



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA
INSTITUTO DE GEOFÍSICA
FÍSICA ESPACIAL

ESTUDIOS DE CALENTAMIENTO DE LA CORONA SOLAR
POR RECONEXIÓN MAGNÉTICA

T E S I S
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS

P R E S E N T A :
JUAN C. BURKE VÁZQUEZ

TUTOR: DR. JULIO JAVIER MARTINELL BENITO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

MÉXICO D.F.

FEBRERO DE 2013



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Índice general

Agradecimientos	IX
1. Introducción	1
1.1. Atmósfera Solar	1
1.2. Fuente de energía	4
1.2.1. Ondas de Alfvén: Absorción resonante	5
1.2.2. Ondas de Alfvén: Mezcla de fases	6
1.2.3. Reconexión magnética	6
1.3. Calentamiento coronal	7
1.3.1. Puntos brillantes de rayos-X	8
1.3.2. Hojas de corriente	10
1.3.3. Calentamiento coronal por turbulencia MHD	11
1.3.4. Arcos coronales	13
1.3.5. Evidencia de reconexión magnética	15
2. Reconexión magnética	17
2.1. Reconexión lenta ($R_{me}^{-1} < M_e < R_{me}^{-1/2}$)	20
2.1.1. Mecanismo de Sweet–Parker	20
2.1.2. Efecto del gradiente de presión	23
2.1.3. Consideraciones de energía	26
2.2. Reconexión rápida ($M_e > R_{me}^{-1/2}$)	28
2.3. Mecanismo de Petschek	29
3. Ecuaciones Reducidas	35
3.1. Modelo de reconexión forzada	35
4. Cálculos numéricos de reconexión	39
4.1. Tasa de reconexión	39
4.1.1. Reconexión colisional	42
4.1.2. Reconexión no colisional	43

5. Modelo para la Potencia de Calentamiento por Reconexión Magnética	45
5.1. Obtención de datos	46
5.1.1. Imágenes del Sol en 171 Å y 335 Å	47
5.1.2. Magnetograma del Sol	49
5.1.3. Variación del campo magnético coronal	49
5.2. Manejo y organización de los datos	50
5.2.1. Distribución de eventos respecto a la escala de longitud y emisión en 171 Å y 335 Å	51
5.3. Potencia y extrapolación a pequeñas escalas	53
5.3.1. Estimación de la potencia de calentamiento	53
5.3.2. Límite colisional	57
5.3.3. Segunda aproximación de la potencia	57
5.3.4. Ajuste de las distribuciones de eventos	59
5.3.5. Extrapolación a pequeñas escalas	61
6. Conclusiones	65

Índice de figuras

1.1.	Temperatura en la atmósfera solar	2
1.2.	Calentamiento coronal	7
1.3.	Puntos brillantes en rayos X (XRT, misión Hinode)	8
1.4.	Flujo Convergente	10
1.5.	Magnetograma con celdas supergranulares	14
1.6.	Temperatura a lo largo de un arco coronal	15
2.1.	Hoja neutra estacionaria	19
2.2.	Reconexión magnética de Sweet–Parker	20
2.3.	Notación del gradiente de presión	24
2.4.	Notación de reconexión rápida	29
2.5.	Choque de modo lento	30
2.6.	Modelo de Petschek	32
3.1.	Esquemas de reconexión	36
4.1.	Tasa de reconexión colisional	41
4.2.	Tasa de reconexión no colisional	43
5.1.	Imagen del sol en 171 \AA	47
5.2.	Imagen del sol en 335 \AA	48
5.3.	Magnetograma del Sol	49
5.4.	Variación del campo magnético coronal	50
5.5.	Distribución de eventos a 171 \AA	52
5.6.	Distribución de eventos a 335 \AA	53
5.7.	Superficie de mínimos cuadrados (171 \AA)	59
5.8.	Superficie de mínimos cuadrados (335 \AA)	60

Índice de cuadros

1.1. Mecanismos de calentamiento	5
5.1. Parámetros de ajuste (171 \AA)	60
5.2. Parámetros de ajuste (335 \AA)	61

Agradecimientos

En primer lugar agradezco el apoyo y dirección de mi tutor el Dr. Julio J. Martinell Benito, cuya paciencia y entusiasmo me ayudó a finalizar el presente trabajo.

Agradezco también a los miembros de mi comité tutorial: Dr. Héctor Pérez de Tejada, Dr. Julio Herrera Velázquez, Dr. Alejandro Lara Sánchez y Dra. Xóchitl Blanco Cano. La revisión que llevaron a cabo de mi tesis me permitió añadir puntos de vista que enriquecieron y ampliaron mi trabajo. Es importante señalar que me indicaron la existencia de errores de distintos tipos, los cuales fueron corregidos. Los que queden son míos. El Dr. Alejandro Raga Rasmussen me apoyó inicialmente, pero por limitaciones de equipo, el trabajo tomó otro camino. Gracias.

Doy gracias a la UNAM y al Instituto de Geofísica por darme la oportunidad de estudiar en instituciones de tanto prestigio. Al Conacyt agradezco el financiamiento, sin el cuál no habría podido llevar a término esta tesis.

A mi madre y a mi padre y hermanas. A Julia y a Nen. A todos ellos gracias.

Juan C. Burke Vázquez

Capítulo 1

Introducción

1.1. Atmósfera Solar

El Sol es una masa de gas incandescente que se mantiene unida por su propia gravedad. No tiene una superficie definida; conforme la distancia de su centro aumenta, el gas se hace cada vez más tenue. La atmósfera solar es la capa más externa y es la que emite toda la radiación que se observa. Esta incluye, de la parte más profunda hacia afuera, la fotosfera, la cromosfera y la corona. La corona solar (visible durante un eclipse solar total) se extiende hasta los confines del sistema solar en forma del llamado viento solar, sin embargo este viento solar no se puede observar a simple vista.

La fotosfera es lo que observamos cotidianamente como el disco solar. De ella recibimos el calor y la luz. Su contorno definido es una ilusión, es el límite a partir del cuál la atmósfera solar se atenúa tanto que se hace transparente a la luz visible. La cromosfera y la corona están tan enrarecidas que se puede ver a través de ellas.

La fotosfera es un delgado y brillante cascarón con un espesor menor al 0.05 % del radio solar. Tiene una temperatura de 5780 K , y aunque es la parte más densa de la atmósfera solar, su presión es apenas de un diezmilésimo de una atmósfera. En ella se encuentra anclado el campo magnético solar, que puede medirse por medio del efecto Zeeman. Las fotografías obtenidas utilizando este efecto se denominan magnetogramas, y en ellas se representa al campo magnético a lo largo de la línea de visión. El campo magnético no está distribuido uniformemente, mas bien se encuentra altamente concentrado en haces intensos (manchas solares) que cubren un pequeño porcentaje de la superficie fotosférica.

La cromosfera se encuentra arriba de la fotosfera y tiene un espesor aproximado de $2.5 \times 10^8\text{ cm}$ (o 0.004 radios solares). La cromosfera es tan tenue

que sólo es visible durante algunos segundos antes y después de un eclipse total. Se observa como una banda rosada en el limbo solar. En esta capa la temperatura se eleva hasta $10^4 K$ aproximadamente, pero la densidad disminuye a la millonésima parte de su valor en la fotosfera. Se puede observar en la longitud de onda $656.3 nm$ (emisión del hidrógeno denominada $H\alpha$).

Encima de la cromosfera está la corona solar. La corona se hace momentáneamente visible durante un eclipse total de Sol. Se vé entonces sobre el limbo contra el fondo oscuro del cielo como un halo de color blanco perla de brillo leve. La corona solar tiene una temperatura que va de $10^6 K$ hasta $2.5 \times 10^6 K$ (Fig. 1.1) e incluso puede llegar a $10^7 K$ en un arco coronal (Aschwanden *et al.* , 2011; De Moortel *et al.* , 2003).

Los campos magnéticos de la fotosfera suben hasta la corona y son los que determinan la morfología del plasma coronal. Se observan estructuras de líneas de campo magnético cerradas en forma de arcos cuyos pies emergen de regiones fotosféricas con polaridades magnéticas opuestas. También hay líneas magnéticas que son localmente abiertas (se cierran en el límite del sistema solar) y salen al medio interplanetario arrastradas por el viento solar, a través de los llamados hoyos coronales. La cantidad de luz coronal observada

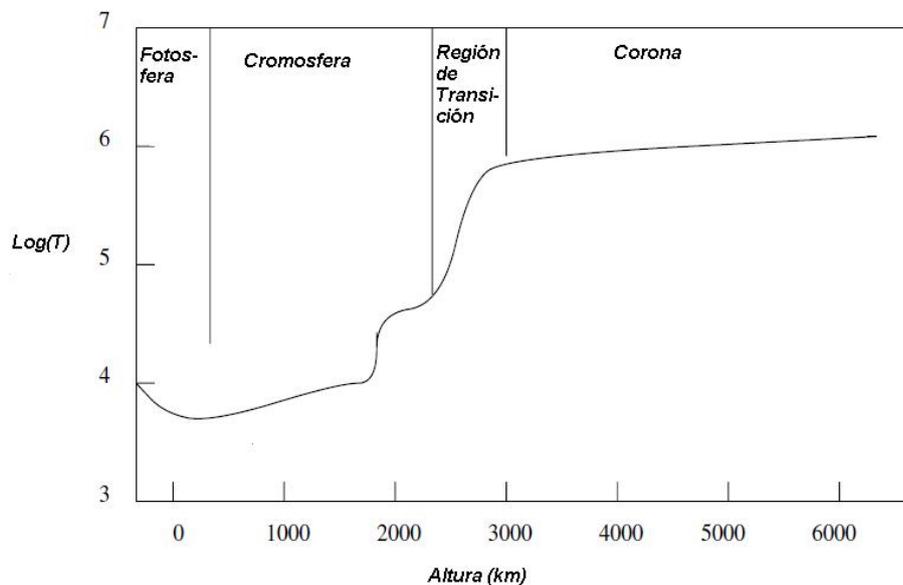


Figura 1.1: En esta ilustración se muestra la variación de la temperatura con la altura en la atmósfera del Sol. (Erdélyi & Ballai, 2007).

es proporcional a la densidad electrónica integrada a lo largo de la línea de visión. Se puede utilizar este hecho para determinar la densidad de la

corona; En la base de la corona la densidad de electrones es aproximadamente $10^{15} m^{-3}$ ($10^9 cm^{-3}$), y puesto que en la corona existe ionización total, la densidad de protones es similar. Cuando se observa la corona durante un eclipse, se ven los patrones que en ella forman los electrones libres. Puesto que los electrones están restringidos en su movimiento por el campo magnético, el aspecto de la corona refleja la forma del campo magnético. Esto se debe a que la presión magnética excede a la presión del gas de la corona.

En la fotosfera ocurre lo contrario; la presión del gas supera a la presión magnética, lo cual permite que el gas transporte al campo magnético. Los movimientos en la fotosfera entonces desplazan al campo magnético, produciéndose así cambios en el campo magnético coronal.

El paso de la cromosfera a la corona ocurre en una *región de transición* muy delgada, con menos de cien mil metros de espesor, en donde ocurre un cambio abrupto de la densidad y la temperatura de la atmósfera solar (La existencia de la región de transición actualmente se cuestiona, debido a que se cree que hay una mezcla de elementos de la fotosfera, la cromosfera y la corona. En otras palabras no existe una frontera definida entre estas capas, sino que continuamente se interpenetran debido a la dinámica de la atmósfera solar). En ella la temperatura se dispara de $10^4 K$ a $10^6 K$, y la densidad disminuye conforme la temperatura aumenta, de manera que la presión del gas se mantiene constante. A partir de ahí la corona se diluye lentamente con la distancia.

El problema del calentamiento de la corona solar consiste en identificar y entender el o los mecanismos responsables de la alta temperatura de millones de grados (del orden de la temperatura del núcleo solar), cientos de veces más caliente que la fotosfera. La alta energía de la corona no puede ser transportada desde las capas inferiores por un mecanismo térmico, pues el calor no debería fluir de una región de temperatura menor a otra de temperatura mayor. Esto violaría la segunda ley de la termodinámica. En todo caso, si no hubiera un medio alternativo de calentamiento coronal, la corona sería más fría que la fotosfera, ya que un gas al expandirse se enfría, no se calienta. Este problema surgió cuando Grotrian (1939) y Edlen (1942) se dieron cuenta de que las líneas de emisión observadas durante un eclipse solar se debían a elementos conocidos altamente ionizados, y no a un nuevo elemento (el "Coronio"). Es casi seguro que existen varios mecanismos de calentamiento en la corona, pero se tiene que determinar cuál es el principal. Surgen varias preguntas; ¿ Los arcos coronales se calientan de manera diferente que la corona difusa ? ¿ Existen diferentes tipos de arcos coronales que se calientan de maneras distintas ? ¿ el calentamiento de la corona quieta es similar al de las regiones activas ?

Aunque existen teorías plausibles del calentamiento de la corona, ha si-

do difícil determinar si alguna de ellas es correcta. Una prueba definitiva requiere una predicción de cantidades observables, basándose en principios fundamentales.

El problema del calentamiento coronal se puede estudiar en las etapas siguientes; se tiene que identificar una fuente de energía y un mecanismo para convertir esta energía en calor, hay que determinar cómo responde el plasma al calentamiento y por último, se tiene que predecir el espectro de la radiación emitida y su manifestación como cantidades observables.

Para estudiar la fuente de energía y su conversión se utilizan comúnmente modelos MHD multidimensionales, pero éstos no proporcionan información acerca de la respuesta del plasma y su firma radiativa. De manera complementaria se usan modelos hidrodinámicos unidimensionales para estudiar la respuesta del plasma, pero no se considera el origen específico del calentamiento. Ambas aproximaciones son útiles y conviene aplicarlas en conjunto.

1.2. Fuente de energía

Las pérdidas por conducción y por radiación de la corona suman un flujo de aproximadamente $10^7 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en las regiones activas y $3 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en el Sol quieto. Existe un acuerdo general respecto a que la fuente de energía que puede sostener estos niveles de pérdidas es el movimiento en y debajo de la fotosfera. Los movimientos desplazan los pies de las líneas de campo, lo cuál somete el campo a tensiones, o bien genera ondas, dependiendo de si la escala de tiempo del movimiento es grande o pequeño comparado con el tiempo de tránsito de Alfvén de extremo a extremo (Cuadro 1.1). A la disipación de tensiones magnéticas se le conoce como calentamiento de corriente directa (**DC**), y a la disipación de ondas se le conoce como calentamiento de corriente alterna (**AC**) (Klimchuk, 2006). Para explicar el calentamiento de la atmósfera solar los diferentes modelos tienen que proveer un mecanismo o mecanismos que den por resultado un suministro constante, en sentido estadístico, de energía. Es posible que haya liberaciones aleatorias de energía con espaciamentos temporales determinados que, al balancear las pérdidas de energía atmosférica, producen un estado constante promediado estadísticamente. De esta manera los modelos de liberación impulsiva de energía se hacen más viables (Mendoza-Briceño *et al.*, 2005). Poner a prueba observacional un mecanismo de calentamiento puede ser difícil, ya que varios mecanismos pueden actuar al mismo tiempo. La disipación final ocurre en escalas espaciales muy pequeñas que aún no se pueden observar directamente. La firma de un mecanismo de calentamiento se puede enmascarar durante la termalización de la energía de entrada.

Portador de energía	Mecanismo disipativo
Mecanismos hidrodinámicos de calentamiento	
Ondas acústicas Ondas pulsantes	Disipación de choques
Mecanismos magnéticos de calentamiento	
1. Mecanismos ondulatorios (AC)	
Ondas lentas	Amortiguación por choque, absorción resonante
Ondas rápidas MHD	Amortiguación de Landau
Ondas de Alfvén	Acoplamiento de modos, absorción resonante, mezcla de fases, calentamiento viscoso, calentamiento turbulento, amortiguación de Landau
2. Mecanismos de tensión magnética (DC)	
Hojas de corriente	Reconexión

Cuadro 1.1: *Resumen de varios mecanismos de calentamiento de la corona solar (Erdélyi & Ballai, 2007; Roberts & Nakariakov, 2003; Ruderman & Roberts, 2002; Heyvaerts & Priest, 1983).*

Se han propuesto dos mecanismos principales para el calentamiento de la corona solar. El primero es por ondas de Alfvén, que pueden ser disipadas por mezcla de fases (Heyvaerts & Priest, 1983; Tsiklauri & Haruki, 2008) o por absorción resonante (Aschwanden, 2005). El otro modelo es por reconexión magnética, en puntos nulos o en ausencia de puntos nulos, por trenzado de tubos de flujo magnético.

1.2.1. Ondas de Alfvén: Absorción resonante

Las ondas de Alfvén pueden ser excitadas en la fotosfera y se propagan a lo largo de las líneas de campo magnético hacia arriba en la corona, en donde pueden depositar su energía. Una de las maneras de entregar la energía en la corona es que la onda sea absorbida por resonancia. Para comprender este mecanismo de manera simplificada, considérese un tubo de flujo magnético vertical con inhomogeneidades transversales inmerso en un medio ambiente de plasma libre de campo magnético, de manera que la velocidad de Alfvén

es máxima en el eje del tubo y decrece a cero como función del radio. Supongamos que una onda sonora horizontal choca continuamente en la frontera del tubo de flujo. Si la velocidad de fase iguala a la velocidad local de Alfvén para cierto radio \mathbf{r}_A , esta onda incidente está en resonancia con la onda de Alfvén localizada en \mathbf{r}_A . Esta resonancia da por resultado perturbaciones de amplitudes grandes en las ondas de Alfvén, que a su vez producen gradientes pronunciados de la velocidad de Alfvén. Pero, una vez que los gradientes aumentan, no se puede suponer que el plasma sea ideal, o sea que se tienen que considerar efectos disipativos (e.g. resistividad, viscosidad) al menos en la vecindad de los lugares de resonancia y que conducen a la disipación de energía. Tal disipación, i.e. la absorción de la energía de la onda incidente, resulta en el calentamiento localizado del plasma. Este mecanismo parece funcionar bien cuando se aplica a la modelación de la interacción de oscilaciones globales del Sol con las manchas solares o cuando se aplica para explicar el amortiguamiento de oscilaciones de arcos coronales (Ruderman & Roberts, 2002).

1.2.2. Ondas de Alfvén: Mezcla de fases

Como ya se dijo, Heyvaerts & Priest (1983) propusieron otro mecanismo para disipar la energía de las ondas de Alfvén, que se debe a que la diferencia de fase entre distintas ondas va cambiando. En cierta forma, es similar a la absorción resonante pues la disipación ocurre en donde se desarrollan altos gradientes en la velocidad de Alfvén. Supóngase que un plasma magnetizado es no homogéneo en la dirección \mathbf{x} del plano \mathbf{xz} , y que las líneas de campo magnético son paralelas al eje \mathbf{z} . Cuando cada línea de campo es perturbada de manera coherente en la dirección \mathbf{y} , a lo largo de cada línea de campo se genera una onda de Alfvén que se propagará en dirección \mathbf{z} con una velocidad que va a depender del valor del campo magnético. Puesto que el plasma es inhomogéneo, la velocidad de Alfvén de dos líneas adyacentes es diferente y las líneas oscilantes estarán fuera de fase rápidamente produciéndose gradientes transversales pronunciados de las perturbaciones magnéticas. En cierto punto cuando los gradientes alcanzan un valor crítico ya no es válido suponer que el plasma es ideal y se tienen que incluir efectos disipativos, que resultan en un calentamiento localizado. La mezcla de fases es un buen candidato para explicar la disipación de energía en zonas magnéticas abiertas.

