ($500 \lesssim s \lesssim 8000$) por lo que se puede acotar inferiormente el ancho de la hoja de corriente

$$w \leq 1.5 \times 10^8 \text{ cm} \quad .$$

4.5. Discusión y conclusiones

En este capítulo se presentó un análisis en múltiples longitudes de onda del evento ocurrido el 28 de noviembre de 2001 en la región activa AR 9715. El evento consistió en una fulguración catalogada como 1B/M6.9 seguida, minutos después, de una eyección cromosférica de masa. Teniendo en cuenta que el material cromosférico eyectado (oscuro en las imágenes del HASTA) se observa por primera vez hacia las 16:42 TU, por extrapolación inversa, considerando el tamaño de la eyección y el tiempo de observación, se pudo determinar el instante de comienzo de la eyección como las 16:34 TU, coincidente con el máximo de la fulguración en $H\alpha$. La liberación de energía que es responsable de una fulguración es también sobradamente capaz de generar la eyección de grandes cantidades de material frío (comparado con las temperaturas coronales). Sin embargo, el mecanismo involucrado en las eyecciones cromosféricas de masa no se comprende aún en la actualidad. Como ya se ha mencionado, se han propuesto dos mecanismos básicos para explicar las eyecciones cromosféricas de masa, un alto gradiente de presión en un tubo magnético [Steinolfson *et al.*, 1979] y el proceso de reconexión magnética [Heyvaerts *et al.*, 1977, Shibata *et al.* 1992, Kurokawa & Kawai, 1993, Schmieder *et al.*, 1996b, Gaizauskas, 1996, Canfield *et al.*, 1996, Jibben & Canfield, 2004], entre el flujo emergente nuevo y el campo preexistente, en general. También se han propuesto otras posibilidades involucrando la reconexión magnética [Mandrini *et al.*, 2002, por ejemplo].

Tomando en cuenta la evolución del campo magnético fotosférico, la localización de los núcleos de la fulguración y la reconstrucción de la topología magnética, puede concluirse que, para los dos núcleos de la fulguración en $H\alpha$ localizados sobre las polaridades 1 y 6, el proceso de reconexión ocurrió entre líneas de campo ancladas en las polaridades 5 – 6 con líneas de campo ancladas en 1. Este proceso comenzó mucho antes de que se produjera la fase impulsiva, como puede confirmarse por la presencia de abrigamientos en $H\alpha$ en la misma localización que los núcleos de la fulguración. Estos se observan desde el inicio de los datos del HASTA el 28 de noviembre, aproximadamente a las 11:00 TU. Además, el bipolo formado por las polaridades 5 – 6 comenzó a emerger también mucho antes de que se produjera la fulguración, hacia las 16:00 TU del 27 de noviembre. A medida que más flujo emergió contra el campo preexistente, se inició la fulguración. Esta emergencia no implica que la fulguración se produzca inmediatamente, deben alcanzarse en realidad ciertas condiciones críticas (por ejemplo, desarrollo de turbulencia en la hoja de corriente formada entre el flujo emergente y el campo, cuando esta alcanza una altura crítica).

De la superposición de las imágenes en $H\alpha$ con el magnetograma se observa que los núcleos cromosféricos de la fulguración se encuentran en la base de los arcos magnéticos reconectados, por lo que la separación espacial entre los núcleos se encuentra íntimamente relacionada con la altura de la región de reconexión. De la cercanía de los núcleos a la

línea de inversión del campo magnético (alrededor de 5 Mm, según lo que se deduce de la superposición de imágenes en $H\alpha$ con magnetogramas) se puede concluir que el proceso de reconexión ocurrió a muy bajas alturas atmosféricas (~ 5 Mm, asumiendo un arco semicircular). Teniendo en cuenta los modelos atmosféricos [ver por ej. Fontenla et al., 1990] esto localiza el sitio de reconexión en la base de la corona, apenas por encima de la corona.

El estudio de la evolución del campo magnético fotosférico revela también que el origen de la eyección cromosférica de masa está asociado con la reconexión magnética entre flujo emergente nuevo y el campo magnético preexistente, en un proceso similar al descrito anteriormente. Este proceso ocurre ahora entre las líneas de campo ancladas en el bipolo con polaridades 7 – 8 y las líneas de campo ancladas en r_1 , dando origen a la eyección y, consecuentemente, al brillantamiento observado durante la fase de decaimiento de la fulguración. Ya que el proceso de reconexión debe proveer material cromosférico para que se produzca la eyección observada, éste debe haberse producido a bajas alturas atmosféricas, probablemente la cromósfera superior. En Mandrini et al. [2002] puede verse un ejemplo basado en el análisis de la topología del campo magnético en el cual el proceso de reconexión ocurre en las separatrices asociadas con líneas de campo tangentes a la fotosfera, denominadas *bald patches*.

Las conclusiones anteriores se basan en el análisis de la evolución del campo magnético fotosférico. Éstas son ampliamente avaladas por los resultados obtenidos en la extrapolación del campo magnético coronal.

Del análisis exclusivo de la emisión en las longitudes de onda submilimétricas puede descartarse el bremsstrahlung térmico como responsable de la emisión en ese rango espectral. La densidad de flujo en 405 GHz tiene un límite superior de alrededor de 30 u.f.s., mientras que la emisión en 212 GHz, tiene un valor máximo de alrededor de 70 u.f.s. Como resultado de lo expresado anteriormente, el espectro entre 212 GHz y 405 GHz responde a un índice espectral de ley de potencias $\alpha_E \leq -1.9$, lo cual no puede ser en ningún modo representativo de emisión libre-libre.

En el estudio del espectro en el rango microondas-submilimétrico durante el pico de la fulguración se pudo observar la existencia de dos máximos. Se interpretó este hecho como una indicación de la presencia de dos fuentes emisoras, en concordancia también con la evolución del campo magnético y su topología. Se consideraron dos modelos, el Modelo 1, en el que se suponía que las fuentes no se superponían y el Modelo 2, el cual supone cierto solapamiento de las fuentes. Se mostró que sólo el Modelo 1 es aceptable dado el tamaño de las fuentes involucradas y la separación entre las mismas. Los parámetros de las fuentes y de los electrones responsables de la emisión en radio se calcularon bajo la hipótesis de emisión girósincrotrónica de una población acelerada

de electrones con una distribución energética del tipo de ley de potencias. Entonces, los parámetros del haz de electrones acelerados se obtienen del ajuste al espectro en radio observado de la suma de la emisión de dos fuentes homogéneas de emisión giro-sincrotrónica. Para el ajuste de la curva espectral se desarrollaron especialmente rutinas que utilizan el código de emisión girosincrotrónica de Ramaty, y que tienen en cuenta el aporte de dos fuentes homogéneas. El modelo de ajuste espectral implica que la inyección de partículas podría ocurrir simultáneamente, al menos dentro del tiempo de resolución temporal del OVSA, el cual es de 8 s. Esto también está en acuerdo con la evolución magnética observada y el tiempo de partida deducido de la eyección de masa cromosférica. También los valores de la intensidad del campo magnético y el ángulo del campo con la línea de la visual deducidos del ajuste espectral están en buen acuerdo con los valores obtenidos para el campo magnético modelado.

Considerando la aceleración de partículas mediante un campo DC en una o múltiples hojas de corriente, según Holman [1985] en su modelo de aceleración de partículas y calentamiento Joule, se logró acotar el valor de determinados parámetros vinculados con la región de aceleración. Por ejemplo, a partir de las observaciones en rayos X blandos del GOES fue posible calcular una tasa media de deposición de energía en el plasma, mientras que del ajuste espectral en radio se pudo estimar la tasa de aceleración electrónica. Del cociente de estas dos cantidades, y considerando un rango de valores posibles para la densidad electrónica en la corona solar (se consideró un rango que abarca dos órdenes de magnitud, dentro del cual es prácticamente imposible que no se haya ubicado el valor de densidad electrónica coronal, de acuerdo a los modelos de atmósfera solar que son ampliamente aceptados actualmente) se obtuvo un rango de valores posibles para el cociente de la velocidad térmica del plasma y la velocidad de deriva inducida por el campo eléctrico DC. Dicho rango de valores para el cociente de velocidades mencionado verifica las hipótesis que plantea el modelo de aceleración electrónica, hipótesis que permiten reducir la complejidad de los cálculos intermedios del modelo. Es a la vista de estos resultados que puede afirmarse que, para este evento en particular, el modelo de aceleración-calentamiento es autoconsistente. De acuerdo a lo expresado anteriormente, el número de electrones acelerados, los cuales son responsables de la emisión en el dominio microondas-submilimétrico, son perfectamente explicables por la presencia de un campo eléctrico sub-Dreicer.

Si se considera una única hoja de corriente se obtienen valores de densidad electrónica en la hoja muy elevados ($> 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) El espesor de la hoja de corriente no puede superar los 40 cm, tomando en cuenta los valores de intensidad de campo magnético que se desprenden del modelo del campo magnético coronal, y del ajuste espectral. Por otro lado, si se relaja la condición de hoja de corriente única, permitiendo la coexistencia de múltiples hojas de corriente, pero ahora se impone para las hojas de corriente un valor medio de densidad electrónica acorde a los modelos de atmósfera solar ($\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$),

se obtiene que el número de hojas de corriente necesarias para explicar este evento se encuentra en el rango 500 – 8000. La energía crítica de aceleración electrónica hallada fue del orden de los 20 keV, valor que se ajusta perfectamente a la energía inferior de corte que se desprende del ajuste espectral en radio. El ancho de las hojas de corriente, teniendo en cuenta el rango de valores posibles para el campo magnético como para el número de hojas de corriente, se encuentra acotado inferiormente por $\sim 1.5 \times 10^8$ cm.

Capítulo 5

Fulguración del 30 de octubre de 2004

En este capítulo se analiza la fulguración solar que tuvo lugar el 30 de octubre de 2004 hacia las 11:44 TU. Dicha fulguración ocurrió en la región activa AR 10691, cuyas coordenadas heliosféricas eran N13 W18. Fue catalogada como X1.2 en rayos X, mientras que en $H\alpha$ sólo alcanzó la categoría SF (*subflare*). Para el estudio de este evento se analizaron los datos del SST en 212 GHz y 405 GHz, con una resolución temporal de 5 ms. En el rango espectral de las microondas (por debajo de 15.4 GHz) se usaron datos del Radio Solar Telescope Network [Guidice *et al.*, 1981]. La fase gradual del evento se analizó con los datos en rayos X blandos del GOES. Finalmente, se utilizaron también observaciones cromosféricas del HASTA, coronales del EIT y magnetogramas fotosféricos del MDI. Los resultados de este trabajo dieron lugar a una publicación, Cristiani *et al.* [2007b].

5.1 Introducción

Como ya se dijo en el Capítulo 2, la emisión girosincrotrónica de electrones medianamente relativistas se distribuye en un amplio continuo a altos armónicos de la frecuencia fundamental ν_B . El máximo de la emisión se centra alrededor de $\nu \approx \nu_B \gamma^2$ [Dulk, 1985]. Si se toma para la intensidad de campo magnético el rango $100 \text{ G} \leq B \leq 1000 \text{ G}$, los valores indicativos de γ están entre 2 y 5 para fotones de 10 GHz. De acuerdo a estudios observacionales [Kosugi *et al.*, 1988], la mayor correlación encontrada entre longitudes de onda milimétrica-centimétrica y rayos X duros se da entre 17 GHz y 80 keV; es decir, electrones con energías $\leq 200 \text{ keV}$. De esto se concluye que las observaciones en longitudes de onda menores, como las llevadas a cabo por el SST, dan información sobre procesos que involucran electrones de alta energía durante fulguraciones solares. Considerando que las frecuencias de trabajo del SST son 212 GHz y 405 GHz, a partir de los argumentos teóricos dados más arriba se deduce que la emisión sincrotrónica observada por el SST es producida por electrones con energías $\gtrsim 4 \text{ MeV}$.

Para este evento solar se realizó un análisis de las fases impulsiva y gradual. Se estudió la evolución temporal del índice espectral, α_E , durante la fase impulsiva del evento para la parte ópticamente gruesa y delgada del espectro. Se usó la transformada wavelet [Daubechies, 1992] para discriminar las escalas temporales de diferentes perfiles temporales, específicamente la densidad de flujo en 15.4 y 212 GHz y la derivada temporal del flujo registrado por GOES en la banda 1.5 – 12 keV. Para la fase gradual se modeló el espectro considerando emisión por bremsstrahlung de una fuente isotérmica. Se analizó el perfil temporal de la fase gradual en 212 GHz comparándolo con la emisión de una fuente homogénea por bremsstrahlung térmico.

5.2 Características principales del evento

La ubicación de la región activa sobre el disco solar el día del evento analizado se muestra en la Figura 5.1, en una imagen en H α del HASTA y en un magnetograma del MDI. Esta región activa apareció en el limbo oriental el 24 de octubre.

5.2.1 Observaciones en radio

Durante el 30 de octubre de 2004, hacia las 11:44 TU, se observó un súbito crecimiento en la señal del SST, tanto en 212 GHz como en 405 GHz. A lo largo de todo el día, el SST fue siguiendo a AR 10691 apuntando con el haz 5. En la Figura 5.2 se ilustra, sobre una imagen del EIT en 195 Å, la posición que ocupaban los haces del SST al momento del evento.

Como se ha mencionado anteriormente, la especial disposición de tres de los haces del SST permite determinar la posición del centroide de emisión en 212 GHz y, a partir de esto, la densidad de flujo en esa frecuencia. Como pasos previos los datos se deben convertir a temperatura de antena y luego realizar la corrección debido a la atenuación atmosférica. Las profundidades ópticas cenitales de la atmósfera terrestre registradas durante el evento fueron de $\tau_{212} = 0.25$ nepers y $\tau_{405} = 0.90$ nepers.

Una vez que las temperaturas de antena corregidas se han determinado para cada uno de los tres haces parcialmente superpuestos, se puede utilizar la técnica de haces múltiples para calcular la densidad de flujo. Sin embargo, el evento fue registrado sólo por dos haces del SST, el haz 2 en 212 GHz y el haz 5 en 405 GHz, por lo que no se pudo utilizar dicha técnica. Por lo tanto, para calcular la densidad de flujo de la fuente emisora se utilizó la temperatura de antena del haz 2. Usando la relación existente entre la densidad de flujo y la temperatura de antena [Kraus, 1986]

$$F = \frac{2k_B T_{ant}}{A_{ef}} \quad , \quad (5.1)$$

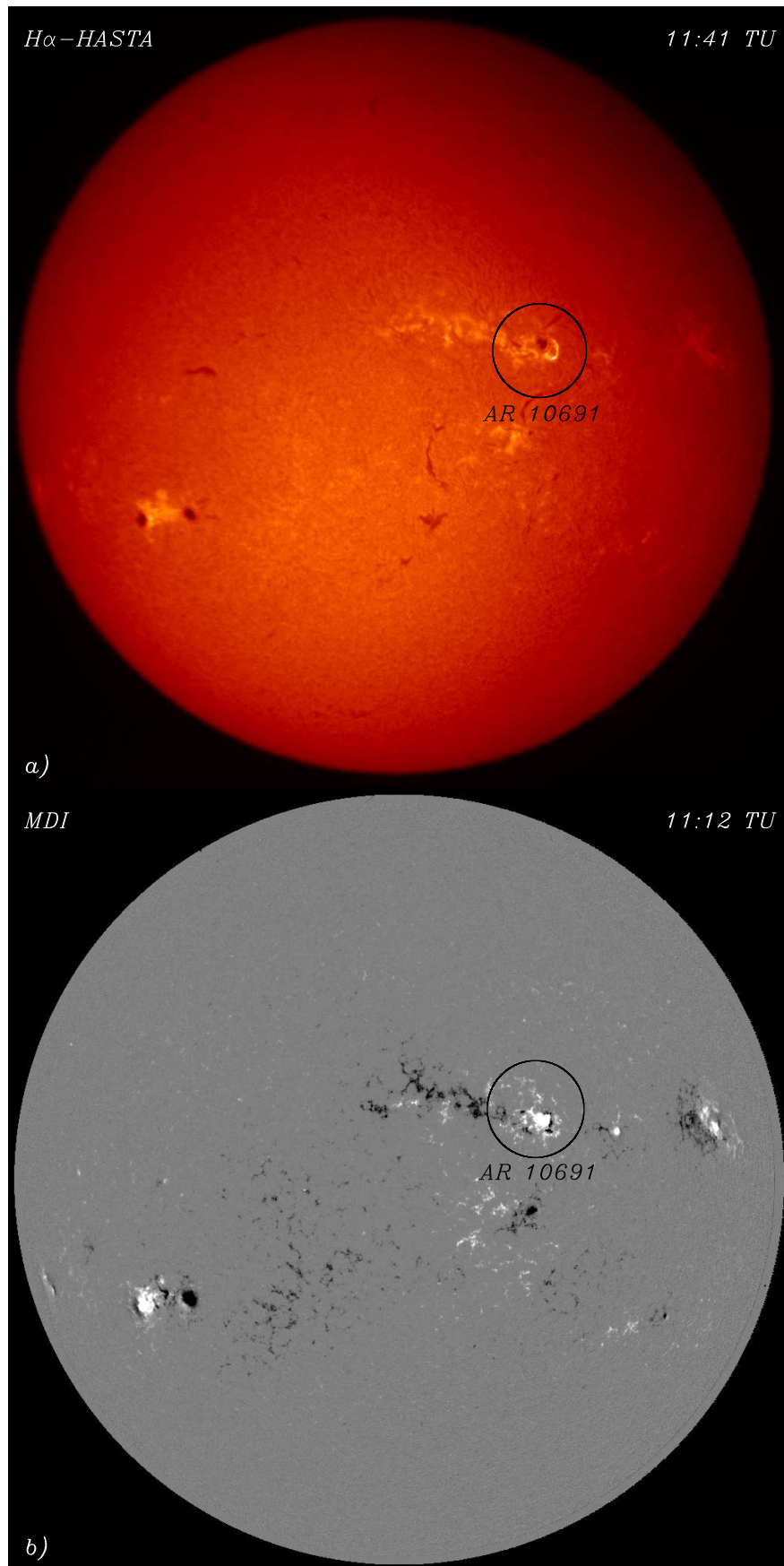


Figura 5.1: Ubicación de la región activa AR 10691 sobre el disco solar el 30 de octubre de 2004: a) Imagen en $H\alpha$ del HASTA b) Magnetograma del MDI.

donde A_{ef} es el área efectiva de la antena, puede calcularse la densidad de flujo de la fuente emisora en 212 GHz y 405 GHz. En la Ecuación (5.1) se asume implícitamente que la fuente emisora es mucho menor que el tamaño del haz. Sin embargo, esta expresión sólo es válida en el caso que no se tenga atenuación del lóbulo principal por mal apuntamiento, lo cual no es cierto para las observaciones que se están analizando aquí. En el caso de existir mal apuntamiento se debe tener en cuenta un factor adicional que corrige la densidad de flujo calculada. Como puede verse en la Figura 5.2 efectivamente se tiene mal apuntamiento, si se supone que la fuente emisora en el rango submilimétrico coincide espacialmente con la fuente en 195 Å, observada en la imagen del EIT, por lo menos dentro de los valores de error instrumental de apuntamiento del SST (del orden de 30”).

La suposición de que la fuente de emisión submilimétrica y en 195 Å coinciden espacialmente es avalada por el hecho de que el brillo de esta última fuente aumentó simultáneamente con la explosión observada en radio. Por otro lado, la fuente en 195 Å (ubicada en N12 W19) es la única zona con una intensidad del 170% por encima de la media de los arcos coronales menos intensos en la imagen de las 11:36:42 TU, que es la más cercana a la fulguración obtenida por este instrumento.

La forma de los haces en 212 GHz se puede aproximar por una gaussiana de simetría azimutal, mientras que el haz 5 en 405 GHz se aproxima de manera más apropiada por una gaussiana con simetría elíptica [Costa *et al.*, 2002, para más detalles sobre la forma de los haces del SST]. Entonces, para el cálculo de la densidad de flujo en 212 GHz y 405 GHz se deben considerar en la Ecuación (5.1) factores adicionales, debidos a la atenuación del lóbulo principal, para cada haz. Estos factores se pueden calcular a través de las siguientes relaciones

$$\text{Factor para 212 GHz:} \quad \exp \left[\frac{d_2^2 \ln(256)}{2 HPBW_{212}^2} \right] \quad , \quad (5.2)$$

$$\text{Factor para 405 GHz:} \quad \exp \left\{ \left[\frac{d_{5A}^2}{2 HPBW_{405A}^2} + \frac{d_{5B}^2}{2 HPBW_{405B}^2} \right] \ln(256) \right\} \quad , \quad (5.3)$$

donde d_2 es la distancia del centro del haz 2 a la fuente y d_{5A} y d_{5B} son las proyecciones, sobre los ejes que definen la elipse, de la distancia desde el centro del haz 5 a la fuente y $HPBW$ es 4' para 212 GHz y 2' y 4' (A y B) para 405 GHz. Teniendo en cuenta estas correcciones se obtuvieron los perfiles temporales de densidad de flujo para las frecuencias de 212 GHz y 405 GHz mostradas en la Figura 5.3. Se estima en un 30% la incerteza en la determinación de la densidad de flujo, considerando el proceso completo.

Luego de la fase impulsiva del evento, entre las 11:46 TU y las 11:50 TU, puede observarse claramente una fase extendida, fundamentalmente en 212 GHz. Esta fase

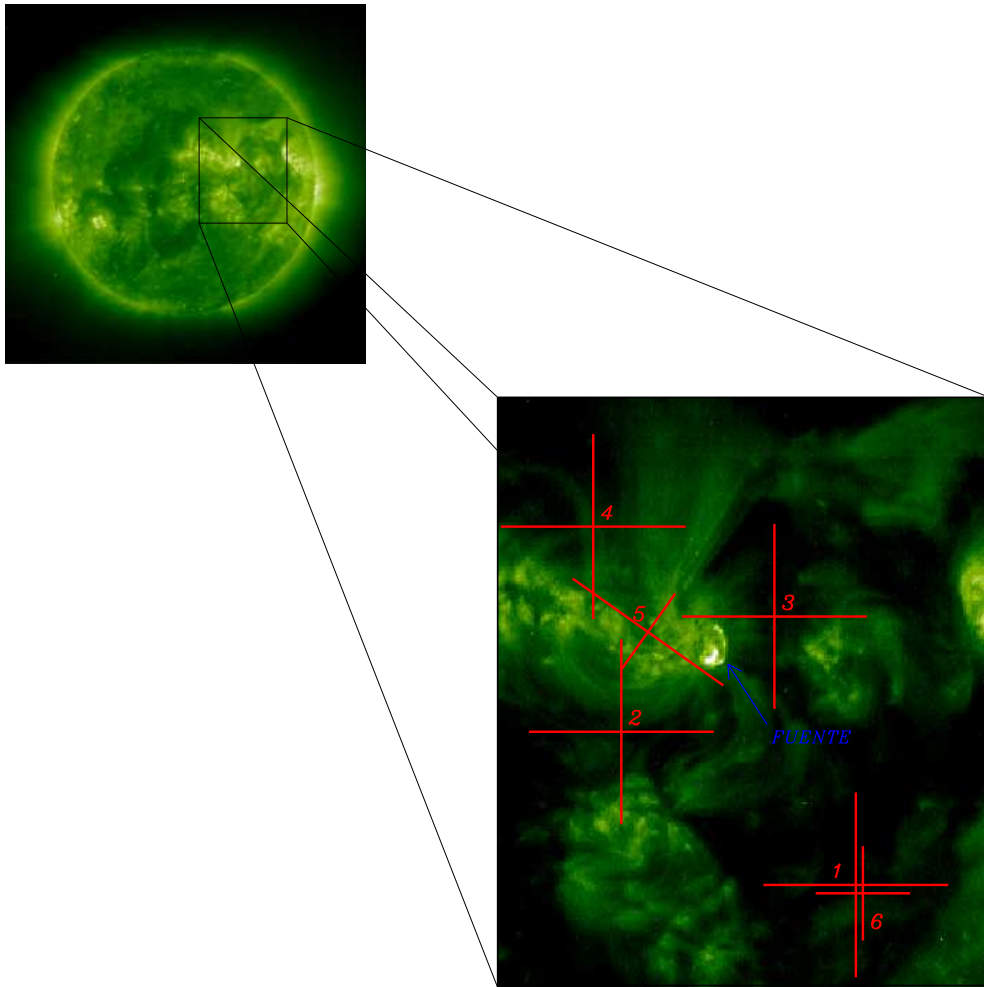


Figura 5.2: La figura muestra la ubicación de los haces del SST sobre una imagen de la región activa observada por el EIT en 195 \AA . El haz 5 es el que mejor apunta hacia la fuente.

extendida se analiza posteriormente en el apartado 5.4.

Se obtuvieron además datos en microondas con 1 s de resolución temporal con el Radio Solar Telescope Network (RSTN). La emisión en microondas también experimentó un notable incremento hacia las 11:44 TU, como se ve en la Figura 5.4. Durante la fase impulsiva se ve claramente el incremento de la densidad de flujo con la frecuencia hasta 15.4 GHz no pudiendo determinarse el *turnover*, o frecuencia para la cual se obtiene el máximo de emisión. Como es usual para este rango espectral, se supuso que la emisión alrededor del pico tiene origen girósincrotrónico; y se intentó ajustar una curva teórica de emisión, utilizando el código de Ramaty [1969]. En 15.4 GHz puede verse que la explosión solar comienza hacia las 11:42:40 TU como un pequeño incremento en la emisión que evoluciona en la fase impulsiva con una densidad de flujo máxima de alrededor de 3300 u.f.s. a las 11:44:09 TU. Este período de aumento de la emisión se encuentra caracterizado por una sucesión de picos cada vez mayores que pueden atribuirse a diferentes

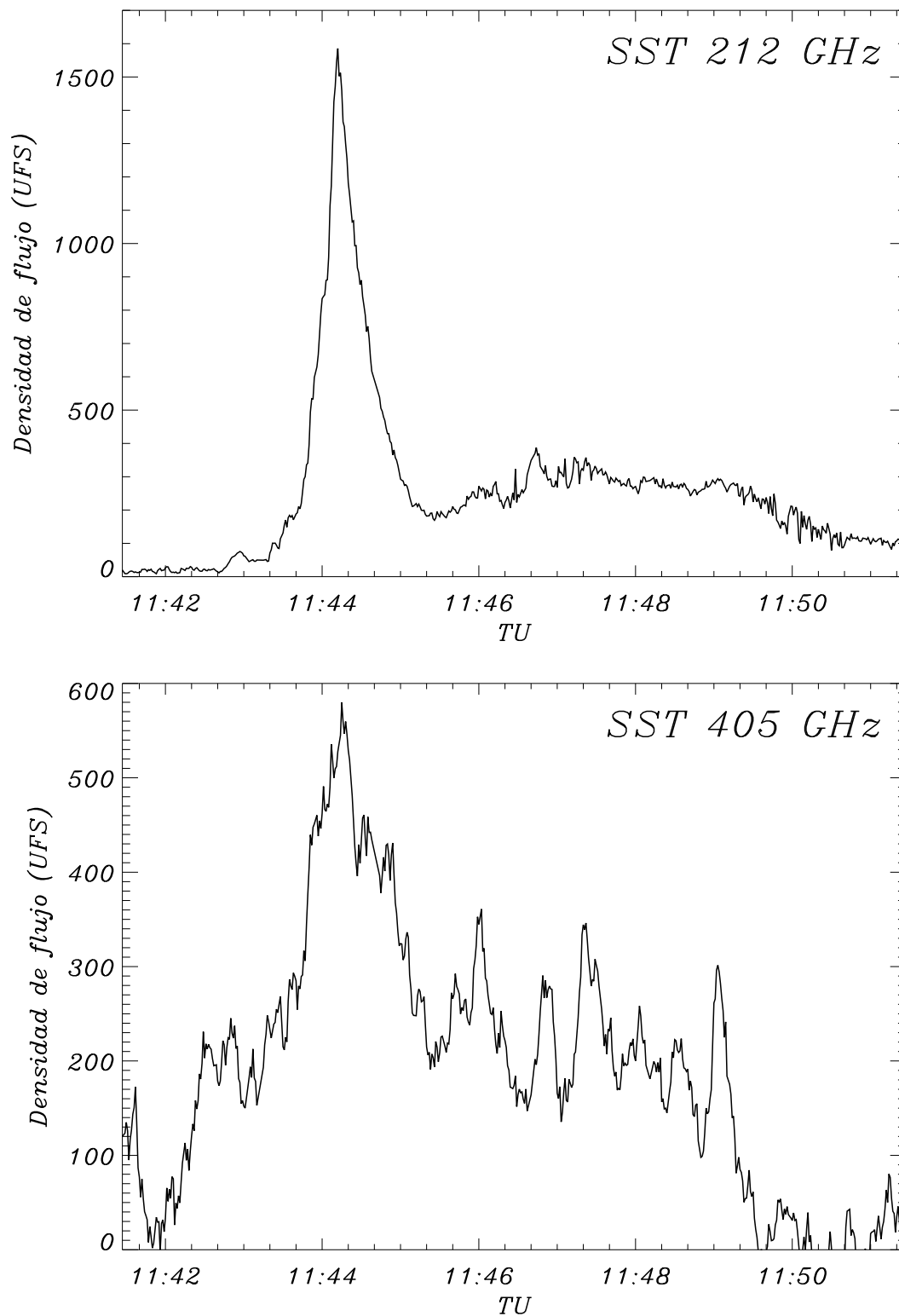


Figura 5.3: Evolución temporal de la densidad de flujo obtenida por el SST para las frecuencias de 212 GHz y 405 GHz.

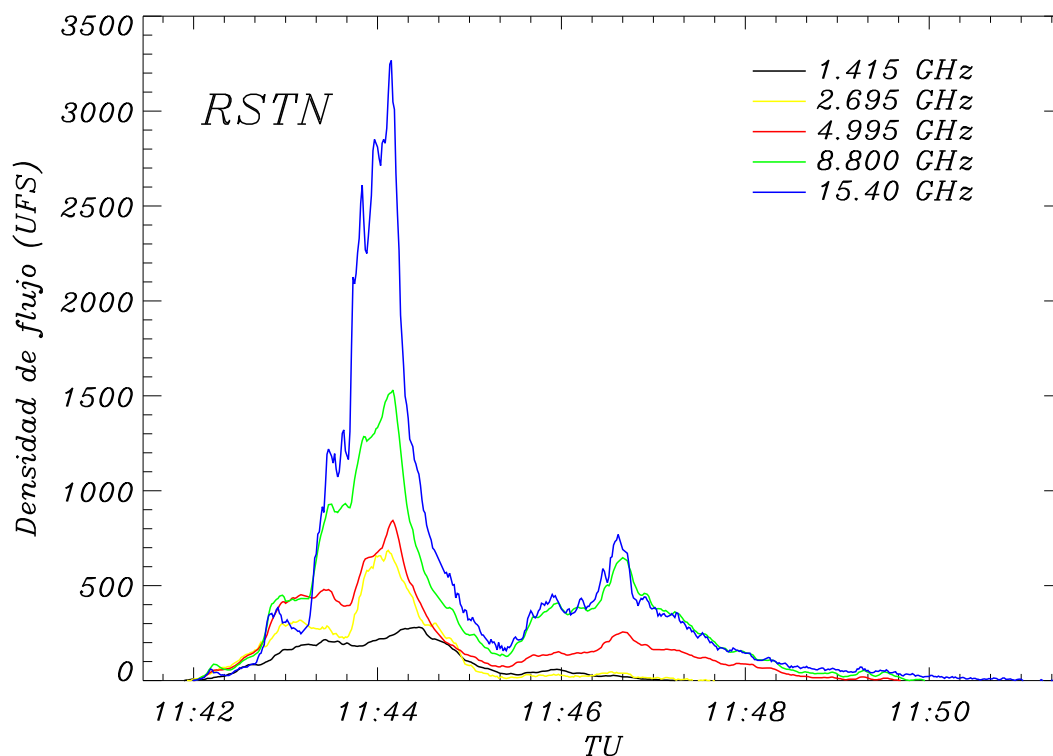


Figura 5.4: Densidad de flujo para las frecuencias de 1.415 GHz, 2.695 GHz, 4.995 GHz, 8.8 GHz y 15.4 GHz. El aumento de la emisión con la frecuencia muestra que el *turnover* durante el pico de la fulguración debe estar por encima de los 15.4 GHz.

inyecciones de partículas en el plasma ambiente de la fulguración.

La fase decreciente es suave alcanzando el valor mínimo, cercano a los niveles de prefulguración para cada una de las frecuencias, hacia las 11:45:25 TU. Luego de esto, se observa un incremento postfulguración hasta aproximadamente las 11:51 TU. Esta fase gradual presentó algunos episodios explosivos característicos de inyecciones de partículas, claramente visibles en 15.4 GHz, .

Aunque en 212 GHz el perfil temporal es, en general, más suave que el que puede observarse en 15.4 GHz, la mayoría de los rasgos de la emisión evidenciados en 15.4 GHz se encuentran también presentes, aunque con menor amplitud, en 212 GHz. El tiempo de comienzo de la fulguración en 212 GHz coincide con el observado en 15.4 GHz (11:42:40 TU), pero el tiempo correspondiente al pico está retrasado en 3 s (11:44:12 TU en 212 GHz). El perfil temporal en 405 GHz durante la fase de crecimiento se encuentra más cercano a la emisión en 15.4 GHz que a la emisión en 212 GHz, y presenta, en general, un retraso de unos 6 s. La fase de decaimiento es más extendida que en las otras frecuencias y muestra la presencia de algunos rasgos marcados que no permiten reconocer claramente la fase gradual. Alguno de estos rasgos puede ser de origen atmosférico.

5.2.2 Observaciones en rayos X

Para este evento no se cuenta con observaciones en rayos X duros. Sin embargo, es posible utilizar las observaciones en rayos X blandos del GOES para inferir el comportamiento de la emisión en rayos X duros, a partir del efecto Neupert [Neupert, 1968, Hudson, 1991]. Como se dijo anteriormente, en el escenario de cualquier modelo clásico de fulguración, los electrones (y posiblemente los iones) son acelerados en la corona solar como consecuencia de un proceso de reconexión magnética. Luego, la energía cinética de los electrones es transferida a la baja corona y a la cromósfera, donde se produce la emisión en rayos X duros por bremsstrahlung no térmico debido a las colisiones ión-electrón. Si todos los electrones son frenados se habla de modelo de blanco grueso (*thick target model*, Brown, 1971). De acuerdo a este modelo, una pequeña fracción de la energía se pierde por radiación. El grueso de la energía calienta el plasma vía colisiones de Coulomb entre el haz de electrones acelerados y los electrones del ambiente. El modelo plantea la posibilidad de que se produzca un incremento en la presión del plasma cromosférico como consecuencia de la imposibilidad por parte del mismo de radiar toda la energía depositada en él. El equilibrio hidrostático previo a la fulguración se pierde y el plasma caliente se expande en forma explosiva dentro de los arcos coronales, produciendo el proceso conocido con el nombre de evaporación cromosférica [Hudson, 1972, Brown, 1973, Fisher *et al.*, 1985]. Entonces, el plasma denso y caliente, que asciende por convección a la corona, da origen a un incremento de la emisión en rayos X blandos en forma de bremsstrahlung térmico.

Bajo las hipótesis del párrafo anterior, la emisión en rayos X duros, $S_{XD}(t)$, está relacionada al número instantáneo de electrones inyectados en el sistema, y por lo tanto a la potencia dE/dt . Por otro lado, la emisión en rayos X blandos, $S_{XB}(t)$, se encuentra vinculada a la energía acumulada E , depositada por los mismos electrones no térmicos al cabo del tiempo t , por lo que puede establecerse

$$S_{XD}(t) \propto \frac{d}{dt} S_{XB}(t) \quad . \quad (5.4)$$

Esta expresión, es decir, que la derivada temporal de la curva de luz de rayos X blandos sigue el comportamiento de la curva de luz de rayos X duros, fue observada en muchas otras fulguraciones [Dennis & Zarro, 1993, McTiernan *et al.*, 1999, Veronig *et al.*, 2002, Dennis *et al.*, 2003, Veronig *et al.*, 2005, Aschwanden, 2007].

Se calculó la derivada temporal del flujo en rayos X blandos observado por el GOES, en la banda de energía 1.5 – 12 keV y 3 s de resolución temporal. La sensibilidad del GOES es mejor que $5 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2}$ por lo que se tomó este valor como la incerteza en la determinación del flujo en rayos X blandos. De esta forma, puede decirse que la incerteza media en la derivada temporal del flujo es mejor que $\sqrt{2} 5 \times 10^{-8} / 3 \text{ W m}^{-2} \text{ s}^{-1} \sim 3 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. En los dos paneles de la Figura 5.5 se muestra el flujo registrado

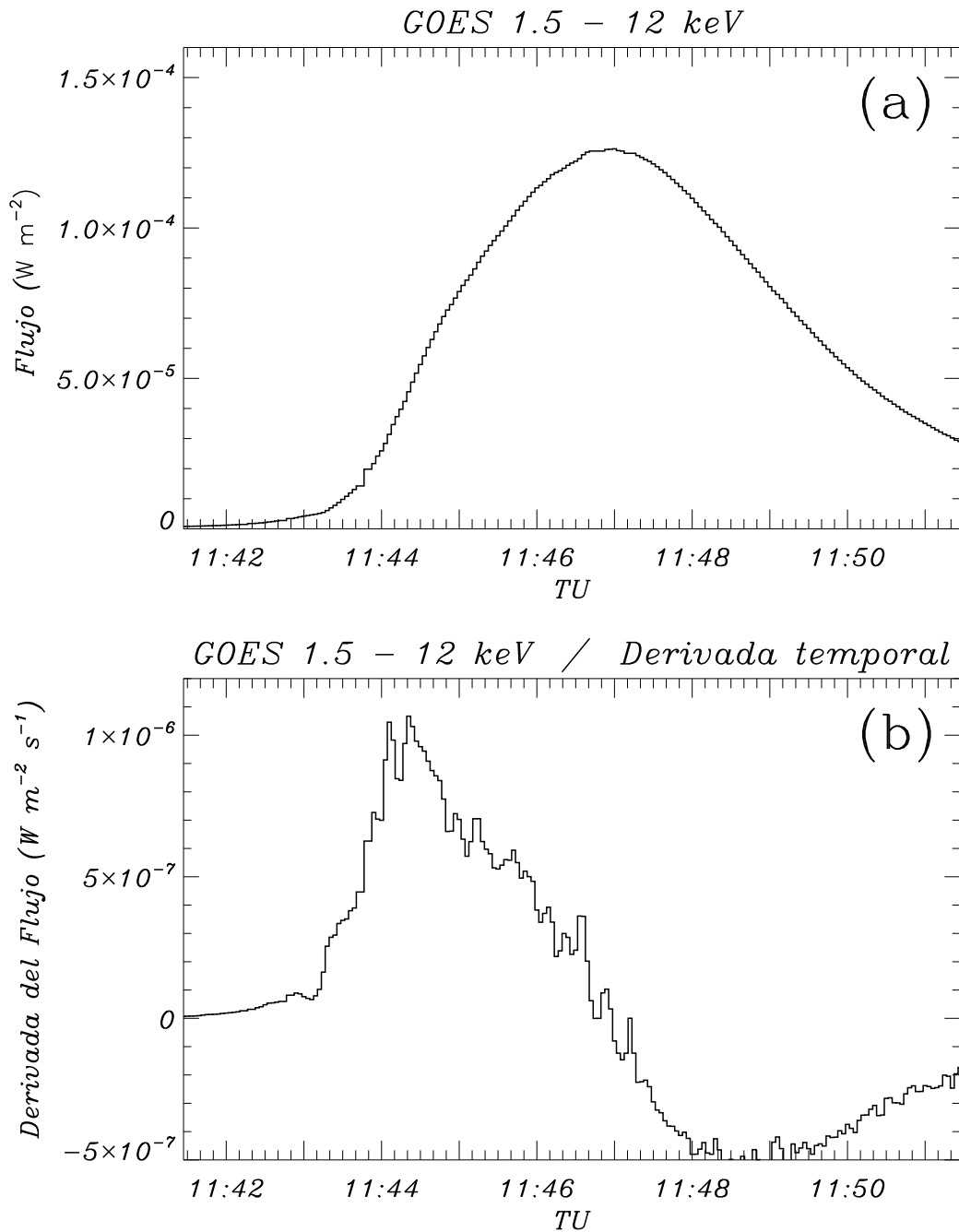


Figura 5.5: a) Flujo de GOES en la banda de energía 1.5 – 12 keV. Los datos corresponden al canal 3 y la resolución temporal es de 3 s. b) Derivada temporal del perfil del flujo de GOES en la misma banda que en a).

por el GOES en la banda 1.5 – 12 keV y la derivada de este perfil temporal.