1.2.3. Reconexión magnética

Si las escalas temporales características de las perturbaciones de los pies de arcos magnéticos son mucho más grandes que el tiempo Alfvénico de

tránsito local, se acumula tensión magnética que involucra hojas de corriente localizadas que pueden liberar su energía a través de la reconexión de líneas de campo magnético, que es un proceso de cambio en la topología del mismo. Existe bastante evidencia de que la reconexión se da bajo las condiciones de la atmósfera solar a gran escala, dando lugar a las ráfagas solares, al convertir energía magnética en energía cinética o térmica, en regiones donde hay campos de polaridades opuestas. Sin embargo, no es claro que el mismo mecanismo ocurra a escalas más pequeñas, para explicar el calentamiento de toda la atmósfera solar. Se estudiará con suficiente detalle la reconexión en otro capítulo.

1.3. Calentamiento coronal

Además de identificar las fuentes de energía es necesario señalar las regiones de la corona donde éstas pueden aparecer. En la corona solar existen diferentes tipos de estructuras. Las imágenes del satélite Yohkoh en rayos X blandos (Fig. 1.2) muestran que la corona consiste de grandes sistemas de arcos magnéticos o *arcos coronales*, que son estructuras magnéticamente cerradas con ambos pies anclados a la superficie del Sol. Están también los *hoyos coronales*, que se observan como regiones oscuras en el espectro visible y en rayos X blandos, y son regiones de líneas magnéticas abiertas hacia el medio interplanetario. Dadas estas estructuras cabe entonces preguntar ¿cómo se calienta la corona a gran escala?

1.3.1. Puntos brillantes de rayos-X

Cuando se observa el Sol en rayos-X blandos (Fig. 1.3) aparecen visibles sobre el disco solar, en todo momento, una gran cantidad de puntos brillantes de pequeña escala (≈ 3 segundos de arco), con duraciones del orden de una a varias horas. Se les conoce como *puntos brillantes de rayos-X* o XBP, por sus siglas en inglés, y se localizan en la corona solar. Estos eventos liberan energía por reconexión magnética y contribuyen significativamente al calentamiento de la corona.

El mecanismo del calentamiento que da lugar a los XBPs, que se describirá más adelante, parece estar bien entendido. Se ha mostrado que éstos son calentados de acuerdo con el modelo de flujo convergente de reconexión magnética, inducida en la corona por el movimiento fotosférico de los pies de arcos coronales, a los cuales están asociados. Se ha establecido que los XBPs son pequeños sistemas de arcos coronales en los que se da la reconexión, lo cual sugiere que tal vez los arcos más grandes también son calentados por

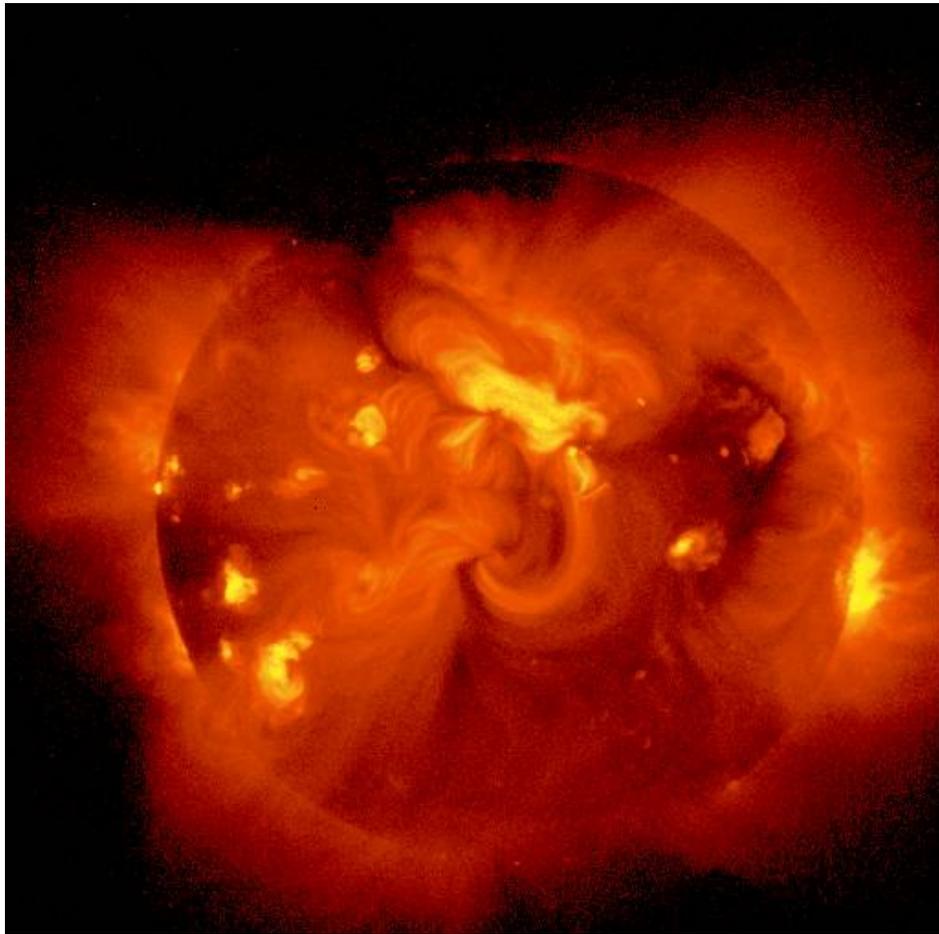


Figura 1.2: *Corona solar que muestra sistemas de arcos coroneales. La imagen es del satélite Yohkoh con el telescopio SXT (Soft X-Ray Telescope). La fecha correspondiente es 2/16/92.*

reconexión.

La mayoría de los XBP's se encuentran en la corona, sobre secciones de campo magnético de polaridades opuestas que se aproximan. Al colisionar, estos fragmentos parecen aniquilarse, proceso conocido como *cancelación*. Conforme desaparecen se forma un borde estrecho, lo que sugiere que aparece una hoja de corriente en donde ocurre la reconexión magnética. A mediados de los 80's , K. Harvey descubrió que existe una fuerte correlación entre la aparición de XBP's y la cancelación de polaridades. El modelo de flujo convergente (Fig. 1.4) explica cómo la cancelación puede conducir a la aparición de un XBP (Priest *et al.* , 1994a). El punto nulo primero aparece en la superficie y se eleva conforme las polaridades se aproximan. En la mayoría de

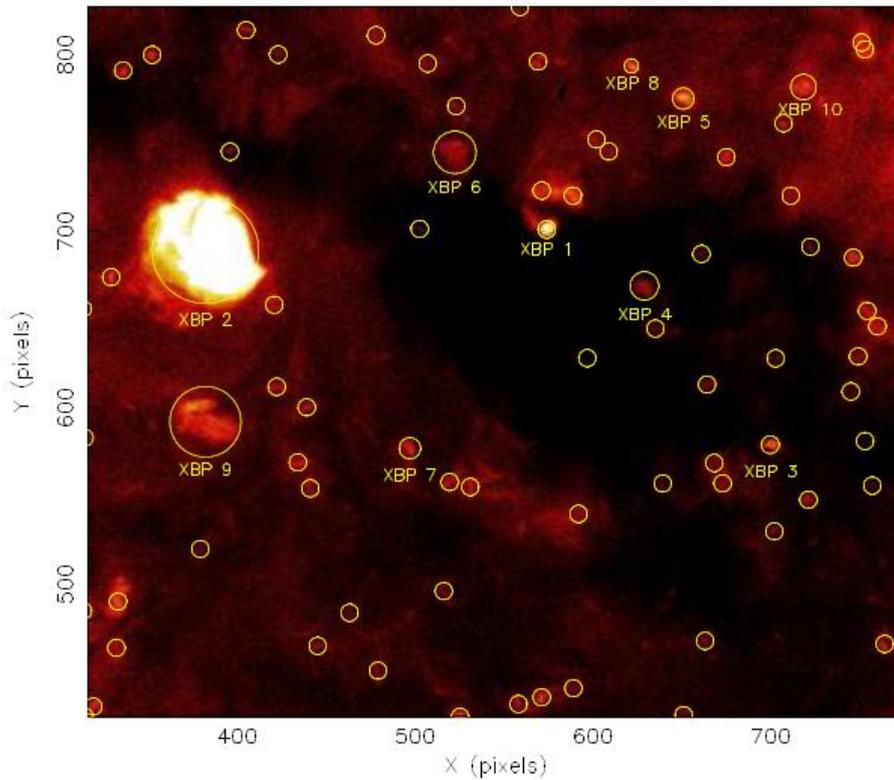


Figura 1.3: *Región de la atmósfera solar en rayos X. Los datos son del Telescopio de Rayos X (XRT) de Hinode con fecha 11/01/11.*

los casos el flujo magnético emerge en una celda supergranular y entonces se aproxima a la frontera, donde una polaridad sólo se acumula, pero la otra se reconecta con líneas de polaridad opuesta, formándose un punto brillante. El modelo predice (Parnell *et al.*, 1994) que en imágenes en rayos X de alta resolución los XBP's mostrarían una estructura elaborada, verificada por Golub *et al.* (1994).

Se han buscado puntos brillantes X con el Telescopio de Imágenes del Extremo ultravioleta (EIT) del SOHO en una región cuadrada de lado $0.6 R_{\odot}$ (Falconer *et al.*, 1998). Aplicando un filtro, mostraron la existencia de muchos puntos brillantes pequeños. Los puntos brillantes normales yacen sobre un gran tapete de polaridades mezcladas, que están cerca unas de otras y que presumiblemente dan lugar a la reconexión en la corona que está arriba. Los micro puntos brillantes se encuentran todos en la malla y muchos de ellos están encima de polaridades mezcladas, así que esto es consistente con que los puntos brillantes son el extremo a gran escala de un espectro de eventos

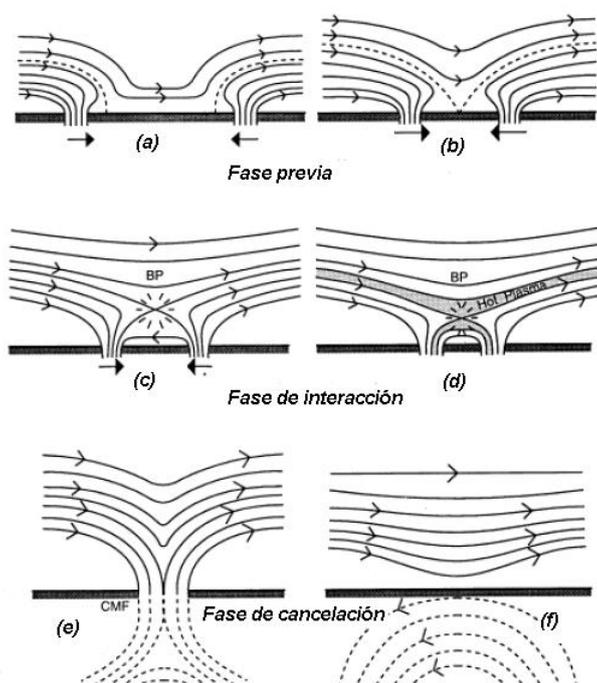


Figura 1.4: Etapas en la aproximación de dos arcos magnéticos iguales y opuestos, mostrando la proyección de las líneas de campo magnético en el plano de aproximación (curvas sólidas) y las líneas separatrices del campo (líneas punteadas). Se muestran la fase previa a la interacción (a)–(b); la fase de interacción (c)–(d), durante la cuál se crea un punto brillante de rayos X (BP) por reconexión coronal; la fase de cancelación (e), durante la cuál se produce una estructura magnética de cancelación (CMF) a través de reconexión fotosférica, formándose a veces un pequeño filamento eruptivo; y el estado final (f) con flujo magnético arriba (líneas curvas) y abajo (líneas punteadas) de la fotosfera (Priest et al. , 1994a).

de reconexión que calientan la corona por medio del mecanismo de modelo de flujo convergente.

El calentamiento en los hoyos coronales es probablemente por ondas magnéticas, pero una opción atractiva desde el punto de vista de reconexión es que sea por ondas de alta frecuencia, generadas por eventos de reconexión magnética rápidos y muy localizados, en las fronteras de los supergránulos. Los mecanismos específicos de calentamiento que pueden involucrar reconexión magnética presentes en otras estructuras coronales no son claros, pero hay tres ideas que pueden estar involucradas en el calentamiento coronal: la reconexión forzada, la producción de hojas de corriente por trenzado de líneas

de campo, y la turbulencia MHD, en donde se considera la redistribución de energía en diferentes escalas. A continuación se describen estas dos últimas.

1.3.2. Hojas de corriente

Se le llama hoja de corriente a una distribución de corriente contenida en un plano de extensión finita. Una hoja de corriente se puede formar por el colapso de un punto nulo (de campo magnético cero) o por la emergencia de nuevo flujo de la fotosfera. Tales corrientes se pueden formar en campos potenciales (aquellos con corriente cero), en campos libres de fuerza (con corrientes paralelas al campo magnético) o por relajación magnética de otras configuraciones a estados de menor energía. Pueden ser creadas a lo largo de separatrices (fronteras entre líneas magnéticas con distinta topología) por flujos cortantes, ya sea en presencia o en ausencia de puntos nulos. Finalmente pueden ser formadas, de acuerdo con Parker (1972), por el trenzado entre sí de las líneas de campo magnético. Un experimento numérico resistivo tridimensional ha mostrado que las hojas de corriente resultantes son altamente complejas, que la reconexión aparece cuando el trenzado es aproximadamente de una vuelta, y que el calentamiento resultante en el arco es más bien uniforme (Priest & Forbes (2000), cap.2).

1.3.3. Calentamiento coronal por turbulencia MHD

La turbulencia MHD aparece cuando se forman estructuras magnéticas y flujos de plasma acoplados, en diferentes escalas que interactúan intercambiando energía de una manera aleatoria. La teoría de turbulencia ha sido aplicada al problema del dínamo y también al viento solar, pero se ha usado poco para el problema del calentamiento coronal. Durante el proceso de transferencia de energía entre escalas espaciales, se deben conservar ciertas cantidades físicas y al considerarlas se puede analizar el problema de manera más clara.

Las cantidades físicamente importantes son los invariantes globales, que se conservan en ausencia de disipación. En la MHD de 2 dimensiones se puede mostrar que los invariantes son la energía, la correlación (o el potencial vectorial cuadrático medio), y la helicidad cruzada, dados por

$$W_2 = \int \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{B^2}{2\mu} \right) dS, \quad a = \int \frac{1}{2} A^2 dS, \quad H_2 = \int \mathbf{v} \cdot \mathbf{B} dS \quad (1.1)$$

mientras que en MHD en 3 dimensiones los invariantes son la energía, la

helicidad magnética, y la helicidad cruzada,

$$W_3 = \int \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{B^2}{2\mu} \right) dV, \quad H = \int \frac{1}{2} \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV, \quad H_3 = \int \mathbf{v} \cdot \mathbf{B} dV \quad (1.2)$$

Estas cantidades se distribuyen en distintas escalas al pasar el tiempo, conservando su valor global, de modo que sus valores se transfieren de unas escalas a otras, a lo que se le llama *cascada*. Las cascadas son directas si la transferencia es de longitud de onda grande a pequeña e inversa si es en la dirección opuesta. Para el caso de la energía, cuando se alcanza un estado estacionario en el que el contenido de energía relativo entre escalas ya no cambia, se establece un espectro (dependencia con las longitudes, $W(k)$) que puede ser un espectro clásico de Kolmogorov ($\sim k^{-5/3}$) o un espectro Kraichnan ($\sim k^{-3/2}$) y tiene una cascada directa hacia pequeñas longitudes de onda. Por otro lado, la correlación alcanza un espectro de tipo a ($\sim k^{1/3}$) en 2D y para la helicidad magnética en 3D el espectro es H ($\sim k^{-2}$). En ambos casos se tienen cascadas inversas hacia longitudes de onda grandes.

Ting *et al.* (1986) han conducido una serie de experimentos en MHD bidimensional en los que se encontró *decaimiento selectivo* cuando la energía cinética inicial es mucho menor que la energía magnética y la helicidad cruzada normalizada es menor que la energía. Aquí la energía magnética decae más rápido que la helicidad magnética y así tiene una cascada directa hacia pequeñas longitudes de onda, ya que las interacciones no lineales tienden a reestablecerla. Simultáneamente la helicidad magnética tiene una cascada inversa, de manera que el campo magnético tiende a ser libre de fuerza. Cuando las energías magnética y cinética son similares y la helicidad transversal es similar a la energía, Ting *et al.* (1986) encuentran un proceso de alineamiento dinámico con tendencia a estados Alfvénicos que tienen $\mathbf{v} = \pm \mathbf{B} / \sqrt{\mu\rho}$

Varios autores han hecho aplicaciones de la teoría al calentamiento coronal. Sturrock & Uchida (1981) calcularon la tasa de incremento de la energía almacenada debido al giro aleatorio de un tubo de flujo a través de estados libres de fuerza, encontrando

$$\gamma \sim \frac{B^2}{\mu L} \langle v_p^2 \rangle \tau_p \quad (1.3)$$

siendo v_p la velocidad fotosférica, τ_p el tiempo de correlación del movimiento de los pies. Para ello suponen que el tiempo de disipación $\tau_d > \tau_p$ de manera que la energía se almacena. Por el contrario, Heyvaerst y Priest incluyeron un mecanismo de disipación y supusieron $\tau_d < \tau_p$. Obtuvieron un flujo de calentamiento de

$$F_H = \left(\frac{B^2}{\mu L} v_p^2 \tau_p \right) \left(\frac{L}{L + l_p} \right)^2 \frac{\tau_d}{\tau_p} \quad (1.4)$$

donde L es la semilongitud del arco y l_p es la longitud de escala para los movimientos fotosféricos. Esta expresión muestra que la eficiencia del proceso es limitada.

Muchos mecanismos de calentamiento coronal, tales como el trenzado y la formación de hojas de corriente, pueden conducir a un estado de turbulencia MHD. En ellos, la energía se genera a ciertas escalas y luego es transferida a todas las otras. Los estados finales a los que se llega cuando actúa la turbulencia pueden obtenerse siguiendo métodos de relajación, que usan el hecho de que un sistema tiende a alcanzar su estado de mínima energía, sujeto a las restricciones que le impone el estado turbulento. Por ejemplo, se ha visto que algunos plasmas de laboratorio adoptan estados de mínima energía magnética cuando se conserva la helicidad magnética constante, y Taylor mostró que corresponden a campos libres de fuerza. Heyvaerts y Priest adaptaron la teoría de relajación de Taylor al medio coronal, en la cuál las líneas de campo se cruzan en la frontera en lugar de ser paralelas a ella como ocurre con Taylor.