La derivada temporal del canal 3 del GOES imita muy bien los perfiles temporales en radio durante la fase de crecimiento y es coincidente en tiempo, pero la curva presenta claramente dos máximos diferenciados, mostrando el primero de los picos coincidencia temporal con la emisión en 15.4 GHz. En un análisis posterior, se mostrará que el segundo pico en la derivada temporal del perfil del GOES, aún en la fase de crecimiento,

también se encuentra presente en las frecuencias de radio analizadas, pero durante la fase de decaimiento. Finalmente, puede observarse que la fase de decaimiento en esta curva dura más que las correspondientes a la emisión en radio, y además exhibe algunos episodios del tipo explosivos.

Puede usarse la *transformada wavelet* (ondículas, ondeletas u onditas) para comparar los perfiles temporales. Las transformadas wavelet son muy útiles para discriminar las diferentes escalas de tiempo en una serie temporal. Representan una señal en términos de versiones trasladadas y dilatadas de una onda finita (denominada wavelet madre). Todas las transformaciones wavelet pueden ser consideradas formas de representación en tiempo-frecuencia y, por tanto, están relacionadas con el análisis armónico. Las transformadas wavelets son un caso particular de filtro de respuesta finita al impulso, siendo clasificadas en discretas (para la codificación de señales) y continuas (para el análisis de señales). Este tipo de transformadas está siendo cada vez más empleado en un amplio campo de especialidades, a menudo sustituyendo a la transformada de Fourier.

Para realizar un análisis wavelet de los datos, estos se promediaron con la menor resolución temporal del conjunto (3 s). Se aplicó la transformada wavelet implementada por Torrence & Compo [1998], basada en una wavelet madre Morlet con número de onda 6. En la Figura 5.6 cada contorno representa una estructura resuelta por la transformada con una escala de tiempo característica, indicada en las ordenadas, correspondiente al instante de tiempo indicado en las abscisas. Puede notarse que para cada una de las frecuencias el valor mínimo de las curvas de nivel graficadas es mucho mayor que la incerteza en la señal. Se han superpuesto la densidad de flujo en 15.4 GHz (curva roja), 212 GHz (curva verde) y la derivada temporal del flujo medido por GOES (curva negra). La curva de trazos representa el denominado “cono de influencia”, es decir, el sector del diagrama donde los contornos no afectan al resultado. Puede observarse que cercano al tiempo del pico en emisión ($\approx 11:44$ TU) hay tres grupos de estructuras con escalas alrededor de los 10 – 20 s. El primero de estos grupos, un poco antes de las 11:44 TU, es observado en las tres frecuencias sin retardo aparente entre ellos. El segundo grupo, justo después de las 11:44 TU, está presente en las tres frecuencias. El último grupo, $\approx 11:44:30$ TU, se observa en 15.4 GHz y en la derivada del GOES. En 212 GHz esta estructura aparece recién luego de las 11:44:40 TU. Otras estructuras con una duración mayor se observan también en la escala de 40 s, alrededor de las 11:45:50 TU y de las 11:46:30 TU. En general, las transformadas wavelet son similares para las diferentes frecuencias, incluyendo la coincidencia en tiempo de los rasgos característicos en las diferentes escalas. Los perfiles temporales no reflejan esto en un modo más evidente, debido a que la importancia relativa de los pulsos es diferente.

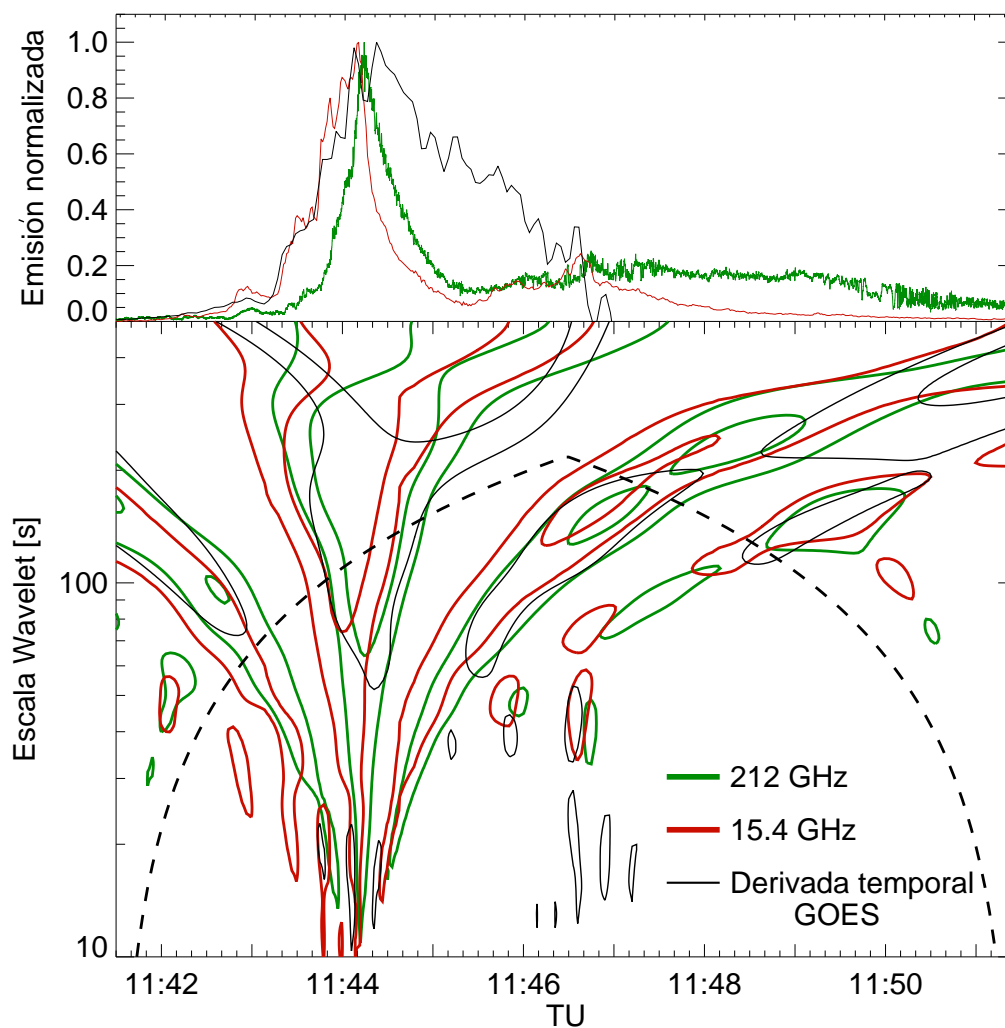


Figura 5.6: Representación en un gráfico bidimensional de la transformada wavelet de la densidad de flujo en 15.4 GHz y 212 GHz y de la derivada temporal del flujo observado por GOES en la banda de energía 1.5 – 12 keV. Los niveles con los que se realizaron los contornos son 10^{-6} y 10^{-7} $\text{W m}^{-2} \text{s}^{-1}$ para la derivada temporal del GOES; 75 y 750 u.f.s. para la densidad de flujo en 212 GHz; 185 y 1850 u.f.s. para la densidad de flujo en 15.4 GHz.

5.2.3 Observaciones cromosféricas

Durante el día del evento el HASTA realizó observaciones en el período comprendido entre las 11:13 TU y las 21:32 TU. A pesar de que el evento fue catalogado como subfulguración en $\text{H}\alpha$, el programa de detección automática de fulguraciones del HASTA fue oportunamente activado, lo que permitió que el evento fuera registrado en el modo de fulguración del instrumento, con una cadencia temporal que osciló entre 5 s y 12 s.

La región cromosférica se mostró sin actividad hasta pocos minutos antes del comienzo

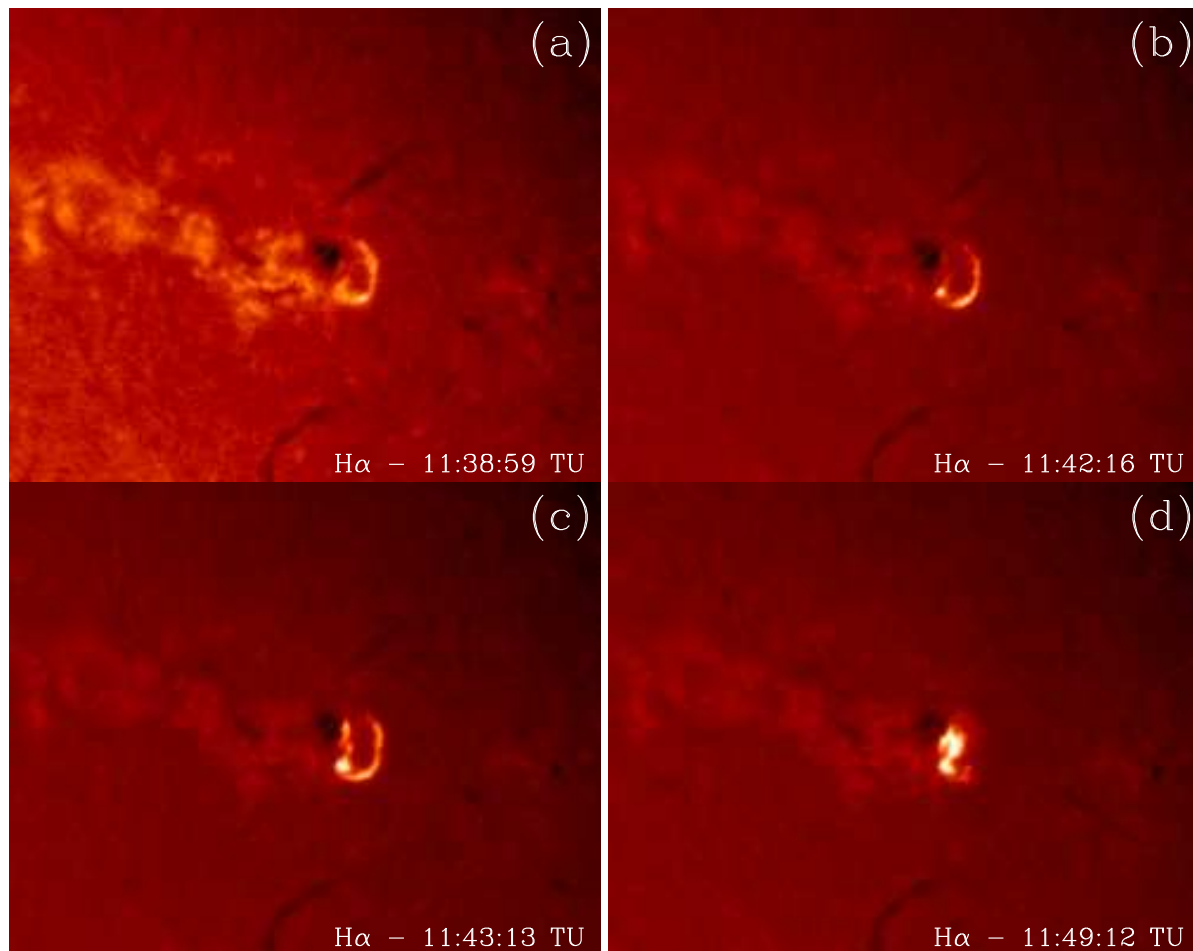


Figura 5.7: La evolución cromosférica como fue observada por el telescopio HASTA. a) En primer lugar se observó un incremento del brillo de la *plage*, hacia las 11:39 TU. b) Aparición del primer núcleo al este de la *plage* a las 11:42 TU. c) Aparición de un segundo núcleo al norte del primero aproximadamente a las 11:43 TU, se distingue una zona brillante entre los núcleos. d) El incremento de brillo de los núcleos y de la región entre ellos hace que se tornen indistinguibles.

del evento. Hacia las 11:39 TU, una región de la *plage* de forma semicircular anexo a la zona de la fulguración mostró un notorio incremento de su brillo, como se puede observar en la Figura 5.7(a). Posteriormente, alrededor de las 11:42 TU se hizo visible un núcleo (véase la Figura 5.7(b)) y aproximadamente luego de un minuto pudo observarse otro núcleo, desplazado hacia el norte respecto del primero (ver Figura 5.7(c)). Dichos núcleos, los cuales fueron incrementando paulatinamente su brillo hasta el momento del comienzo de la fulguración, aparecieron al este de la *plage* mencionada. Es remarcable el hecho de que no se hicieron visibles en las imágenes cromosféricas hasta prácticamente el inicio de la fulguración. Entre los dos núcleos fue posible también identificar una mancha brillante, pero más tenue que los núcleos, posiblemente un arco de fulguración. La región continuó brillando en $H\alpha$ por al menos 10 minutos, confundiendo los dos núcleos con la mancha entre los mismos hacia las 11:49 TU, como se muestra en la Figura 5.7(d). Al mismo tiempo que los núcleos comienzan a brillar puede observarse claramente una

pequeña eyección de material cromosférico, aproximadamente a unos 40" al norte del núcleo más septentrional. Dada la coincidencia temporal de la eyección de este material con la etapa previa a la fulguración, es posible que ambos fenómenos tengan un origen común, o al menos asociado.

5.2.4 Observaciones fotosféricas y modelo coronal

AR 10691 apareció en el limbo solar este el 23 de octubre. La región estaba formada por una polaridad positiva precedente concentrada seguida por una negativa más dispersa, como es de esperarse por efecto de la fuerza de Coriolis sobre el plasma en un tubo de flujo en ascenso a través de la fotosfera [Schrijver & Zwaan, 2000]. AR10691 nace en una zona con campo magnético de fondo fundamentalmente positivo. La orientación de la polaridad positiva y negativa es la que corresponde al ciclo solar 23 para el hemisferio norte (es decir se trata de una región Hale). Al momento de su aparición va seguida de otra región activa Hale no numerada por la NOAA (ya que no posee manchas), el campo magnético de ésta es más débil y se dispersa rápidamente (ver Figura 5.8(a)).

La intensidad del campo de la mancha positiva aumenta a medida que AR10691 transita el disco, mientras que la negativa se dispersa aún más y se separa de la positiva (ver Sección 6.2.3). La Figura 5.8(b) muestra a la región en su paso por el meridiano solar central (N13E00). El contorno en esta figura engloba a las polaridades positiva y negativa de AR10691, el flujo magnético dentro de este contorno está balanceado y se ve claramente el campo de fondo positivo.

Hacia el 29 de octubre, la mancha precedente comienza a decaer como se puede observar por la presencia de polaridades menores de signo opuesto que se mueven alejándose de ella (Figura 5.8(c)). A estas polaridades se les llama "moving magnetic features" [MMFs, Harvey y Harvey, 1973]. Se cree que los MMFs representan el flujo que es removido del tubo de flujo principal (la mancha a nivel fotosférico) durante su decaimiento. Este flujo es barrido hacia afuera de la mancha por el campo de velocidades supergranular. La naturaleza bipolar de los MMFs es todavía un enigma, ésta se atribuye a la presencia de torsión en el flujo removido. Algunas de las porciones del flujo retorcido podrían emerger y formar varios bipolos [Zhang *et al.*, 1992] o MMFs. El campo magnético negativo de estos bipolos (en el caso de una mancha positiva) termina luego cancelándose por reconexión con el campo positivo del entorno o el campo del borde de la celda supergranular que rodea a la mancha.

Sin embargo, uno de estos bipolos no constituye un MMF sino que se trata de un nuevo bipolo emergente al frente de la mancha precedente (ver flechas en la Figura 5.8(c)), como resulta evidente al comparar las figuras 5.8(c) a 5.8(f).

Las polaridades de este bipolo están invertidas respecto de la orientación del bipolo

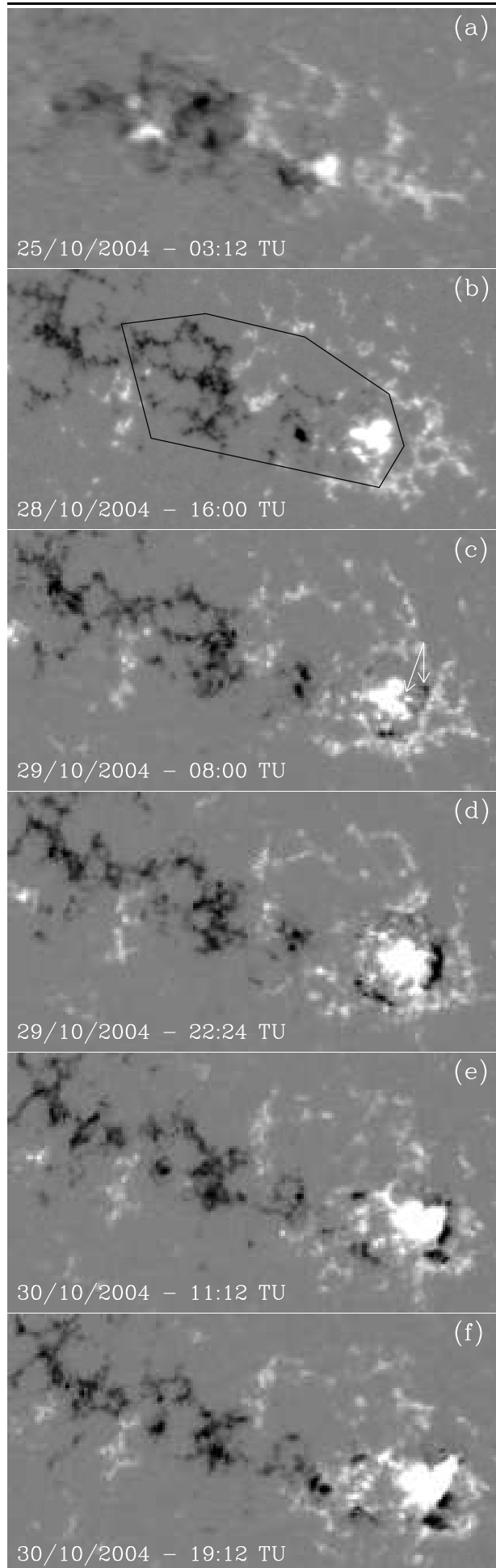


Figura 5.8: Evolución fotosférica de la región activa AR 10691. a) La polaridad precedente positiva es concentrada mientras que la siguiente negativa es dispersa. b) Paso de AR 10691 por el meridiano central. El contorno define la zona de balance de flujo magnético. c) Decaimiento de la mancha precedente y aparición de MMFs. Las flechas muestran la emergencia de un bipolo. d) a f) Evolución del bipolo emergente. Su polaridad se encuentra invertida respecto de la polaridad principal de AR 10691. La polaridad negativa del bipolo se desplaza hacia el sur y la positiva se elonga sobre ella, como sería de esperarse de un tubo de flujo con torsión izquierda de su eje.

EIT - MDI 30/10/2004 - 11:36:42 UT

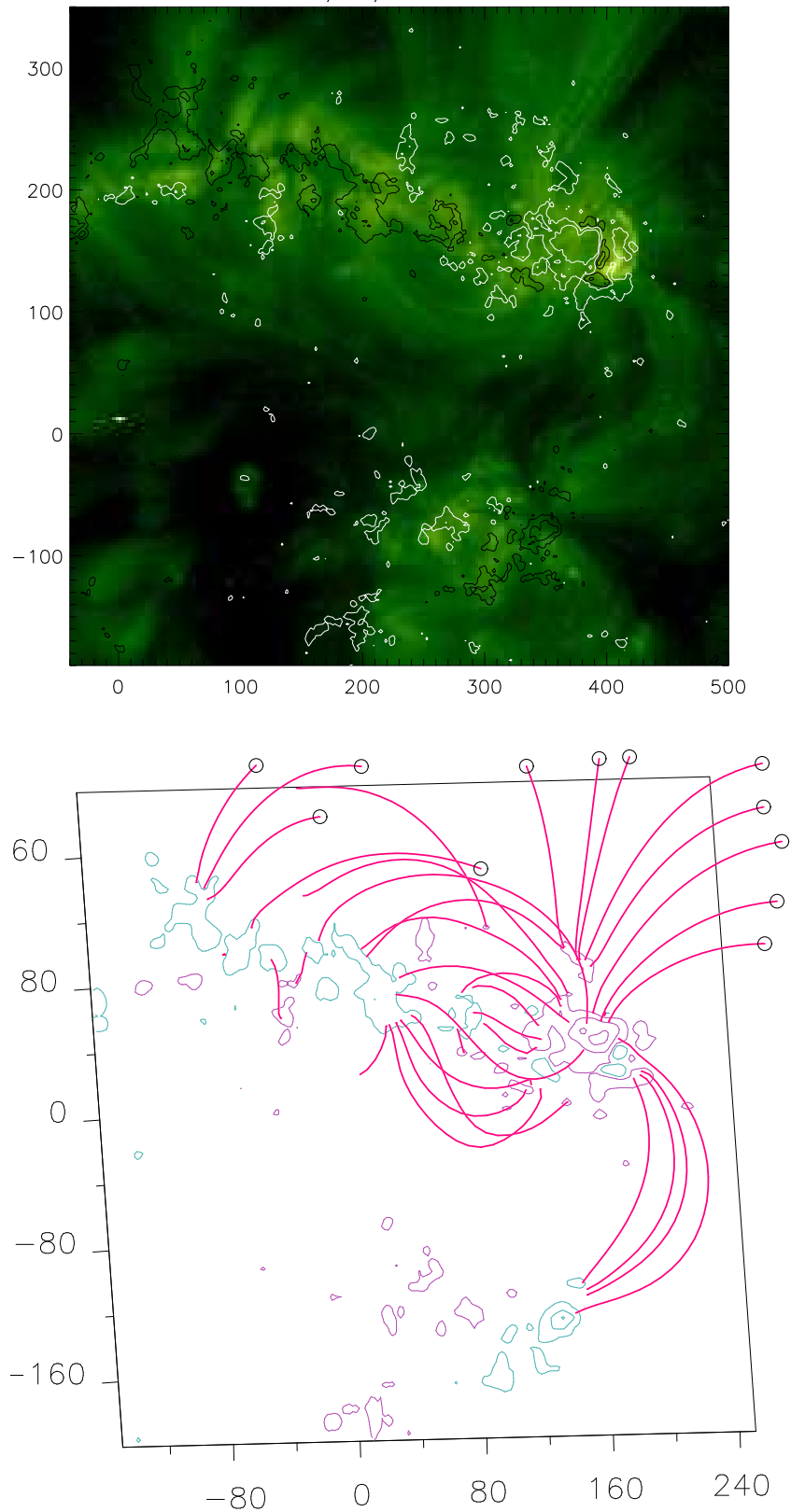


Figura 5.9: Panel superior: Superposición de una imagen del EIT con contornos del magnetograma del MDI (± 100 G y 500 G), los valores positivos (negativos) están dibujados con líneas blancas (negras). Pueden verse algunos arcos coronales. Las unidades en los dos ejes son segundos de arco. Panel inferior: Modelo del campo magnético coronal con contornos del MDI (± 100 G, 500 G y 1000 G). Se muestran algunas líneas de campo siguiendo la forma de los arcos mostrados por el EIT. Las unidades de los ejes son Mm.

principal de AR 10691. La polaridad positiva se une a la mancha precedente, también positiva, y la negativa se cancela parcialmente con ella. La evolución que se muestra en las figuras 5.8(d) a 5.8(f), la polaridad negativa se desplaza hacia el sur y la positiva se elonga por encima de ella, parece indicar que se trata de un tubo de flujo cuyo eje presenta una torsión izquierda (tiene un “kink” izquierdo) (ver referencias y una explicación más extensa en la Sección 6.2.3).

Tomando como condición de contorno en la fotosfera el magnetograma más cercano al inicio de la fulguración, se ha modelado el campo magnético coronal de AR10691. El modelo usado es libre de fuerzas lineal, como en todos los capítulos de esta tesis. El parámetro libre del modelo (α) se ha elegido de manera tal que la líneas del campo calculado sigan la forma de los arcos coronales observados por el EIT (imagen superior en la Figura 5.9). El procedimiento seguido para calcular el valor de α se detalla en la Sección 4.3.1. La Figura 5.9 (inferior) muestra un conjunto de líneas de campo calculadas con $\alpha = -3 \times 10^{-3} \text{ Mm}^{-1}$ y con $\alpha = -9 \times 10^{-3} \text{ Mm}^{-1}$. Según las reglas de helicidad magnética para cada hemisferio (ver el trabajo de revisión de Pevtsov y Balasubramaniam, 2003), cuya validez está en el orden del 70% al 80%, la helicidad magnética de las concentraciones de flujo magnético del hemisferio norte solar es negativa y la del hemisferio sur es positiva, con lo cual AR10691 seguiría estas reglas. Cabe señalar que lo mismo sucede para todas las regiones analizadas en esta tesis.

Dado que en este caso particular no se poseen datos suficientes en radio como para hacer un análisis espectral detallado ni para determinar la frecuencia de turnover, el estudio de la conectividad particular de la zona de emisión en microondas no aporta ningún tipo de información adicional. Sólo se señala que el valor del campo magnético, y el ángulo que éste forma con la dirección de la visual, a lo largo de las líneas de campo que conectan los núcleos en $H\alpha$, está de acuerdo con los valores usados para las dos soluciones espectrales propuestas en este capítulo.

5.3 Fase impulsiva

El panel izquierdo de la Figura 5.10 muestra la evolución temporal de la emisión en 2.695 y 15.4 GHz en la parte superior, junto con la evolución temporal del índice espectral de la parte ópticamente gruesa del espectro. Este índice se determina a partir de las densidades de flujo en 2.695, 4.995, 8.8 y 15.4 GHz. El índice es menor que 1 durante todo el intervalo que dura la fase impulsiva. De los cálculos de la emisión giosincrotrónica de una fuente homogénea [Robinson & Melrose, 1984, Dulk, 1985] se encuentra que el índice espectral de la parte ópticamente gruesa (α_{EG}) de un espectro giosincrotrónico toma valores entre 2.5 y 2.9, independientemente del valor del índice electrónico (δ), es decir, de la distribución energética del haz de electrones acelerados. A partir de estos resultados puede inferirse la inhomogeneidad de la fuente emisora.

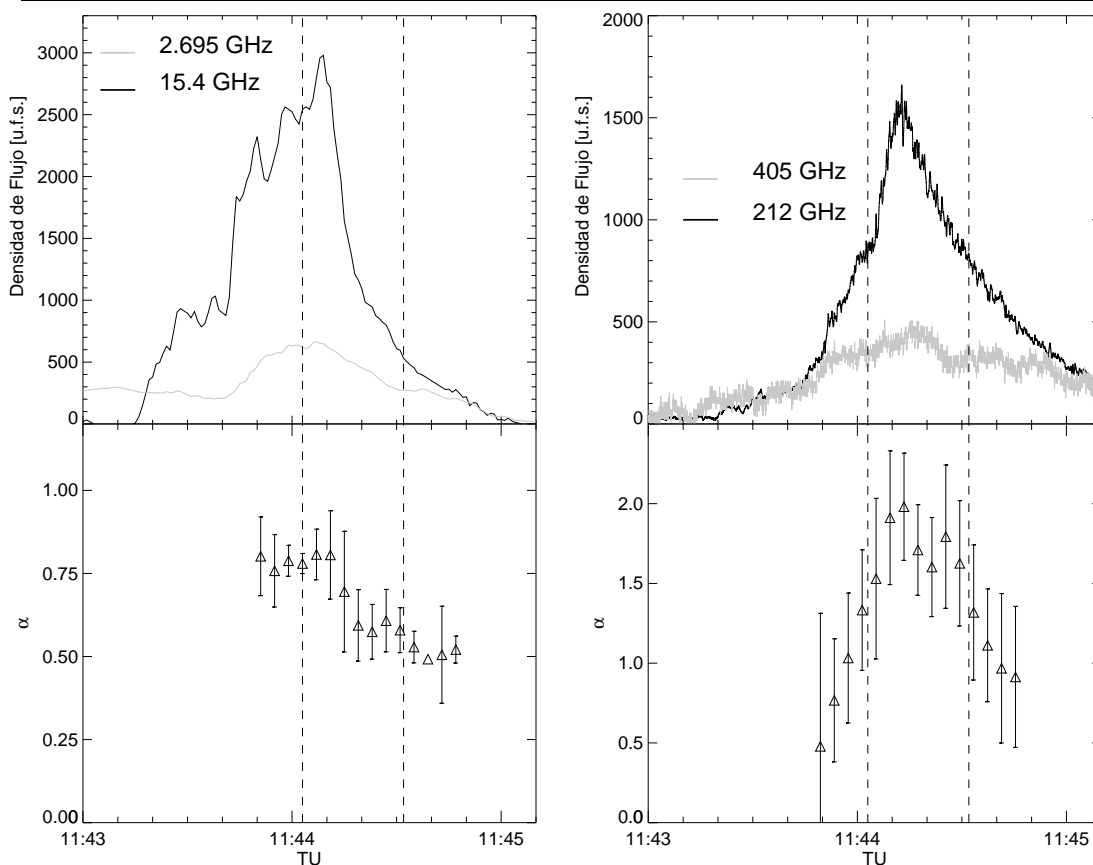


Figura 5.10: Panel izquierdo: Perfiles temporales con resolución temporal de 1 s de las densidades de flujo en 2.695 y 15.4 GHz obtenidos de las observaciones del RSTN (arriba) y evolución temporal del índice espectral α_{EG} de la parte ópticamente gruesa del espectro obtenida de las densidades de flujo en 2.695, 4.995, 8.8 y 15.4 GHz (debajo). Panel derecho: Perfiles temporales con resolución temporal de 40 ms de las densidades de flujo en 212 y 405 GHz obtenidos de las observaciones del SST (arriba) y evolución temporal del índice espectral α_{ED} de la parte ópticamente delgada del espectro obtenida de las densidades de flujo en 212 y 405 GHz (debajo).

En el panel derecho se muestra la evolución temporal de la densidad de flujo en 212 y 405 GHz durante la fase impulsiva (arriba). La parte inferior de este panel corresponde a la evolución temporal del índice espectral de la parte ópticamente fina del espectro, deducida a partir de sólo dos frecuencias (las del SST), las únicas que son ópticamente finas en los datos analizados. Durante la parte central de la fase impulsiva (entre las líneas de trazos en el panel derecho de la Figura 5.10), el índice es prácticamente constante, con transiciones graduales al comienzo y al final. Por lo tanto puede caracterizarse el lapso de tiempo correspondiente al pico con una única población de electrones. De acuerdo a Dulk [1985], puede estimarse el índice electrónico $\delta \sim 3$.

La baja resolución espectral del conjunto de datos estudiados en radio no permite obtener un único ajuste teórico del espectro; es decir, diferentes conjuntos de parámetros (intensidad de campo magnético, ángulo de visión, tamaño de la fuente, límites inferiores y superiores de la distribución de energía electrónica, etc.) dan resultados similares para la región ópticamente fina. La parte ópticamente gruesa nunca es ajustada en forma apropiada por los modelos teóricos, un resultado que es esperable cuando se presenta una fuente inhomogénea.

En la Figura 5.11 se muestran como ejemplo 2 ajustes del espectro observado con dos conjuntos de parámetros disímiles. En la Figura 5.11(a) se muestra el ajuste 1, para el cual se consideró una fuente de 14" de diámetro, una profundidad de 8.7×10^7 cm, una intensidad de campo magnético de 700 G, una energía inferior y superior de corte de 30 keV y 15 MeV, respectivamente, un índice electrónico $\delta = 3.35$, una densidad del haz de electrones acelerados de 8×10^8 cm⁻³, un ángulo de 45° entre la línea de la visual y el campo magnético y un parámetro de Razin $\alpha_R = 1.5$.

Por otro lado, en la Figura 5.11(b) se muestra el ajuste 2, obtenido con una fuente de 25" de diámetro y 5×10^7 cm de profundidad, una intensidad de campo de 170 G, una energía electrónica de corte de 120 keV y 8 MeV, un índice electrónico $\delta = 4$, una densidad de los electrones acelerados de 3×10^8 cm⁻³, un ángulo de 80° entre el campo magnético y la línea de la visual y un parámetro de Razin $\alpha_R = 0.3$. En el último ajuste también se tuvo en cuenta la emisión y absorción por bremsstrahlung térmico. Al definir el parámetro de Razin en cierta forma se está fijando la densidad del medio, de acuerdo a la Ecuación (2.35).

De la comparación de las figuras 5.11(a) y 5.11(b), se puede ver que si bien los puntos del espectro ajustados son prácticamente los mismos en los dos casos, en el ajuste 1 la frecuencia del máximo se encuentra en torno a los 30 GHz, y la densidad de flujo correspondiente es del orden de 16000 u.f.s., mientras que para el ajuste 2 los valores del pico son, aproximadamente, 60 GHz y 6000 u.f.s. A partir de estos dos ajustes y de otros más que se realizaron, pero que no se muestran en este trabajo, se determinó un rango de valores posibles para el número de electrones acelerados, el cual será tenido en cuenta en la Sección 5.5.

5.4 Fase gradual

Se observa claramente una fase gradual en 212 GHz (ver el panel izquierdo de la Figura 5.12). En frecuencias más bajas se ven, luego de la parte impulsiva del evento, nuevos episodios de emisión explosiva, posiblemente originados por giroemisión. La Figura 5.12 muestra la densidad de flujo en 15.4 GHz arbitrariamente desplazada 300

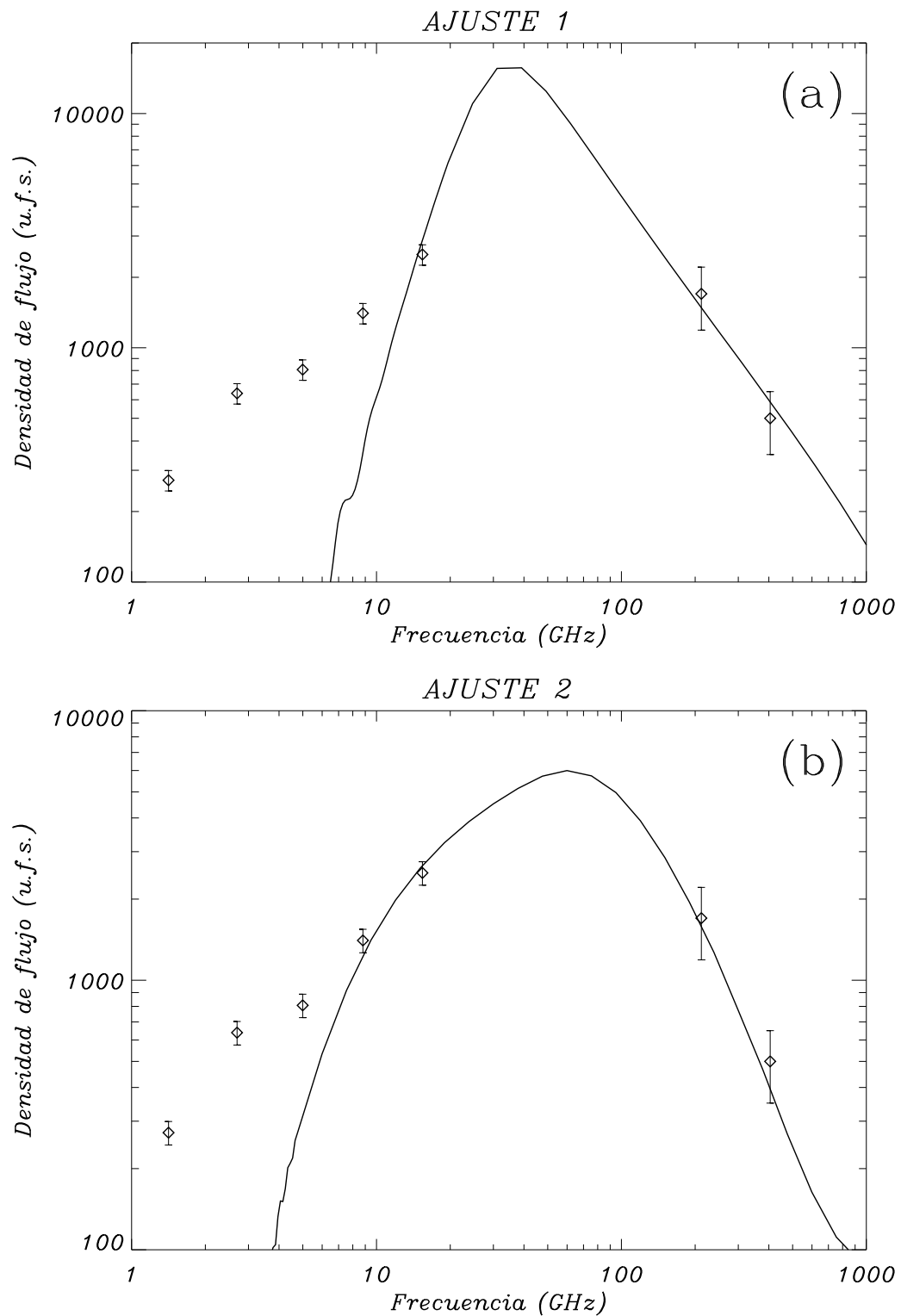


Figura 5.11: Ajuste teórico del espectro considerando dos conjuntos distintos de parámetros (ver texto). La baja resolución espectral y la imposibilidad de ajustar la parte ópticamente gruesa del espectro hace que muchos conjuntos de parámetros lleven a ajustes similares.