Aunque muchos mecanismos producen estados turbulentos, están incompletos debido a que no determinan el flujo de calentamiento (F_H) en términos sólo de los movimientos fotosféricos. En un enfoque alternativo de Heyvaerts y Priest se supone que los movimientos fotosféricos inyectan energía en la corona y la mantienen en un estado turbulento con una difusividad magnética turbulenta (η^*) y viscosidad (ν^*). Así pueden obtener el flujo F_H en términos de ν^* y luego determinar ν^* y η^* que resultan de F_H usando procesos de cascadas. Los valores obtenidos con este modelo para el flujo de energía resultan ser cercanos a los requeridos para el calentamiento de la corona ($10^5 - 10^6 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$).

1.3.4. Arcos coronales

Como ya se ha mencionado, los sistemas de arcos magnéticos que se observan en la corona juegan un papel importante en el problema de calentamiento coronal. Las observaciones de SOHO (Solar and Heliospheric Observatory), han mostrado una *carpetta magnética* cubriendo la superficie del Sol, que está formada por segmentos magnéticos de polaridad positiva y negativa situados a lo largo de la frontera de las celdas supergranulares (Aiouaz, 2008). Estos segmentos emergen continuamente y se desplazan a las fronteras de la celda, donde se cancelan con segmentos de polaridad opuesta o se unen o dividen (Fig. 1.5). Cada 40 horas este flujo se repone. Es posible que este reabastecimiento sea por *emanación de reconexión de inmersión* en la que la reconexión ocurre sobre la fotosfera y el arco creado debajo de la región de reconexión es eyectado o empujado hacia abajo a través de la fotosfera.

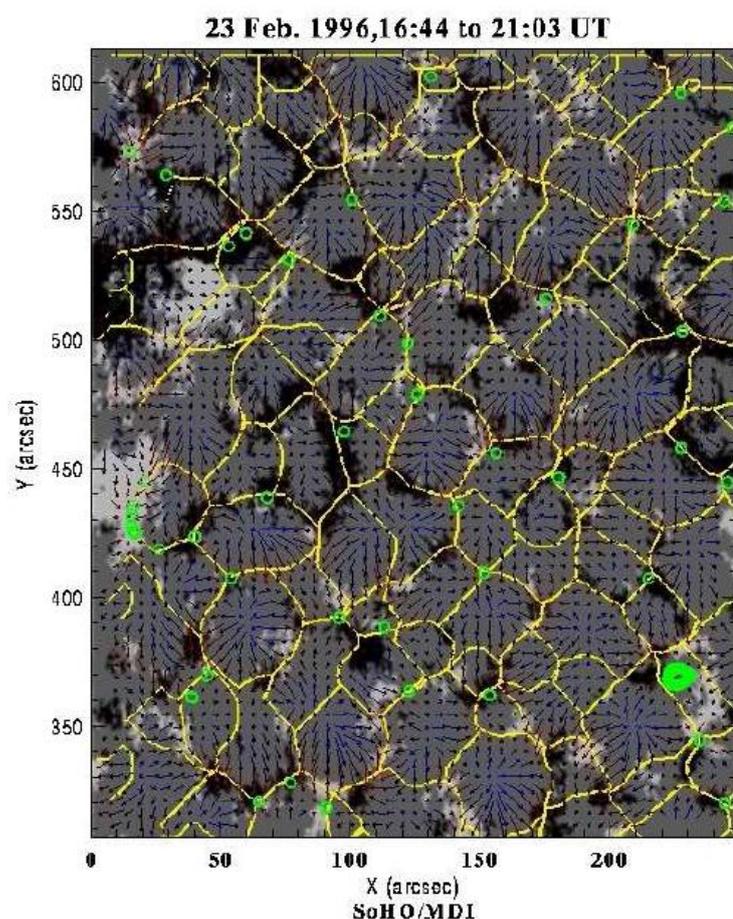


Figura 1.5: Un magnetograma de SOHO/MDI. Las fronteras de las celdas supergranulares están marcadas en amarillo, y las flechas indican el patrón de flujo supergranular.

También es posible que el calentamiento de la corona se deba a que la carpeta magnética se reabastece. Parte de la energía aparece como puntos brillantes y micro puntos brillantes X y tal vez éstos representan el extremo a gran escala de nano puntos brillantes y nano ráfagas a una escala más pequeña utilizando el mismo mecanismo para calentar la corona. También es posible que el calentamiento se dé in-situ en toda la corona. Si los arcos a gran escala fueran calentados por trenzado de Parker en múltiples y pequeñas hojas de corriente, el calor tendería a depositarse de manera uniforme a lo largo del arco. En cambio, el calor sería descargado en la cima del arco si fuera por ondas de Alfvén de longitud de onda grande con máxima amplitud en la cima. Finalmente, para procesos de reconexión cerca de la superficie

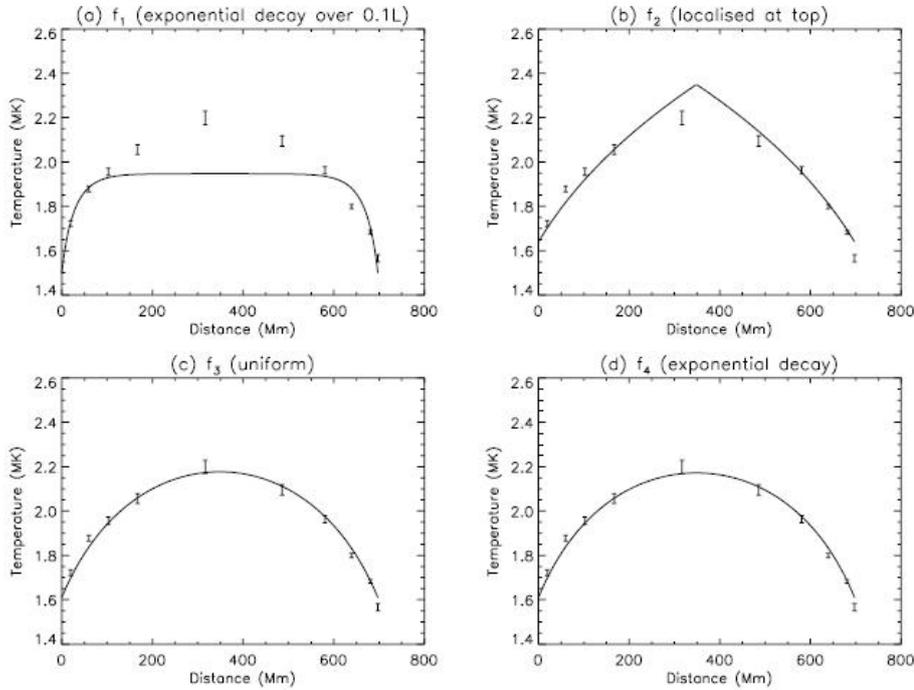


Figura 1.6: Temperatura observada (unidades en 10^6 K) como función de la distancia en 10 puntos a lo largo de un arco en el limbo mostrando los errores. También se incluyen los modelos que mejor ajustan la temperatura para calentamiento que (a) decae de la base sobre un décimo de la longitud del arco, (b) se concentra en la cima, (c) es uniforme, y (d) decae de la base sobre una distancia L_H (Priest et al. , 2000).

solar –por ejemplo XBP’s– el calor se concentraría en los pies de los arcos, como se ve en la Figura 1.6. El equilibrio estacionario entre el calentamiento y la conducción térmica produciría un perfil de temperatura a lo largo del arco de tipo cuadrático en el primer caso, una función puntiaguda en el segundo y con una cima aplanada para el tercero.

1.3.5. Evidencia de reconexión magnética

Yohkoh y SOHO han dado pistas acerca de la naturaleza del calentamiento coronal. Se ha visto que la estructura geométrica de la parte superior de los arcos es tipo cúspide y la temperatura es alta ahí, lo que sugiere que se tienen eventos de reconexión. Innes *et al.* (1997) han observado eventos explosivos con SUMER, y en un caso observado en Si IV, se revelan jets bidireccionales que se considera que son resultado de un evento de reconexión en ese lugar. Más aún, Chae *et al.* (1998) compararon un evento explosivo con magne-

togramas de Big Bear y encontraron que se localizaba donde se aproximan fragmentos magnéticos (concentraciones de flujo magnético con polaridad positiva o negativa), que podían estar produciendo reconexión. Por otro lado, Harrison (1997), con el instrumento CDS, descubrió abrillantamientos (que llamó *blinkers*) en la región de transición. Y Berghmans *et al.* (1998) han considerado abrillantamientos en He II con EIT que son similares a los *blinkers*, pero que tienen una amplia variedad de tamaños y escalas temporales. Observando 10 000 de éstos, determinaron sus propiedades estadísticas que muestran claras correlaciones de la duración, la intensidad y el área con la energía. Similarmente, Krucker *et al.* (1998) obtuvieron el espectro de energía de micro-ráfagas observadas con EIT con energías entre 10^{25} y 10^{26} ergs, el cual es de la forma $W^{-2.6}$, siendo W la energía de un evento; y también concluyeron que contribuyen el 20 % del calentamiento en el Sol quieto. También Parnell & Jupp (2000) estudiaron con TRACE eventos a una escala más pequeña y encontraron que el espectro permanece hasta al menos 10^{24} ergs con una pendiente entre W^{-2} y $W^{-2.6}$. Si los eventos de nano-ráfagas (4×10^{22} ergs) continuaran con una pendiente $W^{-2.6}$, tales eventos con dicha energía, podrían proveer toda la energía de la corona quieta.

El objetivo de la presente tesis es obtener una estimación del calentamiento de la corona en el Sol quieto, relacionando el campo magnético de la fotosfera (magnetograma) con la emisión en dos distintas longitudes de onda (UV) en la corona solar, puesto que se ha comprobado (Falconer *et al.*, 1998) que la intensidad y mezcla de polaridades del campo magnético están muy relacionadas con la emisión en luz ultravioleta.

Con este propósito, se calcula la energía magnética disponible en regiones con diferentes escalas y se determina la tasa de disipación de esta energía para obtener el flujo de energía que es inyectado en la corona. Para esto se utilizan los valores de las tasas de reconexión magnética colisional y no colisional, obtenidos de un código de reconexión magnética desarrollado por J. Martinell (Martinell, 2010). Adicionalmente se consideran diferentes condiciones del plasma coronal como densidad y temperatura, para la emisión en dos longitudes de onda (171 \AA y 335 \AA).

Capítulo 2

Reconexión magnética

¹Cuando un plasma tiene un campo magnético con una configuración en la que la polaridad cambia, pasando así por una región en la que el campo se anula, puede darse el fenómeno de reconexión magnética, si es que el plasma tiene una resistividad eléctrica distinta de cero o hay algún otro mecanismo para desacoplar las líneas de campo magnético del plasma. Es bien sabido que en un fluido perfectamente conductor las líneas de campo magnético están atadas al fluido y se mueven con él, por lo que al moverse el fluido van cambiando su geometría pero no pueden cambiar su topología. Sin embargo, si el fluido no es un conductor perfecto sino que tiene una resistividad eléctrica pequeña, en las regiones de campo magnético nulo la resistividad finita se manifiesta produciendo disipación magnética, lo que da lugar a la reconexión magnética en esta zona, cambiando la topología del campo magnético. En este proceso, la energía magnética disipada se convierte en energía cinética (o térmica) de las partículas que forman al plasma. Para producir reconexión magnética no es indispensable que se anule completamente el campo magnético, sino que basta que se anule la componente del campo paralela a la dirección de la perturbación que tiende a deformar las líneas de campo, pues desde el sistema de referencia de la perturbación el campo sí se anula. La región en la que se anula el campo magnético puede ser desde un punto tipo X, en dos dimensiones, hasta una superficie en el espacio tridimensional (estas superficies llevan corriente, por lo que se conocen como láminas de corriente). Además, la resistividad finita no es el único efecto que puede dar lugar a la reconexión sino que, cuando ésta es prácticamente cero, hay efectos cinéticos que también juegan el papel de desacoplamiento entre el campo y el plasma. Técnicamente, estos efectos son responsables de que aparezca un campo *eléctrico* paralelo al campo magnético. Entre estos efectos están la inercia finita del electrón, el efecto Hall y la anisotropía del tensor de presión.

¹El presente capítulo y las últimas secciones del anterior, se basan casi por completo en el libro de Priest & Forbes (2000)

La reconexión es un proceso que ocurre en tiempos intermedios entre la escala de la MHD ideal, que es muy rápida (y se mide con la velocidad de Alfvén) y la escala de disipación resistiva, que es muy lenta. Por ello, un parámetro importante en la descripción del fenómeno es la tasa de reconexión a la cual las líneas magnéticas se reconectan y se disipa su energía. En dos dimensiones, la tasa de reconexión se puede definir como la tasa a la cual las líneas de campo penetran a la región de disipación que rodea a la región donde se anula el campo magnético (o su proyección sobre el plano de reconexión) y son expelidas con su nueva configuración. En esta descripción nos referiremos a una configuración de punto neutro tipo X. Para un sistema en el cuál el campo magnético y la velocidad del flujo están en el plano xy , el campo magnético se puede describir en términos del potencial vectorial $\mathbf{A} = A(x, y, t)\hat{z}$ que sólo tiene componente z . Al ir evolucionando el campo magnético en el tiempo, cuando va penetrando en la región de difusión se produce un campo eléctrico, por la ley de Faraday, dado por

$$\frac{\partial A(x, y, t)}{\partial t} = -E(x, y, t), \quad (2.1)$$

que es el responsable de la generación de corrientes que cambian la topología del campo magnético. Esto se evalúa para un punto neutro localizado en (x_0, y_0) , lo que da la tasa de reconexión, la cual queda dada directamente por el campo eléctrico en el punto neutro, que a su vez está determinado por las condiciones en el plasma.

Para una configuración bidimensional de estado estacionario con componentes de flujo y campo (v_x, v_y) y (B_x, B_y) , el campo eléctrico (que apunta en dirección z) da la tasa de reconexión que se puede expresar en términos del flujo de plasma en cualquier punto del plano, usando la ley de Ohm generalizada,

$$E_0 = v_y B_x - v_x B_y + \frac{j}{\sigma}, \quad (2.2)$$

donde E_0 es el campo eléctrico uniforme. La geometría considerada se muestra en la Figura 2.1 que consiste en una región de difusión de ancho L y grosor $\delta \ll L$ alrededor del punto neutro, en la que incide un flujo de velocidad v_e con campo magnético B_e y emerge otro flujo con velocidad v_0 . Consideraremos las siguientes tres velocidades que son importantes en la reconexión estacionaria bidimensional: la *velocidad de flujo externo* (v_e) que entra a la región de reconexión; la velocidad de Alfvén [$v_{Ae} = B_e/(\mu\rho)^{1/2}$] en términos del campo magnético entrante (B_e); y la velocidad de difusión magnética global ($v_{de} = \eta/L_e$, con $\eta = 1/\mu\sigma$), para una longitud L_e . A partir de esto, se pueden construir dos parámetros adimensionales independientes que caracterizan la

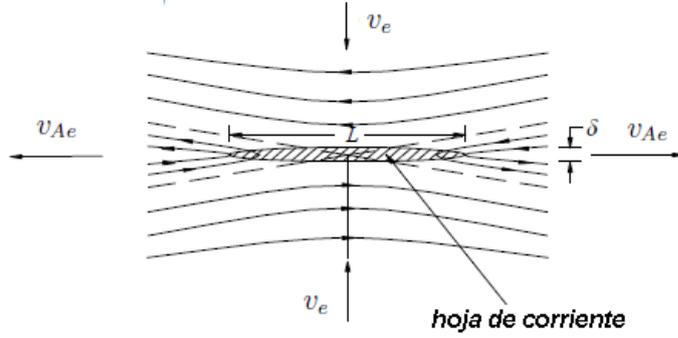


Figura 2.1: Modelo 2D básico de reconexión magnética, producida por dos flujos opuestos, en dirección x , que chocan en la región de difusión y crean flujos de salida con direcciones opuestas, en dirección y . La región de difusión es la zona central gris con $R_m < 1$.

reconexión magnética estacionaria bidimensional, el *número externo de Mach Alfvén*

$$M_e = \frac{v_e}{v_{Ae}}, \quad (2.3)$$

y el *número de Reynolds magnético global*

$$R_{me} = \frac{v_{Ae}}{v_{de}}, \quad (2.4)$$

que se basa en la velocidad de Alfvén (que también se conoce como el número de Lundquist).

Para una línea X simple en la cuál la densidad de corriente es muy pequeña afuera de la región de difusión, se puede expresar la tasa de reconexión en términos de la velocidad (v_e) del plasma que fluye hacia la línea neutra como

$$E_0 = v_e B_e = M_e v_{Ae} B_e, \quad (2.5)$$

a la entrada de la región de difusión, donde $v_y = v_e$, $B_x = B_e$, $v_x = 0$, $j = 0$, y v_{Ae} y B_e se toman como constantes. Entonces, para un sistema estacionario, el número de Mach Alfvén (M_e) en la frontera del sistema es una medida adimensional de la tasa de reconexión.

El que la reconexión sea super lenta, lenta, o rápida en un sistema en estado estacionario, depende de la magnitud del número magnético de Reynolds (R_{me}). El número magnético de Reynolds es el parámetro clave, ya que mide la habilidad de las líneas de campo magnético para difundirse a través del plasma. La reconexión no puede darse sin tal difusión.

2.1. Reconexión lenta ($R_{me}^{-1} < M_e < R_{me}^{-1/2}$)

Cuando la tasa de reconexión M_e supera a R_{me}^{-1} , el término de advección $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ en la ley de Ohm se hace importante. El primer modelo de cómo puede darse la reconexión con $M_e > R_{me}^{-1}$ fue construido por Sweet (1958a) y Parker (1957). Ellos introdujeron la idea de que la reconexión puede darse en una delgada hoja de corriente cuyo espesor medio (l) es mucho menor que la longitud de escala (L_e). El plasma afuera de la hoja de corriente está congelado en el campo; el rompimiento y reconexión de las líneas de campo ocurre únicamente en la hoja de corriente, donde la inercia se vuelve importante y el plasma es acelerado a velocidades Alfvénicas. En este modelo de hoja de corriente, la velocidad de difusión es η/l y la tasa de reconexión es $M_e = R_{me}^{-1/2}$. Aunque es más rápida que $M_e = R_{me}^{-1}$, todavía es lenta comparada con la tasa requerida para explicar la liberación de energía en muchos procesos dinámicos astrofísicos.

2.1.1. Mecanismo de Sweet–Parker

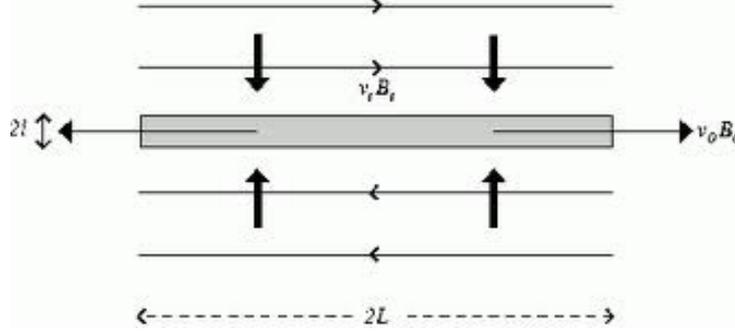


Figura 2.2: Reconexión de Sweet–Parker. La región de difusión está sombreada. La velocidad del plasma se indica con flechas negras gruesas y las líneas de campo con flechas delgadas.

El modelo de Sweet–Parker (Fig. 2.2) consiste de una región de difusión simple de longitud $2L$ y ancho $2l$, que se encuentra entre campos magnéticos de dirección opuesta, para el cuál se puede realizar el análisis siguiente. Se puede comenzar con la pregunta: ¿Que tan rápido puede un campo magnético de intensidad B_i penetrar la capa de difusión a la velocidad v_i ? Para un estado estacionario, el plasma debe arrastrar las líneas de campo a la misma velocidad a la que éstas tratan de difundirse hacia afuera, así que

$$v_i = \frac{\eta}{l}. \quad (2.6)$$

Esta expresión proviene de la ley de Ohm. Puesto que el campo eléctrico es uniforme para un estado estacionario bidimensional, su valor se puede encontrar al evaluar $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mathbf{j}/\sigma$ en la entrada a la región de difusión donde la corriente se hace cero, esto es

$$E = v_i B_i. \quad (2.7)$$

Pero, en el centro (N) de la región de difusión, donde se anula el campo magnético, la ley de Ohm resulta en

$$E = \frac{j_N}{\sigma}, \quad (2.8)$$

y tomando en cuenta la ley de Ampère ($\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}/\mu$) resulta que la corriente en N es aproximadamente

$$j_N = \frac{B_i}{\mu l}. \quad (2.9)$$

Al eliminar E y j_N de las anteriores ecuaciones se obtiene la Ec. 2.6.

De la conservación de la masa se deduce que la tasa ($4\rho L v_i$) a la cual entra la masa en la hoja por ambos lados debe ser igual a la tasa ($4\rho l v_o$) a la cual sale la masa de los dos extremos, y entonces

$$L v_i = l v_o, \quad (2.10)$$

donde v_o es la velocidad de salida. El ancho (l) se puede eliminar combinando las ecuaciones básicas de Sweet–Parker 2.6 y 2.10, para obtener el cuadrado de la velocidad de entrada

$$v_i^2 = \frac{\eta v_o}{L}. \quad (2.11)$$

Esta ecuación se puede reescribir con variables adimensionales

$$M_i = \frac{\sqrt{v_o/v_{Ai}}}{\sqrt{R_{mi}}}, \quad (2.12)$$

donde

$$M_i = \frac{v_i}{v_{Ai}} \quad (2.13)$$

es el número de Mach Alfvénico del flujo de entrada (o tasa de reconexión de entrada adimensional) y

$$R_{mi} = \frac{L v_{Ai}}{\eta} \quad (2.14)$$

es el número de Reynolds magnético basado en la velocidad de entrada de Alfvén. Una vez que se conocen las velocidades v_o y v_i para una L dada, la ecuación 2.10 determina el ancho de la hoja

$$l = L \frac{v_i}{v_o} \quad (2.15)$$

y la intensidad del campo magnético a la salida (B_o) se determina de la conservación del flujo

$$v_i B_i = v_o B_o \quad (2.16)$$

como

$$B_o = B_i \frac{v_i}{v_o}. \quad (2.17)$$

Sin embargo, una pregunta clave es: ¿Cual es la velocidad de salida? Esta se determina con la ecuación de movimiento de la manera siguiente.

A partir de la ecuación 2.9 el orden de magnitud de la corriente eléctrica es $j \approx B_i/(\mu l)$ de manera que la fuerza de Lorentz a lo largo de la hoja es $(\mathbf{j} \times \mathbf{B})_x \approx j B_o = B_i B_o/(\mu l)$. Esta fuerza acelera al plasma desde el reposo en el punto neutro hasta v_o a lo largo de la distancia L y, al igualar la magnitud del término inercial $\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla)v_x$ con la fuerza de Lorentz y despreciando el gradiente de presión del plasma, se tiene

$$\rho \frac{v_o^2}{L} \approx \frac{B_i B_o}{\mu l}. \quad (2.18)$$

Pero, a partir de $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$

$$\frac{B_o}{l} \approx \frac{B_i}{L}, \quad (2.19)$$

y el lado derecho de la ecuación 2.18 se puede reescribir como $B_i^2/(\mu l)$ con lo cual se obtiene

$$v_o = \frac{B_i}{\sqrt{\mu \rho}} = v_{Ai}, \quad (2.20)$$

donde v_{Ai} es la velocidad de Alfvén a la entrada. No es sorprendente que la fuerza magnética acelerara al plasma a la velocidad de Alfvén.

Los campos entonces se reconectan para este modelo básico a una velocidad dada por la ecuación 2.12 como

$$v_i = \frac{v_{Ai}}{R_{mi}^{1/2}} \quad (2.21)$$

en términos de la velocidad (de entrada) de Alfvén (v_{Ai}) y el número de Reynolds magnético ($R_{mi} = Lv_{Ai}/\eta$). El plasma es eyectado de la hoja de ancho

$$l = \frac{L}{R_{mi}^{1/2}} \quad (2.22)$$

a la velocidad

$$v_o = v_{Ai} \quad (2.23)$$

y con la intensidad de campo magnético

$$B_o = \frac{B_i}{R_{mi}^{1/2}}. \quad (2.24)$$

Ya que $R_{mi} \gg 1$, se tiene por tanto que $v_{Ai} \gg v_i$, $B_i \gg B_o$, y $L \gg l$. Las ecuaciones 2.6, 2.10, y 2.20 para la difusión de flujo, continuidad de masa, y momento son entonces las ecuaciones básicas para el mecanismo de Sweet–Parker, y juntas implican la tasa de reconexión. En el mecanismo de Sweet–Parker, identificamos la longitud de la hoja (L) con la longitud de escala externa global (L_e) y R_{mi} por tanto con el número de Reynolds magnético global

$$R_{me} = \frac{L_e v_{Ae}}{\eta}. \quad (2.25)$$

Como en la práctica $R_{me} \gg 1$, la tasa de reconexión es muy pequeña: por ejemplo, en las coronas estelares donde R_{me} se encuentra entre 10^6 y 10^{12} , los campos se reconectan entre 10^{-3} y 10^{-6} de la velocidad de Alfvén – muy lento para una ráfaga solar o estelar.

2.1.2. Efecto del gradiente de presión

La versión básica del modelo de Sweet–Parker tiene una velocidad de salida de flujo (v_o) igual a la velocidad de Alfvén (v_{Ai}). Se supone implícitamente que la presión a la salida (p_o) es la misma, o casi igual a la presión (p_N) en el punto neutro en el centro de la hoja de corriente, de forma que los gradientes de presión a lo largo de la hoja no juegan ningún papel en la aceleración del plasma desde el reposo en el punto neutro hasta v_o a la salida. Pero, en principio, la presión a la salida (p_o) puede tener cualquier valor, y así dar lugar a una velocidad de salida distinta y por tanto otra tasa de reconexión.

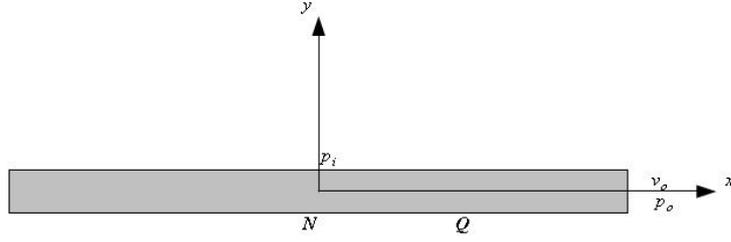


Figura 2.3: Notación utilizada para calcular el efecto de los gradientes de presión en una hoja de corriente de Sweet-Parker.

Pongamos los ejes x e y a lo largo y perpendicularmente a la hoja y considérese la ecuación estacionaria de movimiento

$$\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (2.26)$$

Cuando la velocidad de entrada es mucho más pequeña que la velocidad de Alfvén y la hoja es larga y delgada, las fuerzas inercial y de tensión magnética son despreciables en la componente y , lo cual se reduce a

$$0 = -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{B^2}{2\mu} + p \right). \quad (2.27)$$

Al integrar del punto de entrada $(0, l)$ hasta el punto neutro $(0, 0)$ donde B se hace cero, se determina la presión en el punto neutro

$$p_N = p_i + \frac{B_i^2}{2\mu}. \quad (2.28)$$

La componente x es

$$\rho v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = j B_y - \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (2.29)$$

Al evaluar esta expresión en la mitad de la hoja se obtiene

$$\rho \frac{v_o v_o}{2 L} = \frac{B_i B_o}{\mu l} - \frac{p_o - p_N}{L} \quad (2.30)$$

Puesto que el campo cambia de B_i a $-B_i$ a través del ancho $2l$, se tiene que $j \approx \partial B_x / \partial y \approx 2B_i / (2l)$; también $\partial v_x / \partial x \approx v_o / L$ y los valores de v_x y

de B_y son $\frac{1}{2}v_o$ y $\frac{1}{2}B_o$, respectivamente. Se puede eliminar B_o usando la Ec. 2.19, de donde la Ec. 2.30 resulta en

$$v_o^2 = v_{Ai}^2 + \frac{2(p_N - p_o)}{\rho} \quad (2.31)$$

o, después de sustituir p_N (Ec. 2.28)

$$v_o^2 = 2v_{Ai}^2 + \frac{2(p_i - p_o)}{\rho}. \quad (2.32)$$

Esta es la generalización requerida del resultado estándar de Sweet–Parker [Ec. 2.20], la cual al sustituir v_o/v_{Ai} de la Ec. 2.32 se puede escribir en la forma

$$M_i = \frac{2^{1/4} [1 + \frac{1}{2}\beta_i(1 - p_o/p_i)]^{1/4}}{\sqrt{R_{mi}}}. \quad (2.33)$$

Son entonces los valores de la beta del plasma ($\beta_i = 2\mu p_i/B_i^2$) y el cociente de las presiones p_o/p_i los que determinan la desviación de la tasa de Parker ($M_i = 1/\sqrt{R_{mi}}$). Se debe notar que la presencia de flujos de salida mucho más lentos que la velocidad de Alfvén pueden indicar que dichos flujos son frenados por una presión alta a la salida.

Si por un lado $p_o = p_N$, se recupera el resultado de Sweet–Parker ($v_o = v_{Ai}$) a partir de la Ec. 2.31. Por otro lado, si $p_o = p_i$, entonces $v_o = \sqrt{2}v_{Ai}$. Si la presión a la salida es tan pequeña que $p_o < p_N$, entonces $v_o > v_{Ai}$ y la tasa de reconexión es reforzada ($M_i > 1/\sqrt{R_{mi}}$). Si la presión a la salida es suficientemente alta ($p_o > p_N$), el flujo de salida es frenado ($v_o < v_{Ai}$) y la tasa de reconexión disminuye ($M_i < 1/\sqrt{R_{mi}}$). Si la presión a la salida es más pequeña que la presión a la entrada ($p_o < p_i$), entonces $v_o > \sqrt{2}v_{Ai}$, en tanto que si es más grande se tiene $v_o < \sqrt{2}v_{Ai}$.

La ecuación 2.31 se puede reescribir como

$$p_o + \frac{1}{2}\rho v_o^2 - p_N = \frac{1}{2}\rho v_{Ai}^2, \quad (2.34)$$

así que la forma simple de la ecuación de Bernoulli ($p + \frac{1}{2}\rho v^2 = cte.$) no se cumple conforme el plasma se mueve a lo largo de la hoja desde el punto neutro hasta la salida: esto se debe al efecto extra de la fuerza magnética, representado por el término Alfvénico de la derecha.

Finalmente, las ecuaciones anteriores son únicamente estimaciones del orden de magnitud. Una solución exacta a través de la capa de difusión requiere una determinación de la forma de la frontera, y la integración de las ecuaciones de conservación a lo largo de ésta, tomando en cuenta la variación de la magnitud e inclinación de la velocidad y del campo magnético.

2.1.3. Consideraciones de energía

La tasa de entrada de flujo de energía electromagnética es el flujo de Poynting ($\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ por unidad de área), o, puesto que $E = v_i B_i$,

$$E \frac{B_i}{\mu} L = v_i \frac{B_i^2}{\mu} L. \quad (2.35)$$

Entonces, el cociente de la energía cinética entre la energía electromagnética es

$$\frac{1/2 \rho v_i^2}{B_i^2/\mu} = \frac{v_i^2}{2v_{Ai}^2}. \quad (2.36)$$

Este es mucho menor que la unidad, así que la mayoría de la energía de entrada es magnética.

En seguida considérese la energía a la salida. Por conservación del flujo (Ec. 2.16), por lo cuál $B_i \gg B_o$. La salida de energía electromagnética es $EB_o l/\mu$, que es mucho menor que la entrada de energía electromagnética ($EB_i L/\mu$) puesto que $B_i \gg B_o$ y $L \gg l$. El cociente de la energía cinética de salida entre la energía magnética de entrada es

$$\frac{1/2 \rho v_o^2 (v_o l)}{v_i B_i^2 L/\mu} = \frac{1/2 v_o^2}{v_{Ai}^2} = \frac{1}{2}. \quad (2.37)$$

Esto es, la mitad de la energía magnética de entrada se convierte en energía cinética, mientras la mitad restante se convierte en energía térmica. Es decir, el efecto de la reconexión es crear flujos de plasma rápidos y calientes, aproximadamente con igual energía cinética y térmica.

Las ecuaciones de movimiento y continuidad

$$\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2.38)$$

y

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (2.39)$$

en estado estacionario determinan p y \mathbf{v} , en tanto que las ecuaciones electromagnéticas

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} \quad (2.40)$$

y

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.41)$$

determinan las tres componentes de \mathbf{B} . La ley de Ampère

$$\mathbf{j} = \frac{\nabla \times \mathbf{B}}{\mu} \quad (2.42)$$

determina la corriente y una ecuación de energía calorífica determinaría la temperatura (T).

Hay que notar que las ecuaciones de la energía electromagnética y la energía mecánica son secundarias. Se pueden deducir del anterior conjunto de ecuaciones (aunque sí determinan la equipartición de la energía). La Ec. 2.42 y $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ (en estado estacionario) implican que

$$-\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \mathbf{E} \cdot \mathbf{j}, \quad (2.43)$$

el producto escalar de la Ec. 2.40 con \mathbf{j} resulta en

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{j} = \frac{j^2}{\sigma} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (2.44)$$

Combinándolas, se obtiene la ecuación de la energía electromagnética

$$-\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \frac{j^2}{\sigma} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (2.45)$$

lo cuál quiere decir que la entrada de energía electromagnética produce calentamiento ohmico (j^2/σ) y trabajo hecho por la fuerza de Lorentz ($\mathbf{j} \times \mathbf{B}$).

Integrando la Ec. 2.45 en la región de difusión con volumen V y superficie S y utilizando el teorema de la divergencia

$$-\int_S \mathbf{E} \times \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} = \int_V \left(\frac{j^2}{\sigma} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{j} \times \mathbf{B} \right) dV, \quad (2.46)$$

en la cual $E \approx -v_i B_i$ a lo largo del lugar de entrada de S . La contribución a la salida ($EB_o l/\mu$) es más pequeña que la contribución a la entrada $EB_i L/\mu$ (Ec. 2.19) por el factor $l^2/L^2 \approx R_{mi}^{-1}$ así que puede ignorarse. La corriente en el centro de la hoja es aproximadamente $B_i/(\mu l)$ con lo cual se puede escribir el valor medio de j^2 como $\frac{1}{2}B_i^2/(\mu l)^2$ y el valor medio de $\mathbf{v} \cdot \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ como $\frac{1}{2}v_o[B_i/(\mu l)]B_o$. Entonces, la Ec. 2.46 se puede escribir

$$v_i B_i \frac{B_i}{\mu} 4L = \left(\frac{B_i^2}{2\mu^2 l^2 \sigma} + \frac{v_o B_i B_o}{2\mu l} \right) 4Ll. \quad (2.47)$$

Reemplazando $v_o B_o$ por $v_i B_i$ en el último término, se obtiene

$$v_i = \frac{\eta}{l}. \quad (2.48)$$

En otras palabras, se recupera el resultado de la difusión [Ec. 2.6]. Lo que se puede deducir de las Ecs. 2.47 y 2.48 es que la mitad de la energía electromagnética se convierte en calentamiento ohmico y la otra mitad en trabajo realizado por la fuerza magnética (la que a su vez, se convierte en energía cinética cuando el gradiente de presión a lo largo de la hoja es pequeño).

La ecuación de la energía mecánica se puede obtener al tomar el producto escalar de la Ec. 2.38 con \mathbf{v} y utilizando $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \mathbf{v} \right) = \mathbf{v} \cdot \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \mathbf{v} \cdot \nabla p, \quad (2.49)$$

lo que implica que un cambio en la energía mecánica se produce por el trabajo realizado por $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ y $-\nabla p$. En este modelo $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$, así que $\nabla \cdot (p\mathbf{v}) = \mathbf{v} \cdot \nabla p$ e integrando en la región de difusión

$$\int_S \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \mathbf{v} + p\mathbf{v} \right) \cdot d\mathbf{S} = \int_V (\mathbf{v} \cdot \mathbf{j} \times \mathbf{B}) dV, \quad (2.50)$$

y así el término de fuerza magnética a la derecha de la Ec. 2.46 es una combinación del cambio de la energía cinética y el trabajo neto hecho por la presión sobre la superficie. Suponiendo que la entrada de la energía cinética es pequeña y que los valores medios de los integrandos son la mitad de sus valores máximos, se tiene

$$\frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{2} \rho v_o^2 + p_o \right) 4v_o l - 4p_i v_i L \right] = \frac{1}{2} \left(v_o \frac{B_i}{\mu l} B_o \right) 4Ll, \quad (2.51)$$

que se reduce a la Ec. 2.32, para v_o como se obtuvo a partir de la ecuación de movimiento.

2.2. Reconexión rápida ($M_e > R_{me}^{-1/2}$)

El régimen de reconexión rápida (ver Fig. 2.4) contiene una pequeña región de difusión de Sweet–Parker alrededor del punto X. Entonces, para distinguir la región exterior de la región de Sweet–Parker, se denotará la velocidad de flujo y el campo magnético a grandes distancias (L_e) del punto X por v_e y B_e . Las propiedades de los modelos de reconexión rápida dependen de dos parámetros adimensionales; la tasa de reconexión externa ($M_e = v_e/v_{Ae}$) y el número de Reynolds magnético *externo*, o global ($R_{me} = L_e v_{Ae}/\eta$).