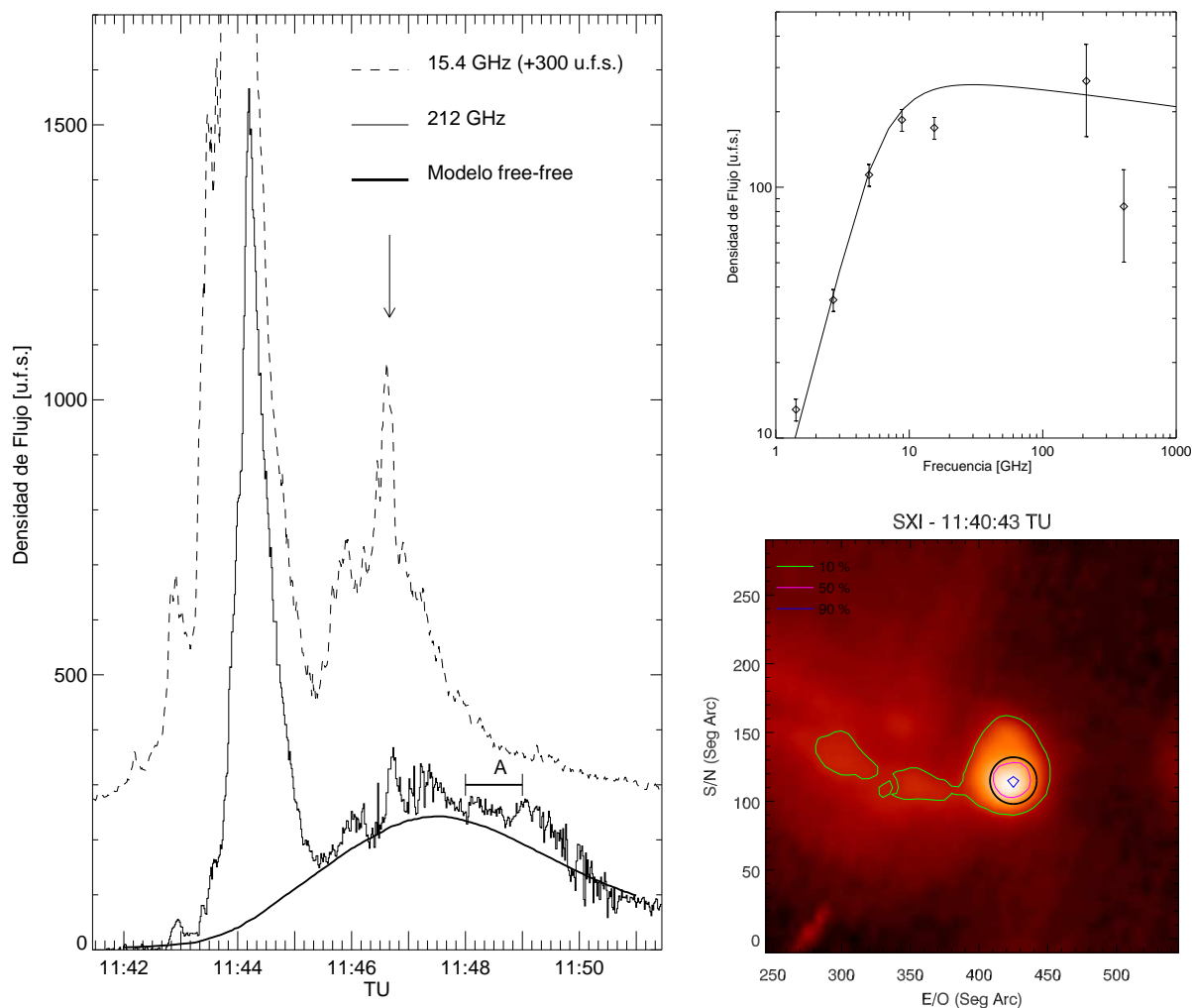


Figura 5.12: **Panel izquierdo:** La fase gradual en 212 GHz. Después de la fulguración ($\sim 11:45:30$ TU), se observa un incremento gradual del flujo en 212 GHz hasta aproximadamente las 11:51:30 TU. Se observan durante esta fase algunos episodios explosivos. En contraste, luego de las 11:45:30 TU, el flujo en microondas, representado aquí por la emisión en 15.4 GHz desplazada 300 u.f.s. (línea de trazos), muestra una segunda componente explosiva con muchos pulsos. El pulso más intenso también se observa en 212 GHz. A lo largo del intervalo *A* se integró la densidad de flujo en las diferentes frecuencias para obtener un espectro. La línea continua gruesa representa la emisión esperada por bremsstrahlung térmico de una fuente homogénea. **Panel superior derecho:** Espectro de la densidad de flujo durante el intervalo 11:48 – 11:49 TU. La curva sólida representa la emisión esperada de una fuente isotérmica por bremsstrahlung. **Panel inferior derecho:** Una imagen en rayos X blandos tomada por el SXI de la región de la fulguración justo antes del máximo de la fulguración. Los contornos representan los niveles de emisión de la fuente térmica. El círculo corresponde al modelo de emisión bremsstrahlung por una fuente isotérmica.

u.f.s. en el sentido vertical, con la intención de hacer más claro el gráfico. Los episodios explosivos son sumamente evidentes en esta figura. El pulso más intenso en 15.4 GHz también se observa en 212 GHz (indicado con una flecha en la Figura 5.12). Las variaciones en la atenuación atmosférica y/o emisión son relativamente más intensas en 405 GHz que en 212 GHz, y por lo tanto estas variaciones modulan el fondo, haciendo más dificultosa la observación de la emisión free-free o bremsstrahlung.

Antes de seguir con el análisis de los datos, es importante recordar algunos detalles de la emisión bremsstrahlung en un plasma ionizado como el de la corona solar. La emisión bremsstrahlung o free-free es la debida a electrones individuales los cuales son deflectados en un campo coulombiano de iones. El proceso inverso, llamado absorción free-free, ocurre cuando los electrones comienzan a oscilar en resonancia con el campo eléctrico de una onda y, ulteriormente, las colisiones electrón-ión destruyen la oscilación. Esto disminuye la energía de la onda y calienta el plasma.

En un plasma cada partícula interactúa en forma apreciable con las partículas dentro de una esfera cuyo radio es del orden de la longitud de Debye λ_D centrada en la partícula en cuestión. Dicha esfera, conocida como esfera de Debye, contiene $N_D \approx 1.72 \times 10^9 T^{3/2} n^{-1/2}$ partículas; considerando condiciones coronales típicas, resulta $N_D \approx 10^{13}$. La condición $N_D \gg 1$ es la que caracteriza cuantitativamente a un plasma, porque le otorga su dinámica particular al tener un gran número de partículas interactuando simultáneamente a través de la fuerza eléctrica. Esta interacción simultánea de un electrón con N_D partículas genera desviaciones de su trayectoria que se consideran como colisiones. Puede demostrarse que para la generación de ondas de radio, las numerosas colisiones de poca desviación, debidas a encuentros distantes de electrones con iones, son mucho más importantes que los relativamente raros encuentros de corta distancia que provocan grandes deflecciones. La emisividad promedio de los electrones en un plasma se calcula comenzando con la energía radiada por un electrón de velocidad v pasando a una distancia d de un ión de carga Z_i y luego multiplicando por la tasa de tales encuentros e integrando sobre d y v . Como se considera el caso de bremsstrahlung térmico, la distribución de velocidades es Maxwelliana, por lo que $v = \sqrt{k_B T / m_e}$. Convencionalmente se introduce una cantidad denominada factor de Gaunt, $G(T, \omega)$, que es proporcional a $\log(d_{max}/d_{min})$, donde d_{max} y d_{min} son los parámetros de impacto máximo y mínimo, respectivamente. Como las colisiones a una dada distancia d sólo dan emisión en frecuencias $\omega \lesssim v/d$, se tiene $d_{max} \approx v/\omega$. El parámetro de impacto mínimo difiere de acuerdo a la energía promedio de los electrones. Para electrones de baja energía, d_{min} es aproximadamente la distancia para la cual los electrones sufren una deflexión de 90° , luego

$$G(T, \nu) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \log \left(\frac{(k_B T)^{3/2}}{\Gamma \pi \nu Z_i m_e^{1/2} e^2} \right) ,$$

donde $\Gamma \approx 1.781$ es la constante de Euler. Para electrones de alta energía, d_{min} está

relacionada con la longitud de onda de de Broglie y el factor de Gaunt es

$$G(T, \nu) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \log \left(\frac{2k_B T}{h\nu} \right) .$$

A altas frecuencias donde $h\nu \gtrsim k_B T$ (por ejemplo, en el rango de los rayos X), las formas anteriores para el factor de Gaunt no pueden aplicarse, debiendo ser reemplazadas por los cálculos cuánticos apropiados. El coeficiente de absorción para electrones térmicos, incluyendo los factores de arriba, resulta

$$\begin{aligned} \kappa_\nu &\approx \sum_i \frac{1}{3c} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 \frac{4\pi Z_i^2 n_i e^4}{m_e^{1/2} (k_B T)^{3/2}} \frac{\pi}{\sqrt{3}} G(T, \nu) \approx \\ &\approx 9.78 \times 10^{-3} \frac{n_e}{\nu^2 T^{3/2}} \sum_i Z_i^2 n_i \times \begin{cases} 18.2 + \log T^{3/2} - \log \nu & T < 2 \times 10^5 \text{ K} \\ 24.5 + \log T - \log \nu & T > 2 \times 10^5 \text{ K} \end{cases} , \end{aligned}$$

donde n_i representa la densidad de iones del medio y n_e la de electrones. La densidad de flujo F_ν está relacionada con el coeficiente de absorción por medio de la ecuación

$$F_\nu = \frac{2k_B T \nu^2}{c^2} (1 - e^{-\kappa_\nu H}) \Omega , \quad (5.5)$$

donde H es la profundidad de la fuente y Ω el ángulo sólido subtendido por la misma. Para muchos propósitos puede considerarse una expresión más útil para el coeficiente de absorción, asumiendo un plasma de hidrógeno–helio totalmente ionizado, y tomando valores típicos $T \sim 10^6$ K y $\nu \sim 10^9$ Hz para el término logarítmico, se tiene [Dulk, 1985]

$$\kappa_\nu \approx \frac{0.2 n_e^2}{T^{3/2} \nu^2} \text{ cm}^{-1} . \quad (5.6)$$

Para probar la hipótesis de emisión por bremsstrahlung térmico se ha modelado la emisión observada como una fuente homogénea e isotérmica. Se integraron las densidades de flujo, correspondientes a las diferentes frecuencias, en el intervalo de 1 minuto de duración mostrado en el panel izquierdo de la Figura 5.12 con la etiqueta “A”. A partir de estos flujos integrados se obtuvo el espectro de la fase gradual. No se ha tratado de abstraer la contribución de algún otro mecanismo de emisión, como girosincrotrón, por lo que para asegurar resultados ajustados realmente a una emisión free-free se ha elegido un intervalo para la integración que no parece mostrar giroemisión significativa. Para determinar el tamaño aproximado de la fuente emisora se ha usado una imagen del Solar X-ray Imager [GOES/SXI, Hill et al., 2005, Pizzo et al., 2005], considerando el área emisora como la que emite hasta por debajo del 30% del máximo (ver el panel inferior derecho de la Figura 5.12). Esto lleva a un tamaño de fuente del orden de 40”. La medida de emisión y la temperatura de la fuente se determinan usando el modelo CHIANTI [Dere et al., 1997, Young et al., 1998] que considera abundancias coronales y la respuesta de los detectores del GOES. Se ajustó la emisión esperada a los datos observados teniendo como parámetros libres el tamaño de la fuente y la profundidad de la

misma.

En el régimen ópticamente grueso se tiene que la profundidad óptica τ_ν es mucho mayor que la unidad, es decir $\tau_\nu = \kappa_\nu H \gg 1$. Entonces en la Ecuación (5.5) se puede despreciar el término exponencial, resultando

$$F_\nu \approx \zeta \frac{2k_B T \nu^2 \Omega}{c^2} \quad , \quad (5.7)$$

donde se ha incorporado el parámetro ζ el cual se incluyó para realizar el ajuste espectral. Por otro lado, además de ajustar el espectro, se debe ajustar el perfil temporal de la emisión gradual en 212 GHz simultáneamente. El mejor ajuste se obtuvo con una fuente de 28", una profundidad de 8.4×10^8 cm y un factor $\zeta = 7.5$. Este factor es el valor por el cual hay que multiplicar a $T\Omega$, si se quiere explicar el espectro observado de la fuente de microondas. En el panel superior derecho de la Figura 5.12 se puede ver el ajuste del espectro, mientras que en el panel izquierdo la línea continua gruesa representa el ajuste para el perfil temporal de la fase gradual en 212 GHz.

Para el régimen ópticamente delgado se tiene una profundidad óptica mucho menor a la unidad, es decir $\tau_\nu = \kappa_\nu H \ll 1$. Es un sencillo ejercicio, que puede realizarse en este momento, el verificar que la emisión submilimétrica efectivamente es ópticamente delgada. En condiciones de la corona solar se tiene $T \approx 10^6$ K, $n_e \approx 10^{10}$ cm⁻³ y la profundidad típica de una fuente emisora que es del orden de 10^8 cm. Entonces, en virtud de la Ecuación (5.6) se tiene

$$\kappa_\nu H \approx \frac{0.2 \times (10^{10})^2}{10^6 \times (2.12 \times 10^{11})^2} \approx 4.4 \times 10^{-4} \quad .$$

En este caso, un desarrollo a primer orden para la exponencial de la Ecuación (5.5) es una muy buena aproximación y, utilizando la Ecuación (5.6) para el coeficiente de absorción, se obtiene la siguiente expresión para la densidad de flujo

$$F_\nu \approx \zeta \frac{2k_B T \nu^2}{c^2} \frac{0.2 n_e^2 H \Omega}{\nu^2 T^{3/2}} \approx \zeta \frac{0.4 k_B}{c^2 L_\odot^2} \left(\frac{EM}{\sqrt{T}} \right) \quad , \quad (5.8)$$

donde $EM = n_e^2 V$ es la medida de emisión, V el volumen de la fuente y L_\odot es la distancia Sol-Tierra. A partir de esta ecuación puede inferirse que el cociente EM/\sqrt{T} debe ser un factor 7.5 mayor para explicar tanto el espectro observado, así como el perfil temporal de la emisión en 212 GHz. Entonces, o la medida de emisión es mayor, o la temperatura de la fuente es menor (en contraposición a lo deducido de la emisión ópticamente gruesa) o las dos cosas ocurren simultáneamente.

De la observación de los dos regímenes, el ópticamente grueso y el ópticamente delgado, puede concluirse que la fuente no es homogénea ni es isotérmica. A favor de la inhomogeneidad de la fuente también puede sumarse el argumento de la imposibilidad

de ajustar una curva girosincrotrónica en la parte ópticamente gruesa del espectro observado en el pico de la fase impulsiva. Estos resultados son similares a los obtenidos por Lüthi et al [2004b], en longitudes de onda submilimétricas y por Chertok et al. [1995] y Sui et al. [2005] en microondas, aunque en estos últimos casos la discrepancia entre la emisión observada y la calculada, considerando emisión bremsstrahlung de una población térmica de electrones, fue explicada por medio de otro argumento (ver Conclusiones del presente capítulo).

5.5 Aceleración de partículas

Siguiendo los lineamientos de la Sección 4.4, se estiman la tasa de calentamiento del plasma, a partir de las observaciones del GOES, y la tasa de aceleración electrónica, de las observaciones del SST.

La evolución del flujo en rayos X blandos con resolución temporal de 3 s para los canales con los rangos de energía 1.6 – 12 keV y 3 – 25 keV se pueden ver en la Figura 5.13.

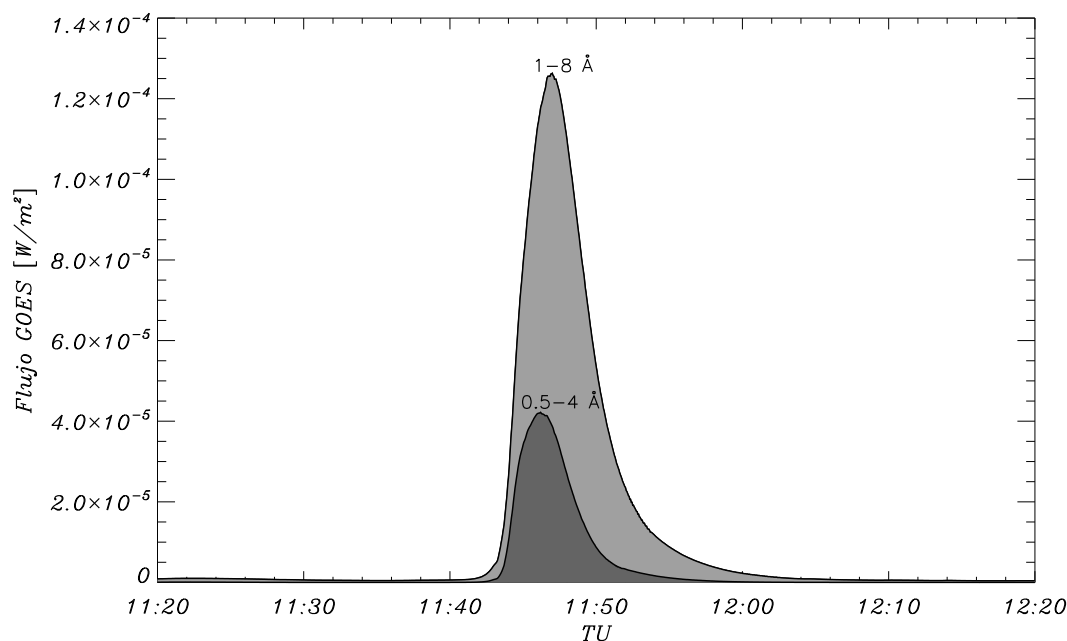


Figura 5.13: Perfil temporal del flujo en rayos X blandos medido por el GOES en un intervalo de tiempo que incluye al evento. Las curvas corresponden a las bandas de energía de 1.6 – 12 keV (1 – 8 Å) y 3 – 25 keV (0.5 – 4 Å).

A partir del flujo en las dos bandas de energía se obtuvieron la medida de emisión y la temperatura del plasma emisor, como ya fue comentado, para el estudio de la fase gradual. Los gráficos correspondientes a la evolución de estas magnitudes se muestran en la Figura 5.14(a) (temperatura) y 5.14(b) (medida de emisión). El perfil temporal de la temperatura muestra una forma mucho más irregular que el de la medida de emisión;

además de que la curva de temperatura comienza a crecer unos 8 minutos antes de que lo haga la medida de emisión.

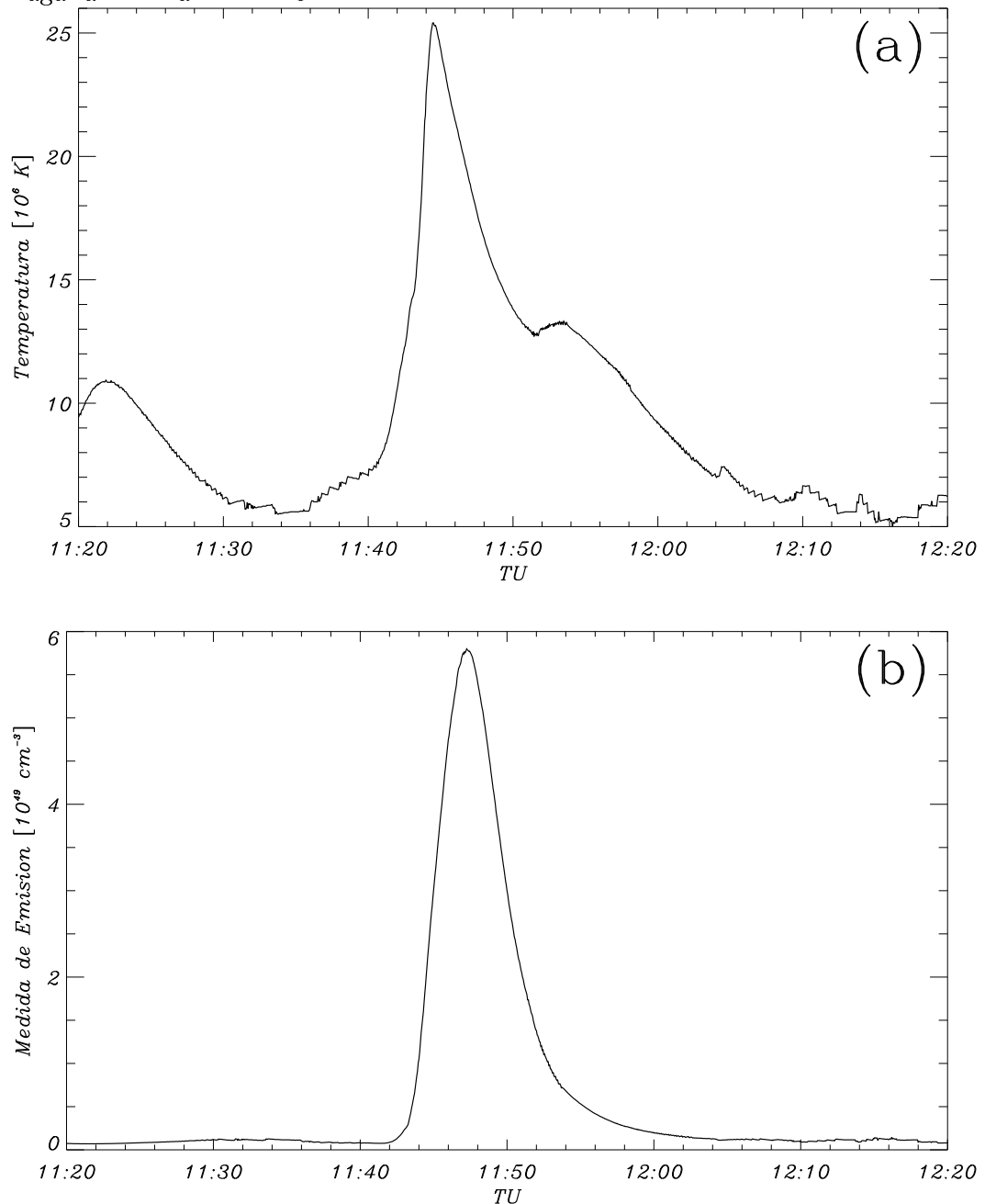


Figura 5.14: La temperatura (a) y la medida de emisión (b), derivados de los datos de rayos X blandos del GOES bajo la suposición de que el plasma es isotérmico.

De acuerdo a lo expresado en la Ecuación (4.1), el producto de la medida de emisión por la temperatura y k_B corresponde a la energía total en el plasma por la densidad de partículas. En la Figura 5.15 se muestra la evolución temporal de esta magnitud. La energía total máxima para el plasma emisor de rayos X blandos ($nV k_B T$) se alcanza alrededor de las 11:47 TU. Si se supone que la densidad del plasma es $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, el valor de esta energía es de aproximadamente $1.5 \times 10^{31} \text{ erg}$.

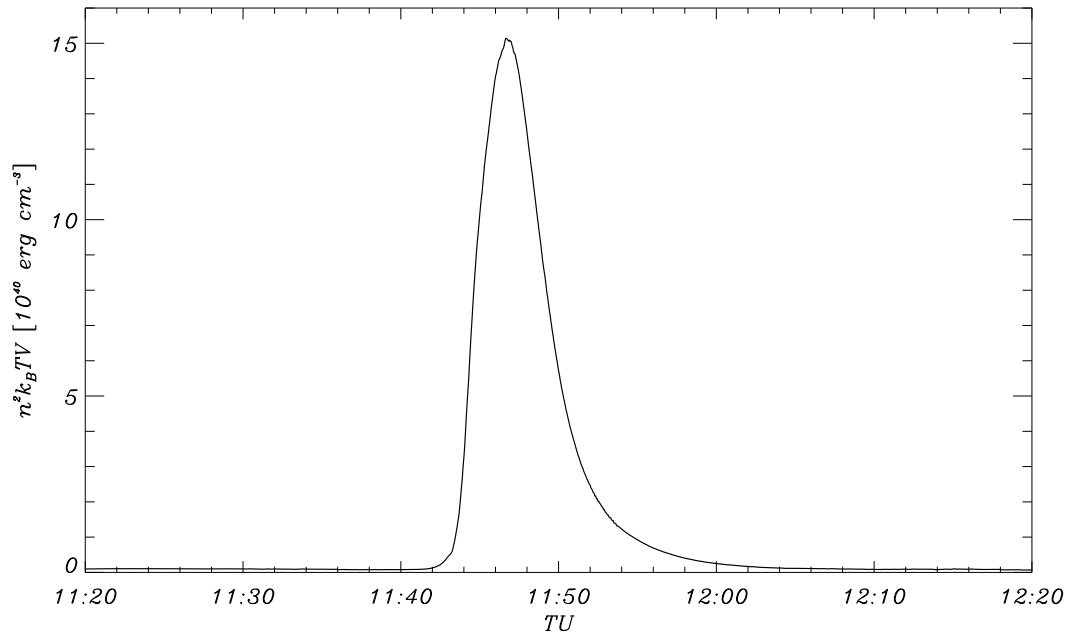


Figura 5.15: Evolución temporal del producto de la energía térmica en el plasma por la densidad del mismo, $EM k_B T = n^2 V k_B T$.

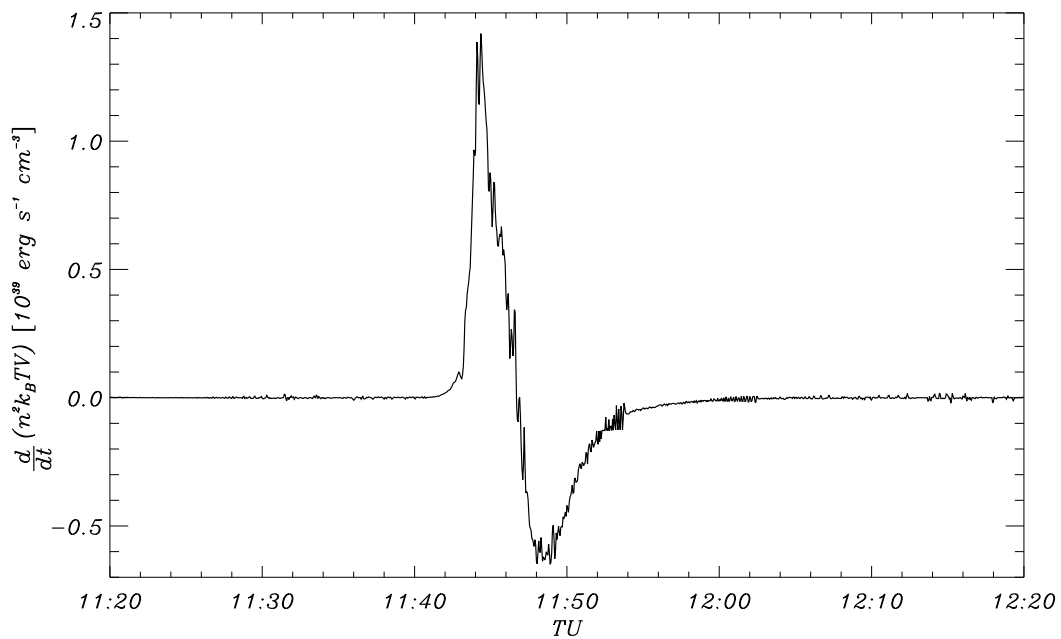


Figura 5.16: Derivada temporal de $n^2 V k_B T$ durante un período de tiempo alrededor de la fase impulsiva de la fulguración. Esta es una cantidad asociada con la tasa a la cual se deposita energía en el plasma emisor de rayos X blandos.

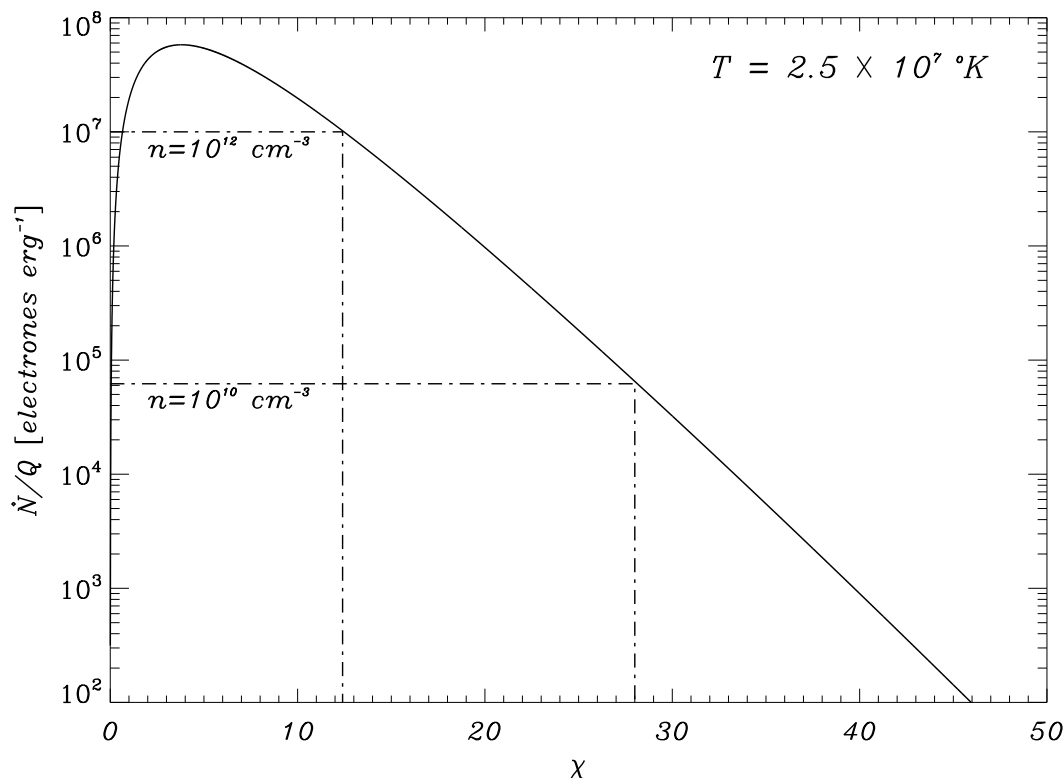


Figura 5.17: El gráfico muestra el cociente de la tasa de aceleración electrónica y la tasa de deposición de energía en función de $\chi = v_e/v_d$, el cociente de las velocidades térmica y de deriva.

La energía depositada en el plasma se puede cuantificar por la derivada respecto del tiempo de $n^2 V k_B T$. La evolución de esta tasa de deposición se ilustra en la Figura 5.16.

En el capítulo anterior se encontró una relación entre la tasa de aceleración electrónica y la tasa de calentamiento del plasma. Esta relación es función de la temperatura y del cociente entre la velocidad térmica de los electrones y la velocidad de deriva, v_e/v_d , y está dada por la Ecuación (4.4). En el evento que se considera en este capítulo no fue posible realizar un único ajuste espectral que reprodujera las observaciones; como se explicó en el apartado 5.2.4 distintos conjuntos de los parámetros de la emisión girosincrotrónica ajustan en forma similar la parte ópticamente fina del espectro, mientras que la parte ópticamente gruesa no logra ser ajustada. Por otro lado, debido a la baja resolución espectral de los datos no fue posible encontrar el turnover, lo que permitiría acotar el rango de valores de los parámetros del ajuste. Todo esto hace que no sea posible encontrar un único valor para la cantidad de electrones acelerados, si no que se encuentra un rango de valores posibles para esta cantidad

$$5 \times 10^{35} < N < 8.4 \times 10^{35} \quad .$$

Este es un rango bastante acotado y teniendo en cuenta el grado de precisión con el que se ha trabajado puede seguirse el análisis tomando el promedio, $N \approx 7 \times 10^{35}$. En-

tonces, considerando que la fase impulsiva tiene una duración de aproximadamente 90 s, se puede estimar para la tasa de aceleración electrónica el valor $\dot{N} \approx 7.5 \times 10^{33} \text{ s}^{-1}$.

Adoptando una densidad ambiente $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, la Figura 5.16 muestra que para la fase impulsiva de la fulguración la tasa media de deposición de energía es $Q = 9 \times 10^{28} \text{ erg/s}$. Tomando la temperatura de $2.5 \times 10^7 \text{ K}$ y, al igual que en el capítulo anterior, dejando que la densidad del plasma pueda tomar valores entre 10^{10} y 10^{12} cm^{-3} se obtiene un rango de valores posibles para el cociente v_e/v_d

$$13 < v_e/v_d < 28 \quad ,$$

a partir de un análisis de la Figura 5.17. Entonces, teniendo en cuenta que $v_e/v_d = E_D/E$, la emisión de la fulguración puede ser generada por la aceleración debida a un campo eléctrico sub-Dreicer.

Dado que no se ha podido realizar un ajuste del espectro en radio, no es posible obtener todas las restricciones a los parámetros físicos de la zona de aceleración, como se ha mostrado en el Capítulo 4. La imposibilidad de fijar la intensidad del campo magnético impide acotar tanto el número de hojas de corriente, en el caso de considerar resistividad clásica, así como las dimensiones físicas de la región de aceleración. Por último, teniendo en cuenta el rango de valores que se obtuvo para el cociente v_e/v_d , es inmediato concluir que $13 \leq (v_c/v_e)^2 \leq 28$, y a partir de esto

$$14 \text{ keV} \leq W_c \leq 30 \text{ keV} \quad .$$

5.6 Discusión y conclusiones

En este capítulo se estudió la fulguración del 30 de octubre de 2004; en particular, se estudiaron en forma separada la fase impulsiva y la fase gradual. El análisis en múltiples longitudes de onda incluyó datos en radio, rayos X blandos, imágenes en el extremo ultravioleta y en $H\alpha$, y magnetogramas fotosféricos.

La cobertura en el rango de radio abarcó desde 1.4 GHz hasta 405 GHz, pero con un vacío observacional importante entre 15.4 GHz y 212 GHz. Sumado a la baja resolución espectral de los datos en radio se tuvo la complicación adicional de que, a partir de las observaciones disponibles, no pudo determinarse la frecuencia de turnover. En 212 GHz el evento mostró dos fases distintas: la impulsiva y la gradual. En microondas parece haber una segunda fase impulsiva que en longitudes de onda submilimétricas es apenas observada.

Se encontró que el índice espectral ópticamente delgado α_{ED} es casi constante durante la parte central de la fase impulsiva, luego de lo cual presenta un endurecimiento,

es decir, una tendencia a disminuir su valor. Una transición de emisión girosincrotrónica a emisión free-free, que en el régimen ópticamente delgado tiene un índice casi nulo, podría explicar el cambio observado en α_{ED} . La imposibilidad de realizar un ajuste de la parte ópticamente gruesa del espectro durante la fase impulsiva condujo a la conclusión de inhomogeneidad de la fuente.

La fase gradual observada en 212 GHz puede ser explicada por bremsstrahlung de una fuente térmica. Como argumentos en favor de esta hipótesis debe mencionarse la marcada similaridad entre la evolución temporal de la emisión calculada, suponiendo una fuente isotérmica de emisión bremsstrahlung (donde la temperatura y la medida de emisión fueron deducidas de los datos en rayos X blandos), y el perfil temporal de la densidad de flujo en 212 GHz. Sin embargo, la emisión inferida de los datos en rayos X blandos debe ser multiplicada por un factor 7 para reproducir las observaciones en 212 GHz. En el presente trabajo se mostró que el cociente EM/\sqrt{T} debía ser mayor, por lo que la temperatura del plasma debía ser menor que la obtenida con los datos del GOES y/o la medida de emisión debía ser mayor. Por otro lado, para ajustar las observaciones en microondas debe tenerse un mayor valor para el producto $T\Omega$, lo que implica que la temperatura y/o el tamaño de fuente son mayores. La incompatibilidad de ambas propuestas hizo concluir la imposibilidad de considerar una fuente isotérmica. La falta de acuerdo entre la emisión por bremsstrahlung térmico en radio, inferida de los datos del GOES, y las observaciones en microondas-submilimétrico, ha sido señalada anteriormente por varios autores [Chertok *et al.*, 1995, Pohjolainen *et al.*, 2002, Lüthi *et al.*, 2004b, Sui *et al.*, 2005], los que han dado diferentes interpretaciones al hecho. Chertok *et al.* [1995], observaron que espectros del tipo plano en microondas, debido a emisión de bremsstrahlung térmico de una fuente ópticamente delgada, requieren medidas de emisión que exceden por alrededor de un orden de magnitud el valor obtenido a partir de observaciones en rayos X blandos. Estos autores concluyen que si las explosiones en microondas que exhiben un espectro plano son debidas a bremsstrahlung en el plasma producto de la evaporación cromosférica, la principal contribución a esta radiación no puede provenir únicamente del plasma caliente en el que se generan los rayos X (con densidad n_X y temperatura $T_X \approx 10^7$), sino de un plasma más denso y frío con temperatura $T < T_X$, no detectable en rayos X blandos. Este proveería una medida de emisión mayor capaz de explicar la radiación observada en microondas. El espectro observado en el presente trabajo podría ser incluido en esta categoría, pero la baja resolución espectral no permite ser terminantes con respecto a esto. Pohjolainen *et al.* [2002] proponen la existencia de dos fuentes para lograr el ajuste espectral, una denominada “fuente compacta no térmica” (CNTS, por *compact non-thermal source*) y otra llamada “fuente térmica extendida” (ExTS, por *extended thermal source*). La CNTS tiene extensiones verticales del orden de 8×10^8 cm, lo que corresponde al diámetro de arcos de fulguración típicos, temperaturas $T \approx 10^7$ K y densidad electrónica del medio $n_e \approx 10^{10}$ cm⁻³. La ExTS está caracterizada principalmente por extensiones verticales mayores, del orden de 2×10^9 cm y una temperatura

menor, $T \lesssim 5 \times 10^5$ K, junto con una densidad electrónica incrementada respecto de la CNTS, $n_e \approx 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Para explicar la existencia de estas fuentes se invoca nuevamente el proceso de evaporación cromosférica. En cierta forma, la propuesta de Pohjolainen et al. [2002] de dos fuentes con diferentes densidades y temperaturas es una suerte de discretización de la propuesta de fuente inhomogénea y no isotérmica. Luthi et al. [2004b] apuntan que la estimación de la densidad de flujo en radio a partir de las observaciones del GOES supone un plasma de temperatura única, y que es casi una certeza que esto no se ajusta a la realidad para el plasma de fulguración en la corona. La emisión en rayos X blandos se incrementa con la temperatura del plasma, mientras que la emisión ópticamente delgada en radio disminuye; entonces las observaciones en radio son más sensibles al material frío que las observaciones en rayos X blandos. Cualquier cantidad significativa de plasma de baja temperatura podría producir fácilmente una emisión mayor en el rango milimétrico-submilimétrico que el predicho por las observaciones del GOES. Estos autores además explican que si bien ambas emisiones, en rayos X blandos y en radio, son térmicas y parecen tener una fuente común, esto último evidenciado por la idéntica forma del perfil temporal medido y esperado, sin embargo no provienen de la misma población de electrones térmicos. Los rayos X blandos podrían originarse en un núcleo central caliente mientras que la emisión milimétrica-submilimétrica podría hacerlo en un plasma más frío en una región mayor rodeando a la fuente de rayos X blandos. Para apoyar esta idea los autores muestran que el tamaño observado de la fuente en radio, estimado a partir de mapas solares, es mayor que el observado para la fuente en las imágenes en rayos X blandos. Aunque la posibilidad de que la fuente observada no fuera isotérmica ni homogénea es perfectamente razonable, esta afirmación trae algunas consecuencias en relación al espectro observado en la fase gradual. Se ha mostrado que este espectro puede ser ajustado en forma bastante apropiada por la curva teórica correspondiente a emisión bremsstrahlung de una fuente isotérmica, de no tenerse una fuente de estas características la emisión es afectada en forma diferencial, dependiendo de la frecuencia; concretamente, la parte ópticamente delgada y ópticamente gruesa del espectro son afectadas en forma totalmente diferente al considerarse una fuente inhomogénea. Por lo tanto, al pasar de considerar una fuente homogénea a una inhomogénea, el cambio en las curvas espectrales no puede reducirse a un simple cambio de escala en los valores de la densidad de flujo, el cual pueda realizarse con un único factor (el factor de ajuste, tomado como parámetro libre, que se ha utilizado en este trabajo) independiente de la frecuencia. Entonces, de tenerse una fuente no isotérmica y no homogénea, debería concluirse que el buen ajuste espectral logrado durante la fase gradual es accidental o fruto de la casualidad.