La reconexión es rápida cuando la tasa de reconexión (M_e) es mucho mayor que la tasa de Sweet–Parker (Ec. 2.13). Las propiedades a la entrada de la región de difusión (indicadas por el subíndice i) ahora están relacionadas con los valores “externos” a distancias grandes (indicados por el subíndice

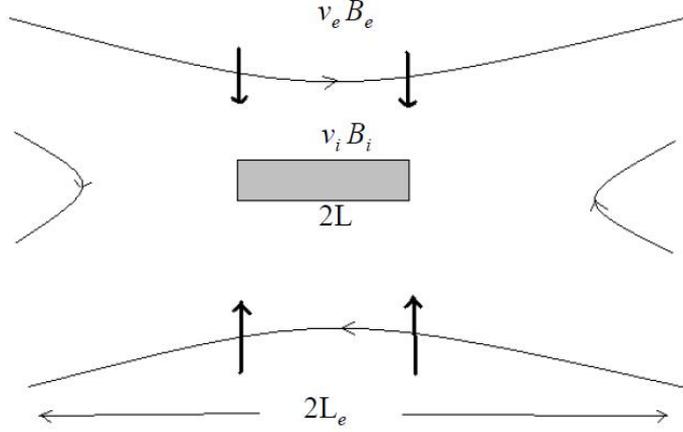


Figura 2.4: Notación del régimen de reconexión rápida, con la región de difusión sombreada.

e). Se supone que los valores v_e , B_e a grandes distancias están dados como valores externos o del medio lejos del lugar de reconexión.

Para relacionar las regiones interna y externa se utiliza el principio de conservación del flujo ($v_i B_i = v_e B_e$), que puede reescribirse de forma adimensional como

$$\frac{M_i}{M_e} = \frac{B_e^2}{B_i^2}. \quad (2.52)$$

Utilizando la ecuación anterior se pueden reescribir las *relaciones de Sweet-Parker*; ecuaciones 2.6, 2.10 y 2.20 para obtener las dimensiones de la región central de difusión en forma adimensional:

$$\frac{L}{L_e} = \frac{1}{R_{me}} \frac{1}{M_e^{1/2}} \frac{1}{M_i^{3/2}}, \quad (2.53)$$

$$\frac{l}{L_e} = \frac{1}{R_{me}} \frac{1}{M_e^{1/2}} \frac{1}{M_i^{1/2}}. \quad (2.54)$$

Por tanto, una vez que se ha determinado B_i/B_e a partir de un modelo de la región externa afuera de la región de difusión, la Ec. 2.52 determina M_i/M_e y las ecuaciones 2.53 y 2.54, proporcionan las dimensiones de la región de difusión en términos de M_e y R_{me} .

2.3. Mecanismo de Petschek

Petschek (1964) se dio cuenta de que una onda de choque magnetoacústica lenta es otra manera (además de la región de difusión) de convertir la

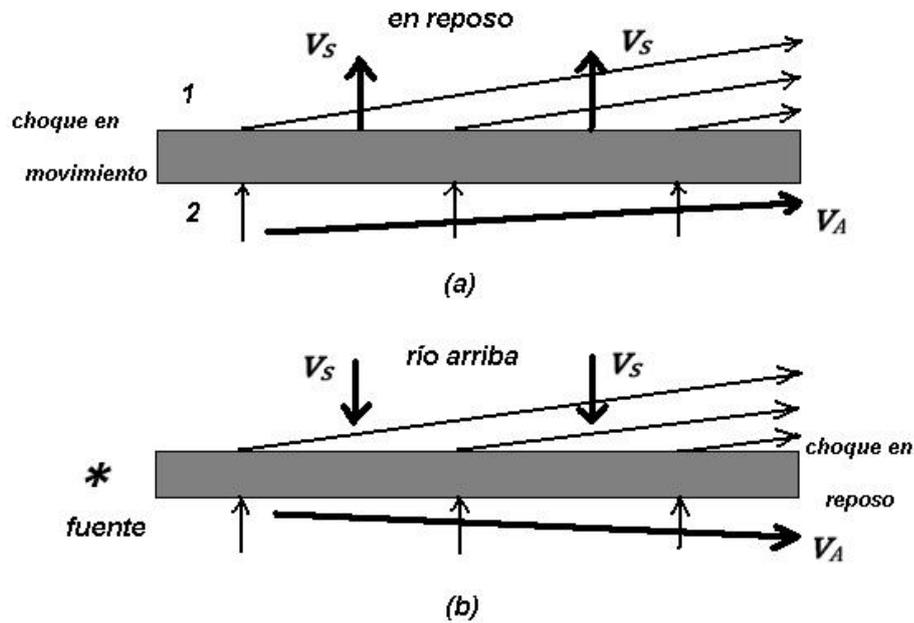


Figura 2.5: Las propiedades de un choque de modo lento (a) propagándose hacia arriba a la velocidad v_s en un medio en reposo y (b) en un marco de referencia en reposo.

energía magnética en calor y energía cinética. En el límite de “apagado” el choque se propaga a una velocidad $v_s = B_N / \sqrt{\mu\rho}$ en un medio en reposo (donde B_N es la componente normal del campo) y tiene el efecto de desviar el campo magnético hacia la normal y por lo tanto disminuir la intensidad del campo río abajo (Fig. 2.5 (a)). Al mismo tiempo el choque acelera al plasma a la velocidad de Alfvén (v_A) paralela al frente del choque. Ahora, si el plasma río arriba se mueve hacia abajo a la misma velocidad (v_s) conforme el choque trata de propagarse hacia arriba, entonces el frente de choque permanecerá estacionario (Fig. 2.5 (b)).

Otro punto a considerar es que en la Fig. 2.5 (b), si se imagina una película en la que una sucesión de líneas de campo llega de arriba y pasa hacia abajo a través del choque, el doblez en el choque de una línea de campo individual se mueve a la derecha a lo largo del frente de choque. En otras palabras, el choque es una perturbación (de amplitud finita) que puede ser generada por alguna fuente en el extremo izquierdo del frente de choque en la Fig. 2.5 (b). De la misma manera en que un choque hidrodinámico se genera cuando el flujo de aire es atravesado por un aeroplano a velocidad supersónica, también se genera un choque magnetoacústico lento cuando el

plasma atraviesa un obstáculo con una velocidad mayor que la velocidad de la onda magnetoacústica lenta.

Las relaciones de salto para un choque MHD en un marco de referencia que se mueve a lo largo del choque, se indican con variables adelante del choque (i.e., arriba del choque en la Fig. 2.5 (a)) con el subíndice 1, y las que están atrás con el subíndice 2. Un choque “apagado” ocurre cuando el plasma adelante del choque se mueve a la velocidad de Alfvén ($v_1 = v_{A1}$) en ese marco. Si se ponen ejes x a lo largo del choque e y normal al mismo, entonces las ecuaciones (1.48–1.52) en un sistema de coordenadas diferente para obtener los resultados siguientes. Considérese primero la Fig. 2.5 (b), en la cuál el marco de referencia está en reposo en el frente de choque y el plasma fluye perpendicularmente al frente de choque desde la región de enfrente (i.e., $v_{1x} = 0$). Entonces $B_{2y} = B_{1y}$, $B_{2x} = 0$ y las otras componentes del flujo son

$$v_{1y} = \frac{-\lambda v_{A1}}{(1 + \lambda^2)^{1/2}}, \quad v_{2x} = \frac{v_{A1}}{(1 + \lambda^2)^{1/2}}, \quad v_{2y} = \frac{v_{1y}}{X} \quad (2.55)$$

en terminos del cociente ($\lambda = B_{1y}/B_{1x}$) de las componentes río arriba del campo y la intensidad del choque (X) dadas por el equivalente de la Ec. 1.51 en el marco presente. La Fig. 2.5 (a) se obtiene de la Fig. 2.5 (b) sumando una traslación en la dirección y , de manera que

$$v_s = \frac{\lambda v_{A1}}{(1 + \lambda^2)^{1/2}} = \frac{B_{1y}}{(\mu\rho)^{1/2}} \quad (2.56)$$

y la componente y del flujo detrás del choque cambia a

$$v_{2y} = \left(1 - \frac{1}{X}\right) v_s. \quad (2.57)$$

Petschek se dió cuenta de que la región de difusión de Sweet–Parker actuaría como una fuente de cuatro choques magnetosónicos lentos, que se propagan en diferentes direcciones desde la región de difusión y que se mantendrían estacionarios en el flujo cuando se alcanzara un estado estacionario. La creación de ondas de choque estacionarias sin ningún obstáculo sólido en el flujo se ha confirmado con numerosos experimentos numéricos (e.g., Sato, 1979; Ugai, 1984 y Scholer, 1989). La generación de tales choques surge en parte de la naturaleza anisotrópica de la onda de modo lento, la cuál no es parte de nuestra experiencia cotidiana de las ondas sonoras.

El régimen de Petschek es *cuasi-uniforme* en el sentido de que el campo en la región de entrada es una pequeña perturbación de un campo uniforme (B_e). También es potencial en el sentido de que no existe corriente en la

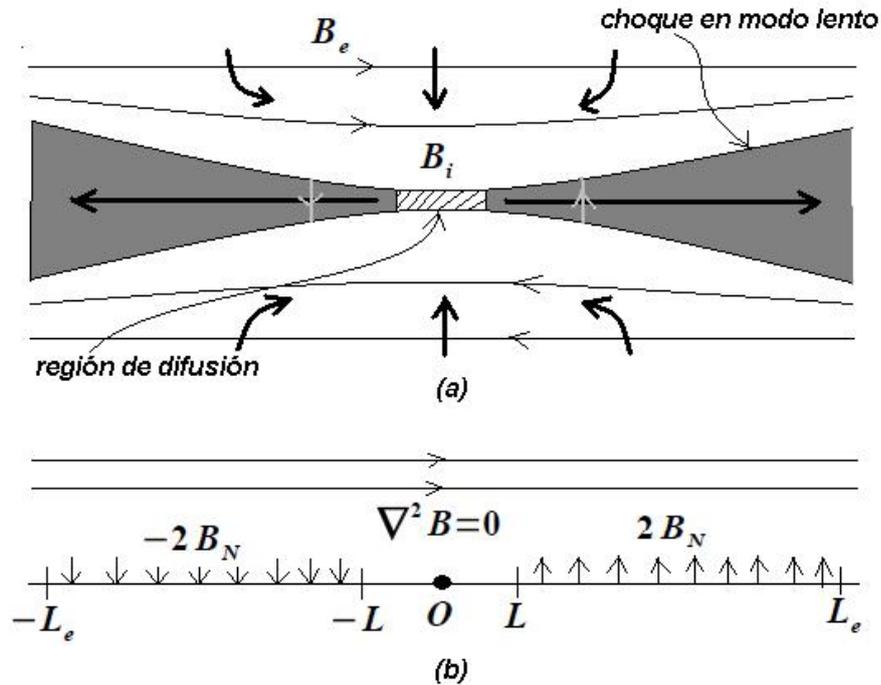


Figura 2.6: (a) Modelo de Petschek, en el cual la región central es la región de difusión y las dos regiones sombreadas representan al plasma acelerado y calentado por los choques. (b) Notación para el análisis de la región de entrada.

región de entrada. La mayor parte de la conversión de energía ocurre en los choques de modo lento estacionarios (Fig. 2.6 (a)), que son del tipo conocido como *switch-off*. Estos choques aceleran y calientan el plasma, con $\frac{2}{5}$ de la energía magnética a la entrada transformada en calor y $\frac{3}{5}$ en energía cinética para un cociente de calor específico (γ) de $\frac{5}{3}$.

El análisis de Petschek es muy simple. El campo magnético disminuye apreciablemente desde un valor uniforme (B_e) a grandes distancias hasta un valor B_i a la entrada de la región de difusión, mientras que la velocidad de flujo aumenta de v_e a v_i . El objetivo es determinar el valor máximo de v_e para un B_e dado (en forma adimensional $M_e = v_e/v_{Ae}$). El efecto de las ondas de choque es proveer una componente normal de campo (B_N) que está asociado con la distorsión en el campo que entra a partir del valor uniforme (B_e) a grandes distancias. Entonces, si el campo a la entrada es potencial, se puede tomar la distorsión como producida por una serie de fuentes monopoles a lo largo del eje x entre $-L_e$ y $-L$ y entre L y L_e .

Por tanto la región de entrada consiste de líneas de campo ligeramente curvadas. Ahí el campo magnético es la suma del campo magnético uniforme

horizontal ($B_e \hat{x}$) y el campo obtenido al resolver la ecuación de Laplace con las condiciones de frontera de que el campo magnético desaparezca a grandes distancias y de que la componente normal del campo sea B_N a lo largo de las ondas de choque y desaparezca en la región de difusión. Al orden mas bajo, se puede despreciar la inclinación de los choques, de manera que el problema es encontrar una solución en la mitad superior del plano que se anula en el infinito y que es igual a $2B_N$ entre L y L_e sobre el eje x , y por simetría, $-2B_N$ entre $-L_e$ y $-L$. Se puede considerar la componente normal sobre el eje x como producida por una serie continua de polos. Si cada polo produce un campo m/r a la distancia r , entonces el flujo producido en la mitad superior del plano por ese polo será πm ; pero, si el polo ocupa una longitud dx del eje x , el flujo es también $2B_N dx$, así que $m = 2B_N/\pi$. Entonces, integrando a lo largo del eje x proporciona el campo en el origen producido por los polos como

$$\frac{1}{\pi} \int_{-L_e}^{-L} \frac{2B_N}{x} dx - \frac{1}{\pi} \int_L^{L_e} \frac{2B_N}{x} dx. \quad (2.58)$$

Sumando esto al campo B_e en el infinito proporciona el campo de entrada en la región de difusión como

$$B_i = B_e - \frac{4B_N}{\pi} \log \frac{L_e}{L}. \quad (2.59)$$

Recordando que en el límite de “switch-off” los choques lentos viajan a la velocidad de Alfvén con base en el campo normal, $B_N/\sqrt{\mu\rho} = v_e$, se puede reescribir la Ec. 2.59 como

$$B_i = B_e \left(1 - \frac{4M_e}{\pi} \log \frac{L_e}{L} \right) \quad (2.60)$$

que es la expresión buscada para B_i .

Puesto que $M_e \ll 1$ y $B_i \approx B_e$, los escalamientos 2.53 y 2.54 se reducen a

$$\frac{L}{L_e} \approx \frac{1}{R_{me} M_e^2}, \quad \frac{l}{L_e} \approx \frac{1}{R_{me} M_e}, \quad (2.61)$$

que muestra que las dimensiones de la región central disminuye conforme aumentan el número magnético de Reynolds (R_{me}) o la tasa de reconexión (M_e). Petschek sugirió que el mecanismo se estrangula a sí mismo cuando B_i se hace muy pequeño, y así el estimó una tasa de reconexión máxima (M_e^*) al sustituir $B_i = \frac{1}{2}B_e$ en la Ec. 2.60 que da por resultado

$$M_e \approx \frac{\pi}{8 \log R_{me}}. \quad (2.62)$$

El valor de esta cantidad se encuentra en el rango 0.1–0.01 puesto que $\log R_{me}$ varía lentamente, y se puede ver que para valores típicos de R_{me} los valores de la tasa de reconexión son mucho más altos que la tasa de Sweet–Parker.

Debe notarse que el ajuste entre las regiones externa (ideal) e interna (difusión) se realiza en sentido integral o aproximado, utilizando el orden de magnitud de las relaciones de Sweet–Parker para enlazar las regiones interna y externa. Esto es totalmente comprensible y se ha mostrado que funciona bien con experimentos numéricos cuando se aumenta la resistividad en la región de difusión, como es de esperar en muchas aplicaciones.

Capítulo 3

Ecuaciones Reducidas

3.1. Modelo de reconexión forzada

En el sistema *cgs* las ecuaciones de continuidad y de momento para los iones y electrones de un plasma se pueden escribir de la siguiente manera

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla \cdot (n\mathbf{V}_i), \quad (3.1)$$

$$m_i \left[\frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}_i \cdot \nabla) \right] \mathbf{V}_i = e\mathbf{E} + \frac{e}{c} \mathbf{V}_i \times \mathbf{B} - e\eta\mathbf{J}, \quad (3.2)$$

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V}_e \times \mathbf{B} = -\frac{m_e}{e} \left[\frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}_e \cdot \nabla) \right] \mathbf{V}_e + \eta\mathbf{J} - \frac{\nabla p}{en}, \quad (3.3)$$

en las que se ha incluido la condición de cuasi-neutralidad $n_e = n_i = n$. La densidad de corriente es $\mathbf{J} = ne(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e)$ y los campos obedecen las leyes de Maxwell: $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, $c\nabla \times \mathbf{E} = -\partial\mathbf{B}/\partial t$, y $\nabla \times \mathbf{B} = 4\pi/c\mathbf{J}$ (sin la corriente de desplazamiento). Se considera que los electrones tienen temperatura constante y que los iones son fríos: $p = p_e = nT_e$, $T_i = 0$. La velocidad de la luz es c . Las masas iónica y electrónica son m_i y m_e , respectivamente. La carga del electrón es $-e$, y η es la resistividad colisional, que se considera constante. Las incógnitas son la densidad de partículas n , la velocidad de flujo de los iones \mathbf{V}_i , la velocidad de flujo de los electrones \mathbf{V}_e , la densidad de corriente \mathbf{J} , el campo magnético \mathbf{B} , la presión p , y el campo eléctrico \mathbf{E} . Todas las cantidades desconocidas dependen de x , y , y t , en tanto que no existe dependencia de z . Se utiliza una geometría cartesiana, simétrica respecto a la coordenada z , que tiene una configuración magnética de punto X en equilibrio sobre el plano (x, y) y un campo guía en la dirección z (Fig. 3.1). El campo magnético que se va a utilizar está dado por la expresión $\mathbf{B} = \hat{z} \times \nabla\psi(x, y, t)\hat{z} + B_z(x, y, t)\hat{z}$. El potencial magnético de equilibrio que produce un punto X hiperbólico es $\psi_0 = B'_\perp xy$ y está caracterizado por una