Finalmente, se lograron acotar algunos valores de los parámetros vinculados con la región de aceleración de partículas. De las observaciones del GOES se obtuvo una tasa media de deposición de energía. Al no poder realizarse un ajuste espectral único, no fue posible determinar el número de electrones acelerados que explicara la emisión en radio,

si no sólo determinar un rango de valores posibles. Con esto fue posible acotar el valor del cociente de la velocidad térmica del plasma y la velocidad de deriva inducida por el campo eléctrico continuo. El rango de valores para el cociente de velocidades resultante de dicha acotación se encuadra dentro de los valores a los que responden las hipótesis del modelo de aceleración-calentamiento considerado. También pudo determinarse la velocidad crítica a partir de la cual los electrones son acelerados, encontrándose que esta velocidad se ajusta perfectamente a los valores de energía típicamente considerados como energías inferiores de corte cuando se propone como mecanismo de emisión la emisión girosincrotrónica de una población no térmica de electrones, es decir energías de unas pocas decenas de keV.

Capítulo 6

Fulguración del 20 de diciembre de 2002

Usando observaciones de los radiotelescopios solares en ondas submilimétricas (SST y el Köln Observatory for Submillimeter and Millimeter Astronomy, o KOSMA), se encontró una segunda componente espectral a altas frecuencias que llevó a definir la categoría de explosiones THz. En todos los casos analizados hasta el presente, los eventos fueron clasificados como fulguraciones del tipo X y la intensidad de la componente THz observada crece con la frecuencia.

En este capítulo se analiza una fulguración clasificada como M, ésta muestra una componente en el rango submilimétrico diferente de la clásica que se observa en microondas. La fulguración ocurrió en la región activa NOAA 10226 (S26 W32) comenzando alrededor de las 13:15 TU con una intensidad máxima M 6.8 en rayos X blandos. Se observaron dos explosiones en radio, ambas con una duración de unos dos minutos y separadas por un intervalo de alrededor de cuatro minutos.

En el análisis se utilizaron la densidad de flujo submilimétrica registrada por el SST, junto con observaciones en el rango de las microondas obtenidas por telescopios solares de patrullaje. Para caracterizar la región de la fulguración se usaron imágenes en $H\alpha$ del HASTA y en el extremo ultravioleta del EIT. Se estudió la evolución magnética de la región y su topología usando los magnetogramas del MDI y, a partir de esto, se restringió el espacio solución de los posibles mecanismos de emisión.

6.1 Introducción

La primera explosión solar en radio catalogada como THz fue la correspondiente al gran evento del 4 de noviembre de 2003 [Kaufmann *et al.*, 2004], la mayor fulguración solar observada hasta el momento. Junto con la clásica componente de microondas de la fase impulsiva se identificó una segunda componente entre 212 GHz y 405 GHz con la

característica particular de que el flujo es mayor en 405 GHz que en 212 GHz, por lo que la emisión es ópticamente gruesa, contrariamente a lo esperado a estas altas frecuencias. Los perfiles temporales de la emisión submilimétrica coinciden con la emisión a frecuencias más bajas, pero están mejor correlacionados con la emisión en rayos X duros y γ , indicando que el origen de la radiación submilimétrica está asociado a partículas cargadas de muy alta energía. Lüthi et al. [2004a] reportaron la observación de una fulguración THz con datos del radiotelescopio solar de 3 m KOSMA, que tiene un arreglo focal de receptores de haces múltiples en 230 GHz y 345 GHz. Estos autores encontraron un espectro creciente entre las dos frecuencias mencionadas, durante la fase gradual de la fulguración. El tamaño de la fuente pudo estimarse en $60''$. Recientemente, han sido dados a conocer dos eventos THz nuevos, el evento del 2 de noviembre de 2003 [Silva et al., 2007] y el del 6 de diciembre de 2006 [Kaufmann et al., 2007].

La característica común de estos eventos es que todos fueron calificados como X en rayos X blandos, además de que muestran una densidad de flujo que se incrementa con la frecuencia por arriba de los 200 GHz. El origen de la radiación submilimétrica es aún controversial. Se ha sugerido [Silva et al., 2007] que un campo magnético muy intenso, ≈ 4000 G, actuando sobre una población de electrones acelerados podría producir, por radiación sincrotrónica, la densidad de flujo observada durante la explosión del 2 de noviembre de 2003. Partículas cargadas aceleradas con una energía de corte por encima de su masa en reposo también pueden explicar la radiación sincrotrónica. Los positrones, por ejemplo, son creados con energías típicas de alrededor de 35 MeV [Lingenfelter & Ramaty, 1967] durante el decaimiento π^\pm de reacciones nucleares. Siguiendo esta línea, Silva et al. [2007] han buscado evidencias de que los positrones puedan haber originado el incremento de la densidad de flujo submilimétrica, pero los resultados fueron negativos: el número de positrones teóricamente necesarios para producir la emisión observada resultó ser 5 órdenes de magnitud mayor que el calculado a partir de las observaciones en rayos X duros y rayos γ . Si realmente existen partículas cargadas con tan altas energías (sean positrones o electrones), éstas podrían originar una inestabilidad del tipo *microbunching*, la cual produce emisión sincrotrón coherente en microondas. Este fenómeno, observado en laboratorio [Williams, 2002, Byrd et al., 2002, Carr et al., 2002], fue explorado por Kaufmann & Raulin [2006] para explicar en forma simultánea el incremento espectral submilimétrico y el clásico espectro en microondas. Otro posible mecanismo invocado es la emisión bremsstrahlung térmica, pero en ese caso la emisión en rayos X blandos debería ser mucho más intensa que la observada [Silva et al., 2007].

El evento que se estudia en este capítulo mostró dos componentes espectrales en radio, la clásica componente de microondas con forma de “V” invertida, centrada cerca de los 10 GHz, y una componente de alta frecuencia con un pico alrededor de los 200 GHz. Ambas características son exclusivas de este evento, es la primera vez que una

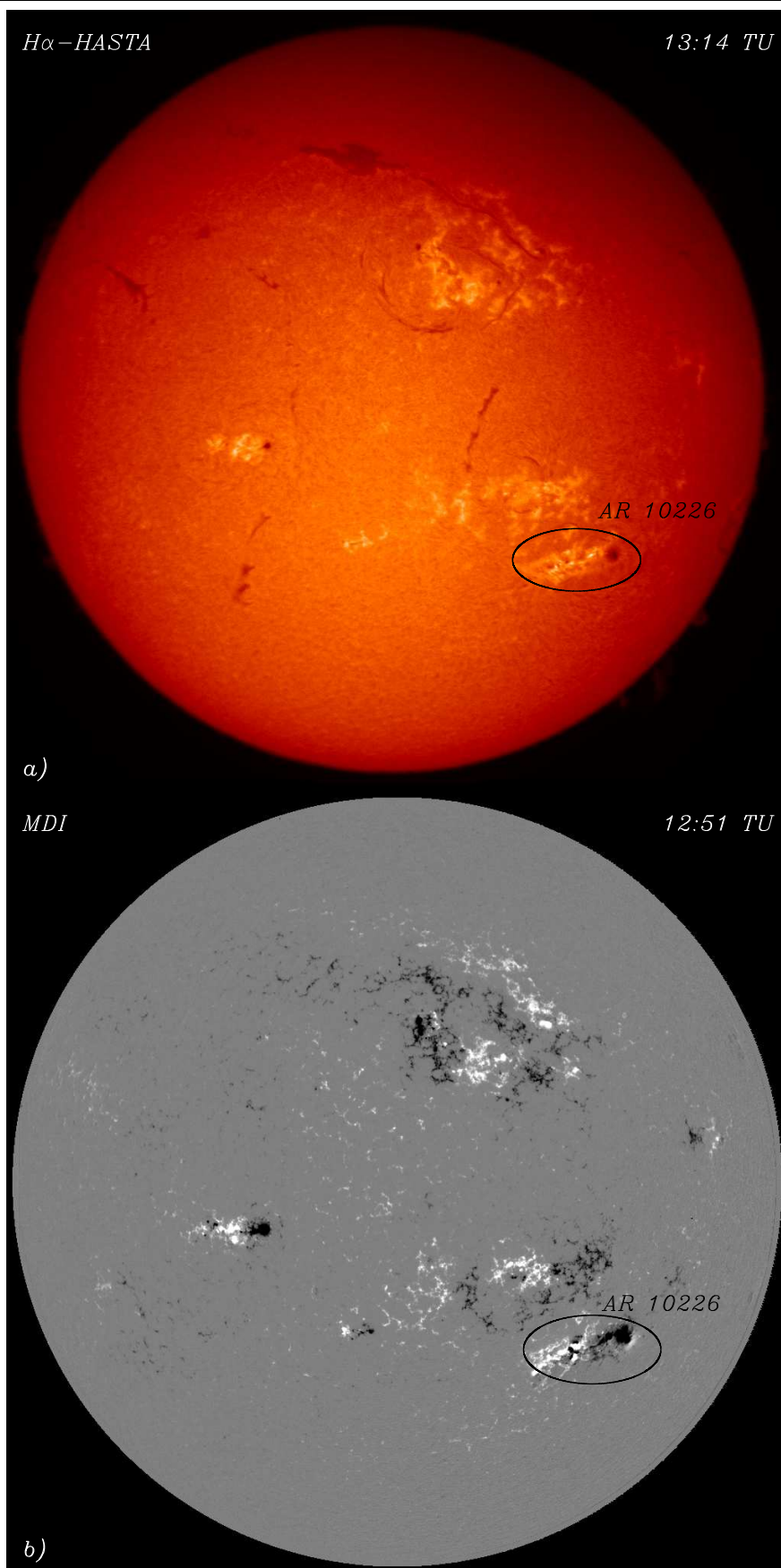


Figura 6.1: Ubicación de la región activa AR 10226 sobre el disco solar el 20 de diciembre de 2002: a) Imagen en H α del HASTA b) Magnetograma del MDI.

fulguración con una clasificación menor a X muestra una componente submilimétrica separada y que esta componente no se incrementa con la frecuencia por encima de los 200 GHz.

6.2 Observaciones

El 20 de diciembre de 2002 hacia las 13:15 TU se produjo una fulguración clasificada como M 6.8. El evento fue observado en radio por varios instrumentos en tierra. En las frecuencias de 1.415, 2.695, 4.995, 8.800 y 15.400 GHz fue observado por el RSTN, con resolución temporal de 1 s. En 8.4, 11.8, 19.6, 35 y 50 GHz el evento fue registrado por los telescopios de patrullaje solar de la Universidad de Berna, mientras que el interferómetro de dos elementos, que trabaja en 89.4 GHz, registró mediciones de flujo total con una sensibilidad de 35 u.f.s. y una resolución temporal de 30 ms [Lüthi *et al.*, 2004b]. El evento fue observado en H α por el HASTA, con una resolución temporal que no es la óptima.

6.2.1 Observaciones en radio

La Figura 6.2 muestra la evolución temporal de la densidad de flujo observada en algunas frecuencias seleccionadas. La explosión en radio está caracterizada por dos eventos separados, el primero que comienza alrededor de las 13:15 TU y se extiende por dos minutos. El segundo evento comienza hacia las 13:18 TU y tiene una duración similar al primero. A frecuencias mayores que 200 GHz se tienen observaciones del SST (212 y 405 GHz). En estas longitudes de onda submilimétricas se registró sólo la segunda explosión, ya que con anterioridad la antena se hallaba haciendo calibraciones de rutina. El rango de observaciones en radio de la fulguración va de 4.995 GHz a 405 GHz. De 4.995 GHz a 35 GHz la explosión puede verse claramente. En 50 GHz y 89.4 GHz la emisión se encuentra dominada por el ruido, por lo que sólo puede determinarse un límite superior para la emisión. Pero sorprendentemente la emisión en 212 GHz para la segunda explosión sobrasale notablemente por sobre el ruido, mientras que en 405 GHz la señal es dominada nuevamente por el ruido.

Se realizó un ajuste del espectro como se muestra en el panel superior de la Figura 6.3 para el instante marcado con la letra A en la Figura 6.2, correspondiente al pico de la fase impulsiva de la primera explosión. La frecuencia de emisión máxima se encuentra en torno a los 10 GHz. La incerteza considerada en la determinación de la densidad de flujo es 10% para todas las frecuencias excepto para 35 GHz, ya que la emisión base en esta frecuencia cambia (principalmente por emisión del cielo) y este efecto se ha tenido en cuenta considerando una incerteza mayor (40%). En el rango del espectro de baja frecuencia, donde la emisión es ópticamente gruesa, la densidad de flujo en 2.695 GHz y 4.995 GHz es mayor que lo que sería de esperar si la emisión fuera exclusivamente de

origen girosincrotrónico de una fuente homogénea.

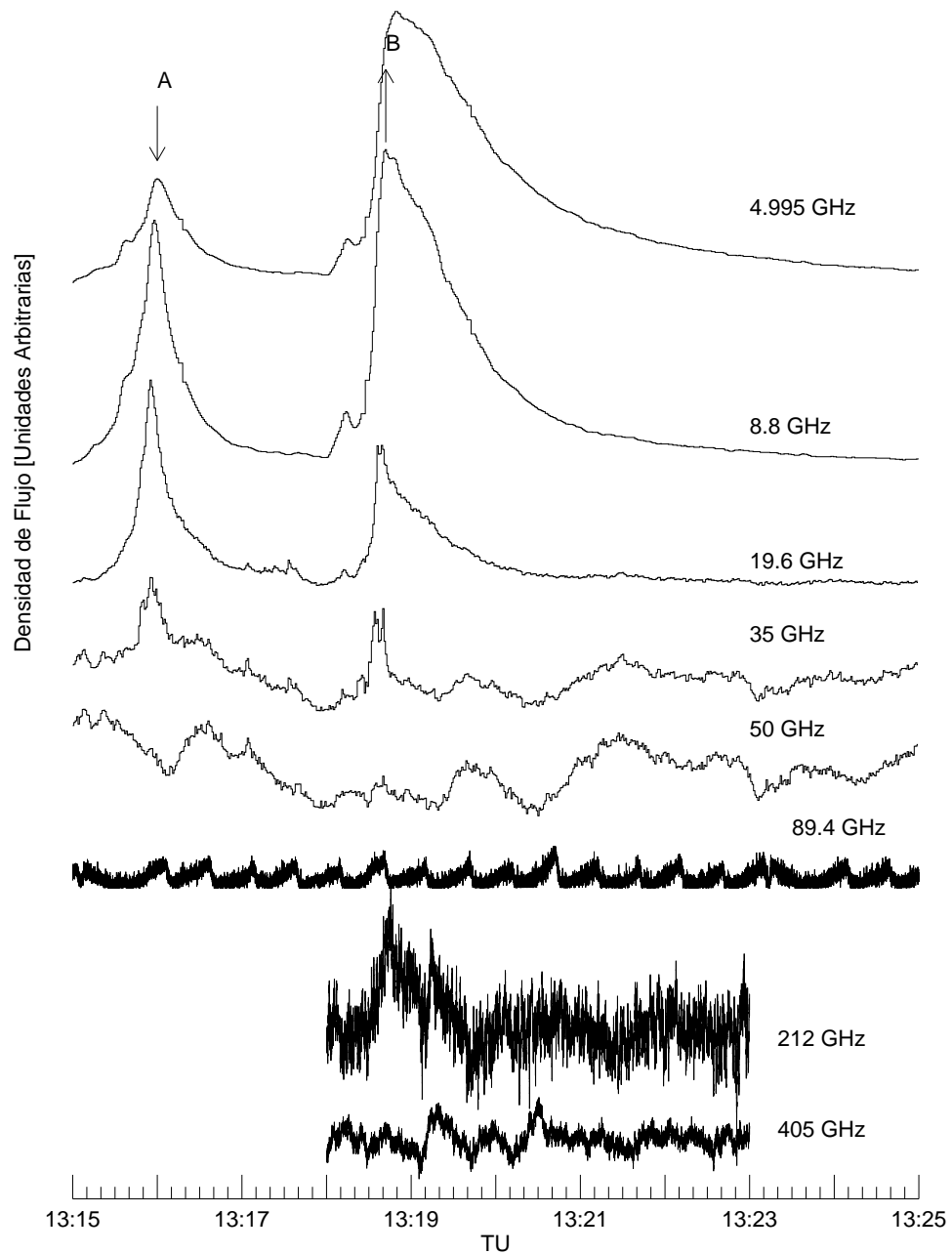


Figura 6.2: Evolución temporal de la densidad de flujo para algunas frecuencias seleccionadas. La escala del eje vertical no es única, con el objeto de resaltar la variación en la emisión en las diferentes longitudes de onda. Las etiquetas A y B indican los instantes para los cuales se muestra el espectro en radio en la Figura 6.3.

El espectro en el instante B no es muy diferente, la densidad de flujo máxima y la frecuencia correspondiente a dicho máximo son casi las mismas que durante el instante A. La densidad de flujo de la parte ópticamente gruesa en 2.695 y 4.995 GHz son ma-

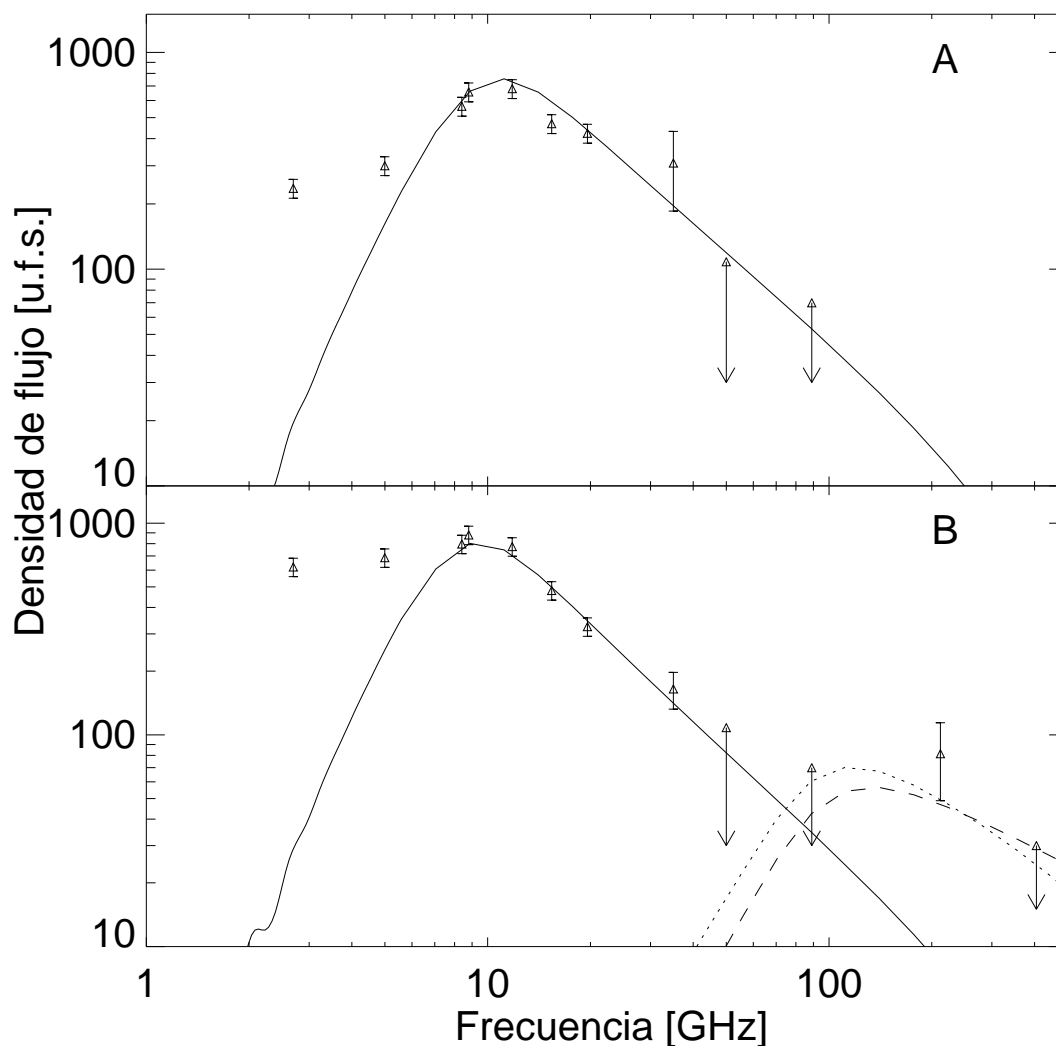


Figura 6.3: Ajuste del espectro observado en radio correspondiente a los instantes indicados como A y B en la Figura 6.2. En el instante B, las líneas punteada y a trazos corresponden a la emisión de una segunda fuente para la cual se han considerado dos diferentes conjuntos de parámetros (como se indica en la Sección 6.4).

yores y esto, en principio, podría ser una indicación de inhomogeneidad de la fuente, aunque esto se discutirá más tarde cuando se analicen los mecanismos de emisión. La característica principal es la emisión observada en 212 GHz, la cual es más intensa que los límites superiores de emisión en 89.4 y 405 GHz. Debe remarcarse el hecho de que en 89.4 y 405 GHz hay sólo límites superiores y no se ha registrado una evolución de la emisión del mismo modo en que sí se lo ha hecho para 212 GHz. El ajuste teórico de los espectros se analiza en la Sección 6.4.

La Figura 6.4 muestra una imagen tomada por el telescopio EIT a bordo de la sonda espacial SoHO a las 13:19:38 TU, la imagen más cercana al máximo de la fulguración. Los círculos representan los haces del SST: 2, 3 y 4 es el sistema de haces múltiples en

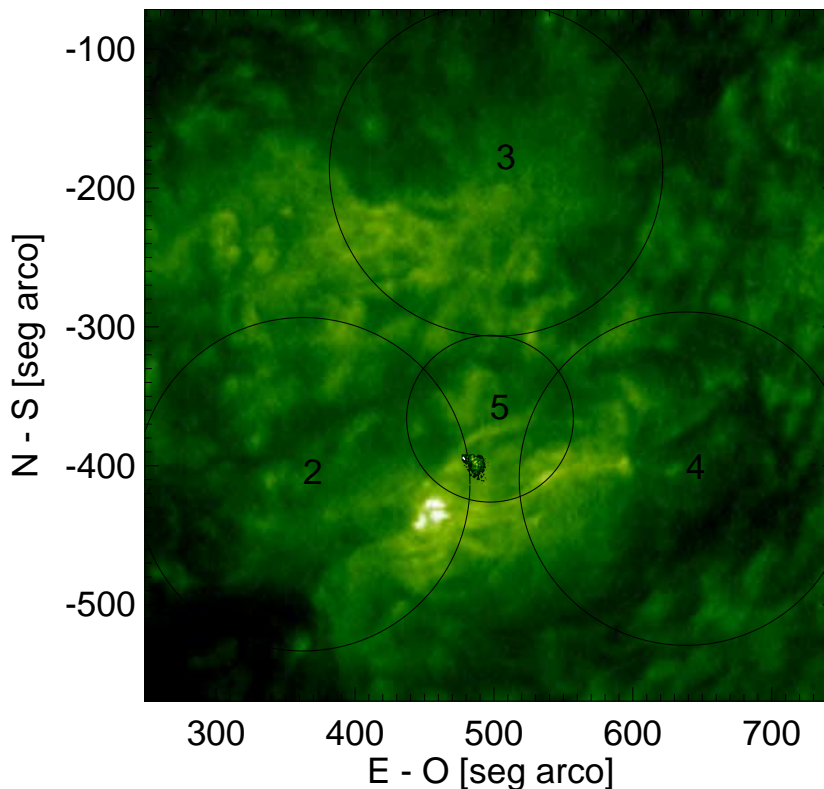


Figura 6.4: Una imagen en 195 \AA tomada por el EIT. Los círculos superpuestos sobre la imagen representan los haces del SST al momento de la explosión en radio. Los haces 2, 3 y 4 (212 GHz) son parte del sistema de haces múltiples. El haz 5 es el receptor operativo en 405 GHz el día del evento. Las posiciones del centroide de emisión obtenidas con el sistema de haces múltiples, una para cada instante de observación, están representadas por el área gris dentro del círculo correspondiente al haz 5.

212 GHz, mientras que el haz 5 corresponde a 405 GHz. El haz 1 (212 GHz) queda fuera del campo de visión de esta imagen y el haz 6 (405 GHz) no se encontraba funcionando durante el día del evento.

6.2.2 Observaciones en $H\alpha$

Las imágenes en $H\alpha$ muestran tres núcleos (Figura 6.5) los cuales muestran su mayor intensidad a diferentes tiempos. La evolución temporal de cada uno de los núcleos en $H\alpha$ se puede caracterizar a partir de las curvas de luz. Sin embargo, la baja resolución temporal con que el telescopio HASTA registró las imágenes ($\approx 1 \text{ min}$), no permite distinguir la presencia de dos picos temporalmente separados, como sí se observa en los perfiles temporales en radio. En realidad, podría suceder que la emisión en $H\alpha$ no haya mostrado este comportamiento singular. A pesar de la baja resolución temporal, es posible afirmar que el núcleo denominado 1, ver Figura 6.5(b), es el primero en mostrar un incremento en la emisión en $H\alpha$, en relación con la primera explosión en radio (ver

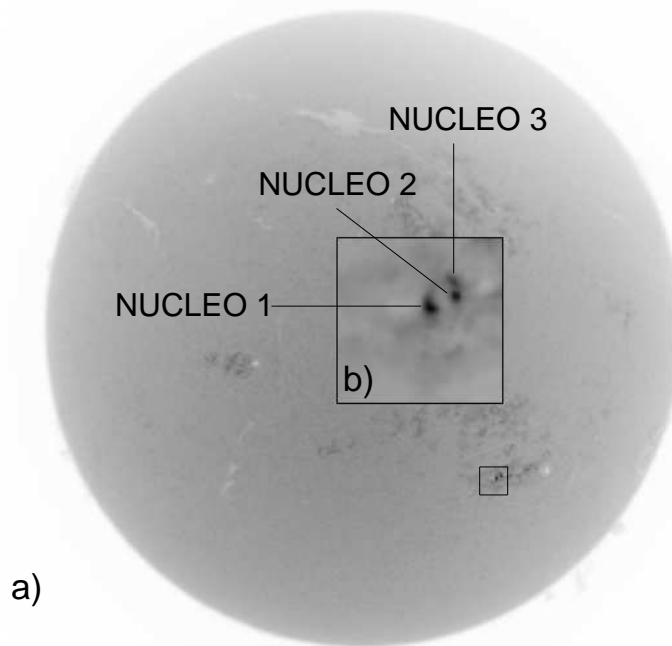


Figura 6.5: Imagen en $H\alpha$ del HASTA en contraste invertido correspondiente a las 13:15:43 TU. a) Imagen de disco completo. b) Un detalle de los tres núcleos brillantes encerrados en el cuadrado negro.

la Figura 6.6). El núcleo 3 está mejor correlacionado con la segunda explosión, aunque también muestra un incremento durante el primero. El núcleo 2 parece incrementar su flujo en el intervalo de tiempo que media entre los dos estallidos, y es el más intenso de los tres. Desafortunadamente no se cuentan con datos en 212 GHz para el primer estallido, por lo que no se pueden analizar posibles cambios en la ubicación de dicho centroide al considerar los dos estallidos.

Independientemente de la pobre resolución temporal de los datos en $H\alpha$, debe tenerse muy presente que los mecanismos responsables de la emisión en $H\alpha$ y en el rango de radio considerado son completamente diferentes, los cuales, en general, se ponen en funcionamiento en forma más o menos simultánea durante una fulguración. Suponemos que el grueso de la emisión en radio se debe a emisión girosincrotrónica de una población de electrones acelerados creada en una o más hojas de corriente durante el proceso de reconexión. Por otro lado, la emisión en $H\alpha$ se ve incrementada por el aumento de la temperatura cromosférica a la que da lugar el bombardeo electrónico de blanco grueso (electrones no térmicos que se termalizan a través de colisiones de Coulomb). Por lo tanto, aunque el bombardeo electrónico cese en un dado momento, y consecuentemente la emisión girosincrotrónica, esto no puede reflejarse inmediatamente en el plasma cromosférico, y por extensión en la emisión en $H\alpha$. Lo expresado anteriormente muestra, a grandes rasgos, que aunque la emisión en radio y en $H\alpha$ pueden iniciarse en forma casi simultánea, es de esperarse una evolución distinta de sus perfiles temporales.

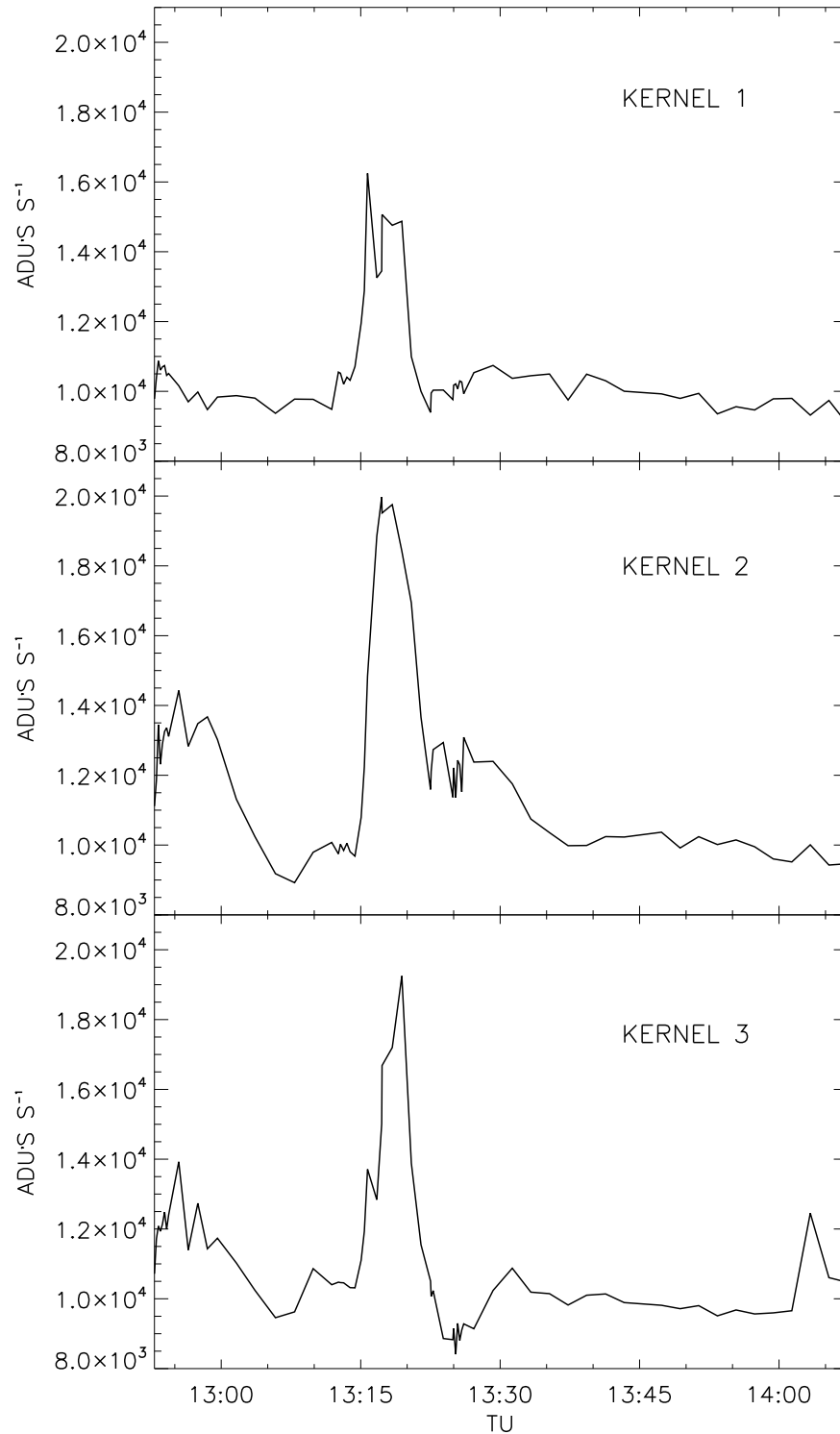


Figura 6.6: Curvas de luz correspondientes a cada uno de los núcleos. La emisión del núcleo 1 es la que se incrementa más temprano.

Utilizando también las imágenes del HASTA, se trató de determinar el área de cada uno de los núcleos de la fulguración. La forma en que debe determinarse el área de un núcleo es un tema al que se puede calificar al menos de controversial. Una vez elegida la imagen sobre la cual se realizará la medición del área (la elección de dicha imagen es

también una cuestión que se presta a discusión), puede optarse por lo que quizás podría considerarse la forma más “natural” de determinarla, es decir, marcando sobre la imagen las diferentes zonas que aparecen brillantes comparadas con el fondo. Esta demarcación “a mano” se realiza con rutinas específicas de tratamiento de imágenes que no hacen otra cosa que contar el número de píxeles encerrados por una poligonal que se demarca con el cursor, directamente sobre la imagen. Como podrá sospecharse, este procedimiento consta de demasiadas ambigüedades, y para complicar aún más las cosas, es muy poco reproducible. Otra forma de realizar la medición del área es considerar curvas de nivel sobre la imagen. Estas curvas de nivel o contornos se construyen considerando los píxeles que muestran una intensidad mayor que un cierto porcentaje de la intensidad del píxel más intenso. Luego, el área del núcleo corresponderá al área encerrada por la curva de nivel. En este caso la ambigüedad, al igual que en el método anterior, pasa por cuál es la imagen que se utiliza para la medición del área, y además cuál debe ser el porcentaje usado en la construcción de la curva de nivel (en general se utilizan contornos del 50%, 60%, etcétera). Cabe también preguntarse si es apropiado pensar que el área encerrada por estos contornos representa en alguna forma el área del núcleo. Por último, otro de los métodos que pueden utilizarse para medir el área de cada núcleo es considerar las curvas de luz de cada píxel en forma individual. Entonces, el conjunto de píxeles que muestren en forma inequívoca un pico de intensidad que se destaque claramente en el perfil temporal forman parte del núcleo. Este método no implica la elección de una única imagen, ya sea para demarcación o para la construcción de contornos, sino que hace uso de todas las imágenes para observar la evolución temporal de la intensidad asociada con cada píxel. Puede argumentarse que las expresiones “muestran en forma inequívoca” o “se destaque claramente” también se encuentran viciadas de gran ambigüedad; sin embargo, estas expresiones pueden ser fácilmente cuantificadas si, por ejemplo, se pide que la emisión en exceso por encima del promedio sea un número de veces mayor (2, 3, etcétera) que la dispersión cuadrática media de la emisión. Entonces, la ambigüedad se limita a definir un umbral. Este fue, en definitiva, el procedimiento que se utilizó para determinar el área correspondiente a cada núcleo de fulguración, obteniéndose los siguientes resultados

$$\text{Núcleo 1} \longrightarrow A_1 = 4.7 \times 10^{17} \text{ cm}^2$$

$$\text{Núcleo 2} \longrightarrow A_2 = 2.9 \times 10^{17} \text{ cm}^2$$

$$\text{Núcleo 3} \longrightarrow A_3 = 1.8 \times 10^{17} \text{ cm}^2 \quad .$$

En la Figura 6.7 se muestra la ubicación de los núcleos de fulguración, en una imagen del HASTA de las 13:15:43 TU, respecto de los contornos de ± 100 G del magnetograma del MDI de las 14:27 TU.

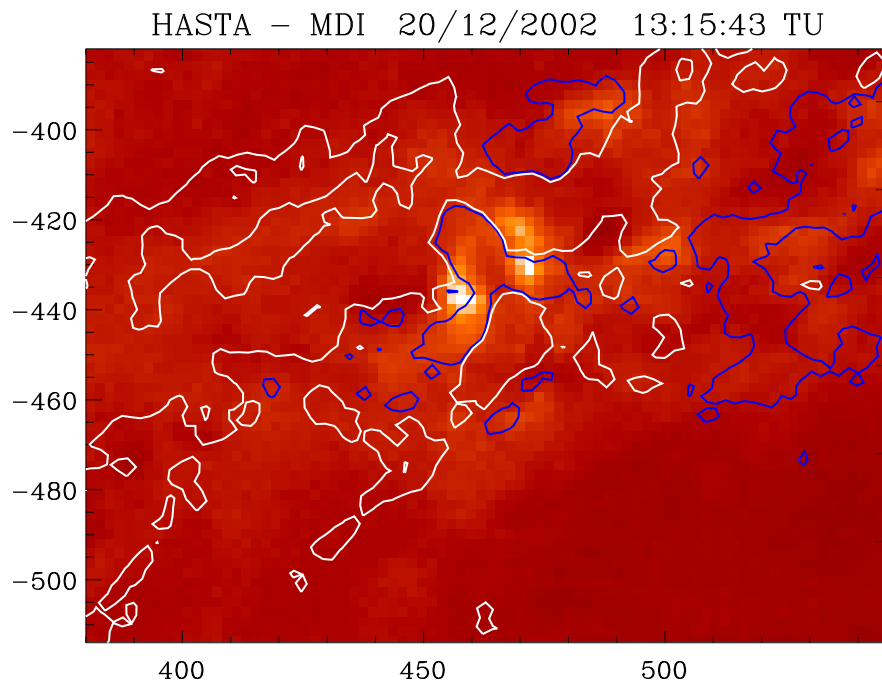


Figura 6.7: Superposición de la imagen del HASTA de las 13:15:43 TU, en la que pueden observarse los núcleos de fulguración, junto con contornos del magnetograma del MDI más cercano al momento del evento (las líneas blancas corresponden a 100 G, mientras que las azules a -100 G).

6.2.3 Observaciones fotosféricas

Para el estudio fotosférico del evento se utilizaron los magnetogramas de disco completo del MDI. La región activa AR10226 se vió por primera vez en el hemisferio solar austral el 13 de diciembre de 2002. Originalmente la región se mostró bipolar y siguió la ley de Hale – Nicholson para el ciclo solar 23 [Hale & Nicholson, 1925]. Las polaridades principales crecieron en tamaño e intensidad y se separaron mutuamente, como sucede cuando se produce la emergencia de un tubo de flujo cuya forma es la de la letra Ω (ver por ejemplo Zwaan [1987] y referencias allí mencionadas). Durante el período inicial de emergencia la polaridad precedente negativa se elongó por debajo de la polaridad siguiente, como es de esperarse durante la emergencia de un tubo de flujo con torsión magnética positiva debido a la contribución de la componente azimutal del campo a la componente vertical [López Fuentes *et al.*, 2000] (ver en la Figura 6.8(a) la imagen del MDI del 14 de diciembre a las 6:27 TU).