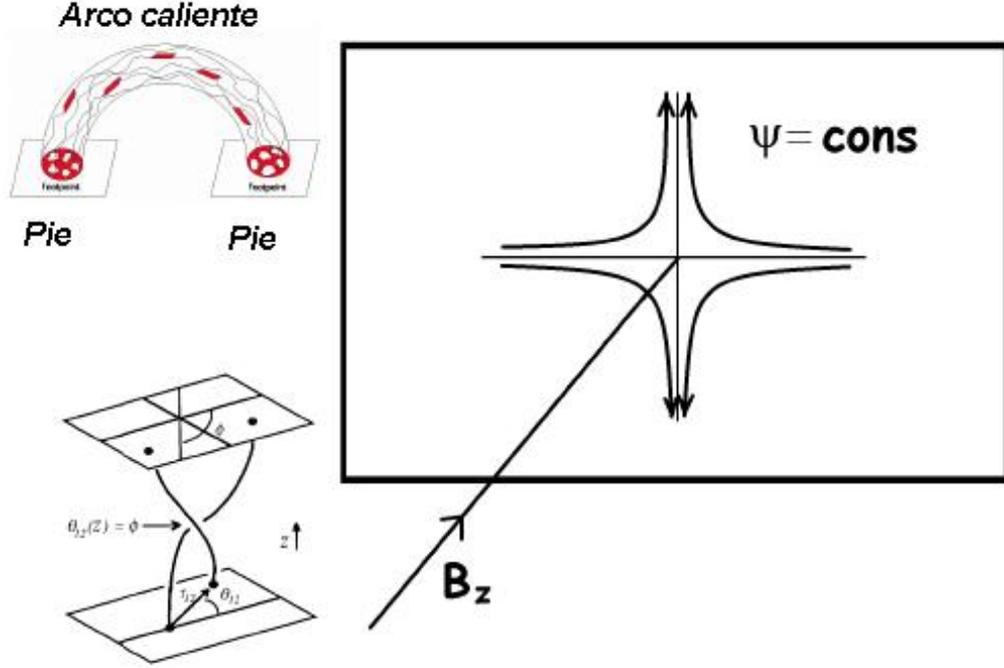


Figura 3.1: Esquemas de la reconexión en un tubo complejo a través de la formación de hojas de corriente.

escala de longitud definida a través de $l_0 \equiv B_{z0}/B'_\perp$. La velocidad de los iones en realidad es la velocidad del plasma $\mathbf{V}_i = \mathbf{v}$, y por medio del potencial ϕ se puede dar una expresión general como $\mathbf{v}_i = \hat{z} \times \nabla\phi(x, y, t) + v_z \hat{z}$. En el estado de equilibrio se toman los siguientes valores; $\mathbf{v}_0 = 0$, $\mathbf{J}_0 = 0$, y $n_0 = \text{constante}$. A continuación se toman las ecuaciones de los dos flúidos para el caso de campo guía intenso, $\beta < 1$ y $l_0/d_i \gg 1$, donde $d_i = c/\omega_{pi}$ es la escala de penetración de los iones (ion skin depth). En el límite $v_z \rightarrow \infty$, estas ecuaciones se pueden reducir a un conjunto de tres ecuaciones para las tres variables perturbadas ψ , ϕ y la densidad n , que aparece a través de la variable $\xi \equiv (l_0/d_i) \log(n/n_0)$. Las ecuaciones se obtienen de la componente $\hat{z} \cdot \nabla \times$ de la ecuación 3.2 y de la componente $\hat{z} \cdot$ de la ecuación 3.3. Las ecuaciones son

$$\frac{\partial U}{\partial t} = [U, \phi] + [\psi, \nabla^2 \psi], \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\psi - d_e^2 \nabla^2 \psi) = [\psi - d_e^2 \nabla^2 \psi, \phi] - \rho_s^2 [\psi, \xi] + \epsilon_\eta \nabla^2 \psi, \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = [\xi, \phi] + [\psi, \nabla^2 \psi], \quad (3.6)$$

donde $[f, g] \equiv \hat{z} \cdot \nabla f \times \nabla g$, y $U \equiv \nabla^2 \phi$ es la vorticidad. Los parámetros $\rho_s = c_s/\omega_{ci}$ y $d_e = c/\omega_{pe}$ se definen como el radio de giro ion-sónico y la profundidad de penetración inercial electrónica, donde $\omega_{pe}^2 = 4\pi n_e e^2/m_e$ es la frecuencia de plasma electrónica, $c_s^2 = kT_e/m_i$ la velocidad de una onda ion-sónica y $\omega_{ci} = ZeB/m_i c$ es la frecuencia de giro de un ion en el campo magnético B . Todas las variables están normalizadas de acuerdo con $\phi \rightarrow \phi/(l^2/\tau_A)$, $\psi \rightarrow \psi/(l^2 B'_\perp)$; las longitudes a la longitud l del sistema, y el tiempo al tiempo de Alfvén $\tau_A = (4\pi n_0 m_i)^{1/2}/B'_\perp$. El término proporcional a ρ_s en la ecuación 3.5 es proporcional a la compresibilidad de los electrones y el término resistivo está dado por $\epsilon_\eta = (d_e/l)^2 \nu_{ei} \tau_A$, siendo ν_{ei} la frecuencia de colisión de los electrones con los iones.

Estas ecuaciones han sido estudiadas por Delzanno *et al.* (2004), pero en una versión linealizada para el caso de reconexión forzada por un campo eléctrico en un punto X. Las ecuaciones (3.4)–(3.6) se pueden simplificar al llamado modelo reducido para la reconexión cuando $U = \xi$. Este y otros modelos han sido considerados por Aydemir (2005) en un punto X de reconexión forzada, quién mostró que la tasa de reconexión es independiente del modelo particular, estando determinada únicamente por las características externas de forzamiento, que se introducen a través de las fronteras. Se puede alcanzar una conclusión similar para el presente modelo (Martinell, 2010). Las ecuaciones (3.4)–(3.6) se resuelven numéricamente, a partir del estado de equilibrio anteriormente mencionado y forzando un flujo de entrada desde las fronteras del dominio considerado. El método numérico utilizado se basa en un esquema de diferencias finitas tipo trapezoidal “salto de rana” en una caja cuadrada de tamaño L . El flujo impuesto en la frontera con velocidad v_0 se da en términos de la función de corriente

$$\phi(x, y, t = 0) = \frac{v_0 l_0}{4} \ln \left(\frac{y^2 + \delta^2}{x^2 + \delta^2} \right), \quad (3.7)$$

donde δ es un parámetro utilizado para evitar singularidades y es $\sim \rho_s$. Las condiciones de frontera se aplican en $(x, y) = \pm L$ y se toma $L = 1$. Para ϕ , ξ y U , los valores en la frontera se fijan en su valor de equilibrio mas una función de forzamiento, mientras que para ψ y J , los valores de las derivadas normales son las especificadas. Las condiciones de frontera dependientes del tiempo que se establecen para la ecuación (3.7) son:

$$\phi(\pm 1, y, t) = \frac{1}{4B'_\perp} f(t) \ln (y^2 + \delta^2), \quad \phi(x, \pm 1, t) = -\frac{1}{4B'_\perp} f(t) \ln (x^2 + \delta^2),$$

(3.8)

$$\frac{\partial \psi(\pm 1, y, t)}{\partial y} = B'_\perp y, \quad \frac{\partial \psi(x, \pm 1, t)}{\partial x} = B'_\perp x, \quad (3.9)$$

y $\xi(\pm 1, y, t) = \xi(x, \pm 1, t) = 0$, donde $f(t)$ es la función de forzamiento. Para un forzamiento impulsivo se utiliza

$$f(t) = v_0 B_{z0} \left(\frac{t}{\tau_d} \right) \exp \left[\frac{-t}{\tau_d} \right], \quad (3.10)$$

mientras que para el forzamiento estacionario

$$f(t) = v_0 B_{z0} \left(1 - \exp \left[\frac{-t}{\tau_d} \right] \right). \quad (3.11)$$

La función f se elige de manera que su valor inicial sea cero para $t = 0$ y luego aumente con un tiempo característico τ_d . En el dominio las condiciones iniciales son $\phi(x, y, t = 0) = 0$, $\xi(x, y, t = 0) = 0$ y $\psi(x, y, t = 0) = B'_\perp xy$.

Para aplicar el código numérico al caso de la corona solar se consideró un forzamiento continuo pequeño con $v_0 l_0 = 0.001$, que como se verá en el siguiente capítulo esto es apropiado para las condiciones de la corona solar, y se encontró que el sistema evoluciona para alcanzar un estado de reconexión estacionaria en la hoja de corriente central.

Capítulo 4

Cálculos numéricos de reconexión

Usando el modelo de reconexión presentado en el capítulo anterior, se pueden calcular las tasas de reconexión magnética bajo distintas condiciones del plasma coronal. Los parámetros que determinan el estado del plasma y la dinámica que da lugar a la reconexión son ρ_s , d_e , v_0 y ϵ_η , los cuales deben ser evaluados para los casos de interés en la corona e introducidos en el código numérico a fin de obtener las tasas de reconexión. Es importante señalar que, dado que las cantidades involucradas están en forma adimensional, las tasas de reconexión aquí obtenidas serán aplicables a cualquier escala de longitud y tiempo que pueda ocurrir en la corona, pues solamente habrá que reescalar con las dimensiones correspondientes a cada región.

4.1. Tasa de reconexión

Para determinar la tasa a la cual se reconecta el campo magnético en la corona del Sol quieto se requiere estimar el forzamiento en la zona de reconexión. De acuerdo al modelo del capítulo anterior, el forzamiento está dado por el parámetro $v_0 l_0$, que en forma adimensional corresponde a

$$\frac{v_0 l_0}{l^2 \tau_A^{-1}} = \frac{v_0}{l / \tau_A} = \frac{v_0}{v_A},$$

donde se usó que $l_0 = B_{z0}/B'_\perp = (B_{z0}/B_{0\perp})l \approx l$. Como v_0 es la velocidad con la que se mueve el plasma perpendicularmente a la región de reconexión, o sea el movimiento relativo entre dos regiones de campos magnéticos con orientaciones distintas, se puede asociar al desplazamiento entre dos tubos de flujo cercanos. Este desplazamiento se puede suponer que es producido por el movimiento de los pies de las líneas de campo magnético en la fotosfera, que

se transmite igual a la corona puesto que los movimientos son lentos comparados con la velocidad de Alfvén. Este efecto estaría asociado, por ejemplo, con el trenzado de los tubos de flujo magnético. Entonces, el forzamiento se puede determinar como el cociente de la velocidad horizontal característica observada de los pies de los tubos magnéticos en la fotosfera V_h (Klimchuk, 2006) y la velocidad de Alfvén en la corona v_A (Aschwanden, 2005). El valor de v_A está dado por la expresión

$$v_A = \frac{B}{(4\pi\mu m_p n_i)^{1/2}}. \quad (4.1)$$

El campo magnético en la corona del Sol quieto es en promedio $B = 6 G$, la densidad de partículas tiene el valor $n_i = 10^9 cm^{-3}$, el valor de μ (la masa iónica respecto a la masa del protón) es uno. Entonces $v_A = 4.14 \times 10^7 cm s^{-1}$, en tanto que, de acuerdo a Klimchuk, $V_h = 1.0 \times 10^5 cm s^{-1}$. El forzamiento es entonces

$$\frac{V_h}{v_A} = 2.4 \times 10^{-3} \quad (4.2)$$

Las longitudes que se utilizan en la determinación de la tasa de reconexión se tienen que referir a una longitud característica. La elección que se hace para esta longitud se basa en el tamaño de un pixel en las imágenes tomadas del instrumento AIA (Atmospheric Imaging Assembly) de la misión SDO (Solar Dynamics Observatory), que es de $713 km$. Si se considera una hoja de corriente que tenga esta longitud, su espesor sería $\delta = 7.13 m$ debido a las condiciones de la corona solar (Aschwanden, 2005). Este espesor se usará en lo que sigue como longitud característica (es decir, se toma $l = \delta$). Uno de los parámetros importantes es el radiogiro sónico de los iones

$$\rho_s = \frac{c_s}{\omega_{ci}} = 1.02 \times 10^2 \frac{T_e(eV)^{1/2}}{B(G)} cm, \quad (4.3)$$

donde c_s es la velocidad ion-sónica y ω_{ci} es la frecuencia de giro del ión. Al sustituir la temperatura de la corona ($1 MK \approx 100eV$) y el campo magnético ($6 G$), se obtiene $\rho_s = 170 cm$. De esta forma el valor normalizado es $\hat{\rho}_s = 170 cm/\delta = 0.24$. El cuadrado de este número se utiliza como parámetro en el programa que calcula la tasa de reconexión; $\hat{\rho}_s^2 \sim 0.1$. La otra longitud es la profundidad de penetración electrónica

$$d_e = \frac{c}{\omega_{pe}} = 5.32 \times 10^5 n^{-1/2} cm, \quad (4.4)$$

donde $c = 3 \times 10^{10} cm/seg$ es la velocidad de la luz y $\omega_{pe} = 5.64 \times 10^4 n^{1/2} rad/seg$ es la frecuencia electrónica del plasma. Al sustituir el valor de la densidad

electrónica coronal $n = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, el resultado es $d_e = 16.8 \text{ cm}$. El respectivo valor normalizado es $\hat{d}_e = 16.8 \text{ cm}/\delta = 0.024$, y como parámetro para calcular la tasa de reconexión resulta; $\hat{d}_e^2 \sim 10^{-3}$.

El parámetro que mide la importancia de la difusividad colisional está dado por ϵ_η , cuyo valor depende de la escala de longitud que se considere. Para el caso genérico en el que esta escala es la δ mencionada arriba, este parámetro es

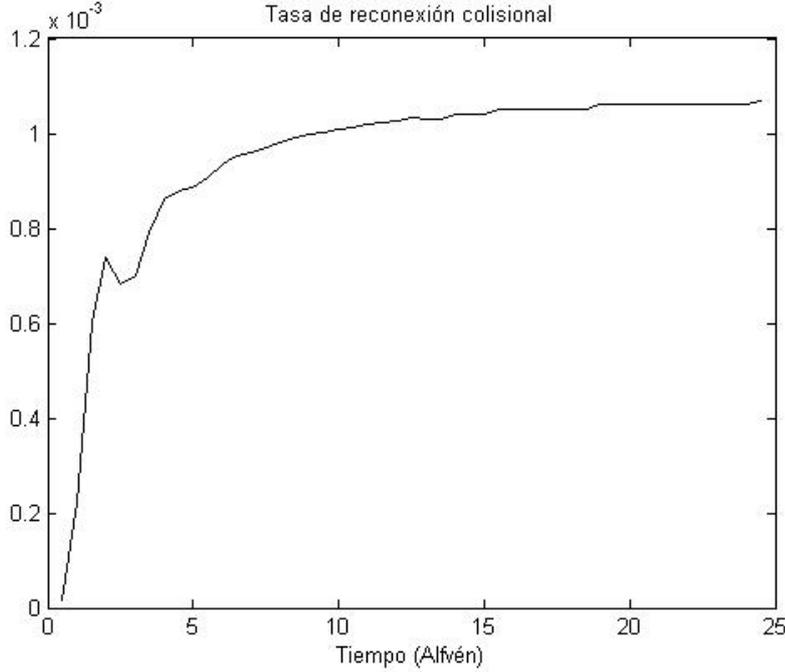


Figura 4.1: Gráfico que muestra la evolución temporal de la tasa de reconexión en el caso colisional con base en los siguientes parámetros; forzamiento: 2.4×10^{-3} , $\hat{\rho}_s^2 = 10^{-1}$, $\hat{d}_e^2 = 10^{-3}$ y $\hat{\epsilon} = 10^{-2}$.

$$\hat{\epsilon}_\eta = \hat{d}_e^2 \nu_{ei} \tau_A, \quad (4.5)$$

donde $\nu_{ei} = 2.91 \times 10^{-6} n \ln \Lambda / T (\text{eV})^{3/2} \text{ s}^{-1}$ es la frecuencia de colisión electrón-ión y $\tau_A = \delta / V_{A0}$ es el tiempo de Alfvén correspondiente. Con $\delta = 710 \text{ cm}$, el espesor de la hoja de corriente, el tiempo de Alfvén es $\tau_A \sim 10^{-5} \text{ s}$ por lo cual $\hat{\epsilon} \sim 10^{-6}$, que es muy pequeña. Otra estimación más adecuada se basa en usar el tiempo de Alfvén $\tau_A = \delta^2 / (V_{A0} d_e)$ que corresponde a tomar en cuenta que el campo magnético en la zona de difusión es menor que el campo guía de afuera de la misma paralelo a la corriente, y que es del orden de $B_\perp / B_{z0} \sim \hat{d}_e$. En este caso se tiene $\tau_A \sim 10^{-3} \text{ s}$ y

$\hat{\epsilon} \sim 10^{-4}$. Sin embargo, para ambos casos el parámetro ϵ_η es sumamente pequeño, lo que indicaría que la difusión colisional del campo magnético es completamente despreciable y entonces la reconexión magnética se llevará a cabo por efectos puramente no-colisionales. Esto es cierto cuando se considera la escala de longitud del orden del ancho de la lámina de corriente δ para el pixel más pequeño, pero cuando se consideren regiones de mayor tamaño el plasma puede presentar efectos colisionales, como se verá más adelante. Para ello se requiere que el ancho de la lámina de corriente sea del mismo orden del camino libre medio entre colisiones. En los cálculos numéricos en los que se incluye el término colisional se utilizará un valor de $\hat{\epsilon} \sim 10^{-2}$, que corresponde al grosor de la hoja de corriente casi dos órdenes de magnitud mayor que el dado antes para δ ; por lo que será aplicable para regiones de ≥ 10 pixeles. Con estos valores de $\hat{\epsilon}$ podemos pensar que el fenómeno de reconexión en la corona del Sol quieto de nuestro modelo es intermedio entre el modelo de Sweet–Parker y el modelo de Petschek.

Vale la pena verificar que la condición de que el cociente de la presión cinética a presión magnética sea baja, $\beta < 1$, que se supuso para la obtención de las ecuaciones reducidas, es válida para los parámetros del plasma coronal que se está considerando. Con los valores de campo magnético, temperatura y densidad usados arriba se obtiene que $\beta = p/(B^2/8\pi) \sim 0.1$, por lo que dicha condición se satisface.

En los cálculos de la energía liberada del siguiente capítulo se separarán las regiones en pequeñas, que presentan procesos de reconexión no colisional, y grandes en las que la reconexión magnética se debe a procesos colisionales. Por ello, aquí se evalúa la tasa de reconexión para cada uno de estos dos casos.