El 15 de diciembre comenzó a emerger un bipolo orientado en forma opuesta, dando lugar, junto con las polaridades principales de la región activa, a la formación de una configuración cuadrupolar. Este hecho se tornó claramente visible hacia el 17 de diciembre (ver imagen del MDI de la 1:36 TU en la Figura 6.8(b)). Al ir evolucionando este bipolo las dos polaridades rotaron una alrededor de la otra en tal forma que la polaridad positiva se movió por encima de la negativa (ver en la Figura 6.8(c) la imagen del

MDI de las 4:51 TU del 18 de diciembre). Finalmente, ambas polaridades alcanzaron la orientación del bipolo original de la región activa. Otro bipolos menores aparecieron también durante este período. El comportamiento anteriormente descrito es el que se observaría durante la emergencia de un tubo de flujo deformado con una torsión positiva de su eje [Linton *et al.*, 1998, Linton *et al.*, 1999, Fan *et al.*, 1999]. Algunos ejemplos de bipolos que muestran una evolución de este tipo han sido analizados por López Fuentes *et al.* [2002] y por Mandrini *et al.* [2002].

En la madrugada del 20 de diciembre se produjo otra emergencia en cercanías de la región activa, con las mismas características de la anterior. Otra vez se observó un pequeño bipolo que apareció con la orientación invertida y rotada respecto de la orientación del bipolo original de la región activa (ver Figura 6.8(d) de la imagen de las 14:27 TU del MDI). Los núcleos de fulguración en $H\alpha$ y en el ultravioleta lejano analizados en este capítulo están relacionados con las dos emergencias descritas. La emergencia de bipolos menores comenzó aproximadamente dos días después de la aparición de la región activa en el disco; dichas emergencias se produjeron durante todo el tránsito de la región activa a lo largo de la línea de inversión de polaridad principal. Es en esta zona de la región activa donde se concentró mayormente la actividad en forma de fulguraciones.

La evolución del campo de la región activa es consistente con la emergencia de un tubo de flujo retorcido a través de la superficie fotosférica. Schuessler [1979], así también como Longcope *et al.* [1996], mostraron que un tubo de flujo flotante sin retorcimiento no puede aflorar a la superficie, ya que tiende a fragmentarse cuando asciende a través de la zona de convección. Sin embargo, los modelos 2-D [Moreno-Insertis & Emonet, 1996, Emonet & Moreno-Insertis, 1998] y los 3-D [Abbett *et al.*, 2000, Fan, 2001] predicen que los tubos de flujo con una cierta cantidad de torsión podrían sobrevivir a la interacción con el plasma circundante durante su paso a través de la zona convectiva.

Por otro lado, a medida que el tubo de flujo asciende a través de la zona convectiva, en la parte trasera del tubo se desarrollan vórtices turbulentos (como cuando un cuerpo rígido se mueve en un fluido, ver por ej. Emonet & Moreno-Insertis, 1998). Luego, el campo magnético en esta región es despedazado en porciones más pequeñas las cuales, debido a la menor presión magnética, probablemente aflorarán a la superficie antes que la parte superior del tubo flotante original. Estas porciones más pequeñas deberían verse luego como bipolos emergentes secundarios sobre la superficie fotosférica, en la vecindad del bipolo principal de la región activa. Si una de estas porciones tiene torsión suficiente para estar *kinked* (ensortijado) su paso a través de la fotosfera mostraría las características observadas en el bipolo *B*.

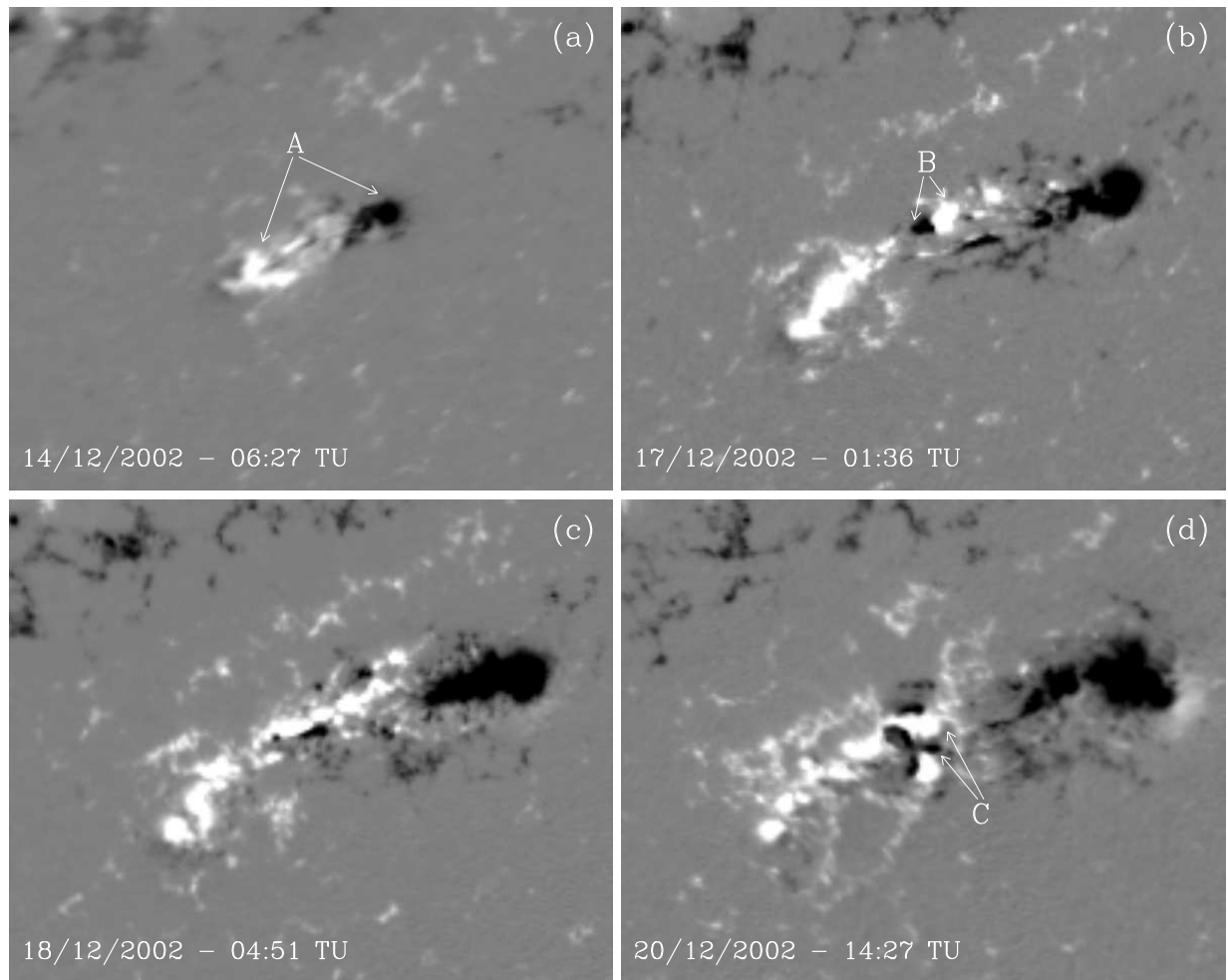


Figura 6.8: Evolución fotosférica de la región activa AR10226. (a) La polaridad negativa (precedente) se elonga por debajo de la polaridad positiva (siguiente). (b) El bipolo emergente junto con el bipolo principal original de la región activa dan lugar a una configuración cuadrupolar. (c) El bipolo emergente muestra un movimiento de rotación. (d) Finalmente, la orientación del bipolo emergente coincide con la del bipolo principal de la región activa. En todos los casos, los datos representados en escalas de grises están saturados por encima (debajo) de 500 G (-500 G).

6.3 Modelado del campo y localización de los núcleos de la fulguración

En esta sección se muestra la extrapolación del campo magnético fotosférico a la corona. El objetivo de la extrapolación es conocer en mayor detalle el “entorno magnético” en el que se desarrolló la fulguración. El cálculo se realizó siguiendo los lineamientos esbozados en la parte final del Capítulo 1, usando una configuración libre de fuerzas lineal.

El panel superior de la Figura 6.9 muestra un conjunto de arcos coronales observados por el EIT a las 12:48:10 TU. Las imágenes más cercanas al tiempo de la fulguración

no muestran claramente los arcos, debido a que el incremento en el brillo de los núcleos modifica el rango dinámico de la imagen en forma tal que el contraste de los arcos con el fondo prácticamente se pierde. El panel inferior de dicha figura es un modelo del campo magnético coronal de la región activa. Como condición de contorno para el modelo se tomó el magnetogramma del MDI más cercano a la hora de inicio de la fulguración. El valor del parámetro libre α se determina a través del mejor ajuste a los arcos observados en la imagen superior del EIT en 195 Å.

El valor de α se calcula siguiendo un proceso iterativo, como se describe en la Sección 4.3.1. Se encontró que al menos se necesitan tres valores de α para lograr un ajuste apropiado a los arcos del EIT, el valor mayor ($\alpha = 1.51 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$) da un mejor ajuste para los arcos que se encuentran al norte de la región activa, mientras que los valores intermedio y menor ($\alpha = 0.75 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$ y $\alpha = 0.31 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$, respectivamente) logran un mejor ajuste para los arcos anclados al sur de la región activa (con α decreciendo a medida que la altura de los arcos aumenta, ver Schmieder et al., [1996a]). En todos los casos el valor de α es positivo, lo cual ya era sugerido por la forma de las polaridades fotosféricas durante la emergencia (ver apartado 6.2.3).

Si se tiene en cuenta la evolución del campo magnético fotosférico descrita en el apartado 6.2.3 y la localización de los núcleos de fulguración (Figura 6.7), el evento analizado podría haberse iniciado por la interacción del bipolo C con el bipolo preexistente B. Es por eso que se analiza especialmente la conectividad magnética entre esos bipolos en la vecindad de los núcleos de fulguración. Los dos paneles de la Figura 6.10 muestran un conjunto de líneas de campo, representadas en azul, las cuales unen las polaridades pertenecientes a los dos bipolos B y C; estas líneas se encuentran ancladas en la vecindad de los núcleos de fulguración. La interacción, vía reconexión magnética, entre estos bipolos podría haber dado lugar a las dos explosiones observadas en microondas.

La energía liberada en el proceso de reconexión magnética entre los bipolos B y C, se deposita luego a nivel cromosférico originando los núcleos de fulguración observados en H α y también en 195 Å. El núcleo ubicado al noroeste se encuentra sobre la polaridad positiva correspondiente al bipolo C, mientras que el núcleo que se encuentra al sur del anterior yace en la polaridad negativa del mismo bipolo. Por otro lado, el núcleo más oriental se elonga sobre las polaridades positiva y negativa del bipolo B, la forma de este núcleo sigue la línea de inversión magnética en ese lugar. Para conectar los núcleos de fulguración (o la región en su vecindad) con líneas de campo ancladas en los bipolos B y C, es necesario incrementar el valor de α tanto como $6.03 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$. Esto es consistente con el hecho de que el tubo de flujo que forma el bipolo B podría encontrarse retorcido hasta el límite de formar un rizo (*kink*), lo cual es de sospechar observando la aparente rotación de dicho bipolo en los datos fotosféricos. El conjunto de líneas de campo rojas en los dos paneles de la Figura 6.10 podrían ser el resultado de

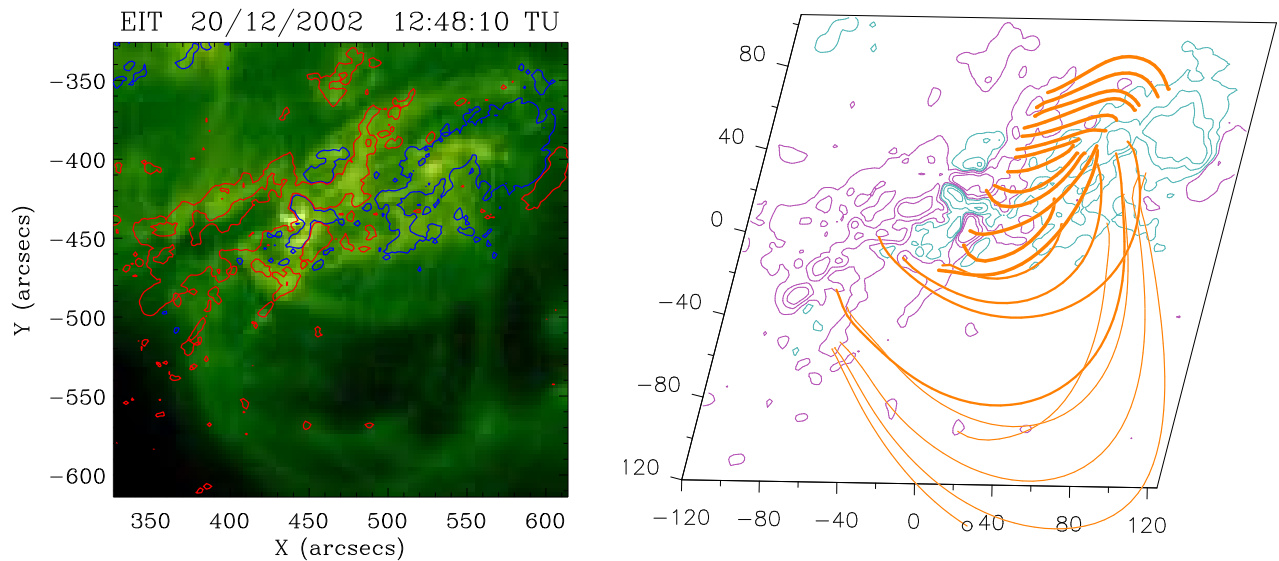


Figura 6.9: Observaciones del EIT en 195 Å y modelo del campo magnético coronal. El panel izquierdo muestra una imagen del EIT correspondiente a las 12:48:10 TU, en esa imagen pueden distinguirse algunos arcos coronales. Se han graficado además sobre la imagen los contornos de ± 100 G obtenidos del magnetograma del MDI de las 14:27 TU, el mismo usado en la Figura 6.7. Las unidades de ambos ejes están expresadas en segundos de arco. El panel inferior corresponde a un magnetograma del MDI del cual se han graficado los contornos de ± 100 G, ± 500 G y ± 1000 G, correspondiendo las líneas rosa a los valores positivos y las líneas azules a los negativos. Se han superpuesto algunas líneas de campo resultantes del modelo del campo coronal que muestran la forma de los arcos observados por el EIT. El valor de α para el conjunto de líneas más gruesas es de $1.51 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$, para el conjunto de líneas de grosor intermedio es de $0.75 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$ y para el conjunto de líneas finas es de $0.31 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$. En este caso, las unidades de los ejes son Mm.

la interacción entre los bipolos B y C, estas líneas se encuentran ancladas por un lado en la polaridad positiva del bipolo C, y por otro en la polaridad negativa del bipolo B. El otro conjunto de líneas de campo reconectadas debería estar anclado en la polaridad positiva del bipolo B y la negativa del bipolo C; sin embargo, no ha sido posible calcular líneas de campo con esta conectividad, aún teniendo en cuenta los elevados valores de α considerados. Es muy probable que el campo tuviese un *shear* local muy alto y, como consecuencia de ello, un modelo libre de fuerzas lineal, como el que se ha utilizado para la extrapolación, no pueda representar la configuración magnética real. Por otro lado, no existen observaciones vectoriales del campo magnético fotosférico para este evento, lo que permitiría confirmar esta suposición. Sin embargo, el análisis de magnetogramas vectoriales obtenidos por el Marshall Space Flight Center Vector Magnetograph Facility (MSFC, Hagyard et al., 1982) en los días previos muestra que la región activa AR 10226 tenía un *shear* muy alto en la zona de los bipolos B y C. El panel inferior de la Figura 6.10 muestra, desde una perspectiva diferente, la conectividad antes (campo representado con líneas azules) y después de la reconexión magnética (campo representado con líneas rojas); en esta figura se ha trazado una línea (línea de color rosa) para representar el segundo conjunto de líneas reconectadas.

6.4 Origen de la emisión en radio

La emisión en radio a bajas frecuencias es radiación girosincrotrónica de una población de electrones acelerados. Puede utilizarse el código de Ramaty [1969] para calcular la emisión teórica de una fuente homogénea que tiene un campo magnético que debe respetar las restricciones impuestas por la topología magnética derivada en la Sección 6.3. Considerando lo dicho anteriormente, se consiguió ajustar una solución en el instante A correspondiente al primer pico en la emisión, obteniéndose como resultados (panel superior de la Figura 6.3) un número total de 10^{35} electrones, con una distribución en energía de índice electrónico $\delta = 3.2$, una energía inferior de corte $E_0 = 25$ keV, embebidos en un campo magnético del orden de los 200 G. El tamaño de la fuente es de $9''$ y su altura de 5×10^8 cm. La parte ópticamente gruesa del espectro por debajo de 5 GHz no es ajustada por esta solución, lo que probablemente sea una indicación de inhomogeneidad.

La búsqueda de una solución para el instante B arroja resultados similares para las bajas frecuencias (panel inferior de la Figura 6.3). Sin embargo, la densidad de flujo en 212 GHz no es ajustada por esta solución. Pueden proponerse dos posibles explicaciones para justificar la emisión observada en 212 GHz: emisión por bremsstrahlung térmico o la existencia de una segunda fuente girosincrotrónica. La emisión por bremsstrahlung térmico se puede descartar por que el límite superior en 405 GHz es significativamente menor que la emisión observada en 212 GHz. Por lo que la única explicación posible es la emisión girosincrotrónica. Ya que el número de puntos a ajustar del espectro queda reducido a uno (el correspondiente a 212 GHz) y a dos restricciones (correspondientes

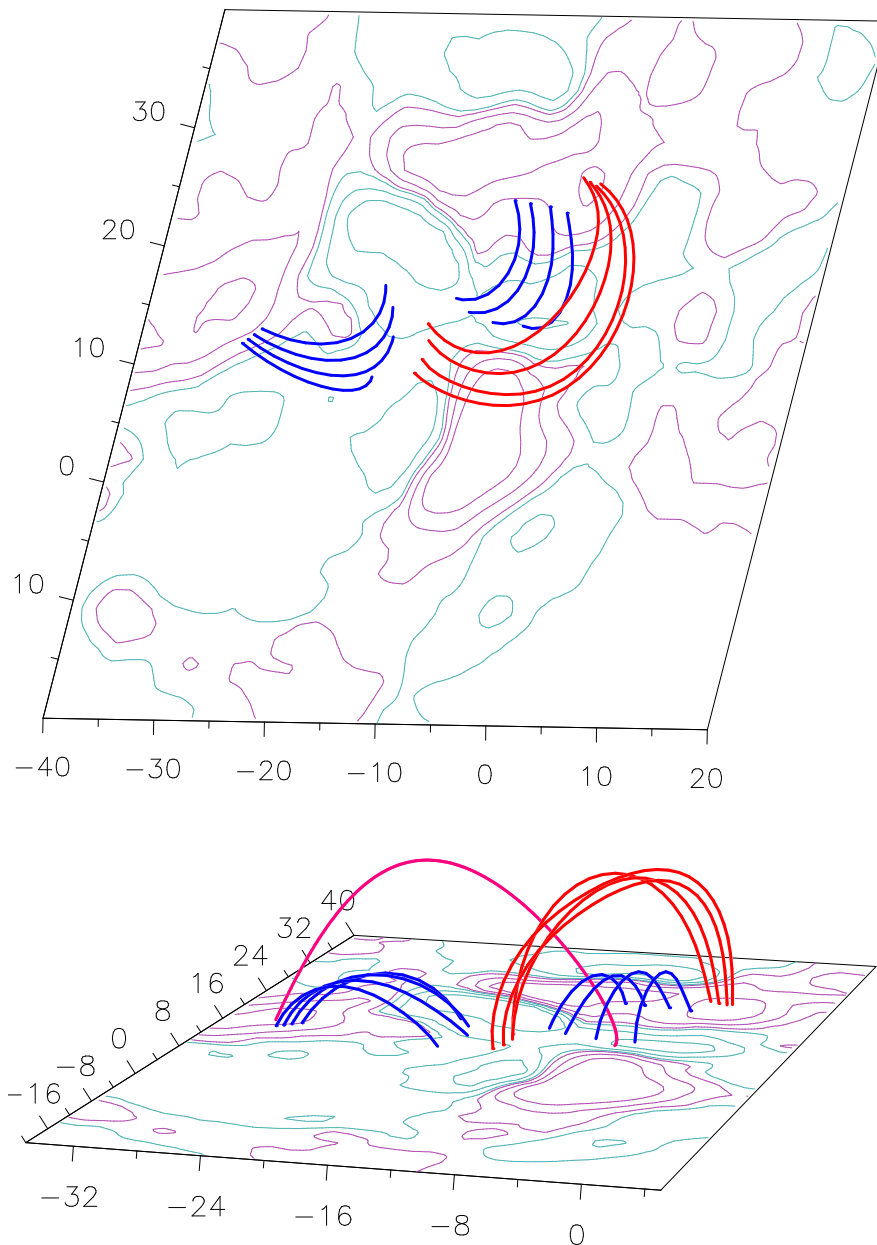


Figura 6.10: Modelo del campo magnético coronal mostrando la conectividad de las líneas de campo en la vecindad de los núcleos de fulguración. El panel superior corresponde al punto de visión de un observador en tierra. Se han calculado las líneas de campo magnético ancladas en ambas polaridades de los bipolos B y C. Las líneas de campo trazadas en azul representan las conectividades antes de que la reconexión magnética haya ocurrido, mientras que las líneas de campo trazadas con rojo corresponden a las conectividades posteriores a la reconexión. Sólo pudo calcularse un conjunto de líneas reconectadas, usando $\alpha = 6.03 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$. El otro conjunto está representado por una línea agregada en la figura del panel inferior, la cual ha sido graficada desde una perspectiva diferente. Los contornos del campo corresponden a $\pm 100 \text{ G}$, $\pm 500 \text{ G}$ y $\pm 1000 \text{ G}$, los valores positivos (negativos) se trazan con líneas delgadas rosa (azules). Las unidades de los ejes son Mm.

a 89.4 GHz y 405 GHz), no es posible encontrar una solución única para esta fuente adicional. Sin embargo, puede estimarse el orden de alguno de los parámetros. Para tener una frecuencia de emisión máxima cercana a los 200 GHz, uno de los caminos posibles a elegir es considerar una intensidad de campo magnético muy elevada. Puede considerarse un ángulo de visión de 70° , el cual se encuentra en acuerdo con la topología magnética, y restringir la intensidad del campo magnético a los valores mínimos posibles que puedan explicar la emisión observada en 212 GHz. También se ha tomado un bajo índice electrónico $\delta_H = 2.1$ y una energía de corte inferior $E_0 = 25$ keV; mientras que la fuente tiene un tamaño muy pequeño, un cilindro de $0.17''$ de diámetro y 10^8 cm de altura, consecuentemente el número de electrones no es muy grande $\sim 10^{30}$. La curva de trazos en el panel inferior de la Figura 6.3 muestra este ajuste para el cual se ha tomado una intensidad de campo magnético de 2000 G, de forma tal que la emisión calculada fuera compatible con el espectro observado. De tomar un campo magnético con menor intensidad es necesario incrementar la densidad del haz de electrones acelerados. Por ejemplo, si la intensidad del campo se toma como 500 G, se debe tener una densidad de alrededor de 10^{11} cm^{-3} , la solución para esta segunda propuesta es la curva punteada de la Figura 6.3. En principio, esta propuesta puede ser considerada como poco realista, a menos que la densidad ambiente de la fuente excediese los 10^{12} cm^{-3} y, aún así, el mecanismo de aceleración considerado debería tener una eficiencia extraordinaria del orden del 10% [Aschwanden, 2002, Litvinenko, 2003]. Una tercera posibilidad es considerar una distribución electrónica con una energía inferior de corte muy elevada, $E_0 \gtrsim 500$ keV. La existencia de distribuciones electrónicas con estas características son, en la actualidad, sumamente controversiales, por lo que esta solución sólo puede ser considerada en forma especulativa.

6.5 Aceleración de partículas, calentamiento y relajación del plasma

Al igual que en los dos capítulos anteriores, utilizando los datos del GOES se estima la tasa de calentamiento del plasma, mientras que por otro lado se determina la tasa de aceleración electrónica de las observaciones en microondas y del SST.

En la Figura 6.11 se tiene el flujo en rayos X blandos en los canales de 1.6 – 12 keV y 3 – 25 keV. La nota distintiva de este evento puede observarse en esta figura y consiste en la caída sumamente abrupta que se da en la emisión en rayos X blandos. Como se ha observado en los dos eventos analizados anteriormente y, puede decirse sin caer en una excesiva simplificación, en la gran mayoría de los eventos, la emisión en rayos X blandos suele decaer en una forma mucho más gradual que la observada aquí. Como se verá más adelante, esto implica una muy elevada densidad para la zona de emisión.

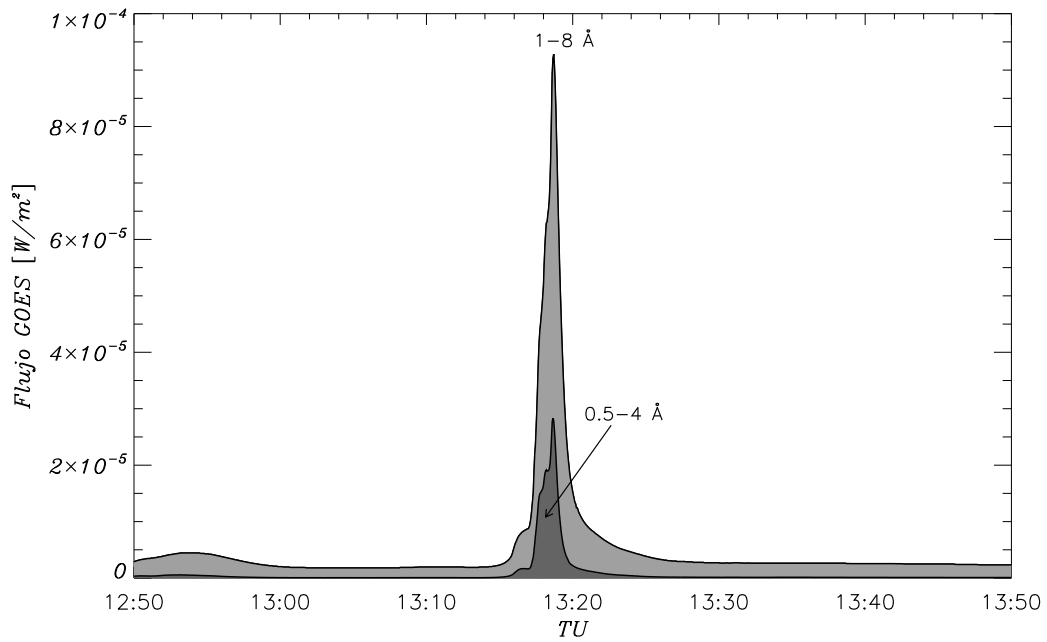


Figura 6.11: Perfil temporal del flujo en rayos X blandos medido por el GOES en un intervalo de tiempo que incluye a los dos picos observados en radio. Las curvas corresponden a las bandas de energía de 1.6 – 12 keV (1 – 8 Å) y 3 – 25 keV (0.5 – 4 Å).

La evolución de la temperatura y de la medida de emisión del plasma emisor se obtuvo a partir del flujo en las dos bandas de energía del GOES. En las figuras 6.12(a) y 6.12(b) se muestran los gráficos correspondientes. La caída abrupta observada en el flujo aquí se refleja en un comportamiento similar de la medida de emisión. La caída en la curva de la temperatura no es tan pronunciada, seguramente porque en los datos del GOES hay contribuciones provenientes de fuera de la región que produce el pico. Observando la evolución de la temperatura se puede notar una primera subida que da lugar a un pico, aproximadamente a las 13:15 TU, claramente asociado con la liberación de energía durante el intervalo de tiempo señalado como A en la Figura 6.2. Este ascenso en la curva de temperatura es seguido por un leve y lento ascenso del perfil temporal de la medida de emisión. Este primer pico en la curva de la temperatura es seguido por un segundo pico, unos 2 minutos más tarde, que alcanza una temperatura de aproximadamente 2×10^7 K, la máxima observada a partir de los registros del GOES durante el evento.

Si se toma como tiempo característico de decaimiento el mostrado por la curva de evolución de la medida de emisión, un tiempo del orden de 1 minuto, puede inferirse alguna información sobre la región de la fulguración basándose en modelos de relajación. Después que el ingreso de energía ha cesado, la atmósfera relaja a su estado inicial de prefulguración. Esta relajación se da en forma radiativa, conductiva e hidrodinámica.

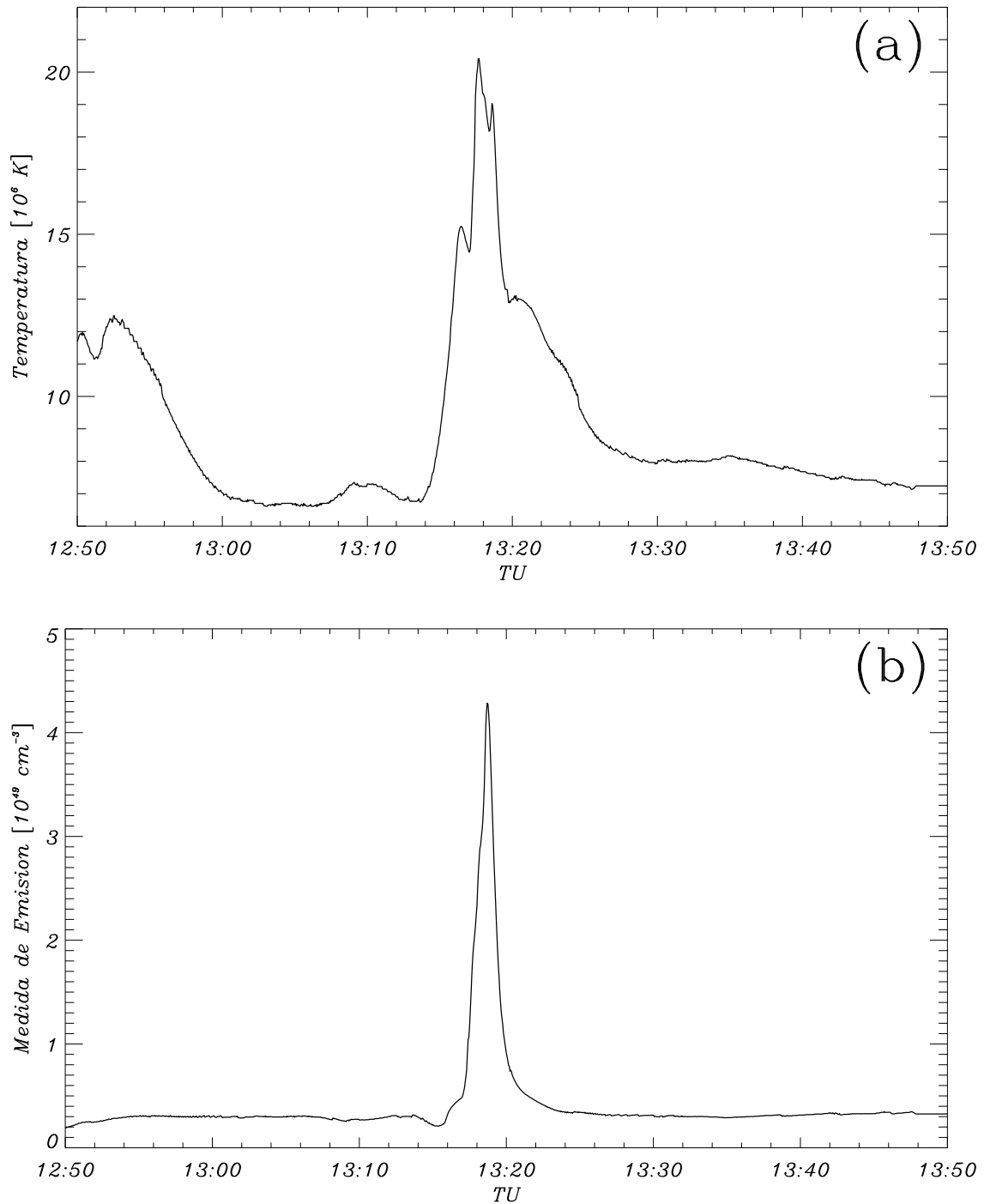


Figura 6.12: La temperatura (a) y la medida de emisión (b), derivados de los datos de rayos X blandos del GOES bajo la suposición de que el plasma es isotérmico, se grafican como función del tiempo.

Las tres escalas temporales de interés para la relajación de los arcos de postfulguración (erróneamente llamados en esta forma, ya que son coexistentes con la fulguración) son:

- La escala de tiempo radiativa

$$\tau_R = \frac{3nk_B T}{n^2 \phi(T)} \quad , \quad (6.1)$$

con $\phi(T)$ la función de pérdida radiativa ópticamente fina [Raymond *et al.*, 1976].

- La escala de tiempo conductiva

$$\tau_C = \frac{3nk_B T}{K_T T^{7/2}/L^2} \quad , \quad (6.2)$$

donde K_T es el coeficiente de conductividad térmica y L la longitud del arco de fulguración.

- Escala de tiempo de relajación hidrodinámica

$$\tau_H = \frac{L}{(k_B T/m_p)^{1/2}} \quad , \quad (6.3)$$

donde m_p es la masa del protón.

Dependiendo de los parámetros del arco, τ_R o τ_C será la escala de tiempo dominante; la escala de tiempo hidrodinámica sirve meramente como una escala para la redistribución de la energía y para la variación de la densidad. Es por ello que la escala hidrodinámica es adecuada para considerar el aumento de la medida de emisión (por evaporación cromosférica), la energía se deposita en la zona baja del arco y se redistribuye por medio de mecanismos hidrodinámicos principalmente. Considerando para la escala de tiempo hidrodinámica τ_H un rango de valores entre 60 y 100 s, a partir del tiempo de subida observado en la Figura 6.12(b) y de la Ecuación 6.3, se obtiene para la longitud del arco $2 \times 10^9 \text{ cm} \lesssim L \lesssim 3.3 \times 10^9 \text{ cm}$.

Según lo expresado anteriormente, el enfriamiento está dado por las escalas radiativa y conductiva. Si se supone un enfriamiento puramente radiativo, con la medida de emisión y temperatura observadas en la Figura 6.12 puede deducirse que la densidad en la región de la fulguración es $n \approx 2.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. En el caso que se suponga un enfriamiento puramente conductivo se encuentra que $nL^2 \approx 5.3 \times 10^{29} \text{ cm}^{-1}$, por lo que si se supone $n \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ se obtiene $L \approx 7.3 \times 10^8 \text{ cm}$; por otro lado, si se toma $L \approx 10^9 \text{ cm}$ se encuentra $n \approx 5.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Seguramente el enfriamiento debe tener una contribución radiativa y otra conductiva, pero teniendo en cuenta los valores anteriores se puede decir que la densidad del plasma en la zona de la fulguración es del orden de $5 \times 10^{11} - 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

La Ecuación (4.1) representa la energía térmica del plasma por la densidad de partículas. La evolución temporal de esta cantidad se muestra en la Figura 6.13. El máximo de esta curva se registra hacia las 13:18 TU. Es posible obtener un valor para la energía térmica máxima si se especifica la densidad del plasma. De acuerdo a lo obtenido en el análisis de los tiempos de relajación, la densidad del plasma es muy elevada en la región de la fulguración y no puede diferir mucho de un valor de 10^{12} cm^{-3} . Tomando entonces este valor para la densidad, la energía térmica en el plasma es del orden de $1.2 \times 10^{29} \text{ erg}$.

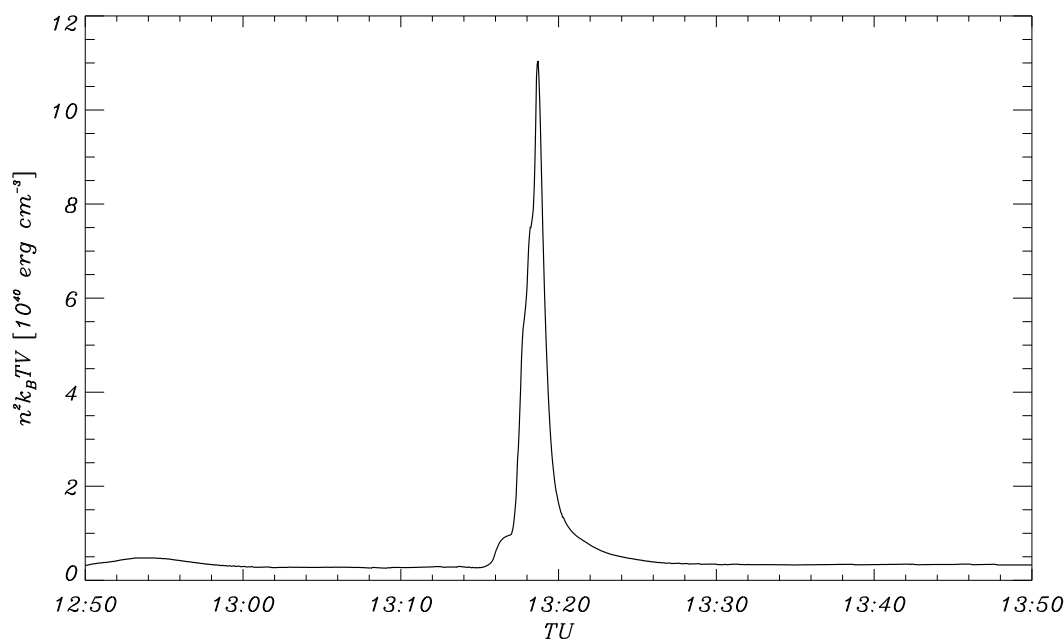


Figura 6.13: Evolución temporal del producto de la energía térmica del plasma por la densidad del mismo, $EM k_B T = n^2 V k_B T$.

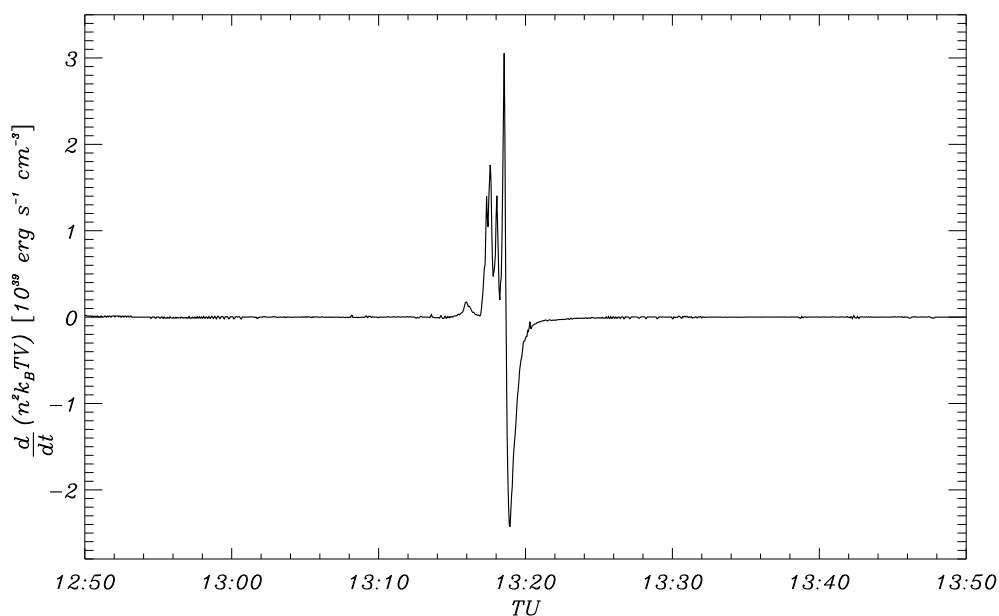


Figura 6.14: Derivada temporal de $n^2 V k_B T$ durante un período de tiempo alrededor de los dos picos observados en radio. Esta es una cantidad asociada con la tasa a la cual se deposita energía en el plasma emisor de rayos X blandos.