4.1.1. Reconexión colisional

Para calcular la tasa de reconexión en el caso colisional, en el programa numérico desarrollado por el Dr. Martinell, se utilizan los parámetros obtenidos arriba, con $\epsilon_\eta = 10^{-2}$ y se deja evolucionar en el tiempo hasta alcanzar la etapa no lineal. En este tiempo se observa que va ocurriendo la entrada del flujo magnético hacia la región de difusión en donde se encuentra localizado el punto X, empujado por la velocidad del plasma con el forzamiento v_0 dado en las condiciones de frontera. El flujo magnético entrante ψ , se reconecta y sale por los otros dos extremos en dirección perpendicular (ver Figura 2.1). Si se grafica el valor de $\psi(0)$ en el centro (punto X) en función del tiempo se observa cómo se va incrementando el flujo reconectado en el tiempo, de modo que si se toma la derivada de ψ con respecto al tiempo se obtiene la

tasa de reconexión

$$\dot{\hat{\psi}} = \frac{1}{\psi(0)} \frac{d\psi}{dt} \Big|_{r=0}. \quad (4.6)$$

Esta tasa de reconexión varía en el tiempo como se ve en la gráfica de la Fig. 4.1. Pero como se puede observar, el valor de $\dot{\hat{\psi}}$ va creciendo cada vez más lentamente y tiende a un punto en el que se estabiliza. Se puede entonces tomar este valor como la tasa de reconexión colisional, la cual resulta ser

$$\dot{\hat{\psi}}_c = 1.1 \times 10^{-3}.$$

4.1.2. Reconexión no colisional

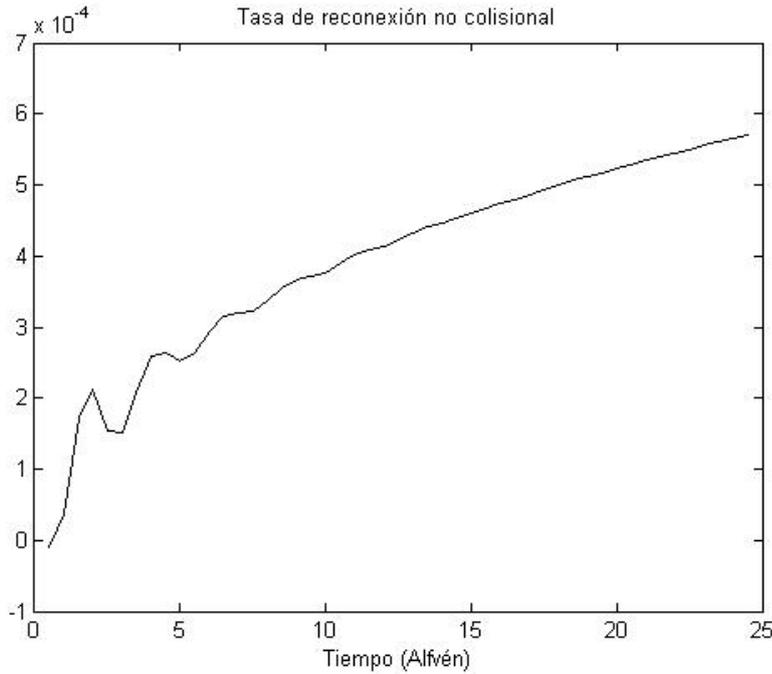


Figura 4.2: Gráfico que muestra la evolución temporal de la tasa de reconexión en el caso no colisional con base en los siguientes parámetros; forzamiento: 2.4×10^{-3} , $\hat{\rho}_s^2 = 0.1$, $\hat{d}_e^2 = 10^{-3}$ y $\hat{\epsilon} = 0$.

Cuando el plasma es no colisional los efectos que dan lugar a la reconexión magnética son principalmente la inercia finita del electrón y el gradiente de presión, los cuales están presentes en las ecuaciones reducidas y cobran importancia cuando la contribución colisional de la resistividad se vuelve

despreciable. Para este caso se siguió el mismo procedimiento que para el caso anterior al calcular la tasa de reconexión no colisional, manteniéndose el mismo valor de todos los anteriores parámetros excepto que ahora $\hat{\epsilon} = 0$. El comportamiento es cualitativamente el mismo que en el caso colisional, por lo que se calcula también la tasa de reconexión a partir de la ecuación 4.6 y su evolución como función del tiempo se muestra en la gráfica de la Fig. 4.2. En este caso no alcanza a llegar a un régimen de estabilización, aunque sí se observa una reducción en el crecimiento de $\hat{\psi}$.

Con base en la tendencia observada se puede tomar que la tasa de reconexión no colisional tiene el valor

$$\dot{\psi}_{nc} = 6 \times 10^{-4}.$$

Estos son los valores que se utilizarán en el siguiente capítulo en la evaluación de la potencia de calentamiento de la corona solar.

Capítulo 5

Modelo para la Potencia de Calentamiento por Reconexión Magnética

Ahora se va a proponer un método para calcular el flujo de energía depositada en la corona basado en la disipación de energía magnética a través del proceso de reconexión de campos magnéticos. Se supondrá que los procesos de conversión de energía magnética en calor ocurren en toda una gama de longitudes, desde las más grandes, causantes de las ráfagas solares comunes, hasta las de tamaños por debajo de los límites de detección que liberan energías nueve o diez órdenes de magnitud menores, y que Parker ha llamado nano-ráfagas. El modelo consiste en tomar la energía liberada por un evento de una escala e intensidad dada y multiplicarla por el número de eventos de esa escala e intensidad, sumando después sobre todas las escalas e intensidades posibles. La energía liberada por reconexión ya fue calculada en el capítulo anterior, y lo que se debe determinar es la distribución de eventos. Esto se hará utilizando las imágenes de la corona solar, en las que se tratará de identificar los eventos que producen disipación magnética.

Con base en el análisis de Falconer *et al.* (1998), que establece una fuerte correlación entre la emisión UV y el campo magnético fotosférico, se realizará el cálculo para la estimación de la energía liberada en la corona del Sol quieto debido a la reconexión del campo magnético. El procedimiento consiste en establecer un criterio para determinar los eventos de reconexión, usando las observaciones del SDO (Solar Dynamics Observatory), y que pueda ser utilizado un modelo para la energía liberada por reconexión magnética. Este criterio estará basado en la condición de que tanto la emisión en UV como el campo magnético medido tengan valores mayores que la media de manera simultánea. De esta manera se obtendrá un valor para la potencia de calentamiento a partir de los eventos observados, la cuál está limitada por la

resolución de las imágenes, ya que para escalas menores a un pixel pueden existir variaciones que estén por arriba o por abajo de la media, pero que no se pueden detectar. Se pretende también extrapolar la distribución de energía observada, a escalas más allá de la resolución (nanoflares) para determinar su posible contribución al calentamiento coronal.

Puesto que la hipótesis es que la corona solar se calienta debido a la reconexión del campo magnético, el valor de la tasa a la cual ocurre ésta es un parámetro importante. Su valor no se determina a partir de datos medidos sino que se utilizan los cálculos que se presentaron en el capítulo anterior con base en un modelo de calentamiento por reconexión magnética, y que toman en cuenta las condiciones de la corona solar. Se considerarán para tal efecto, los casos posibles de reconexión; colisional y no colisional, que ocurren en estructuras de diferentes dimensiones.

5.1. Obtención de datos

En el presente trabajo se utilizan datos disponibles de la misión SDO (Solar Dynamics Observatory). Los datos se obtuvieron con ayuda de la guía elaborada por DeRosa & Slater (2011), disponible en el sitio *sdo.gsfc.nasa.gov*. En particular del instrumento AIA (Atmospheric Imaging Assembly) en el sitio *//jsoc.stanford.edu/*, se eligieron las emisiones de Fe IX (171 Å) y de Fe XVI (335 Å), que corresponden a la corona quieta junto con la parte superior de la región de transición ($\log T \approx 5.8$) y a las regiones activas de la corona ($\log T \approx 6.4$), respectivamente. El telescopio correspondiente a 171 Å puede registrar la emisión de la región de transición y la corona quieta debido a que su espejo tiene en una de sus mitades un recubrimiento pasabandas a esa longitud de onda, y en la otra mitad tiene un recubrimiento de banda ancha en UV. De la misma misión SDO se obtienen datos (magnetograma) del instrumento HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) en el sitio *//jsoc.stanford.edu/*. Este instrumento realiza mapeos del campo magnético por medio del efecto Zeeman en la línea de emisión visible Fe I (6173 Å). La componente del campo que se mide con esta técnica es en la dirección de la línea de visión, con su magnitud y polaridad. La razón por la que se eligieron los datos de emisión y los del magnetograma es que los valores de emisión (AIA) en una zona del sol se usarán para determinar qué campo magnético (HMI) de la misma zona se considerará para los cálculos de reconexión. También, los campos medidos por el HMI en la fotosfera se utilizan para estimar el valor del campo magnético coronal, a partir de la dependencia del campo magnético coronal con respecto a la altura sobre la fotosfera (Bogod & Yasnov, 2008).

5.1.1. Imágenes del Sol en 171 \AA y 335 \AA

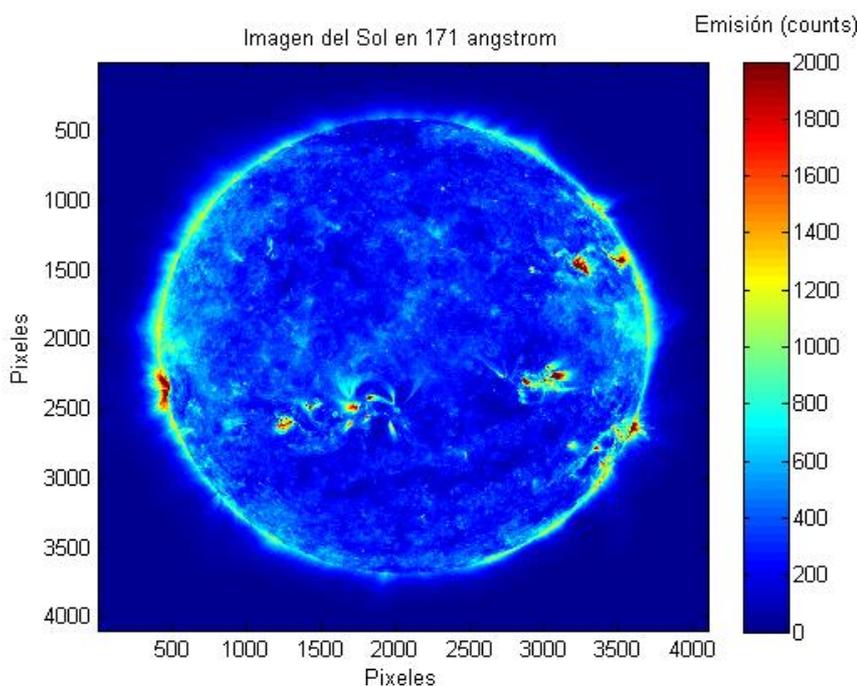


Figura 5.1: *Imagen del Sol en 171 \AA correspondiente a la corona quieta y a la región de transición durante un período de baja actividad. Imagen tomada el 25 de diciembre de 2010 a las 13: 36: 01 GMT con el instrumento AIA del SDO. La escala de colores tiene como unidades el número de cuentas, relacionadas con el número de fotones incidentes, y que se usarán como unidades de la intensidad de emisión I .*

El objetivo principal del *Solar Dynamics Observatory* es entender la física de las variaciones solares que afectan a nuestro planeta. Este objetivo se logra determinando cómo y por qué varía el Sol, mejorando así nuestra comprensión de cómo el Sol cambia el clima espacial. Una parte de los instrumentos de *SDO* se han diseñado para lograr lo anterior; el *Atmospheric Image Assembly (AIA)* (Lemen *et al.*, 2012) proporciona datos para estudiar la evolución del medio magnético en la atmósfera del sol y su interacción con el plasma que la forma. Este sistema consiste de cuatro telescopios de doble canal a incidencia normal cuya dimensión es de 20 cm . El campo de visión de los telescopios es de 41 min de arco en diez canales de *EUV* y *UV*, con píxeles de 0.6 seg de arco y *CCD's* de 4096×4096 . Se puede obtener mapas de temperatura de la corona solar desde debajo de 1 MK hasta por encima de 20 MK .

La imagen solar en la longitud de onda de 171 \AA (*Fe IX*) corresponde a la corona quieta y a la región de transición (Fig. 5.1), y se encuentra a

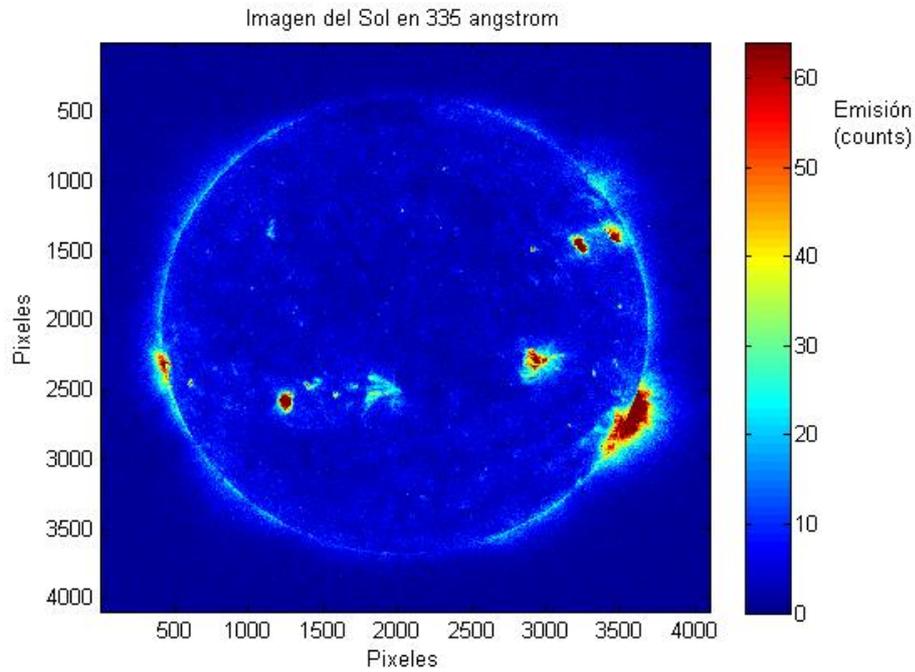


Figura 5.2: *Imagen del Sol en 335 Å correspondiente a la regiones activas de la corona durante un período de baja actividad. Imagen tomada el 25 de diciembre de 2010 a las 13: 36: 05 GMT con el instrumento AIA del SDO. La escala de colores tiene como unidades el número de cuentas, relacionadas con el número de fotones incidentes, y que se usarán como unidades de la intensidad de emisión I.*

una temperatura de $6.3 \times 10^5 K$. En la longitud de onda de 335 \AA ($FeXVI$) se obtienen imágenes que corresponden a las regiones activas de la corona (Fig. 5.2) con una temperatura de $2.5 \times 10^6 K$. La justificación para elegir esta última longitud de onda es que si el procedimiento que se va a utilizar es aceptable, debería detectar las pequeñas variaciones en la emisión que se registran en la respectiva imagen (la actividad a 335 \AA es pequeña en la zona del Sol elegida). Los datos de las imágenes se obtuvieron en el sitio <http://jsoc.stanford.edu/> en formato FITS, tomando como guía los manuales (DeRosa & Slater, 2011) y (JSOC-SDP, 2010). A la longitud de onda 171 \AA los datos son del 25 de diciembre de 2010 a las 13 : 36 : 01 y a la longitud de onda 335 \AA los datos son también del 25 de diciembre de 2010 a las 13 : 36 : 05, así que esencialmente coinciden en el tiempo.

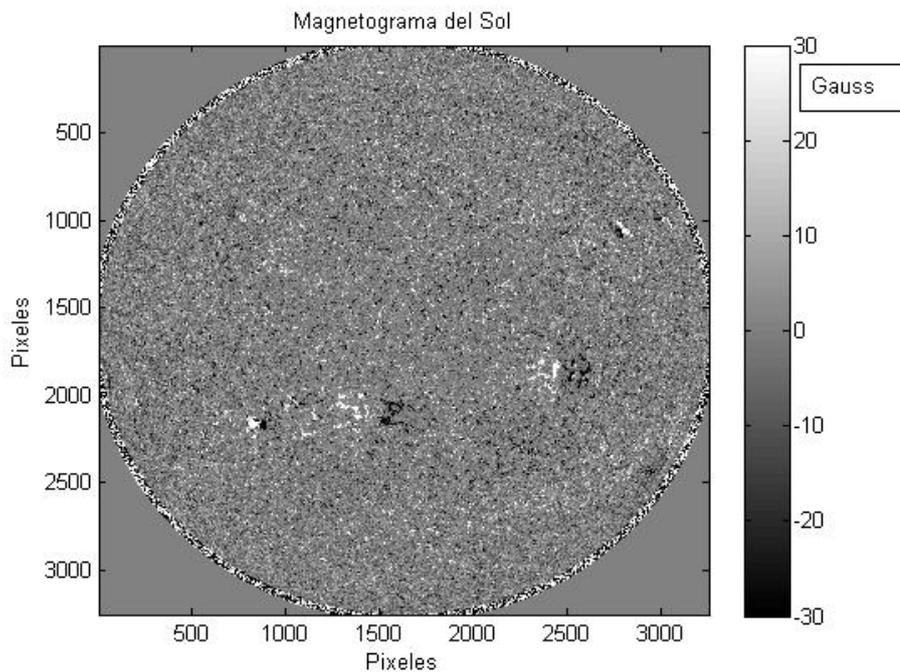


Figura 5.3: *Magnetograma del Sol tomado del instrumento HMI del SDO en un período de baja actividad. La fecha en que se tomó es el 25 de diciembre de 2010 a las 13: 36: 00 GMT. La escala de grises está dada en gauss; el signo (positivo o negativo) indica la polaridad del campo magnético vertical.*

5.1.2. Magnetograma del Sol

Los datos del magnetograma también se obtuvieron en el sitio <http://jsoc.stanford.edu/> y simultáneamente a las dos imágenes anteriores (el 25 de diciembre de 2010 a las 13 : 36 : 00). Se puede observar que el disco solar en la Fig. 5.3 aparece un poco mayor que en las Figs. 5.1 y 5.2 y también está rotada 180° respecto a estas últimas. Para poder relacionar la emisión de las primeras dos figuras con el campo magnético de la tercera se requiere reducir el magnetograma al tamaño de las imágenes en EUV, además de rotarlo. En este proceso se pierde un mínimo de información, ya que en cada caso que se excluye un píxel (esto, como ya se indicó, es para reducir las dimensiones del magnetograma a las de las imágenes en EUV), su valor se promedia con el valor del píxel que lo sustituye.

5.1.3. Variación del campo magnético coronal

El campo magnético disminuye con la altura debido a diferentes factores (e.g. decrecimiento dipolar, expansión en la cromosfera), pero aquí no se va

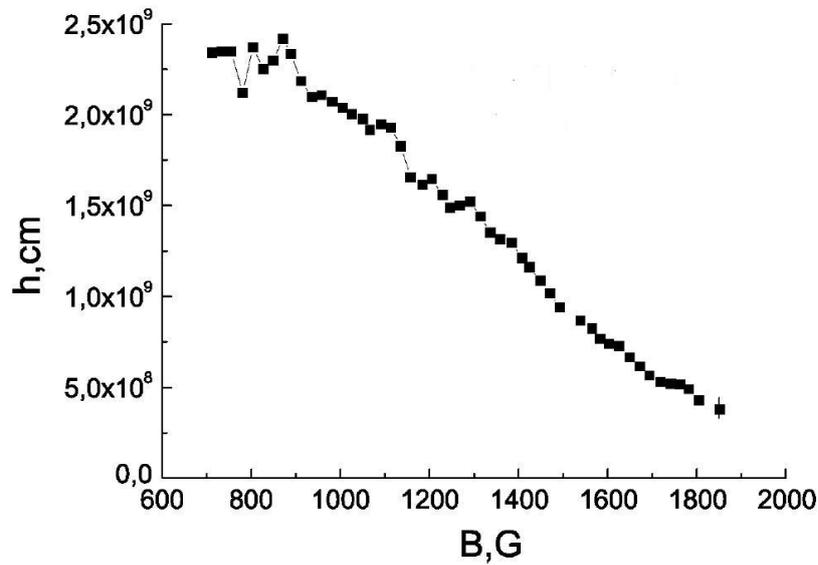


Figura 5.4: Gráfica de la variación del campo magnético con la altura. Tomado de Bogod & Yasnov (2008).

a hacer un análisis de la contribución de cada uno; más bien se va a tomar la variación del campo magnético con la altura con base en mediciones del mismo (Bogod & Yasnov, 2008). La estructura vertical del campo magnético se establece al utilizar mediciones de polarización espectral multionda de ondas de radio. A partir de la Fig. 5.4 se puede estimar la disminución del campo magnético, que resulta en un factor de $800/1900 = 0.44$. Con el conjunto de datos descritos en esta y las anteriores secciones se llevará a cabo el análisis presentado en las secciones que siguen, para finalmente llegar a las estimaciones del calentamiento por disipación de corrientes.