La derivada respecto del tiempo de la cantidad $n^2 V k_B T$ da una idea de la tasa de deposición de energía en el plasma. En la Figura 6.14 se muestra el perfil temporal de esta tasa. A diferencia de los eventos analizados anteriormente, la deposición de la energía en este caso parece darse por medio de varias inyecciones en el lapso de aproximadamente 1 minuto.

Como se mostró en el Capítulo 4 a través de la Ecuación (6.15), la tasa de aceleración electrónica y la tasa de calentamiento del plasma se encuentran relacionadas. La relación entre las dos tasas depende de la temperatura y del cociente entre la velocidad térmica de los electrones y la velocidad de deriva. El número de electrones acelerados que se encuentra a partir del ajuste espectral es de 1.1×10^{35} . Considerando que la fase impulsiva tiene una duración de aproximadamente 80 s, la tasa de aceleración electrónica es de aproximadamente $\dot{N} \approx 1.4 \times 10^{33} \text{ s}^{-1}$. Por otro lado, en la Figura 6.14 puede verse que la tasa de deposición media de energía durante la fase impulsiva toma el valor $Q = 2 \times 10^{29} \text{ erg/s}$ si se considera una densidad $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, o el valor $Q = 3 \times 10^{27} \text{ erg/s}$ tomando $n = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ para la densidad. Los dos valores de densidad considerados son los mismos que en los dos eventos analizados anteriormente, a pesar de que a partir del análisis de los tiempos de relajación de los arcos de fulguración se han encontrado valores mayores de densidad en este evento que en los anteriores. Sin embargo, estos valores obtenidos para la densidad se refieren a la zona de emisión, y no a la zona de aceleración (en la corona). Teniendo en cuenta el rango de valores consignado para la tasa de deposición de energía en el plasma y la cantidad de electrones acelerados, se construye la Figura 6.15, donde se ha tomado una temperatura de $2 \times 10^7 \text{ K}$. Analizando la figura mencionada se encuentra un rango de valores para $v_e/v_d = E_D/E$

$$22 < v_e/v_d < 35 \quad ,$$

lo que indica que el conjunto de electrones puede ser acelerado por un campo eléctrico sub-Dreicer.

De los valores que se deducen para la tasa de deposición de energía a partir de la Figura 6.14, considerando el rango de valores obtenidos para v_e/v_d y la temperatura de $T = 2 \times 10^7$, resulta de la Ecuación (4.2)

$$3.6 \times 10^6 < n_{10} A_{18} B_2 s \nu_e < 5.8 \times 10^6 \quad .$$

De acuerdo al ajuste espectral, el producto $A_{18} B_2$ es del orden de la unidad, por lo que se tiene

$$3.6 \times 10^6 < n_{10} s \nu_e < 5.8 \times 10^6 \quad .$$

Si se usa la Ecuación (2.60) para acotar los posibles valores de la frecuencia de colisiones electrónica, considerando una densidad del orden de $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ se encuentra que el número de hojas de corriente s puede tomar valores entre 1.8×10^4 y 2.9×10^4 . Si se considera una densidad del orden de $n = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ el número de hojas de corriente es del orden de la unidad. No es esperable encontrar una densidad de ese orden en la región de aceleración, por lo que un escenario en el que se tengan decenas de miles de hojas de corriente con resistividad clásica, o decenas de hojas con resistividad anómala, es el más plausible.

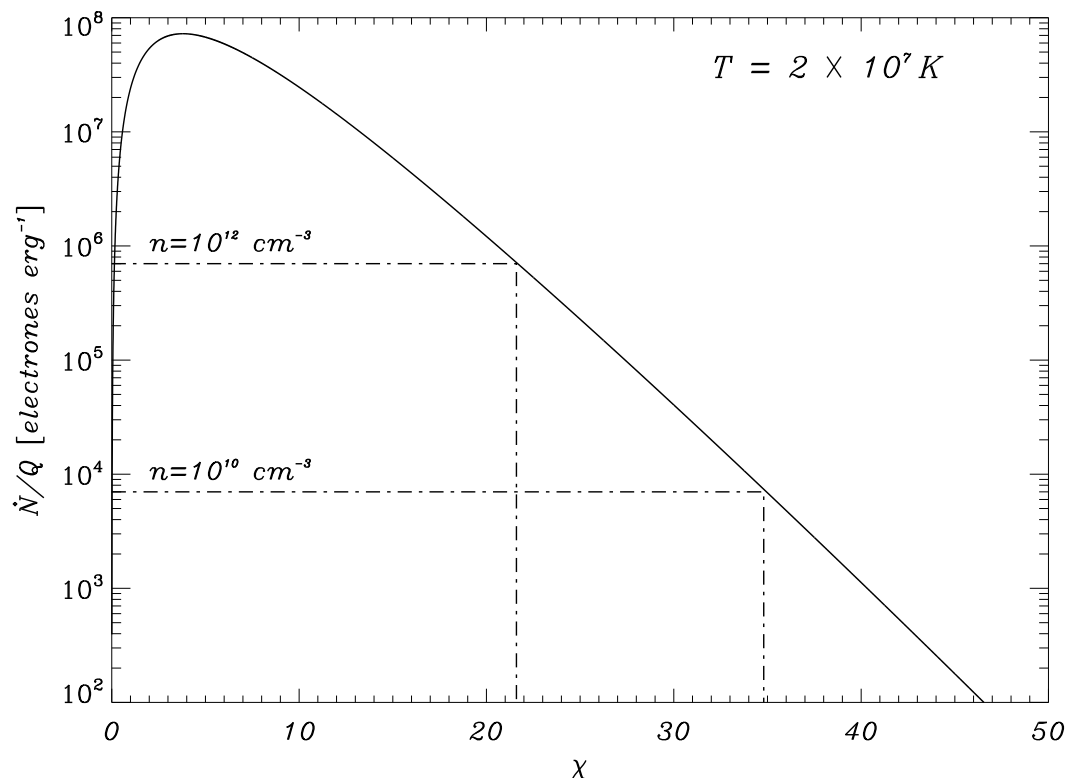


Figura 6.15: El gráfico muestra el cociente de la tasa de aceleración electrónica y la tasa de deposición de energía en función de $\chi = v_e/v_d$, el cociente de las velocidades térmica y de deriva.

Se puede acotar superiormente el espesor de la hoja de corriente si se tiene en cuenta la Ecuación (2.67). Con los valores de intensidad de campo magnético $B \approx 500$ G, densidad $n = 10^{10}$ cm $^{-3}$, temperatura $T \approx 2 \times 10^7$ K y del cociente de velocidades $(v_c/v_e)^2 = v_e/v_d \approx 35$ se obtiene

$$\delta r \lesssim 90 \text{ m} \quad .$$

El rango de valores obtenidos para el cociente de velocidades v_e/v_d indica que para el cociente v_c/v_e corresponde el rango

$$4.7 \leq v_c/v_e \leq 5.9 \quad ,$$

por lo que la energía crítica de aceleración se encuentra entre los valores

$$19 \text{ keV} \leq W_c \leq 30 \text{ keV} \quad .$$

6.6 Discusión y conclusiones

En este capítulo se analizó la evolución de dos explosiones sucesivas en radio que tuvieron lugar el 20 de diciembre de 2002. En el análisis se utilizaron datos en los

rangos de microondas y submilimétrico (sólo en la segunda explosión), imágenes en $H\alpha$ y en el ultravioleta, magnetogramas fotosféricos y mediciones de flujo en rayos X blandos.

Las observaciones en radio por debajo de 90 GHz se pueden explicar, en ambas fulguraciones, a partir de emisión girosincrotrónica de una fuente de $9''$ de diámetro y una altura de $5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, embebida en un campo magnético del orden de los 200 G. Sin embargo, en la segunda fulguración la emisión en 212 GHz se encuentra muy por encima de la que predice la teoría de la emisión girosincrotrónica para la fuente considerada. La emisión en 212 GHz se puede explicar a partir de una fuente adicional a la que produce el espectro en microondas.

El estudio de la evolución del campo magnético y el modelado del campo coronal conducen a un escenario en que el bipolo C emerge en el campo magnético ambiente preexistente del bipolo B , de modo que el proceso de reconexión magnética tiene lugar en la baja cromósfera durante la primera explosión en radio. Durante este pico se aceleran electrones que producen la emisión observada en microondas al viajar en espiral a lo largo de las líneas de campo magnético. La temperatura relativamente baja del plasma cromosférico junto con su alta densidad hacen que no se produzca un gran aumento de la temperatura, como para generar una emisión apreciable en rayos X blandos. Esto explicaría la muy baja emisión observada por el GOES durante la primera explosión. La primera liberación de energía produce también emisión a nivel cromosférico.

La resolución temporal de las imágenes en $H\alpha$ (12 s a 1 min) y en ultravioleta (12 min), no permite distinguir la ocurrencia de dos picos de emisión como sí se observan en radio. El principal aporte de estas imágenes es el de permitir la asociación de cada uno de los núcleos brillantes con las polaridades de los distintos bipolos emergentes observados a nivel fotosférico. La liberación de energía podría proseguir en forma continua; sin embargo, una vez removido por reconexión el campo por encima de C , podría requerirse de un cierto tiempo para la formación de una lámina de corriente lo suficientemente delgada como para que este proceso volviese a ser eficiente (ver simulaciones de Aulanier et al. [2006]). Esto explicaría la presencia de dos explosiones en radio en lugar de un ascenso continuo de la emisión. Un segundo proceso de reconexión, que correspondería al segundo pico en radio, debería ocurrir ahora a alturas coronales, con una densidad menor ($n \lesssim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) y una temperatura del plasma mayor ($T \gtrsim 10^6 \text{ K}$), por lo que ahora sí se esperaría emisión en rayos X blandos además de la emisión en microondas.

Durante la segunda explosión se pudo observar emisión en el rango submilimétrico. En este caso se tornó imposible ajustar el espectro observado con una única curva espectral teórica de emisión girosincrotrónica. La emisión en 212 GHz queda muy por encima de la curva espectral que ajusta en forma adecuada el espectro en microondas.

Esta emisión mayor que la esperada en el rango submilimétrico no es la primera vez que se observa, Kaufmann et al. [2004] la observaron en la fulguración del 4 de noviembre de 2003 (catalogada en rayos X como X28, la mayor fulguración observada hasta el momento). También Lüthi et al. [2004b] y Silva et al. [2007] registraron eventos en los que la emisión en el rango submilimétrico no pudo ajustarse simultáneamente con la emisión en microondas. Los tres grupos de autores mencionados observaron además algo aún más relevante, la emisión en estos tres eventos se incrementaba con la frecuencia, al contrario de lo que es de esperarse en el dominio de estas altas frecuencias de radio.

La existencia de ambas componentes se puede explicar como una superposición de dos fuentes de emisión girosincrotrónica. La presencia casi simultánea de emisión en baja frecuencia (microondas) y alta frecuencia (rango submilimétrico) podría deberse a una asimetría en los arcos reconectados. Si una de las bases de los arcos está anclada en una región de campo magnético mayor que el de la región en que se encuentra la otra, es de esperarse que los electrones acelerados hacia esta base se reflejen hacia la otra (“espejo magnético”). Esta asimetría del campo como origen de la emisión diferencial de las bases de arcos de fulguración fue primeramente propuesta por Kundu et al. [1995]. Distintos autores la observaron en diversos eventos [Ning *et al.*, 2000, Lee & Gary, 2000, Li & Ding, 2004, Costa & Rosal, 2005], tanto en rayos X duros como en radio, utilizando datos con resolución espacial. La Figura 6.10 muestra un conjunto de líneas de campo en color rojo que evidencian una concentración del mismo en una de las bases, esto puede dar origen al efecto de espejo magnético. Los electrones podrían producir emisión de baja frecuencia por girosincrotrón a lo largo de la porción superior del arco coronal y emisión de alta frecuencia al viajar en regiones con un mayor campo magnético. En vista de esto, de los dos modelos propuestos para explicar la emisión en el rango submilimétrico el modelo que requiere un campo del orden de 2000 G es el más plausible. Para producir la emisión observada en este rango sólo se necesita una pequeña porción de los electrones acelerados, lo que indica que sólo estos no deberían reflejarse en el espejo magnético, accediendo a regiones con mayor campo, de modo de favorecer la emisión por girosincrotrón a frecuencias de radio más altas.

En realidad, la reflexión de origen magnético de los electrones se produce en los dos pies del arco, estableciéndose una trampa magnética, pero el efecto es mayor cuanto mayor sea el campo. Generalmente, se define el ángulo de paso ϕ (el ángulo entre el campo magnético y la velocidad de la partícula) de forma que una partícula con $\phi < \pi/2$ viaja hacia la izquierda (considerando un arco en el que las líneas del campo magnético van de derecha a izquierda). Luego, los conos de pérdida están en $\phi < \phi_1$ y $\phi > \pi - \phi_2$, donde ϕ_1 y ϕ_2 dependen de las intensidades de campo relativas en la cima y los pies del arco. Si se toma B_1 y B_2 como las intensidades de campo magnético en cada una de las bases del arco y B_0 al valor en la cima del arco, entonces los conos de pérdida correspondientes a cada pie son $\alpha_i = \arcsin[(B_0/B_i)^{1/2}]$. De acuerdo al modelo de campo

magnético coronal calculado, el valor de campo magnético en la cima de los arcos reconectados es del orden de 120 G, mientras que en las bases tiene intensidades de 400 G y 1400 G aproximadamente. Llamando 1 a la base con mayor intensidad de campo se obtiene $\phi_1 \approx 0.28$ y $\phi_2 \approx 0.59$. A partir de estos cálculos se ve que la asimetría "geométrica" no parece ser tan grande como para que una pequeña proporción de las partículas más energéticas vaya a parar a la base 1 mientras que la mayoría se precipite en 2. Pero también hay que tener en cuenta que el coeficiente de difusión del ángulo de paso por dispersión de Coulomb depende de la velocidad del electrón. En una representación básica del proceso de precipitación de electrones desde la zona de inyección (en la cima del arco) hacia las bases se tiene que las partículas que son reflejadas en su descenso vuelven a la llamada región de difusión, donde su ángulo de paso cambia. Se encuentra que [Melrose & White, 1981], en un sentido estadístico, las partículas que salen de la región de dispersión con $\phi_1 < \phi < \phi_2$, hacia izquierda o derecha, terminarán precipitándose en la base de campo más débil.

El régimen de difusión débil corresponde a $D(v)t(v) \ll \phi_2^2$, donde $D(v)$ es la tasa de difusión del ángulo de paso (la cual se indica explícitamente que depende de la velocidad) y $t(v)/\cos\phi$ es el tiempo que le toma a una partícula de velocidad v y ángulo de paso ϕ atravesar la región de dispersión. Considerando que la emisión girosincrotrónica en el rango submilimétrico es producida por partículas con energías mayores que 1 MeV, que la temperatura en la cima del arco es de 10^7 K, que la densidad es del orden de 10^{10} cm $^{-3}$ y que el tamaño del arco es de unos 40 Mm se encuentra que $D(v)t(v) \approx 10^{-5} \ll \phi_2^2 \approx 0.4$, lo que claramente indica que las partículas generadoras de emisión submilimétrica se encuentran en el régimen de difusión débil. En este límite el número de partículas con $\phi < \phi_2$ decrece exponencialmente con un ancho medio del orden de $\Delta\phi \approx [D(v)t(v)]^{1/2} \approx 3 \times 10^{-3}$. Si se verifica que $\Delta\phi \ll \phi_2 - \phi_1$, una fracción realmente despreciable de las partículas se precipitan en el pie de mayor campo magnético [Melrose & White, 1979]. Como este es el caso en el evento analizado aquí, puede concluirse que es posible plantear un escenario en el que una pequeña porción de las partículas ($\approx 10^{-5}$) de alta energía haya accedido al pie con mayor campo magnético.

El modelo de emisión girosincrotrónica planteado también consideró que la fuente responsable de la emisión submilimétrica presentaba una distribución más dura que la fuente del rango de microondas ($\delta = 2.1$ contra $\delta = 3.2$), lo cual también puede explicarse a partir del coeficiente de difusión diferencial. Melrose & White [1979] muestran que en el límite de difusión débil el tiempo de atrapamiento de las partículas $\tau(v)$ depende poco de la estructura de la fuente y es proporcional a $D(v)^{-1}$. El coeficiente de difusión en el régimen de difusión débil cumple $D(v) \propto v^{-3}$ [Sivukhin, 1966], lo cual implica $\tau(v) \propto v^3$. Para difusión débil el tiempo de vida de las partículas en el arco se incrementa con la velocidad, las partículas menos energéticas se precipitan más rápido y la distribución energética de las partículas en el arco se va "endureciendo". Como

consecuencia del mayor tiempo de atrapamiento debería observarse un pequeño retraso en el pico de emisión submilimétrica respecto de la emisión en microondas (del orden de unos pocos segundos), lo que parece estar de acuerdo a lo observado en las curvas de luz de la Figura 6.2. Sin embargo es importante resaltar que el índice de electrones se calcula a partir de la parte ópticamente fina del espectro la cual es desconocida en el caso de la componente THz. Es decir, la falta de observaciones por encima de 212 GHz no permite obtener un valor de δ , el cual fue elegido de manera tal de tener el límite inferior dentro de las intensidades de campo magnético posibles en el marco de este modelo. Y en caso de que δ fuese mayor se estaría simplemente viendo la emisión de los electrones en el pie de mayor campo magnético (que en este nuevo modelo sería muy superior a los 2000 G).

Considerando el modelo de aceleración de partículas por medio de un campo eléctrico continuo, se trataron de acotar algunos de los parámetros concernientes a la zona de aceleración de partículas. Con la tasa media de deposición de partículas obtenida a partir de las observaciones del GOES y con el número de electrones acelerados inferido del ajuste espectral, se encontró un rango de valores para el cociente de la velocidad térmica del plasma y la velocidad de deriva que surge del campo eléctrico continuo, dicho rango se enmarca perfectamente dentro de las hipótesis consideradas en el modelo de aceleración y calentamiento con el que se trabajó. Como otra consecuencia de la comparación de la tasa media de deposición de partículas y la tasa de aceleración de partículas, pudo inferirse un valor para la velocidad crítica a partir de la cual los electrones son acelerados, a partir de esa velocidad pudo obtenerse una energía crítica de aceleración, la que coincide con la energía inferior de corte considerada en el ajuste espectral de los datos en el rango de radio. También se obtuvo una cota superior para el espesor de la hoja de corriente.

Para finalizar, puede observarse que los modelos homogéneos de fuente no siempre pueden explicar satisfactoriamente la emisión en radio observada a lo largo de todo el espectro. El análisis topológico del campo magnético representa la clave principal para entender cómo se produce la emisión. En este contexto, es necesario contar con magnetogramas con mayor resolución temporal y espacial para lograr hacerse una mejor idea de cómo trabajan los mecanismos de fulguración y aceleración. Otra alternativa es contar con imágenes de la emisión girosincrotrónica como las brindadas por interferómetros (Very Large Array, Nobeyama Radio Heliograph, Nançay, etc). Sin embargo no existe todavía ninguno de éstos que trabaje en las frecuencias submilimétricas. En el futuro el interferómetro ALMA (Atacama Large Millimeter Array) podrá venir a cubrir esta vacancia observacional, con altísima resolución espacial. Habrá que ver, sin embargo, cuánto tiempo disponible para observaciones solares tendrá.

Conclusiones

En este trabajo se han analizado tres fulguraciones con diferentes características pero con un rasgo en común, todas presentan emisión en el rango submilimétrico. En los tres casos la emisión en este rango se ha podido interpretar como emisión girosincrotrónica; es decir, emisión ciclotrónica de electrones medianamente relativistas. El cálculo de la emisión girosincrotrónica se realizó por medio del código de Ramaty, el que considera una fuente homogénea y una distribución de ángulo de paso isotrópica.

Los distintos mecanismos propuestos para la aceleración de electrones en general dan como resultado direcciones privilegiadas, lo que origina una anisotropía en el ángulo de paso del haz de electrones acelerados. Diversas simulaciones [Fleishman & Melnikov, 2003a, Fleishman & Melnikov, 2003b, Fleishman, 2006] han mostrado que la intensidad de la emisión observada puede cambiar hasta en tres órdenes de magnitud cuando se tiene en cuenta la anisotropía en el ángulo de paso. Por otro lado, se sabe que el campo magnético no tiene la misma intensidad a lo largo de un arco coronal, como puede observarse en cualquiera de las extrapolaciones del campo magnético coronal que se han realizado en este trabajo. Otras simulaciones [de Aguiar Simões, 2005], en las que se ha calculado la emisión girosincrotrónica teniendo en cuenta la inhomogeneidad del campo y la anisotropía del ángulo de paso han llevado al resultado, quizás sorprendente, de que los dos efectos considerados en conjunto llevan a un espectro girosincrotrónico como el que es generado por un campo magnético efectivo o promedio y una distribución isotrópica del ángulo de paso. Entonces, el hecho de que los espectros de los eventos analizados aquí hayan sido ajustados considerando fuente homogénea e isotropía del ángulo de paso está en consonancia con las simulaciones mencionadas en segundo término.

En la actualidad no existen radiotelescopios solares con una resolución espacial suficiente como para permitir la observación de un arco de fulguración con un grado de detalle que permita discriminar las direcciones privilegiadas de las partículas aceleradas; de forma de realizar un ajuste espectral en el que entre en juego el ángulo de paso. Por lo tanto, trabajar dentro de las hipótesis de fuente homogénea y ángulo de paso isotrópico significa trabajar con el modelo de menor número de variables libres. Los valores resultantes deben ser, entonces, considerados “efectivos”.

En los tres eventos analizados fue posible explicar la aceleración a energías supratérmicas de las partículas responsables de la emisión en radio por medio de un campo eléctrico continuo sub-Dreicer. En todos los casos, si se considera que la resistividad en la zona de aceleración toma valores clásicos, la aceleración tiene que haberse producido en múltiples hojas de corriente. El número de hojas compatible con las observaciones se encuentra en el rango $10^3 - 10^4$ y el espesor de las mismas entre 1-100 m. Los valores de la energía crítica a partir de la cual los electrones son acelerados a energías supratérmicas, se encuentran en el rango de las decenas de keV. Dichos valores concuerdan con las energías de corte típicas que se consideran en los ajustes espectrales de emisión, tanto en rayos X duros como en microondas, originada por una población electrónica con distribución energética de ley de potencias.

El análisis topológico del campo magnético, fundamentalmente la posibilidad de determinar el cambio en las conectividades que se produce a partir de la reconexión que da origen a cada uno de los eventos, es una herramienta sumamente útil a la hora de entender cómo y dónde se produce la emisión. En este contexto, cabe señalar que en el evento del 28 de noviembre de 2001 el indicio clave para tratar de ajustar la emisión en el rango de radio con dos curvas giresincrotrónicas de fuentes espacialmente separadas fue la existencia de dos sitios separados de reconexión. Esto es sugerido por el análisis topológico de la configuración magnética de la región activa. También, puede mencionarse que la notable asimetría del campo magnético resultante del modelo en uno de los arcos reconectados, para el evento del 20 de diciembre de 2002, es el hecho que permitió explicar el espectro de emisión en radio como la suma de dos componentes, una que tiene en cuenta la emisión en microondas y otra la emisión en el rango submilimétrico. Puede entonces concluirse que uno de los principales aportes de este trabajo es mostrar la relevancia de un estudio que por primera vez combina aspectos que en general son tratados de manera independiente.

Es importante hacer una aclaración sobre las “inhomogeneidades”. El campo magnético de los arcos coronales es de tipo dipolar; o sea, tiene una dependencia con la inversa del cubo de la distancia fotosférica. Esa inhomogeneidad “continua” produce índices espectrales en la parte ópticamente gruesa menores que 2 pero, sin embargo, no altera los índices espectrales ópticamente delgados [Klein *et al.*, 1986]. Por otro lado, la inhomogeneidad “discreta” creada por regiones magnéticamente complejas, donde conviven arcos de muy distinta longitud, intensidad e inclinación, es la que justifica las variaciones de los índices espectrales delgados en los ejemplos aquí estudiados.

Si bien los tres eventos analizados no pueden considerarse como una muestra estadísticamente relevante dentro de la totalidad de los eventos observados por el SST y que han mostrado emisión significativa en el rango submilimétrico (aunque el espacio muestral no es tan grande, poco más de una decena de eventos), parece una característica

común la alta complejidad de la topología magnética de la región de emisión. Para poder comprobar fehacientemente este primer diagnóstico, sería necesario realizar un estudio similar al hecho en este trabajo de tesis para todos los eventos registrados por el SST, lo cual es un trabajo necesario a futuro.

La mencionada complejidad topológica de las regiones que se estudiaron a lo largo de este trabajo tornó sumamente difícil la extrapolación del campo magnético a nivel coronal. El proceso para llevar a cabo esta extrapolación no es automático, el proceso es iterativo y las herramientas que permiten evaluar las bondades del modelo calculado son, por un lado, la comparación de las líneas de campo calculadas con los arcos en el ultravioleta, y por otro, la comparación de la ubicación de las bases de los arcos reconectados con la posición de los brillantamientos de la fulguración a nivel cromosférico. Evidentemente, el modelado del campo con una configuración libre de fuerzas lineal tiene sus limitaciones. Siempre que las escalas de longitud, sobre las cuales la variación de α es significativa, sean del orden del tamaño de la región activa será posible calcular un modelo que represente la topología global de la región en forma adecuada. También se debe tener en cuenta que si se necesita modelar el campo en una región de longitud característica L , los mayores valores de α que admite el modelo son proporcionales a $1/L$. Los problemas más severos se presentan cuando se trata de describir escalas observacionales pequeñas con mayor *shear* que su entorno, en esos casos es altamente probable que el modelado amerite considerar una configuración libre de fuerzas no lineal. A pesar de los esfuerzos realizados a nivel mundial [ver Schrijver et al., 2006], en la actualidad no existen códigos numéricos que consideren una configuración de campo libre de fuerzas no lineal y que permitan modelar satisfactoriamente el campo global de una región activa.

Cuando se trabaja con un espectro de fulguración en microondas, de registrarse emisión significativa en el rango submilimétrico, se pueden determinar en forma mucho más confiable los parámetros del haz de electrones acelerados que origina la emisión. Esto se debe a que la emisión en el rango submilimétrico pertenece a la parte ópticamente delgada del espectro, mientras que la radiación registrada por otros radiotelescopios (OVRO, RSTN, etc.) pertenece al régimen ópticamente grueso cuando hay emisión en el submilimétrico. Por lo expresado más arriba, los datos aportados por el SST son de alta relevancia para el análisis espectral. En la actualidad el SST es el único instrumento que realiza observaciones solares en ondas submilimétricas. Este hecho convierte sus observaciones en singulares; lo que si bien por un lado tiene la ventaja de la originalidad, por otro hace muchas veces difícil la interpretación física de los eventos registrados, ya que no se cuenta con una amplia experiencia acumulada a lo largo de décadas, como sí existe en el rango de microondas, por ejemplo. Dicha experiencia en microondas no es automáticamente extrapolable a estas frecuencias mayores. Las observaciones del SST han planteado además un nuevo desafío, explicar y caracterizar el origen de la emisión THz. En vista de esto, es necesario continuar con las observaciones en el rango submilimétrico

y, de ser posible, extender el rango de observación a frecuencias por encima de los 400 GHz. Con este objetivo es que se ha iniciado el proyecto SIRA (*Submillimeter-wave to Infra-Red solar Activity Emissions*). La intención es realizar observaciones solares con instrumentos en tierra a las frecuencias de 30 THz [Melo *et al.*, 2006], 60 THz y 300 THz, en la alta atmósfera, con sensores bolométricos en 670 GHz y 870 GHz, y espaciales, con un fotómetro en 3 THz. A la par del desarrollo instrumental es necesario un desarrollo teórico que pueda explicar los interrogantes planteados por las observaciones ya realizadas y por los nuevos datos a obtener.

Apéndice A

Polarización y transferencia radiativa

Las cantidades observables de la radiación son su polarización y su intensidad, definida como la potencia radiada promediada en tiempo, por unidad de superficie de ángulo sólido e intervalo de frecuencia. Estos dos observables son modificados a través del paso de la radiación por el medio ambiente en que se produce la emisión; por ejemplo cuando radiación linealmente polarizada atraviesa un plasma magnetoactivo experimenta una rotación de Faraday de su plano de polarización.

En un plasma inhomogéneo se pueden destacar tres distintos procesos de acoplamiento [Klein, 1984]: la reflexión, el acoplamiento de ondas de plasma con los modos transversales y el acoplamiento entre los dos modos magnetoiónicos. Dos ondas se dice que “se acoplan” cuando sus curvas de dispersión se encuentran muy cercanas una de la otra; en los modos magnetoiónicos esto ocurre cuando la frecuencia de plasma y la girofrecuencia se aproximan a 0, en la transición plasma-vacío y para la propagación de ondas en un entorno cercano a $\theta = \pi/2$. Zheleznyakov [1970] mostró que el acoplamiento en la transición plasma-vacío no es importante para la polarización de radiación en microondas asociada con fulguraciones solares. Si el plasma varía sus parámetros en forma suave, es decir cuando es válida la aproximación de la óptica geométrica, las reflexiones pueden ser ignoradas. El acoplamiento con ondas de plasma se da en una banda estrecha de frecuencias alrededor de ω_p , donde la radiación girosincrotrónica es suprimida. El tercer proceso, si bien no afecta la intensidad de la radiación, puede afectar en forma importante la polarización en el rango de frecuencias que es de interés en este trabajo.

La radiación parcialmente polarizada en un dado punto en el espacio puede ser completamente determinada por cuatro parámetros conocidos como parámetros de Stokes I , Q , U y V . En un plasma magnetoactivo la elección natural del conjunto de parámetros independientes que especifican la radiación consiste en las intensidades de los modos ordinario y extraordinario, I_+ e I_- , y las relaciones de fase, I_s e I_c , las cuales son definidas

en términos de I_{\pm} y de la diferencia de fase, δ , entre los modos $I_s = (I_+ I_-)^{1/2} \sin \delta$ e $I_c = (I_+ I_-)^{1/2} \cos \delta$. Como se dijo anteriormente, se desprecia en este tratamiento la componente longitudinal del campo eléctrico, por lo que el campo de radiación es completamente determinado por las componentes transversales. Los parámetros de Stokes pueden escribirse como

$$\begin{aligned}
 I &= I_+ + I_- \quad , \\
 Q &= I_+(1 - a_{\theta+}^2)(1 + a_{\theta+}^2)^{-1} + I_-(1 - a_{\theta-}^2)(1 + a_{\theta-}^2)^{-1} + \\
 &\quad + 4I_c(1 + a_{\theta+}^2)^{-1/2}(1 + a_{\theta-}^2)^{-1/2} \quad , \\
 U &= 2I_s(a_{\theta+} - a_{\theta-})(1 + a_{\theta+}^2)^{-1/2}(1 + a_{\theta-}^2)^{-1/2} \quad , \\
 V &= 2[I_+ a_{\theta+}(1 + a_{\theta+}^2)^{-1} + I_- a_{\theta-}(1 + a_{\theta-}^2)^{-1} + \\
 &\quad + I_c(a_{\theta+} + a_{\theta-})(1 + a_{\theta+}^2)^{-1/2}(1 + a_{\theta-}^2)^{-1/2}] \quad .
 \end{aligned}
 \tag{A.1}$$

El grado de polarización π , el cociente de los ejes de la elipse de polarización p y el ángulo χ entre el eje mayor y el eje x pueden escribirse como $\pi = (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}/I$, $p = \arctan \beta$, $\sin 2\beta = V(Q^2 + U^2 + V^2)^{-1/2}$ y $\tan 2\chi = U/Q$. La definición de estas cantidades implica que para un observador el vector campo eléctrico rotará en el sentido horario o antihorario si V es negativo o positivo, respectivamente. La condición $V = 0$ corresponde a polarización lineal, mientras que $Q = U = 0$ corresponde a polarización circular. El ángulo χ se mide en sentido horario desde el eje x , si $U > 0$ entonces $0 < \chi < \pi/2$, si $U < 0$ entonces $\pi/2 < \chi < \pi$, si $U = 0$ entonces $\chi = 0$ o $\chi = \pi/2$ para $Q > 0$ o $Q < 0$, respectivamente.

Para una única partícula en el vacío, $\delta = 0$, entonces la radiación especificada por las ecuaciones (A.1) es elípticamente polarizada con el eje mayor perpendicular a \mathbf{B}_{\perp} . Para partículas ultrarelativísticas a altas frecuencias $I_+ = I_-$, por lo que la radiación se torna linealmente polarizada, con el plano de polarización perpendicular a \mathbf{B}_{\perp} . Para una partícula en un plasma, $\delta \neq 0$ y su valor depende en forma complicada de la energía y el ángulo de paso de la partícula, así como de la dirección de propagación y de las propiedades del plasma. Si se limita el tratamiento al caso de ángulo de rotación de Faraday grande en la región de la fuente, las relaciones de fase pueden ser tomadas al azar, entonces $I_s = I_c = 0$. Esta suposición de ángulo de rotación de Faraday grande es casi siempre bien satisfecha por la radiación girosincrotrónica. El ángulo de rotación, $\Delta\psi$, puede ser aproximado por $\Delta\psi \approx (L/\lambda)(\nu_p^2 \nu_B / \nu^3)$, con L dando el orden de las dimensiones lineales del sistema y λ la longitud de onda de la radiación. Como la radiación girosincrotrónica se produce generalmente a frecuencias ν comparables, dentro del orden de magnitud, a ν_p y ν_B , mientras que $L \gg \lambda$, $\Delta\psi$ será en general mucho más grande que 2π y la rotación de Faraday será grande.

Para obtener la intensidad y polarización de la radiación de un sistema de partículas es necesario resolver las ecuaciones de transferencia para los parámetros de Stokes o para I_{\pm} , I_+ e I_- . Se han realizado tratamientos generales de estas ecuaciones [Kawabata, 1964, Kai, 1965, Zheleznyakov, 1969, Ginzburg & Syrovatskii, 1969, Melrose, 1980] sin llegarse a soluciones específicas. Las relaciones de fase I_s e I_c provocan acoplamiento entre los dos modos, lo que complica considerablemente la solución de estas ecuaciones. Sin embargo, cuando la rotación de Faraday es grande $I_s = I_c = 0$ y las ecuaciones de transferencia para I_+ e I_- se desacoplan y adoptan la forma

$$\frac{dI_{\pm}(\nu, \theta)}{d\ell} + k_{\pm}(\nu, \theta)I_{\pm}(\nu, \theta) = j_{\pm}(\nu, \theta) \quad . \quad (\text{A.2})$$

Para una fuente homogénea la solución de la Ecuación (A.2) está dada por

$$I_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{j_{\pm}}{k_{\pm}} \left(1 - e^{-k_{\pm}L} \right) \quad , \quad (\text{A.3})$$

donde L es la profundidad de la fuente. Si la radiofuente tiene un área efectiva A tal que su volumen es $V \approx AL$, y si además de la supresión de la componente longitudinal del campo de radiación no se requiere ninguna otra condición de contorno, usando las ecuaciones (2.52), (2.53) y (A.3) se puede escribir la intensidad de la radiación abandonando la fuente como

$$I_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{e^2}{(2\pi)^2 mc^2} \frac{(Bn/A)G_{\pm}(\nu/\nu_B)}{[n/(BA)]H_{\pm}(\nu/\nu_B)} \left\{ 1 - \exp \left[-(2\pi)^2 e \frac{n}{BA} H_{\pm} \right] \right\} \quad , \quad (\text{A.4})$$

donde

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} G_{\pm} \\ H_{\pm} \end{bmatrix} \frac{2\pi}{\cos \theta} \int_1^{\infty} d\gamma \frac{u(\gamma)}{\beta\gamma} \sum_{s=s_1}^{s_2} \frac{s}{1 - \mu_{\pm}\beta \cos \theta \cos \phi_s} \frac{g(\phi_s)}{1 + a_{\theta\pm}^2} \times \\ & \times \left[-\beta \sin \phi_s J'_s(x_s) + a_{\theta\pm} \left(\frac{\cot \theta}{\mu_{\pm}} - \beta \frac{\cos \phi_s}{\sin \theta} \right) J_s(x_s) \right]^2 \begin{bmatrix} 1 \\ (\nu\beta/\nu\mu_{\pm})^2 \mathcal{K}(\gamma, \phi, \theta, \mu_{\pm}) \end{bmatrix} \quad . \end{aligned}$$

Para $I_s = I_c = 0$ las ecuaciones (A.1) se reducen a

$$\begin{aligned} I &= I_+ + I_- \quad , \\ Q &= I_+(1 - a_{\theta+}^2)(1 + a_{\theta+}^2)^{-1} + I_-(1 - a_{\theta-}^2)(1 + a_{\theta-}^2)^{-1} \quad , \\ U &= 0 \quad , \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

$$V = 2[I_+ a_{\theta+} (1 + a_{\theta+}^2)^{-1} + I_- a_{\theta-} (1 + a_{\theta-}^2)^{-1}]$$

Las ecuaciones (A.4) y (A.5) determinan completamente la densidad y polarización de la radiación. A partir de la Ecuación (A.5) se puede ver que los dos modos magnetoiónicos se propagan independientemente en un medio homogéneo, es decir que los

modos existen separadamente y conservan sus características a lo largo de la propagación. En un medio inhomogéneo, como la corona solar, es necesario considerar la posibilidad de acoplamiento de los modos. La polarización resultante dependerá del grado de acoplamiento \mathcal{C} entre los dos modos [Zheleznyakov, 1970]

$$\mathcal{C} = \frac{2 \ln 2}{\pi^2} \frac{m^4 c^4}{e^5} \frac{(2\pi\nu)^4}{nB^3} \left| \frac{d\theta}{d\ell} \right| . \quad (\text{A.6})$$

Aquí $\frac{d\theta}{d\ell}$ indica la variación de la dirección del campo magnético a lo largo de la trayectoria del rayo. Si $\mathcal{C} \gg 1$ los modos se encuentran fuertemente acoplados, mientras que si $\mathcal{C} \ll 1$ el acoplamiento es débil. Si los modos se encuentran débilmente acoplados las características del medio pueden afectar la polarización. En el caso de acoplamiento fuerte la onda se propaga como una combinación lineal de los dos modos y la polarización no es afectada por las características del medio.

Para muchos plasmas astrofísicos se realizan algunas simplificaciones adicionales, suponiendo que la propagación de las ondas electromagnéticas puede ser descrita por la aproximación cuasiparalela, en la cual los términos de las ecuaciones (2.16) y (2.18) que contiene $\sin \theta$ son pequeños comparados con los que contienen $\cos \theta$. Esto sucede para un rango de ángulos de visión creciente en un dado plasma con el incremento de la frecuencia. En este caso los dos modos son circularmente polarizados [Klein, 1984]

$$a_{\theta\pm} = \pm \text{sig}(\cos \theta) . \quad (\text{A.7})$$

La aproximación cuasiparalela es válida si

$$\frac{\nu^2 - \nu_p^2}{\nu\nu_B} \gg \frac{1}{2} \frac{\sin^2 \theta}{|\cos \theta|} . \quad (\text{A.8})$$

Usando la Ecuación (A.7) los parámetros de Stokes se reducen a

$$\begin{aligned} I &= I_+ + I_- , \\ Q &= U = 0 , \\ V &= \text{sig}(\cos \theta)(I_+ - I_-) . \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

En la corona solar la aproximación cuasilineal es válida en casi todos los ángulos θ , excepto para valores de θ muy cercanos a $\pi/2$.

En la atmósfera solar la condición $\mathcal{C} \gg 1$ se da para frecuencias muy altas, por encima de la banda de radio del espectro [Cohen, 1960]. Es por eso que en las regiones donde la aproximación cuasilineal es válida, las interpretaciones de la radiación solar son realizadas en el contexto de acoplamiento débil entre los modos.

Si se considera la aproximación cuasitransversal el acoplamiento puede ser más fuerte, porque la polarización característica varía rápidamente con θ . Es por ello que una onda circularmente polarizada tiene su sentido de rotación invertido cuando se propaga en una región que responde a la aproximación cuasitransversal y con acoplamiento débil. Por el contrario, en el caso de acoplamiento fuerte, el sentido de polarización es mantenido a través de la región [Cohen, 1960]. Bandiera [1982] presentó un análisis de la polarización de la emisión de regiones activas desde el punto de vista de la teoría magnetoiónica. En ese trabajo se interpreta la inversión del sentido de polarización circular de la radiación observada en algunas regiones activas como resultado del efecto de la propagación.

En la Ecuación (A.3) aparece en el exponente la cantidad $\tau_{\pm} = k_{\pm}L$ la que se conoce generalmente con el nombre de profundidad óptica. A partir de los valores que toma τ_{\pm} se pueden diferenciar distintos regímenes, a saber

$$\tau_{\pm} \gg 1 \implies I_{\pm} = \frac{j_{\pm}}{k_{\pm}} \quad , \quad \text{régimen ópticamente grueso} \quad , \quad (\text{A.10})$$

$$\tau_{\pm} \ll 1 \implies I_{\pm} = j_{\pm}L \quad , \quad \text{régimen ópticamente delgado} \quad . \quad (\text{A.11})$$

Se define la densidad de flujo F_{\pm} para una fuente no resuelta por el instrumento por

$$F_{\pm} = I_{\pm}\Omega \quad (\text{A.12})$$

siendo Ω el ángulo sólido subtendido por la fuente. Las unidades de la densidad de flujo son $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. En el caso de emisión ópticamente gruesa se tiene

$$F_{\pm} = \frac{j_{\pm}}{k_{\pm}} \Omega \quad , \quad (\text{A.13})$$

En cambio, si la emisión es ópticamente delgada

$$F_{\pm} = j_{\pm}L\Omega = j_{\pm}L \frac{A}{d^2} = \frac{j_{\pm}Vol}{d^2} \quad . \quad (\text{A.14})$$

Aquí d es la distancia Sol-Tierra y Vol representa el volumen de la fuente.

En general los coeficientes de emisión y absorción que aparecen en las ecuaciones (A.2) y (A.3) son funciones de la posición en la fuente. Estrictamente hablando, las expresiones obtenidas en los apartados 2.1.2 y 2.1.3 ya no son válidas en este caso porque la inhomogeneidad del campo hace que la partícula se desvíe de su trayectoria helicoidal. La curvatura de las líneas de campo y el gradiente de campo inducen movimientos de deriva en las partículas paralelos y perpendiculares a las líneas de campo. Esta deriva puede ser despreciada si el campo magnético no varía apreciablemente durante un giro de la partícula. Este es el caso cuando la distancia característica de variación del campo es mucho mayor que el radio de giro y la distancia $d = \gamma\beta c/\nu_B$ que la partícula viaja a lo largo de la línea de campo durante un giro. En el caso de las fulguraciones solares, donde los electrones tienen energías por arriba de los MeV y radían en campos magnéticos del

orden de los cientos de G, tanto d como el radio de giro nunca exceden algunos cientos de metros, y esos valores son más pequeños que cualquier estructura observable en la región de la fuente. Por lo tanto se puede considerar que la fuente es localmente homogénea, y pueden usarse las expresiones que se mostraron anteriormente para el cálculo de la transferencia.

Apéndice B

Resistividad anómala

La resistividad puede incrementar su valor, comparando con los resultados clásicos dados por las ecuaciones (2.60) y (2.61) si en el canal de corriente se tiene turbulencia electrostática de baja frecuencia. La densidad de corriente \mathbf{J} induce el crecimiento de esta turbulencia si su velocidad de deriva V_d excede una velocidad umbral mayor que la velocidad del sonido iónica del plasma, $c_s = (kT_e/m_i)^{1/2}$. La generación de resistividad anómala por corrientes fluyendo en forma paralela al campo magnético ambiente fue estudiada por Papadopoulos [1980] y por Huba [1985]. El crecimiento de esta turbulencia también puede ser estimulado por gradientes de temperatura o presión en el plasma [Morrison & Ionson, 1982] o por la presencia de corrientes de electrones no térmicos en el plasma [Papadopoulos, 1977].

Para corriente fluyendo paralela a las líneas de \mathbf{B} , las inestabilidades que pueden llevar a resistividad anómala son el ciclotrónica iónica electrostática (EIC), la acústica iónica (IA) y las inestabilidades de Buneman, ocurriendo estas últimas para $v_d \gtrsim 2v_e$ por lo que no se encuentran en el rango de interés de este trabajo.

El umbral de inestabilidad para inestabilidades EIC e IA ha sido calculado por Kindel & Kennel [1971] y Morrison & Ionson [1982]. Estos umbrales son función de T_e/T_i y en el trabajo de Morrison & Ionson se ha tenido en cuenta el cambio en la función de distribución electrónica debido al campo eléctrico, lo que incrementa los umbrales de velocidad en aproximadamente un factor 2. La función de distribución electrónica de estado estacionario es modelada por una maxwelliana más una pequeña componente no térmica asociada con la presencia de un campo eléctrico interno, $\epsilon_E = E_{\parallel}/E_D$; un gradiente de temperatura, $\epsilon_T = \nabla_{\parallel}T_e/(eE_D)$; y un gradiente de presión, $\epsilon_P = \nabla_{\parallel}P_e/(eE_Dn)$. No se incluye el efecto de los electrones acelerados, pero probablemente su efecto principal sea el de incrementar el umbral de velocidad. Para $0.1 < T_e/T_i < 8$, la inestabilidad EIC tiene el umbral menor; por otro lado, la inestabilidad IA es la primera en hacerse inestable. Cuando $T_e \approx T_i$, la velocidad umbral $v_{thr}(EIC) \approx 0.8v_e (\approx 35c_s)$. Cuando $T_e = 8T_i$, $v_{thr}(EIC, IA) \approx 8c_s$. Para $v_{thr} \approx c_s$, T_e debe ser más que un orden de magnitud mayor que T_i , y el modo IA es el estable.

La turbulencia tiene el efecto de incrementar la frecuencia de colisiones en el plasma, por lo que el calentamiento Joule y la aceleración de electrones son afectados. Si la frecuencia de colisión efectiva, ν_{ef} , depende de la velocidad de la partícula en el mismo modo que la frecuencia de colisión clásica, tal que $\nu_{ef}(v) = \nu_{ef}(v/v_e)^3$, los resultados de los apartados anteriores se llevan al caso de plasma turbulento simplemente reemplazando ν_e con ν_{ef} . Esta dependencia con la velocidad es la esperable para turbulencia IA [Kaplan & Tsytovich, 1973, Papadopoulos, 1977]. Se asume aquí que $\nu_{ef} \sim v^{-3}$ siempre. Entonces en el plasma turbulento, $\nu_e \rightarrow \nu_{ef}$, $\eta_{ef} = 4\pi\nu_{ef}/\omega_e^2$, $E_D^{ef} = m_e v_e \nu_{ef}/e$, $v_c^{ef} = [m_e \nu_{ef} v_e^3 / (eE)]^{1/2}$, y así con todos los resultados obtenidos previamente.

La relación aproximada entre la frecuencia de colisión anómala y la densidad de energía en el régimen turbulento IA de baja frecuencia, W^{IA} , es

$$\nu_{ef}^{IA} \approx \left(\frac{W^{IA}}{nkT_e} \right) \omega_e \quad . \quad (\text{B.1})$$

El nivel de turbulencia real alcanzado para una dada inestabilidad no está bien establecido y depende de los detalles del sistema. De simulaciones de la inestabilidad IA, típicamente se obtienen valores de frecuencia de colisión que son del orden de

$$\nu_{ef}^{IA} \approx 10^{-2} \omega_e \approx 10^6 \left(\frac{n}{10^9 \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/2} \left(\frac{\nu_e}{10 \text{ s}^{-1}} \right)^{-1} \nu_e \text{ s}^{-1} \quad . \quad (\text{B.2})$$

Entonces, se puede obtener una resistividad efectiva que es del orden de 10^6 veces mayor que la resistividad clásica, si la velocidad de deriva de la corriente primaria excede el umbral de la inestabilidad IA.

La resistividad anómala que puede resultar de la inestabilidad EIC no está muy bien determinada. El resultado de Ionson [1976], consistente con simulaciones [Pritchett et al., 1981], es

$$\nu_{ef}^{EIC} \approx 0.2\Omega_i \approx 2 \times 10^4 \left(\frac{B}{100 \text{ G}} \right) \left(\frac{\nu_e}{10 \text{ s}^{-1}} \right)^{-1} \nu_e \text{ s}^{-1} \quad , \quad (\text{B.3})$$

donde Ω_i es la girofrecuencia de iones. Si los dos modos están presentes, el modo IA es el que generalmente realiza la mayor contribución a la resistividad.

Si la corriente primaria es estable a las inestabilidades EIC e IA, debería ser posible que un nivel significativo de turbulencia IA de baja frecuencia fuera generado por electrones acelerados. Si la distribución de éstos desarrolla una pendiente positiva tal que es inestable al crecimiento de ondas de Langmuir, y la densidad de energía en estas ondas (en unidades de nkT) alcanza un nivel del orden de $(v_e/v_r)^2$, con v_r la velocidad media de los electrones acelerados, las ondas pueden colapsar no linealmente a longitudes de onda más cortas, generando fluctuaciones en la densidad iónica en el proceso (*oscillating*

two-stream instability, OTS). La frecuencia de colisión efectiva resultante de la presencia de estas fluctuaciones de densidad ha sido estimada por Papadopoulos & Coffey [1975]

$$\nu_{ef}^{OTS} \approx 0.3\omega_e \left(\frac{n_r}{n}\right) \left(\frac{v_r}{v_e}\right)^2 \left(\frac{\Delta v_r}{v_r}\right) \quad , \quad (\text{B.4})$$

donde n_r es la densidad del haz de electrones acelerados y Δv_r es la dispersión de v_r en el haz. Por ejemplo, para $\Delta v_r/v_r = 1/3$, $v_r/v_e = 10$ y $n_r/n = 10^{-3}$, $\nu_{ef}^{OTS} \approx 10^{-2}\omega_e$. Entonces, debería ser posible generar una resistividad anómala que es comparable a la estimada para la inestabilidad IA, Ecuación (B.2). La generación de resistividad anómala por haces de electrones relativistas ha sido estudiada por Scott et al. [1980] con aplicación al calentamiento del gas en racimos (*clusters*) de galaxias por rayos cósmicos electrónicos.

Una forma adicional de resistividad, “resistividad inercial” [Speiser, 1970], ha sido aplicada al calentamiento del plasma en fulguraciones solares por Duijveman et al. [1981]. El argumento para sostener la resistividad inercial es que si el tiempo requerido por los electrones térmicos para cruzar la hoja de corriente, $\delta r/v_e$ donde δr es el espesor de la hoja [Ecuación (2.67)], es menor que el tiempo de colisión, nu_e^{-1} , los electrones serán acelerados por el campo eléctrico mientras se encuentran dentro de la hoja, y fluirá una densidad de corriente neta $J_{IN} \approx (ne^2/m_e)(\delta r/v_e)E$. Como esta corriente es termalizada en un tiempo del orden del tiempo de colisión, hay una contribución a la razón de calentamiento Joule con una frecuencia de colisión efectiva dada por $\nu_{ef}^{IN} \approx v_e/\delta r$. (Se asume implícitamente que el cruce de la hoja por electrones térmicos no es suprimido por el campo magnético ambiente). Ya que $\delta r \lesssim 1$ km para condiciones de fulguración solar, la razón ν_{ef}^{IN}/ν_e puede ser muy grande. Este resultado, sin embargo, es incorrecto ya que ν_{ef}^{IN} es derivado sobre la base de la densidad de corriente J_{IN} , la cual es muy pequeña comparada con la densidad de corriente de estado estacionario $J = E/\eta_e$, donde η_e es la resistividad clásica de Coulomb. Es fácil ver que la razón de estas dos densidades de corriente es $J_{IN}/J \approx \nu_e \delta r/v_e$, y la razón de las correspondientes tasas de calentamiento Joule por unidad de volumen es $\nu_e J_{IN}^2/(\nu_e J^2) \approx (\nu_e \delta r/v_e)^2$. Como la razón del volumen conteniendo a J_{IN} al volumen conteniendo a J es $V_{IN}/V_J \approx v_e/(\delta r v_e)$, la razón de las tasas de calentamiento total es $\nu_e J_{IN}^2 V_{IN}/(\nu_e J^2 V_J) \approx \nu_e \delta r/v_e$. La condición original para que la resistividad inercial fuera importante fue $\nu_e/(\delta r v_e) < 1$. Por lo tanto el calentamiento debido a resistividad inercial nunca será significativo comparado con el calentamiento debido a la corriente primaria. La escala de tiempo para que J_{IN} sea termalizada es del orden del tiempo que lleva a la densidad de corriente J de estado estacionario a ser establecida (\sim tiempo de colisión). Entonces, aún si la densidad de corriente de estado estacionario no ha sido alcanzada, los efectos inerciales no pueden contribuir al calentamiento del plasma hasta que la densidad de corriente mayor sea establecida.

Apéndice C

Clasificación de fulguraciones

La importancia de una fulguración puede depender del tipo de emisión usado para medirlo. Un índice generalmente usado es el área en H_α de la fulguración. Los abri-llantamientos cromosféricos que exceden $3 \times 10^8 \text{ km}^2$ son los que se conocen propiamente como fulguraciones. Los abri-llantamientos más pequeños son llamados subfulguraciones. La mayoría de las fulguraciones más pequeñas y subfulguraciones son compactas, mien-tras que los eventos más grandes son del tipo dos bandas. La clasificación en H_α com- prende dos elementos, un número y una letra. El número describe el rango de tamaño del área. La letra indica si la intensidad del área afectada es débil (f, por *faint*), normal (n) o brillante (b); con esta parte de la clasificación se asocia una considerable subjetividad. Esta forma dual de clasificación se muestra en la siguiente tabla. Aún no existe consenso

Área (grados ²)	Área (millonésimas de hemisferio solar)	Intensidad relativa		
		f	n	b
<2.06	<100	sf	sn	sb
2.06-5.15	100-250	1f	1n	1b
5.15-12.4	250-600	2f	2n	2b
12.3-24.7	600-1200	3f	3n	3b
>24.7	>1200	4f	4n	4b

Tabla C.1: Clasificación de fulguraciones en H_α

sobre lo adecuado de esta clasificación por área, ya que no hay una buena correlación entre esta y otras características de las fulguraciones aunque se presume que da una buena estimación de la energía total del evento. Su elección se basa en una cuestión de practicidad, ya que es fácil de evaluar.

Otro tipo de clasificación de fulguraciones muy utilizado es en rayos X blandos como

se muestra a continuación

<i>Clase</i>	<i>Intensidad</i> (erg cm ⁻² s ⁻¹)
B	10 ⁻⁴
C	10 ⁻³
M	10 ⁻²
X	10 ⁻¹

Tabla C.2: Clasificación de fulguraciones en SXR.

Esta clasificación utiliza el flujo en el rango espectral 1-8 Å. Como puede verse en la tabla, la letra representa el orden de magnitud del flujo de rayos X, y un valor numérico subsecuente indica el múltiplo del orden de magnitud (por ejemplo M 3.2=3.2×10⁻² erg cm⁻² s⁻¹). En general cuanto más intensa es la emisión óptica o en rayos X de una fulguración, mayor será el flujo en radio, S. Este último se da en unidades de flujo solar o u.f.s., donde 1 u.f.s. = 10⁻²² W m⁻² = 10⁴ Jansky. Como una regla aproximada puede decirse que en 5 GHz, lo cual corresponde a una longitud de onda de 6 cm, el flujo en microondas de una subfulguración en H_α es aproximadamente 3 u.f.s., incrementándose a 30 u.f.s. para uno clase 1, 300 u.f.s. para uno clase 2, 3000 u.f.s. para uno clase 3 y 30000 u.f.s. para uno clase 4. Entonces la relación aproximada entre la importancia de la fulguración en H_α y el radioflujo en 5 GHz, se puede expresar como

$$\text{Importancia} = \log(S[\text{u.f.s.}]) - 0.5 \tag{C.1}$$

Referencias

- [Abbett *et al.*, 2000] ABBETT, W. P., FISHER, G. H., & FAN, Y. 2000. The Three-dimensional Evolution of Rising, Twisted Magnetic Flux Tubes in a Gravitationally Stratified Model Convection Zone. *Astrophys. J.*, **540**, 548–562.
- [Abramov-Maksimov & Gelfreikh, 1983] ABRAMOV-MAKSIMOV, V. E., & GELFREIKH, G. B. 1983. The Magnetic Field in the Chromosphere / Corona Transition Zone above a Sunspot. *Soviet Astronomy Letters*, **9**, 132–.
- [Alissandrakis, 1981] ALISSANDRAKIS, C. E. 1981. On the computation of constant α force-free magnetic field. *Astron. Astrophys.*, **100**(July), 197–200.
- [Aschwanden, 2002] ASCHWANDEN, M. J. 2002. *Particle Acceleration and Kinematics in Solar Flares*. Particle Acceleration and Kinematics in Solar Flares, A Synthesis of Recent Observations and Theoretical Concepts, by Markus J. Aschwanden, Lockheed Martin, Advanced technology Center, palo Alto, California, U.S.A. Reprinted from SPACE SCIENCE REVIEWS, Volume 101, Nos. 1-2 Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- [Aschwanden, 2007] ASCHWANDEN, M. J. 2007. RHESSI Timing Studies: Multithermal Delays. *Astrophys. J.*, **661**, 1242–1259.
- [Aulanier *et al.*, 2006] AULANIER, G., PARIAT, E., DÉMOULIN, P., & DEVORE, C. R. 2006. Slip-Running Reconnection in Quasi-Separatrix Layers. *Solar Phys.*, **238**, 347–376.
- [Bagalá *et al.*, 2000] BAGALÁ, L. G., MANDRINI, C. H., ROVIRA, M. G., & DÉMOULIN, P. 2000. Magnetic reconnection: a common origin for flares and AR interconnecting arcs. *Astron. Astrophys.*, **363**, 779–788.
- [Bandiera, 1982] BANDIERA, R. 1982. Diagnostic of coronal magnetic fields from microwave polarization reversal. *Astron. Astrophys.*, **112**(Aug.), 52–60.
- [Barbosa, 1978] BARBOSA, D. D. 1978. Linear force-free fields in the lower corona. *Solar Phys.*, **56**, 55–66.

- [Bastian, 1995] BASTIAN, T. S. 1995. Radio Diagnostics of Conditions in the Solar Atmosphere. *Pages 115–115 of: KUHN, J. R., & PENN, M. J. (eds), Infrared tools for solar astrophysics: What's next?*
- [Bastian et al., 1998] BASTIAN, T. S., BENZ, A. O., & GARY, D. E. 1998. Radio Emission from Solar Flares. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **36**, 131–188.
- [Bekefi, 1966] BEKEFI, K. L. 1966. *Waves and Radiation Processes in Plasmas*. New York – London – Sydney, John Wiley & Sons, inc., 1966.
- [Benka & Holman, 1994] BENKA, S. G., & HOLMAN, G. D. 1994. A thermal/nonthermal model for solar hard X-ray bursts. *Astrophys. J.*, **435**, 469–481.
- [Berger, 1984] BERGER, M. A. 1984. Rigorous new limits on magnetic helicity dissipation in the solar corona. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, **30**, 79–104.
- [Birn & Priest, 2007] BIRN, J., & PRIEST, E. R. 2007. *Reconnection of magnetic fields : magnetohydrodynamics and collisionless theory and observations*. Reconnection of magnetic fields : magnetohydrodynamics and collisionless theory and observations / edited by J. Birn and E. R. Priest. Cambridge : Cambridge University Press, 2007. ISBN: 9780521854207 (hbk.).
- [Bracewell, 1965] BRACEWELL, R. 1965. *The Fourier Transform and its applications*. McGraw-Hill Electrical and Electronic Engineering Series, New York: McGraw-Hill, 1965.
- [Brown, 1971] BROWN, J. C. 1971. The Deduction of Energy Spectra of Non-Thermal Electrons in Flares from the Observed Dynamic Spectra of Hard X-Ray Bursts. *Solar Phys.*, **18**, 489–502.
- [Brown, 1973] BROWN, J. C. 1973. The Temperature Structure of Chromospheric Flares Heated by Non-Thermal Electrons. *Solar Phys.*, **31**, 143–158.
- [Byrd et al., 2002] BYRD, J. M., LEEMANS, W. P., LOFTSDOTTIR, A., MARCELIS, B., MARTIN, M. C., MCKINNEY, W. R., SANNIBALE, F., SCARVIE, T., & STEIER, C. 2002. Observation of Broadband Self-Amplified Spontaneous Coherent Terahertz Synchrotron Radiation in a Storage Ring. *Physical Review Letters*, **89**(22), 224801.
- [Canfield et al., 1996] CANFIELD, R. C., REARDON, K. P., LEKA, K. D., SHIBATA, K., YOKOYAMA, T., & SHIMOJO, M. 1996. H α Surges and X-Ray Jets in AR 7260. *Astrophys. J.*, **464**(June), 1016–+.
- [Carr et al., 2002] CARR, G. L., MARTIN, M. C., MCKINNEY, W. R., JORDAN, K., NEIL, G. R., & WILLIAMS, G. P. 2002. High-power terahertz radiation from relativistic electrons. *Nature*, **420**, 153–156.

- [Chen *et al.*, 1994] CHEN, J., WANG, H., ZIRIN, H., & AI, G. 1994. Observations of vector magnetic fields in flaring active regions. *Solar Phys.*, **154**, 261–273.
- [Chertok *et al.*, 1995] CHERTOK, I. M., FOMICHEV, V. V., GORGUTSA, R. V., HILDEBRANDT, J., KRUGER, A., MAGUN, A., & ZAITSEV, V. V. 1995. Solar Radio Bursts with a Spectral Flattening at Millimeter Wavelengths. *Solar Phys.*, **160**, 181–198.
- [Chiu & Hilton, 1977] CHIU, Y. T., & HILTON, H. H. 1977. Exact Green's function method of solar force-free magnetic-field computations with constant alpha. I - Theory and basic test cases. *Astrophys. J.*, **212**, 873–885.
- [Cohen, 1960] COHEN, M. H. 1960. Magnetoionic Mode Coupling at High Frequencies. *Astrophys. J.*, **131**, 664–680.
- [Colgate, 1978] COLGATE, S. A. 1978. A phenomenological model of solar flares. *Astrophys. J.*, **221**, 1068–1083.
- [Colgate *et al.*, 1977] COLGATE, S. A., AUDOUZE, J., & FOWLER, W. A. 1977. Possible interpretations of the isotopic composition of hydrogen and helium in solar cosmic rays. *Astrophys. J.*, **213**, 849–860.
- [Connor & Hastie, 1975] CONNOR, J. W., & HASTIE, R. J. 1975. Relativistic limitations on runaway electrons. *Nuclear Fusion*, **15**, 415–424.
- [Costa & Rosal, 2005] COSTA, J. E. R., & ROSAL, A. C. 2005. Microwave emission from the trapped and precipitated electrons in solar bursts. *Astron. Astrophys.*, **436**, 347–353.
- [Costa *et al.*, 2002] COSTA, J. E. R., SILVA, A. V. R., LÜDI, A., & MAGUN, A. 2002. Beam profile determination by tomography of solar scans. *Astron. Astrophys.*, **387**(June), 1153–1160.
- [Cristiani *et al.*, 2005] CRISTIANI, G., MARTÍNEZ, G., MANDRINI, C.H., GIMÉNEZ DE CASTRO, C.G., ROVIRA, M., KAUFMANN, P., & LEVATO, H. 2005. Submillimeter-wave and H α observations of the event on 28 November 2001. *Jour. Atmos. Solar-Terrestrial Phys.*, **67**(17 – 18), 1744 – 1750.
- [Cristiani *et al.*, 2007a] CRISTIANI, G., GIMÉNEZ DE CASTRO, C. G., LUONI, M. L., MANDRINI, C. H., ROVIRA, M. G., KAUFMANN, P., & MACHADO, M. 2007a. Observed flux density enhancement at submillimeter wavelengths during an X-class flare. *Advances in Space Research*, **39**, 1445–1450.
- [Cristiani *et al.*, 2007b] CRISTIANI, G., MARTINEZ, G., MANDRINI, C. H., GIMÉNEZ DE CASTRO, C. G., DA SILVA, C. W., ROVIRA, M. G., & KAUFMANN, P. 2007b. Spatial Characterization of a Flare Using Radio Observations and Magnetic Field Topology. *Solar Phys.*, **240**, 271–281.

- [Cromwell *et al.*, 1988] CROMWELL, D., MCQUILLAN, P., & BROWN, J. C. 1988. Beam-driven return current instability and anomalous plasma heating in solar flares. *Solar Phys.*, **115**, 289–312.
- [Cui *et al.*, 2007] CUI, Y., LI, R., WANG, H., & HE, H. 2007. Correlation between Solar Flare Productivity and Photospheric Magnetic Field Properties II. Magnetic Gradient and Magnetic Shear. *Solar Phys.*, **242**, 1–2.
- [Daubechies, 1992] DAUBECHIES, I. 1992. *Ten lectures on wavelets, Society for Industrial and Applied Mathematics (SIAM)*. Daubechies, I. (ed).
- [de Aguiar Simões, 2005] DE AGUIAR SIMÕES, P. J. 2005. *Estudo da Radiação Girossincrotrônica de Explosões Solares em Ambientes de Campos Magnéticos Complexos (Dissertação de Mestrado em Astrofísica)*. Centro de Rádio Astronomia e Astrofísica McKenzie – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São Paulo, Brasil.
- [de Aguiar Simões & Costa, 2006] DE AGUIAR SIMÕES, P. J. A., & COSTA, J. E. R. 2006. Solar bursts gyrosynchrotron emission from three-dimensional sources. *Astron. Astrophys.*, **453**(July), 729–736.
- [Delaboudinière *et al.*, 1995] DELABOUDINIÈRE, J.-P., ARTZNER, G. E., BRUNAUD, J., GABRIEL, A. H., HOCHEDÉZ, J. F., MILLIER, F., SONG, X. Y., AU, B., DERE, K. P., HOWARD, R. A., KREPLIN, R., MICHELS, D. J., MOSES, J. D., DEFISE, J. M., JAMAR, C., ROCHUS, P., CHAUVINEAU, J. P., MARIOGE, J. P., CATURA, R. C., LEMEN, J. R., SHING, L., STERN, R. A., GURMAN, J. B., NEUPERT, W. M., MAUCHERAT, A., CLETTE, F., CUGNON, P., & VAN DESSEL, E. L. 1995. EIT: Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope for the SOHO Mission. *Solar Phys.*, **162**, 291–312.
- [Démoulin, 2007] DÉMOULIN, P. 2007. Where will efficient energy release occur in 3-D magnetic configurations? *Advances in Space Research*, **39**, 1367–1377.
- [Démoulin & Priest, 1992] DÉMOULIN, P., & PRIEST, E. R. 1992. The properties of sources and sinks of a linear force-free field. *Astron. Astrophys.*, **258**, 535–541.
- [Démoulin *et al.*, 1994] DÉMOULIN, P., MANDRINI, C. H., ROVIRA, M. G., HÉNOUX, J. C., & MACHADO, M. E. 1994. Interpretation of multiwavelength observations of November 5, 1980 solar flares by the magnetic topology of AR 2766. *Solar Phys.*, **150**, 221–243.
- [Démoulin *et al.*, 1996] DÉMOULIN, P., HÉNOUX, J. C., PRIEST, E. R., & MANDRINI, C. H. 1996. Quasi-Separatrix layers in solar flares. I. Method. *Astron. Astrophys.*, **308**(Apr.), 643–655.
- [Démoulin *et al.*, 1997] DÉMOULIN, P., BAGALÁ, L. G., MANDRINI, C. H., HÉNOUX, J. C., & ROVIRA, M. G. 1997. Quasi-separatrix layers in solar flares. II. Observed magnetic configurations. *Astron. Astrophys.*, **325**(Sept.), 305–317.

- [Démoulin *et al.*, 2002] DÉMOULIN, P., MANDRINI, C. H., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., LOPEZ FUENTES, M. C., & AULANIER, G. 2002. The Magnetic Helicity Injected by Shearing Motions. *Solar Phys.*, **207**(May), 87–110.
- [Dennis & Zarro, 1993] DENNIS, B. R., & ZARRO, D. M. 1993. The Neupert effect - What can it tell us about the impulsive and gradual phases of solar flares? *Solar Phys.*, **146**, 177–190.
- [Dennis *et al.*, 2003] DENNIS, B. R., VERONIG, A., SCHWARTZ, R. A., SUI, L., TOLBERT, A. K., ZARRO, D. M., & RHESSEI TEAM. 2003. The neupert effect and new RHESSEI measures of the total energy in electrons accelerated in solar flares. *Advances in Space Research*, **32**, 2459–2464.
- [Dere *et al.*, 1997] DERE, K. P., LANDI, E., MASON, H. E., MONSIGNORI FOSSI, B. C., & YOUNG, P. R. 1997. CHIANTI - an atomic database for emission lines. *Astron. Astrophys. Sup. Ser.*, **125**, 149–173.
- [Dixon *et al.*, 1989] DIXON, A. M., BERGER, M. A., PRIEST, E. R., & BROWNING, P. K. 1989. A generalization of the Woltjer minimum-energy principle. *Astron. Astrophys.*, **225**, 156–166.
- [Dreicer, 1959] DREICER, H. 1959. Electron and Ion Runaway in a Fully Ionized Gas. I. *Physical Review*, **115**, 238–249.
- [Dreicer, 1960] DREICER, H. 1960. Electron and Ion Runaway in a Fully Ionized Gas. II. *Physical Review*, **117**, 329–342.
- [Duijveman *et al.*, 1981] DUIJVEMAN, A., HOYNG, P., & IONSON, J. A. 1981. Fast plasma heating by anomalous and inertial resistivity effects in the solar atmosphere. *Astrophys. J.*, **245**, 721–735.
- [Dulk, 1985] DULK, G. A. 1985. Radio emission from the sun and stars. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **23**, 169–224.
- [Dulk *et al.*, 1979] DULK, G. A., MELROSE, D. B., & WHITE, S. M. 1979. The gyrosynchrotron emission from quasi-thermal electrons and applications to solar flares. *Astrophys. J.*, **234**, 1137–1147.
- [Efanov & Moiseev, 1967] EFANOV, V. A., & MOISEEV, I. G. 1967. Observations of radio emission of the sources 3C 273 and 3C 279 at 8 mm. *Izvestiya Ordena Trudovogo Krasnogo Znameni Krymskoj Astrofizicheskoj Observatorii*, **38**, 149–154.
- [Emonet & Moreno-Insertis, 1998] EMONET, T., & MORENO-INSERTIS, F. 1998. The Physics of Twisted Magnetic Tubes Rising in a Stratified Medium: Two-dimensional Results. *Astrophys. J.*, **492**, 804–821.

- [Fan, 2001] FAN, Y. 2001. The Emergence of a Twisted Ω -Tube into the Solar Atmosphere. *Astrophys. J. Letters*, **554**, L111–L114.
- [Fan *et al.*, 1999] FAN, Y., ZWEIBEL, E. G., LINTON, M. G., & FISHER, G. H. 1999. The Rise of Kink-unstable Magnetic Flux Tubes and the Origin of delta-Configuration Sunspots. *Astrophys. J.*, **521**, 460–477.
- [Fernández Borda *et al.*, 2002] FERNÁNDEZ BORDA, R. A., MININNI, P. D., MANDRINI, C. H., GÓMEZ, D. O., BAUER, O. H., & ROVIRA, M. G. 2002. Automatic Solar Flare Detection Using Neural Network Techniques. *Solar Phys.*, **206**, 347–357.
- [Fisher *et al.*, 1985] FISHER, G. H., CANFIELD, R. C., & MCCLYMONT, A. N. 1985. Flare Loop Radiative Hydrodynamics - Part Six - Chromospheric Evaporation due to Heating by Nonthermal Electrons. *Astrophys. J.*, **289**, 425–433.
- [Fleishman, 2006] FLEISHMAN, G. D. 2006. Radio Emission from Anisotropic Electron Distributions. *Pages 51–62 of: Solar Physics with the Nobeyama Radioheliograph*.
- [Fleishman & Melnikov, 2003a] FLEISHMAN, G. D., & MELNIKOV, V. F. 2003a. Gyrosynchrotron Emission from Anisotropic Electron Distributions. *Astrophys. J.*, **587**, 823–835.
- [Fleishman & Melnikov, 2003b] FLEISHMAN, G. D., & MELNIKOV, V. F. 2003b. Optically Thick Gyrosynchrotron Emission from Anisotropic Electron Distributions. *Astrophys. J.*, **584**, 1071–1083.
- [Fletcher *et al.*, 2001] FLETCHER, L., LÓPEZ FUENTES, M. C., MANDRINI, C. H., SCHMIEDER, B., DÉMOULIN, P., MASON, H. E., YOUNG, P. R., & NITTA, N. 2001. A Relationship Between Transition Region Brightenings, Abundances, and Magnetic Topology. *Solar Phys.*, **203**, 255–287.
- [Fontenla *et al.*, 1990] FONTENLA, J. M., AVRETT, E. H., & LOESER, R. 1990. Energy balance in the solar transition region. I - Hydrostatic thermal models with ambipolar diffusion. *Astrophys. J.*, **355**, 700–718.
- [Gaizauskas, 1996] GAIZAUSKAS, V. 1996. Magnetic Reconnection as a Driver of Chromospheric Surges. *Solar Phys.*, **169**(Dec.), 357–366.
- [Gaizauskas *et al.*, 1998] GAIZAUSKAS, V., MANDRINI, C. H., DÉMOULIN, P., LUONI, M. L., & ROVIRA, M. G. 1998. Interactions between nested sunspots. II. A confined X1 flare in a delta-type sunspot. *Astron. Astrophys.*, **332**, 353–366.
- [Giménez de Castro *et al.*, 1999] GIMÉNEZ DE CASTRO, C. G., RAULIN, J.-P., MAKHMUTOV, V. S., KAUFMANN, P., & COSTA, J. E. R. 1999. Instantaneous positions of microwave solar bursts: Properties and validity of the multiple beam observations. *Astron. Astrophys. Sup. Ser.*, **140**, 373–382.

- [Ginzburg, 1964] GINZBURG, V. L. 1964. *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*. New York: Pergamon Press, 1964.
- [Ginzburg & Syrovatskii, 1969] GINZBURG, V. L., & SYROVATSKII, S. I. 1969. Developments in the Theory of Synchrotron Radiation and its Reabsorption. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **7**, 375–420.
- [Goff *et al.*, 2007] GOFF, C. P., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., DÉMOULIN, P., CULHANE, J. L., MATTHEWS, S. A., HARRA, L. K., MANDRINI, C. H., KLEIN, K. L., & KUROKAWA, H. 2007. A Multiple Flare Scenario where the Classic Long-Duration Flare Was Not the Source of a CME. *Solar Phys.*, **240**(Feb.), 283–299.
- [Gómez *et al.*, 2000] GÓMEZ, D. O., DMITRUK, P. A., & MILANO, L. J. 2000. Recent theoretical results on coronal heating. *Solar Phys.*, **195**, 299–318.
- [Gopalswamy *et al.*, 2005] GOPALSWAMY, N., BARBIERI, L., CLIVER, E. W., LU, G., PLUNKETT, S. P., & SKOUG, R. M. 2005. Introduction to violent Sun-Earth connection events of October-November 2003. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **110**, 9–10.
- [Gopasyuk & Gopasyuk, 2003] GOPASYUK, S. I., & GOPASYUK, O. S. 2003. Some phenomena associated with stretching magnetic loops with currents and solar flares. *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel*, **19**, 431–440.
- [Guidice *et al.*, 1981] GUIDICE, D. A., CLIVER, E. W., BARRON, W. R., & KAHLER, S. 1981. The Air Force RSTN System. *Pages 553–553 of: Bulletin of the American Astronomical Society*.
- [Hachenberg & Wallis, 1961] HACHENBERG, O., & WALLIS, G. 1961. Das Spektrum der Bursts der Radiofrequenzstrahlung der Sonne im cm-Wellenbereich. Mit 21 Textabbildungen. *Z. Astrophys.*, **52**, 42–+.
- [Hagyard, 1987] HAGYARD, M. J. 1987. Changes in measured vector magnetic fields when transformed into heliographic coordinates. *Solar Phys.*, **107**, 239–246.
- [Hagyard *et al.*, 1982] HAGYARD, M. J., CUMINGS, N. P., WEST, E. A., & SMITH, J. E. 1982. The MSFC Vector Magnetograph. *Solar Phys.*, **80**, 33–51.
- [Hagyard *et al.*, 1984] HAGYARD, M. J., TEUBER, D., WEST, E. A., & SMITH, J. B. 1984. A quantitative study relating observed shear in photospheric magnetic fields to repeated flaring. *Solar Phys.*, **91**, 115–126.
- [Hale & Nicholson, 1925] HALE, G. E., & NICHOLSON, S. B. 1925. The Law of Sun-Spot Polarity. *Astrophys. J.*, **62**, 270–300.
- [Hanaoka, 1996] HANAOKA, Y. 1996. Flares and Plasma Flow Caused by Interacting Coronal Loops. *Solar Phys.*, **165**, 275–301.

- [Harvey & Harvey, 1973] HARVEY, K., & HARVEY, J. 1973. Observations of Moving Magnetic Features near Sunspots. *Solar Phys.*, **28**, 61–71.
- [Herrmann *et al.*, 1992] HERRMANN, R., MAGUN, A., COSTA, J. E. R., CORREIA, E., & KAUFMANN, P. 1992. A multibeam antenna for solar mm-wave burst observations with high spatial and temporal resolution. *Solar Phys.*, **142**(Nov.), 157–170.
- [Heyvaerts, 1981] HEYVAERTS, J. 1981. *in Solar Flare Magnetohydrodynamics*. Priest E. R. (ed.), New York, London, Paris, Gordon & Breach, p. 429-455.
- [Heyvaerts & Priest, 1984] HEYVAERTS, J., & PRIEST, E. R. 1984. Coronal heating by reconnection in DC current systems - A theory based on Taylor's hypothesis. *Astron. Astrophys.*, **137**, 63–78.
- [Heyvaerts *et al.*, 1977] HEYVAERTS, J., PRIEST, E. R., & RUST, D. M. 1977. An emerging flux model for the solar flare phenomenon. *Astrophys. J.*, **216**(Aug.), 123–137.
- [Hill *et al.*, 2005] HILL, S. M., PIZZO, V. J., BALCH, C. C., & ET AL. 2005. The NOAA Goes-12 Solar X-Ray Imager (SXI) 1. Instrument, Operations, and Data. *Solar Phys.*, **226**, 255–281.
- [Holman, 1985] HOLMAN, G. D. 1985. Acceleration of runaway electrons and Joule heating in solar flares. *Astrophys. J.*, **293**, 584–594.
- [Holman *et al.*, 1989] HOLMAN, G. D., KUNDU, M. R., & KANE, S. R. 1989. Soft X-ray, microwave, and hard X-ray emission from a solar flare - Implications for electron heating and acceleration in current channels. *Astrophys. J.*, **345**, 1050–1059.
- [Hoynig, 1977] HOYNG, P. 1977. On the nature of impulsive electron acceleration in solar hard X-ray flares. I - Inferences from observations. II - A theory. *Astron. Astrophys.*, **55**, 23–43.
- [Hoynig *et al.*, 1976] HOYNG, P., VAN BEEK, H. F., & BROWN, J. C. 1976. High time resolution analysis of solar hard X-ray flares observed on board the ESRO TD-1A satellite. *Solar Phys.*, **48**, 197–254.
- [Huba, 1985] HUBA, J. D. 1985. Anomalous Transport in Current Sheets. *Pages 315–328 of: KUNDU, M. R., & HOLMAN, G. D. (eds), IAU Symp. 107: Unstable Current Systems and Plasma Instabilities in Astrophysics.*
- [Hudson, 1972] HUDSON, H. S. 1972. Thick-Target Processes and White-Light Flares. *Solar Phys.*, **24**, 414–426.
- [Hudson, 1991] HUDSON, H. S. 1991. Differential Emission-Measure Variations and the "Neupert Effect". *Pages 1064–1064 of: Bulletin of the American Astronomical Society*. Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 23.

- [Hurford *et al.*, 1984] HURFORD, G. J., READ, R. B., & ZIRIN, H. 1984. A Frequency Angle Interferometer for Solar Microwave Spectroscopy. *Solar Phys.*, **94**, 413–426.
- [Ionson, 1976] IONSON, J. A. 1976. Anomalous resistivity resulting from electrostatic ion cyclotron turbulence. *Physics Letters A*, **58**, 105–107.
- [Jibben & Canfield, 2004] JIBBEN, P., & CANFIELD, R. C. 2004. Twist Propagation in H α Surges. *Astrophys. J.*, **610**(Aug.), 1129–1135.
- [Kai, 1965] KAI, K. 1965. Polarization Characteristics of Type IV Bursts, II. Physical Interpretation. *Pub. Astron. Soc. Japan*, **17**, 309–336.
- [Kaplan & Tsytovich, 1973] KAPLAN, S. A., & TSYTOVICH, V. N. 1973. *Plasma astrophysics*. International Series of Monographs in Natural Philosophy, Oxford: Pergamon Press, 1973.
- [Kaufmann & Raulin, 2006] KAUFMANN, P., & RAULIN, J.-P. 2006. Can microbunch instability on solar flare accelerated electron beams account for bright broadband coherent synchrotron microwaves? *Physics of Plasmas*, **13**, 070701–070704.
- [Kaufmann *et al.*, 1975] KAUFMANN, P., IACOMO, JR., P., KOPPE, E. H., MARQUES DOS SANTOS, P., SCHAAL, R. E., & BLAKEY, J. R. 1975. The July 1974 solar events - A possible lower limit for microwave activity. *Solar Phys.*, **45**, 189–197.
- [Kaufmann *et al.*, 1985] KAUFMANN, P., CORREIA, E., COSTA, J. E. R., VAZ, A. M. Z., & DENNIS, B. R. 1985. Solar burst with millimetre-wave emission at high frequency only. *Nature*, **313**, 380–382.
- [Kaufmann *et al.*, 2000] KAUFMANN, P., COSTA, J. E. R., CORREIA, E., GIMÉNEZ DE CASTRO, C. G., RAULIN, J.-P., & SILVA, A. V. R. 2000. Multiple High Energy Injections at the Origin of Solar Flares. *Pages 318–322 of: RAMATY, R., & MANDZHAVIDZE, N. (eds), ASP Conf. Ser. 206: High Energy Solar Physics Workshop - Anticipating Hessi.*
- [Kaufmann *et al.*, 2004] KAUFMANN, P., RAULIN, J. P., DE CASTRO, C. G. G., LEVATO, H., GARY, D. E., COSTA, J. E. R., MARUN, A., PEREYRA, P., SILVA, A. V. R., & CORREIA, E. 2004. A New Solar Burst Spectral Component Emitting Only in the Terahertz Range. *Astrophys. J. Letters*, **603**(Mar.), L121–L124.
- [Kaufmann *et al.*, 2007] KAUFMANN, P., TROTTET, G., GIMÉNEZ DE CASTRO, C., RAULIN, J., GARY, D., FERNANDEZ, G., GODOY, R., LEVATO, H., MARUN, A., & PEREYRA, P. 2007. Solar Burst Submillimeter Wave Emission Components Associated To Microwaves, Uv, X- And γ - Rays Continuum In Time And Space. *Pages 93–93 of: American Astronomical Society Meeting Abstracts*. American Astronomical Society Meeting Abstracts, vol. 210.

- [Kawabata, 1964] KAWABATA, K. 1964. Transfer of the Gyro-Resonance Radiation. *Pub. Astron. Soc. Japan*, **16**, 30–44.
- [Kindel & Kennel, 1971] KINDEL, J. M., & KENNEL, C. F. 1971. Topside current instabilities. *Journal of Geophysical Research*, **76**, 3055–3078.
- [Klein, 1984] KLEIN, K. L. 1984. *Gyrosynchrotron Radiation in an Inhomogeneous Medium*. Ph.D. thesis, Universidad de Bonn, Alemania.
- [Klein, 1987] KLEIN, K.-L. 1987. Microwave radiation from a dense magneto-active plasma. *Astron. Astrophys.*, **183**, 341–350.
- [Klein *et al.*, 1986] KLEIN, K.-L., TROTTEY, G., & MAGUN, A. 1986. Microwave diagnostics of energetic electrons in flares. *Solar Phys.*, **104**, 243–252.
- [Knight & Sturrock, 1977] KNIGHT, J. W., & STURROCK, P. A. 1977. Reverse current in solar flares. *Astrophys. J.*, **218**(Nov.), 306–310.
- [Knoepfel & Spong, 1979] KNOEPFEL, H., & SPONG, D. A. 1979. Runaway electrons in toroidal discharges. *Nuclear Fusion*, **19**(June), 785–829.
- [Ko, 1973] KO, H. C. 1973. Gyrosynchrotron Radiation Formulae. *Pages 198–206 of: RAMATY, R., & STONE, R. G. (eds), High Energy Phenomena on the Sun.*
- [Kosugi *et al.*, 1988] KOSUGI, T., DENNIS, B. R., & KAI, K. 1988. Energetic electrons in impulsive and extended solar flares as deduced from flux correlations between hard X-rays and microwaves. *Astrophys. J.*, **324**(Jan.), 1118–1131.
- [Kraus, 1986] KRAUS, J.D. 1986. *Radio Astronomy*. 2nd edn. Cygnus-Quasar Books.
- [Kruskal & Bernstein, 1964] KRUSKAL, MARTIN D., & BERNSTEIN, IRA B. 1964. Runaway Electrons in an Ideal Lorentz Plasma. *Physics of Fluids*, **7**(3), 407–418.
- [Kundu *et al.*, 1995] KUNDU, M. R., NITTA, N., WHITE, S. M., SHIBASAKI, K., ENOME, S., SAKAO, T., KOSUGI, T., & SAKURAI, T. 1995. Microwave and Hard X-Ray Observations of Footpoint Emission from Solar Flares. *Astrophys. J.*, **454**, 522–.
- [Kurokawa & Kawai, 1993] KUROKAWA, H., & KAWAI, G. 1993 (Jan.). H α Surge Activity at the First Stage of Magnetic Flux Emergence. *Pages 507–+ of: ZIRIN, H., AI, G., & WANG, H. (eds), ASP Conf. Ser. 46: IAU Colloq. 141: The Magnetic and Velocity Fields of Solar Active Regions.*
- [Lüthi *et al.*, 2004a] LÜTHI, T., LÜDI, A., & MAGUN, A. 2004a. Determination of the location and effective angular size of solar flares with a 210 GHz multibeam radiometer. *Astron. Astrophys.*, **420**(June), 361–370.

- [Lüthi *et al.*, 2004b] LÜTHI, T., MAGUN, A., & MILLER, M. 2004b. First observation of a solar X-class flare in the submillimeter range with KOSMA. *Astron. Astrophys.*, **415**(Mar.), 1123–1132.
- [Landau & Lifshitz, 1962] LANDAU, L. D., & LIFSHITZ, E. M. 1962. *The Classical Theory of Fields*. New York: Pergamon Press, 1962.
- [Lee & Gary, 2000] LEE, J., & GARY, D. E. 2000. Solar Microwave Bursts and Injection Pitch-Angle Distribution of Flare Electrons. *Astrophys. J.*, **543**(Nov.), 457–471.
- [Lee *et al.*, 1994] LEE, J. W., GARY, D. E., & ZIRIN, H. 1994. Flat microwave spectra seen at X-class flares. *Solar Phys.*, **152**(July), 409–428.
- [Li & Ding, 2004] LI, J. P., & DING, M. D. 2004. Multiwavelength Analysis of an X1.6 Flare of 2001 October 19. *Astrophys. J.*, **606**, 583–591.
- [Liemohn, 1965] LIEMOHN, H. B. 1965. Radiation from electrons in a magnetoplasma. *Radio Science*, **69D**, 741–766.
- [Lingenfelter & Ramaty, 1967] LINGENFELTER, R. E., & RAMATY, R. 1967. On the origin of solar flare microwave radio bursts. *Planetary and Space Science*, **15**(Aug.), 1303–1311.
- [Linton *et al.*, 1998] LINTON, M. G., DAHLBURG, R. B., FISHER, G. H., & LONGCOPE, D. W. 1998. Nonlinear Evolution of Kink-unstable Magnetic Flux Tubes and Solar delta-Spot Active Regions. *Astrophys. J.*, **507**, 404–416.
- [Linton *et al.*, 1999] LINTON, M. G., FISHER, G. H., DAHLBURG, R. B., & FAN, Y. 1999. Relationship of the Multimode Kink Instability to delta-Spot Formation. *Astrophys. J.*, **522**, 1190–1205.
- [Litvinenko, 2003] LITVINENKO, Y. E. 2003. Particle Acceleration by Magnetic Reconnection. *Pages 213–229 of: KLEIN, L. (ed), Energy Conversion and Particle Acceleration in the Solar Corona*. Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, vol. 612.
- [Liu *et al.*, 1998] LIU, Y., AKIOKA, M., YAN, Y., & SATO, J. 1998. A Flare Due to the Interaction of a Small Loop and a Large Loop. *Solar Phys.*, **180**, 377–392.
- [Longcope, 2005] LONGCOPE, D. W. 2005. Topological Methods for the Analysis of Solar Magnetic Fields. *Living Reviews in Solar Physics*, **2**, 1–58.
- [Longcope *et al.*, 1996] LONGCOPE, D. W., FISHER, G. H., & ARENDT, S. 1996. The Evolution and Fragmentation of Rising Magnetic Flux Tubes. *Astrophys. J.*, **464**, 999–1011.

- [López Fuentes *et al.*, 2000] LÓPEZ FUENTES, M. C., DÉMOULIN, P., MANDRINI, C. H., & VAN DRIEL-GESZTELYI, L. 2000. The Counterkink Rotation of a Non-Hale Active Region. *Astrophys. J.*, **544**, 540–549.
- [López Fuentes *et al.*, 2002] LÓPEZ FUENTES, M. C., MANDRINI, C. H., DÉMOULIN, P., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., & PEVTSOV, A. 2002. Inferring the Writhe of Emerging Flux Tubes from the Evolution of the Orientation of Bipole Axes. *Pages 108–108 of: CLARIA, J. J., GARCIA LAMBAS, D., & LEVATO, H. (eds), Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*. Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series, vol. 14.
- [Lu *et al.*, 1993] LU, Y., WANG, J., & WANG, H. 1993. Shear angle of magnetic fields. *Solar Phys.*, **148**, 119–132.
- [Luoni *et al.*, 2007] LUONI, M. L., MANDRINI, C. H., CRISTIANI, G. D., & DÉMOULIN, P. 2007. The magnetic field topology associated with two M flares. *Advances in Space Research*, **39**, 1382–1388.
- [Machado *et al.*, 1988] MACHADO, M. E., MOORE, R. L., HERNANDEZ, A. M., ROVIRA, M. G., HAGYARD, M. J., & SMITH, JR., J. B. 1988. The observed characteristics of flare energy release. I - Magnetic structure at the energy release site. *Astrophys. J.*, **326**, 425–450.
- [Mandrini *et al.*, 1996] MANDRINI, C. H., DÉMOULIN, P., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., SCHMIEDER, B., CAUZZI, G., & HOFMANN, A. 1996. 3D Magnetic Reconnection at an X-Ray Bright Point. *Solar Phys.*, **168**, 115–133.
- [Mandrini *et al.*, 1997] MANDRINI, C. H., DÉMOULIN, P., BAGALÁ, L. G., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., HENOUX, J. C., SCHMIEDER, B., & ROVIRA, M. G. 1997. Evidence of Magnetic Reconnection from H α , Soft X-Ray and Photospheric Magnetic Field Observations. *Solar Phys.*, **174**, 229–240.
- [Mandrini *et al.*, 2000] MANDRINI, C. H., DÉMOULIN, P., & KLIMCHUK, J. A. 2000. Magnetic Field and Plasma Scaling Laws: Their Implications for Coronal Heating Models. *Astrophys. J.*, **530**, 999–1015.
- [Mandrini *et al.*, 2002] MANDRINI, C. H., DÉMOULIN, P., SCHMIEDER, B., DENG, Y. Y., & RUDAWY, P. 2002. The role of magnetic bald patches in surges and arch filament systems. *Astron. Astrophys.*, **391**, 317–329.
- [Mandrini, 2007] MANDRINI, C.H. 2007. Magnetic Field Topology and Observed Energy Release Locations. *Highlights of Astronomy, XXVI IAU General Assembly, ed. van der Hucht, K.A., Cambridge University Press*, **14**. In press.
- [Mansfield, 1967] MANSFIELD, V. N. 1967. Radiation from a Charged Particle Spiraling in a Cold Magnetoplasma. *Astrophys. J.*, **147**, 672–680.

- [Matzler, 1978] MATZLER, C. 1978. Microwave Radiation from Thermal, Hard X-ray Sources. *Astron. Astrophys.*, **70**, 181–188.
- [McTiernan *et al.*, 1999] MCTIERNAN, J. M., FISHER, G. H., & LI, P. 1999. The Solar Flare Soft X-Ray Differential Emission Measure and the Neupert Effect at Different Temperatures. *Astrophys. J.*, **514**, 472–483.
- [Melo *et al.*, 2005] MELO, A. M., KAUFMANN, P., GIMÉNEZ DE CASTRO, C. G., RAULIN, J.-P., LEVATO, H., MARUN, A., L., GIULIANI J., & PEREYRA, P. 2005. Submillimeter-wave atmospheric transmission at El Leoncito, Argentina Andes. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **53**, 1528–1534.
- [Melo *et al.*, 2006] MELO, A. M., KAUFMANN, P., KUDAKA, A. S., RAULIN, J.-P., MARCON, R., MARUN, A., PEREYRA, P., & LEVATO, H. 2006. A New Setup for Ground-based Measurements of Solar Activity at 10 μm . *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **118**(Nov.), 1558–1563.
- [Melrose, 1972] MELROSE, D. B. 1972. A Razin-Tsytoich Effect for Bremsstrahlung. *Astrophysics and Space Science*, **18**, 267–272.
- [Melrose, 1980] MELROSE, D. B. 1980. *Plasma Astrophysics*. Gordon & Breach.
- [Melrose & White, 1979] MELROSE, D. B., & WHITE, S. M. 1979. Effect of asymmetry on a trap model for solar hard X-ray bursts. *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, **3**, 369–371.
- [Melrose & White, 1981] MELROSE, D. B., & WHITE, S. M. 1981. Precipitation from an asymmetric magnetic flux tube. *Journal of Geophysical Research*, **86**, 2183–2190.
- [Miller *et al.*, 1997] MILLER, J. A., CARGILL, P. J., EMSLIE, A. G., HOLMAN, G. D., DENNIS, B. R., LAROSA, T. N., WINGLEE, R. M., BENKA, S. G., & TSUNETAS, S. 1997. Critical issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares. *Journal of Geophysical Research*, **102**, 14631–14660.
- [Moon *et al.*, 1999] MOON, Y.-J., DEUK PARK, Y., YUN, H. S., & CHO, E.-A. 1999. Study of Solar Active Regions Based on BOAO Vector Magnetograms. *Journal of Korean Astronomical Society*, **32**, 127–136.
- [Moreno-Insertis & Emonet, 1996] MORENO-INSERTIS, F., & EMONET, T. 1996. The Rise of Twisted Magnetic Tubes in a Stratified Medium. *Astrophys. J. Letters*, **472**, L53–L56.
- [Morrison & Ionson, 1982] MORRISON, PHILIP J., & IONSON, JAMES A. 1982. Temperature gradient and electric field driven electrostatic instabilities. *Physics of Fluids*, **25**(7), 1183–1186.

- [Nakagawa & Priest, 1973] NAKAGAWA, Y., & PRIEST, E. R. 1973. The Energy Spectrum of Small-Scale Solar Magnetic Fields. *Astrophys. J.*, **179**, 949–964.
- [Nakagawa & Raadu, 1972] NAKAGAWA, Y., & RAADU, M. A. 1972. On Practical Representation of Magnetic Field. *Solar Phys.*, **25**, 127–135.
- [Nakagawa *et al.*, 1973] NAKAGAWA, Y., RAADU, M. A., & HARVEY, J. W. 1973. The Topological Association of H α Structures and Magnetic Fields. *Solar Phys.*, **30**, 421–437.
- [Nakajima *et al.*, 1994] NAKAJIMA, H., MASANORI, N., SHINZO, E., SHIBASAKI, K., TAKANO, T., HANAOKA, Y., TORII, C., SEKIGUCHI, H., BUSHIMATA, T., KAWASHIMA, S., SHINOHARA, N., IRIMAJIRI, Y., KOSHIISHI, H., KOSUGI, T., SHIOMI, Y., SAWA, M., & KAI, K. 1994. The Nobeyama Radioheliograph. *Proceedings of IEEE*, **82** (5), 705–713.
- [Neupert, 1968] NEUPERT, W. M. 1968. Comparison of Solar X-Ray Line Emission with Microwave Emission during Flares. *Astrophys. J. Letters*, **153**(July), L59–L64.
- [Ning *et al.*, 2000] NING, Z., YAN, Y., FU, Q., & LU, Q. 2000. Microwave M burst on May 3 1999. *Astron. Astrophys.*, **364**, 793–798.
- [Norman & Smith, 1978] NORMAN, C. A., & SMITH, R. A. 1978. Kinetic processes in solar flares. *Astron. Astrophys.*, **68**, 145–155.
- [Özgüç *et al.*, 1991] ÖZGÜÇ, A., YEŞİLYAPRAK, H., & DUZGÖLEN, A. 1991. Distribution of solar surges. *Astron. Astrophys.*, **241**, 209–211.
- [Pacholczyk, 1970] PACHOLCZYK, A. G. 1970. *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources*. Series of Books in Astronomy and Astrophysics, San Francisco: Freeman, 1970.
- [Pallavicini *et al.*, 1977] PALLAVICINI, R., SERIO, S., & VAIANA, G. S. 1977. A survey of soft X-ray limb flare images - The relation between their structure in the corona and other physical parameters. *Astrophys. J.*, **216**, 108–122.
- [Papadopoulos, 1977] PAPADOPOULOS, K. 1977. A review of anomalous resistivity for the ionosphere. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, **15**, 113–127.
- [Papadopoulos, 1980] PAPADOPOULOS, K. 1980. in Dynamics of the magnetosphere; Proceedings of the Chapman Conference on Magnetospheric Substorms and Related Plasmas Processes, University of California, Los Alamos, N. Mex., October 9-13, 1978, Akasofu, S.-I. (ed). *NASA STI/Recon Technical Report A*, **80**, 289–312.
- [Papadopoulos & Coffey, 1975] PAPADOPOULOS, K., & COFFEY, T. 1975. Anomalous Resistivity of the Auroral Plasma. *Journal of Geophysical Research*, **79**, 1558–1561.

- [Pawsey & Bracewell, 1955] PAWSEY, J. L., & BRACEWELL, R. N. 1955. *Radio astronomy*. Oxford, Clarendon Press, 1955.
- [Pevtsov & Balasubramaniam, 2003] PEVTSOV, A. A., & BALASUBRAMANIAM, K. S. 2003. Helicity patterns on the sun. *Advances in Space Research*, **32**, 1867–1874.
- [Pizzo *et al.*, 2005] PIZZO, V. J., HILL, S. M., BALCH, C. C., BIESECKER, D. A., BORNMANN, P., HILDNER, E., GRUBB, R. N., CHIPMAN, E. G., DAVIS, J. M., WALLACE, K. S., RUSSELL, K., CAUFFMAN, S. A., SAHA, T. T., & BERTHIUME, G. D. 2005. The NOAA Goes-12 Solar X-Ray Imager (SXI) 2. Performance. *Solar Phys.*, **226**, 283–315.
- [Pohjolainen *et al.*, 2002] POHJOLAINEN, S., HILDEBRANDT, J., KARLICKÝ, M., MAGUN, A., & CHERTOK, I. M. 2002. Prolonged millimeter-wave radio emission from a solar flare near the limb. *Astron. Astrophys.*, **396**(Dec.), 683–692.
- [Priest, 1981] PRIEST, E. R. 1981. *Solar flare magnetohydrodynamics*. Solar Flare Magnetohydrodynamics.
- [Priest & Démoulin, 1995] PRIEST, E. R., & DÉMOULIN, P. 1995. Three-dimensional magnetic reconnection without null points. 1. Basic theory of magnetic flipping. *Journal of Geophysical Research*, **100**, 23443–23464.
- [Priest & Forbes, 2002] PRIEST, E. R., & FORBES, T. G. 2002. The magnetic nature of solar flares. *Astron. Astrophys. Rev.*, **10**, 313–377.
- [Pritchett *et al.*, 1981] PRITCHETT, P. L., ASHOUR-ABDALLA, M., & DAWSON, J. M. 1981. Simulation of the current-driven electrostatic ion cyclotron instability. *Geophysical Research Letters*, **8**, 611–614.
- [Ramaty, 1968] RAMATY, R. 1968. Influence of the Ionized Medium on Synchrotron Emission of Intermediate Energy Electrons. *Journal of Geophysical Research*, **73**, 3573–3579.
- [Ramaty, 1969] RAMATY, R. 1969. Gyrosynchrotron Emission and Absorption in a Magnetoactive Plasma. *Astrophys. J.*, **158**, 753–770.
- [Ramaty & Lingenfelter, 1967] RAMATY, R., & LINGENFELTER, R. E. 1967. The Influence of the Ionized Medium on Synchrotron Emission Spectra in the Solar Corona. *Journal of Geophysical Research*, **72**, 879–891.
- [Ramaty & Mandzhavidze, 1994] RAMATY, R., & MANDZHAVIDZE, N. 1994. Theoretical Models for High-Energy Solar Flare Emissions. *Pages 26–44 of: RYAN, J., & VESTRAND, W. T. (eds), High-Energy Solar Phenomena - a New Era of Spacecraft Measurements*. American Institute of Physics Conference Series, vol. 294.

- [Ratcliffe, 1959] RATCLIFFE, J. A. 1959. *The Magneto-Ionic Theory and its Applications to the Ionosphere*. Londres: Cambridge University Press, 1959.
- [Raymond *et al.*, 1976] RAYMOND, J. C., COX, D. P., & SMITH, B. W. 1976. Radiative cooling of a low-density plasma. *Astrophys. J.*, **204**, 290–292.
- [Robinson & Melrose, 1984] ROBINSON, P. A., & MELROSE, D. B. 1984. Gyromagnetic emission and absorption - Approximate formulas of wide validity. *Australian Journal of Physics*, **37**, 675–704.
- [Rosenbluth & Bussac, 1979] ROSENBLUTH, M. N., & BUSSAC, M. N. 1979. MHD stability of Spheromak. *Nuclear Fusion*, **19**, 489–498.
- [Sammis *et al.*, 2000] SAMMIS, I., TANG, F., & ZIRIN, H. 2000. The Dependence of Large Flare Occurrence on the Magnetic Structure of Sunspots. *Astrophys. J.*, **540**, 583–587.
- [Scherrer *et al.*, 1995] SCHERRER, P. H., BOGART, R. S., BUSH, R. I., HOEKSEMA, J. T., KOSOVICHEV, A. G., SCHOU, J., ROSENBERG, W., SPRINGER, L., TARBELL, T. D., TITLE, A., WOLFSON, C. J., ZAYER, I., & MDI ENGINEERING TEAM. 1995. The Solar Oscillations Investigation - Michelson Doppler Imager. *Solar Phys.*, **162**, 129–188.
- [Schmieder *et al.*, 1989] SCHMIEDER, B., DÉMOULIN, P., RAADU, M. A., & DERE, K. P. 1989. Dynamics of a filament at the boundary of a SPOT region with magnetic shear. *Astron. Astrophys.*, **213**, 402–410.
- [Schmieder *et al.*, 1991] SCHMIEDER, B., HENOUX, J.-C., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., & SIMNETT, G. M. 1991. Conditions for flare and filament formation in interacting solar active regions. *Astron. Astrophys.*, **244**, 533–543.
- [Schmieder *et al.*, 1996a] SCHMIEDER, B., DÉMOULIN, P., AULANIER, G., & GOLUB, L. 1996a. Differential Magnetic Field Shear in an Active Region. *Astrophys. J.*, **467**, 881–886.
- [Schmieder *et al.*, 1996b] SCHMIEDER, B., ROVIRA, M., SIMNETT, G. M., FONTENLA, J. M., & TANDBERG-HANSEN, E. 1996b. Subflares and surges in AR 2744 during the Solar Maximum Mission. *Astron. Astrophys.*, **308**(Apr.), 957–969.
- [Schrijver & Zwaan, 2000] SCHRIJVER, C. J., & ZWAAN, C. 2000. *Solar and Stellar Magnetic Activity*. Solar and stellar magnetic activity / Carolus J. Schrijver, Cornelius Zwaan. New York : Cambridge University Press, 2000. (Cambridge astrophysics series ; 34).
- [Schrijver *et al.*, 2006] SCHRIJVER, C. J., DEROSA, M. L., METCALF, T. R., LIU, Y., MCTIERNAN, J., RÉGNIER, S., VALORI, G., WHEATLAND, M. S., & WIEGEL-

- MANN, T. 2006. Nonlinear Force-Free Modeling of Coronal Magnetic Fields Part I: A Quantitative Comparison of Methods. *Solar Phys.*, **235**, 161–190.
- [Schuessler, 1979] SCHUESSLER, M. 1979. Magnetic buoyancy revisited - Analytical and numerical results for rising flux tubes. *Astron. Astrophys.*, **71**, 79–91.
- [Schwinger, 1949] SCHWINGER, J. 1949. On the Classical Radiation of Accelerated Electrons. *Physical Review*, **75**, 1912–1925.
- [Scott *et al.*, 1980] SCOTT, J. S., HOLMAN, G. D., IONSON, J. A., & PAPADOPOULOS, K. 1980. The heating of gas in clusters of galaxies by relativistic electrons - Collective effects. *Astrophys. J.*, **239**, 769–773.
- [Shibata *et al.*, 1992] SHIBATA, K., NOZAWA, S., & MATSUMOTO, R. 1992. Magnetic reconnection associated with emerging magnetic flux. *Pub. Astron. Soc. Japan*, **44**(June), 265–272.
- [Shimabukuro, 1970] SHIMABUKURO, F. I. 1970. The Observation of 3.3-mm Bursts and their Correlation with Soft X-Ray Bursts. *Solar Phys.*, **15**, 424–432.
- [Silva *et al.*, 2007] SILVA, A. V. R., SHARE, G. H., MURPHY, R. J., COSTA, J. E., GIMENEZ DE CASTRO, C. G., RAULIN, J. P., & KAUFMANN, P. 2007. What Causes The Increasing Submillimeter Spectral Component Of Solar Flares? *Pages 37–37 of: American Astronomical Society Meeting Abstracts*. American Astronomical Society Meeting Abstracts, vol. 210.
- [Sivukhin, 1966] SIVUKHIN, D. V. 1966. Coulomb Collisions in a Fully Ionized Plasma. *Reviews of Plasma Physics*, **4**, 93–103.
- [Somov & Kosugi, 1997] SOMOV, B. V., & KOSUGI, T. 1997. Collisionless Reconnection and High-Energy Particle Acceleration in Solar Flares. *Astrophys. J.*, **485**, 859–868.
- [Speiser, 1970] SPEISER, T. W. 1970. Conductivity without collisions or noise. *Planetary and Space Science*, **18**, 613–622.
- [Spicer, 1981a] SPICER, D. S. 1981a. First phase heating and particle acceleration during solar flares by fast tearing modes. *Solar Phys.*, **71**, 115–124.
- [Spicer, 1981b] SPICER, D. S. 1981b. Loop models of solar flares - Revisions and comparisons. *Solar Phys.*, **70**, 149–172.
- [Spicer, 1982a] SPICER, D. S. 1982a. Magnetic energy storage and conversion in the solar atmosphere. *Space Science Reviews*, **31**, 351–435.
- [Spicer, 1982b] SPICER, D. S. 1982b. Magnetic energy storage and the thermal versus non-thermal hard X-ray hypotheses. *Advances in Space Research*, **2**, 135–137.

- [Spicer & Sudan, 1984] SPICER, D. S., & SUDAN, R. N. 1984. Beam-return current systems in solar flares. *Astrophys. J.*, **280**(May), 448–456.
- [Spitzer, 1962] SPITZER, L. 1962. *Physics of Fully Ionized Gases*. Physics of Fully Ionized Gases, New York: Interscience (2nd edition), 1962.
- [Steinolfson *et al.*, 1979] STEINOLFSON, R. S., WU, S. T., & SCHMAHL, E. J. 1979. Hydrodynamic simulations of flare/surge events. *Solar Phys.*, **63**(Aug.), 187–200.
- [Stix, 1962] STIX, T. H. 1962. *The Theory of Plasma Waves*. New York: McGraw-Hill, 1962.
- [Sui *et al.*, 2005] SUI, L., HOLMAN, G. D., WHITE, S. M., & ET AL. 2005. Multiwavelength Analysis of a Solar Flare on 2002 April 15. *Astrophys. J.*, **633**, 1175–1186.
- [Svestka, 1986] SVESTKA, Z. 1986. On the varieties of solar flares. *Pages 332–355 of: NEIDIG, D. F. (ed), The Lower Atmosphere of Solar Flares; Proceedings of the Solar Maximum Mission Symposium*.
- [Takakura, 1960] TAKAKURA, T. 1960. Synchrotron Radiation from Intermediate Energy Electrons in Helical Orbits and Solar Radio Bursts at Microwave Frequencies. *Pub. Astron. Soc. Japan*, **12**, 352–+.
- [Takakura, 1988] TAKAKURA, T. 1988. Simulation for electron acceleration by DC electric field in the presence of ion sound waves and associated hard X-ray emission. *Solar Phys.*, **115**, 149–160.
- [Tarnstrom, 1976] TARNSTROM, G. L. 1976. Approximations for gyrosynchrotron emissivity in a weak, isotropic plasma. *Astron. Astrophys.*, **49**, 31–38.
- [Taylor, 1974] TAYLOR, J. B. 1974. Relaxation of Toroidal Plasma and Generation of Reverse Magnetic Fields. *Physical Review Letters*, **33**, 1139–1141.
- [Taylor, 1976] TAYLOR, J. B. 1976. Relaxation of toroidal discharges. *Pages 59–67 of: Pulsed high beta plasmas; Proceedings of the Third Topical Conference, Abingdon, Oxon, England, September 9-12, 1975. (A77-45626 21-75) Oxford, Pergamon Press, 1976*.
- [Taylor, 1986] TAYLOR, J. B. 1986. Relaxation and magnetic reconnection in plasmas. *Reviews of Modern Physics*, **58**, 741–763.
- [Thomas *et al.*, 1985] THOMAS, R. J., CRANNELL, C. J., & STARR, R. 1985. Expressions to determine temperatures and emission measures for solar X-ray events from GOES measurements. *Solar Phys.*, **95**(Feb.), 323–329.
- [Titov *et al.*, 2002] TITOV, V. S., HORNIG, G., & DÉMOULIN, P. 2002. Theory of magnetic connectivity in the solar corona. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **107**, 3–10.

- [Torrence & Compo, 1998] TORRENCE, C., & COMPO, G. P. 1998. A Practical Guide to Wavelet Analysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **79**(Jan.), 61–78.
- [Trottet *et al.*, 2002] TROTTET, G., RAULIN, J. P., KAUFMANN, P., SIARKOWSKI, M., KLEIN, K.-L., & GARY, D. E. 2002. First detection of the impulsive and extended phases of a solar radio burst above 200 GHz. *Astron. Astrophys.*, **381**(Jan.), 694–702.
- [Trulsen & Fejer, 1970] TRULSEN, J., & FEJER, J. A. 1970. Radiation from a charged particle in a magnetoplasma. *Plasma Physics*, **4**, 825–841.
- [Tsuneta, 1987] TSUNETA, S. 1987. Impulsive and hot thermal solar flares. *Solar Phys.*, **113**, 35–45.
- [Tsuneta & Naito, 1998] TSUNETA, S., & NAITO, T. 1998. Fermi Acceleration at the Fast Shock in a Solar Flare and the Impulsive Loop-Top Hard X-Ray Source. *Astrophys. J. Letters*, **495**, L67–L70.
- [Twiss, 1958] TWISS, R. Q. 1958. Radiation Transfer and the Possibility of Negative Absorption in Radio Astronomy. *Australian Journal of Physics*, **11**, 564–579.
- [Venkatakrisnan *et al.*, 1988] VENKATAKRISHNAN, P., HAGYARD, M. J., & HATHAWAY, D. H. 1988. Elimination of projection effects from vector magnetograms - The pre-flare configuration of active region AR 4474. *Solar Phys.*, **115**, 125–131.
- [Veronig *et al.*, 2002] VERONIG, A., VRŠNAK, B., DENNIS, B. R., TEMMER, M., HANSLMEIER, A., & MAGDALENIĆ, J. 2002. Investigation of the Neupert effect in solar flares. I. Statistical properties and the evaporation model. *Astron. Astrophys.*, **392**, 699–712.
- [Veronig *et al.*, 2005] VERONIG, A. M., BROWN, J. C., DENNIS, B. R., SCHWARTZ, R. A., SUI, L., & TOLBERT, A. K. 2005. Physics of the Neupert Effect: Estimates of the Effects of Source Energy, Mass Transport, and Geometry Using RHESSI and GOES Data. *Astrophys. J.*, **621**, 482–497.
- [Wang *et al.*, 2004] WANG, H., QIU, J., JING, J., SPIROCK, T. J., YURCHYSHYN, V., ABRAMENKO, V., JI, H., & GOODE, P. R. 2004. Evidence of Rapid Flux Emergence Associated with the M8.7 Flare on 2002 July 26. *Astrophys. J.*, **605**, 931–937.
- [White & Kundu, 1992] WHITE, S. M., & KUNDU, M. R. 1992. Solar observations with a millimeter-wavelength array. *Solar Phys.*, **141**(Oct.), 347–369.
- [White *et al.*, 1991] WHITE, S. M., KUNDU, M. R., & GOPALSWAMY, N. 1991. Strong magnetic fields and inhomogeneity in the solar corona. *Astrophys. J. Letters*, **366**, L43–L46.

- [Wild & Hill, 1971] WILD, J. P., & HILL, E. R. 1971. Approximation of the general formulae for gyro and synchrotron radiation in a vacuum and isotropic plasma. *Australian Journal of Physics*, **24**, 43–52.
- [Williams, 2002] WILLIAMS, G. P. 2002. FAR-IR/THz radiation from the Jefferson Laboratory, energy recovered linac, free electron laser. *Review of Scientific Instruments*, **73**, 1461–1463.
- [Woltjer, 1958] WOLTJER, L. 1958. A Theorem on Force-Free Magnetic Fields. *Proceedings of the National Academy of Science*, **44**, 489–491.
- [Young *et al.*, 1998] YOUNG, P. R., LANDI, E., & THOMAS, R. J. 1998. CHIANTI: an atomic database for emission lines. II. Comparison with the SERTS-89 active region spectrum. *Astron. Astrophys.*, **329**, 291–314.
- [Zaitsev *et al.*, 2000] ZAITSEV, V. V., URPO, S., & STEPANOV, A. V. 2000. Temporal dynamics of Joule heating and DC-electric field acceleration in single flare loop. *Astron. Astrophys.*, **357**, 1105–1114.
- [Zhang *et al.*, 1992] ZHANG, H., AI, G., WANG, H., ZIRIN, H., & PATTERSON, A. 1992. Evolution of magnetic fields and mass flow in a decaying active region. *Solar Phys.*, **140**(Aug.), 307–316.
- [Zheleznyakov, 1969] ZHELEZNYAKOV, V. V. 1969. On the Equation of Radiative Transfer in a Magnetoactive Plasma. *Astrophys. J.*, **155**, 1129–1131.
- [Zheleznyakov, 1970] ZHELEZNYAKOV, V. V. 1970. *Radio Emission of the Sun and Planets*. Hey J. S. (ed.), Oxford, Pergamon Press Ltd.
- [Zwaan, 1987] ZWAAN, C. 1987. Elements and patterns in the solar magnetic field. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **25**, 83–111.

Agradecimientos

En primer lugar, el obvio agradecimiento a mis directoras de tesis, Cristina y Marta, por haberse hecho cargo de la tarea de dirigirme.

A todo el grupo de Física Solar del IAFE, por la ayuda que siempre me brindó cuando la necesité.

A la ANCyPT, por haberme auxiliado con una beca durante el desarrollo de mi doctorado.

Al Dr. Carlos Guillermo Giménez de Castro, quien con toda justicia puede ser considerado mi tercer director de tesis, por su inmejorable disposición para siempre disipar mis dudas, por aconsejarme y por tantas cosas más.

Mi infinito agradecimiento a mi esposa Guadalupe, que sacrificó sus objetivos personales para que pudiera dedicarme al doctorado. Sin su continuo apoyo no hubiera podido realizar este trabajo de tesis.

Por último, un reconocimiento a mi Papá, quien supo despertar en mí el deseo de descubrir el porqué de las cosas.