5.2. Manejo y organización de los datos

El procedimiento que se va a seguir requiere clasificar los datos respecto a la escala y la emisión asociadas a cada evento (definido precisamente como un incremento en la emisión –*instrumento AIA*– respecto a los alrededores de la estructura a la escala considerada, junto con el campo magnético –*instrumento HMI*– asociado). Una vez así organizados los datos, se propone una fórmula para calcular la energía magnética disponible y la potencia disipada efectivamente en la reconexión. También se tiene que implementar un programa (a partir de la fórmula anterior) para el manejo de los datos y el cálculo con los mismos.

5.2.1. Distribución de eventos respecto a la escala de longitud y emisión en 171 \AA y 335 \AA

Los valores de la emisión tienen rangos de variación diferentes en cada longitud de onda, así que sus escalas serán diferentes. La escala de la emisión será logarítmica en ambos casos ya que, como se verá, gran parte de los eventos se concentran en valores pequeños y hay muy pocos o ninguno en valores altos. La escala de longitud será la misma para ambas longitudes de onda y estará dada en pixeles (cada pixel tiene una longitud aproximada de 440 km ; en el magnetograma original cada pixel tiene una longitud de 359 km , pero como el radio solar del magnetograma se redujo al de las imágenes de la emisión, la longitud de los pixeles es la misma para todos los grupos de datos.)

Distribución de eventos para 171 \AA

La escala de longitud varía desde 2 a 30 pixeles, es decir, de 880 km hasta 13200 km ; no se considera la escala de 1 pixel porque no se le puede aplicar el procedimiento que se explica más abajo. La escala de emisión para 171 \AA varía de 300 a 2000 conteos (unidades que aparecen en el encabezado del archivo FITS), dividiéndose este rango en diez intervalos en una escala logarítmica. El intervalo de emisión comienza en 300 ya que este valor es la media de los valores, la cuál se obtuvo de una región circular del Sol de la mitad del radio solar con el programa *FITS Viewer and Editor (versión 5.3)*. Con esto se está suponiendo que sólo los eventos cuya intensidad es superior al promedio de todos los eventos, son susceptibles de ser considerados como candidatos a eventos de reconexión. Esta primera selección de eventos después se filtra considerando el valor del campo magnético fotosférico subyacente, de modo que sólo se mantienen los que correspondan a una región de campo relativamente grande. La razón para tomar la región del disco solar de la mitad del radio solar es para eliminar (hasta cierto punto) el efecto de proyección de la corona en la fotosfera por la curvatura del Sol que se tiene al irse acercando a la región del limbo solar. La parte del programa (desarrollado en esta tesis) que determina qué evento se va a tomar en cuenta, lo hace de la siguiente manera; primero calcula el promedio de la emisión I de un cuadrado de lado L (excepto para la escala de 1 pixel) y de los cuatro cuadrados adyacentes traslapados con él. Después, si el promedio de alguno de estos es menor que el central, este último se toma como un evento para la escala de longitud e intervalo de emisión considerados en el programa. De esta manera se van acumulando los eventos en escalas de longitud e intervalos de emisión. Al final de este proceso se obtiene la distribución de la Fig. 5.5.

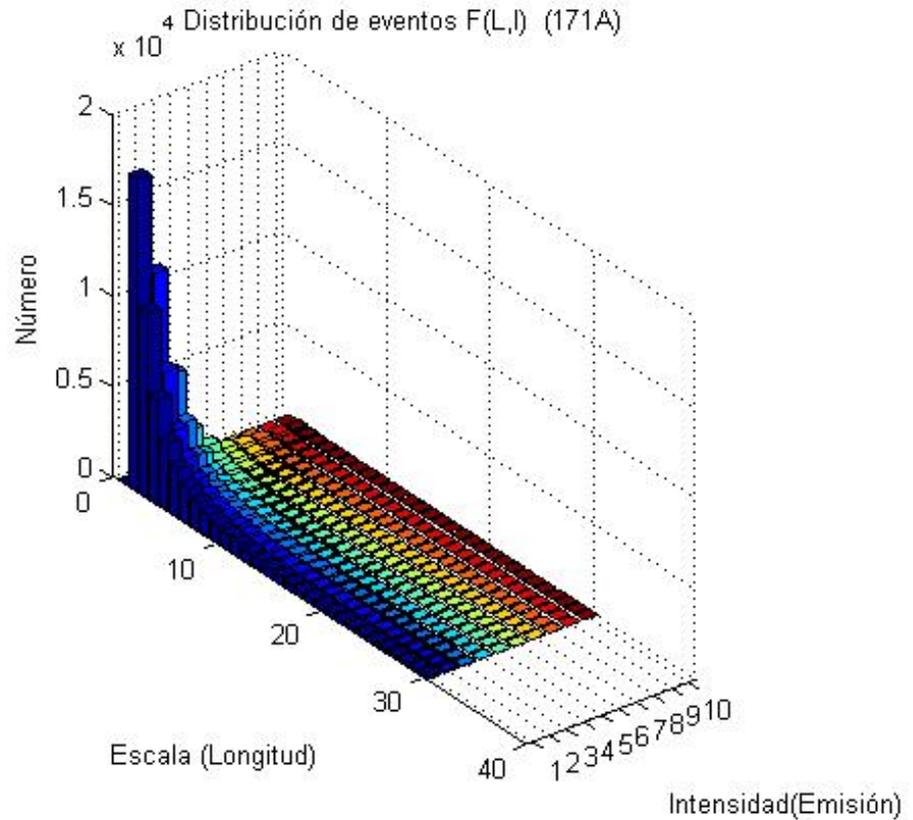


Figura 5.5: *Distribución de eventos respecto a la escala de longitud y la emisión correspondiente a 171 \AA .*

Distribución de eventos para 335 \AA

Todas las consideraciones que se han hecho para la emisión a 171 \AA , también se aplican para 335 \AA , salvo que el rango de emisión va de 4 a 600 cuentas. Esto debido a que la media de la emisión en un círculo con radio de la mitad del radio solar es igual a 4. La distribución que resulta se presenta en la Fig. 5.6.

Se puede observar que la distribución de eventos es similar para ambas longitudes de onda. Esto era de esperarse, dado el parecido de las respectivas imágenes del Sol.

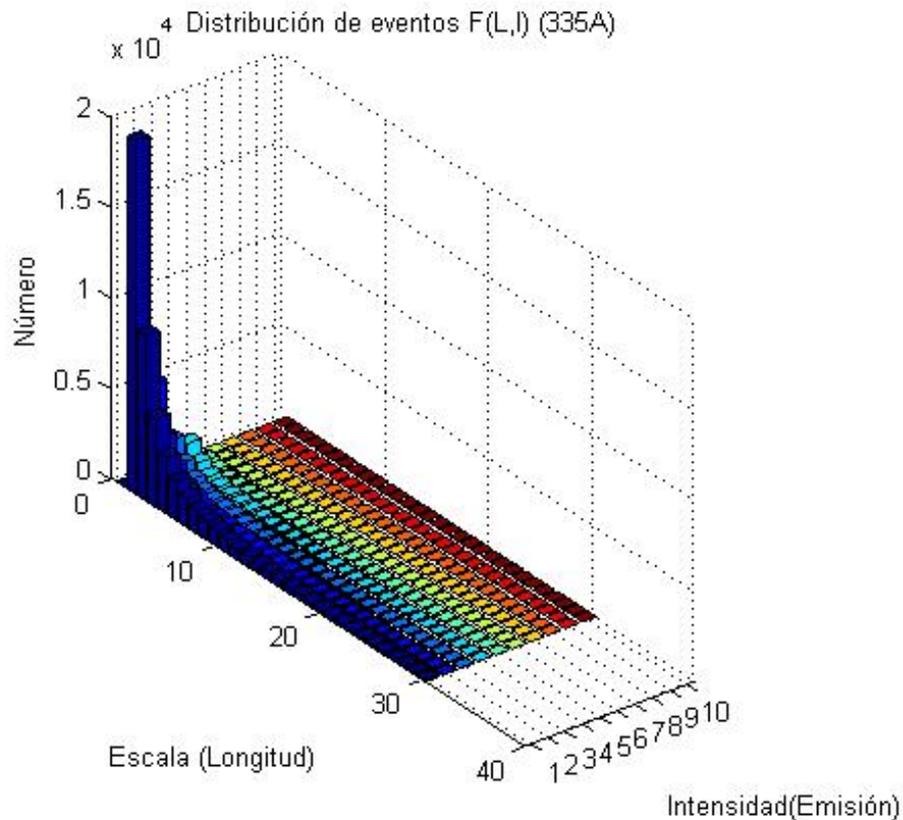


Figura 5.6: *Distribución de eventos respecto a la escala de longitud y la emisión correspondiente a 335 Å.*

5.3. Potencia y extrapolación a pequeñas escalas

5.3.1. Estimación de la potencia de calentamiento

Ahora se usarán dos modelos para calcular la potencia disipada en la corona. Primero se supondrá que la energía magnética es convertida completamente en energía térmica, lo que proporciona un límite superior para el flujo de energía y posteriormente se considerará la potencia que se genera por el efecto del campo eléctrico generado en la hoja de corriente sobre las partículas cargadas del plasma. En los dos modelos se requiere la intensidad del campo magnético asociada a cada evento, la cual se obtiene del magnetograma. Comparando ambos modelos se hará una estimación del límite superior del ancho de la hoja de corriente que permite la reconexión.

Potencia generada por el campo magnético

En primer lugar se va a estimar la potencia que genera el campo magnético (suponiendo que toda la energía del campo se transforma en energía interna) de una región de lado l y cuya profundidad es igual a la longitud de un pixel (la unidad mínima de longitud disponible), de forma que su volumen es $V = l^2 \cdot (4.4 \times 10^7 \text{ cm})$. El tiempo asociado a la tasa de reconexión es $t = \tau_A / \dot{\psi}_c = 1000\tau_A = 1000l\sqrt{4\pi\rho}/B_c$. La escala de longitud es $l = (4.4 \times 10^7 \text{ cm})n_l$ donde n_l varía de 1 a 30 (pixeles). El campo magnético B depende de la escala de longitud l y de la intensidad de la emisión I ; $B = B(l, I)$, además este campo es medido en la fotosfera; el campo coronal es $B_c = \alpha B$ con $\alpha = 0.44$ (subsección 5.1.3). Si se denota por E_l la energía del campo y V es el volumen, el flujo de energía promedio (o potencia por unidad de área) queda entonces como

$$\frac{E_l}{At} = \frac{B_c^3/(8\pi) \cdot V}{1000Al\sqrt{4\pi\rho}} = \frac{1.46 \times 10^{16}}{A} B_c^3(l, I)n_l. \quad (5.1)$$

En esta expresión $A = \pi R_\odot^2 [2 - \sqrt{3}] = 4.08 \times 10^{21} \text{ cm}^2$ es el área del casquete de la superficie solar con radio igual a la mitad del radio solar (se considera esta área del Sol debido a que la componente vertical o radial del campo magnético ahí, coincide aproximadamente con la dirección de la línea de visión), así que $E_l/(At) = 3.57 \times 10^{-6} B_c^3 n_l \text{ erg/cm}^2 \text{ seg}$ y el total de la potencia es

$$P_B = 3.57 \times 10^{-6} \sum_{n_l=2}^{30} \sum_I F(l, I) B_c^3(l, I) n_l \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ seg}} \quad (5.2)$$

donde $F(l, I)$ es la distribución de eventos en función de la escala de longitud l y de la intensidad de emisión I (Figs. 5.5 y 5.6). En esta expresión no se establecen los límites en la emisión I debido a que su rango depende de la longitud de onda (171 \AA o 335 \AA). Cuando se realiza el cálculo (con un programa desarrollado por mí en base en la Ec. 5.2) para la distribución de emisión que corresponde a 171 \AA (Fig. 5.5), el resultado es $P_{B_{171}} = 2.83 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$, mientras que el resultado para la distribución que corresponde a 335 \AA (Fig. 5.6) es $P_{B_{335}} = 3.31 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$. Estas cantidades representan un límite superior para la potencia que se puede disipar.

Potencia que genera el campo eléctrico

A continuación se va a calcular la potencia generada por el campo eléctrico inducido en la región de difusión. El campo eléctrico inducido por la variación

del flujo magnético es, de acuerdo a la ley de Faraday,

$$E = -\frac{\partial\psi_c}{c\partial t}. \quad (5.3)$$

La energía liberada por reconexión en una región cuya dimensión es l está dada por $W_l = neEl$, donde n es la densidad de partículas y e es la carga del electrón. De esta manera, la energía se puede escribir como

$$W_l = nel \frac{1}{c} \frac{\partial\hat{\psi}_c}{\partial\hat{t}} \frac{\psi_0}{l} \frac{l}{\tau_A} \frac{V}{A} = (2.08\text{cm}^{-1}) \frac{nel}{c\sqrt{4\pi\rho}} B^2 \frac{d\hat{\psi}_c}{d\hat{t}} n_l^2 \quad (5.4)$$

donde $V = (4.4 \times 10^7 \text{ cm})^3 n_l^2$ es el volumen con un pixel de profundidad y $A = 4.1 \times 10^{22} \text{ cm}^2$ es el área del casquete con radio de la mitad del radio solar. La densidad de potencia está dada por

$$p_l = nveE \quad (5.5)$$

aquí v es la velocidad de entrada de plasma a la región de reconexión y está determinada por la tasa de reconexión; $v \sim \frac{\delta}{\psi_0} \frac{d\psi_c}{dt}$, siendo δ el ancho de la hoja de corriente. La potencia total de todas las regiones está dada entonces por la expresión siguiente

$$p_{Tot} = \sum_I \sum_l \frac{1}{c} \frac{\partial\hat{\psi}_c}{\partial\hat{t}} \frac{nev}{\sqrt{4\pi\rho}} F(l, I) B^2 = \sum_I \sum_l \frac{1}{c} \left(\frac{\partial\hat{\psi}_c}{\partial\hat{t}} \right)^2 F(l, I) \frac{\delta}{\tau_A} \frac{neB^2}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (5.6)$$

donde τ_A es el tiempo de Alfvén. Al reescribir en términos de la velocidad de Alfvén resulta

$$p_{Tot} = \sum_I \sum_l \frac{1}{c} \left(\frac{\partial\hat{\psi}_c}{\partial\hat{t}} \right)^2 F(l, I) \frac{\delta}{l} \frac{neB^3}{4\pi\rho} = \sum_I \sum_l \frac{\left(\hat{\psi}_c\right)^2}{c} F(l, I) \frac{eB^3}{4\pi m_H} \frac{\delta}{l}. \quad (5.7)$$

Ahora, el campo eléctrico E se encuentra confinado a una banda de ancho δ y no en toda la región de longitud l , por lo cuál hay que multiplicar la expresión anterior por δ/l :

$$p_{Tot} = \sum_I \sum_l \frac{\left(\hat{\psi}_c\right)^2}{c} F(l, I) \frac{eB^3}{4\pi m_H} \left(\frac{\delta}{l}\right)^2 = \left(\frac{\delta}{l}\right)^2 \sum_I \sum_l \frac{\left(\hat{\psi}_c\right)^2}{c} F(l, I) \frac{eB^3}{4\pi m_H}$$

$$(5.8)$$

Esta es la densidad de potencia total, se tiene que multiplicar por el volumen V para obtener la potencia y dividir por el área A del casquete solar con radio de la mitad del radio solar para obtener la potencia por unidad de área, cuyo resultado es

$$P_{Tot} = \left(\frac{\delta}{l}\right)^2 \sum_I \sum_l \frac{(\hat{\psi}_c)^2}{c} F(l, I) \frac{eB^3}{4\pi m_H} (20.8 \text{ cm}^{-1}) n_i^2 \quad (5.9)$$

donde se está suponiendo que la relación entre el ancho de la hoja de corriente δ y su largo l es una constante. Su valor no puede determinarse de los datos disponibles y por ello es un parámetro libre, pero a continuación se calculará un límite superior comparando con la potencia de la disipación del campo magnético ya calculada; Ec. 5.2 . Su valor se usará para determinar el límite colisional para la reconexión, y así refinar el cálculo de la energía depositada en la corona.

El resultado al correr un programa (realizado por mí) con base en el Ec. 5.9 para la longitud de onda 335 \AA es

$$P_{335} = \left(\frac{\delta}{l}\right)^2 \cdot (5.99 \times 10^8) \text{ erg cm}^{-2} \text{ seg}^{-1} \quad (5.10)$$

y para la longitud de onda 171 \AA es

$$P_{171} = \left(\frac{\delta}{l}\right)^2 \cdot (5.10 \times 10^8) \text{ erg cm}^{-2} \text{ seg}^{-1} \quad (5.11)$$

Dimensiones de la hoja de corriente

De los resultados de los modelos anteriores se puede determinar la relación que existe entre el largo y el ancho de una hoja de corriente en la corona. Debido a que el valor que se obtiene de la Ec. 5.2 es la máxima potencia que puede liberarse de los campo magnéticos, el resultado del segundo modelo dado por la Ec. 5.9 tiene que ser menor. Al igualar estas potencias se obtiene el máximo valor para la relación entre el largo y el ancho de la hoja de corriente. Con los datos de las potencias obtenidos arriba se puede obtener el límite superior para las dimensiones de la hoja de corriente igualando ambas potencias para cada longitud de onda. En primer lugar se igualan las potencias correspondientes a 171 \AA ; $P_{171} = P_{B_{171}}$ y al despejar (δ/l) se obtiene

$$\left(\frac{\delta}{l}\right)_{171} = 0.024, \quad (5.12)$$

y al igualar las potencias correspondientes a la longitud de onda 335 \AA el resultado es

$$\left(\frac{\delta}{l}\right)_{335} = 0.024. \quad (5.13)$$

Esto quiere decir que el ancho de la hoja es del orden de la centésima parte de su longitud. Este resultado representa un valor máximo. El ancho de la hoja puede ser más pequeño aún, pero en lo que sigue se se va a utilizar el valor obtenido, que coincide para las dos longitudes de onda.

5.3.2. Límite colisional

El camino libre medio de los electrones determinado por medio de las condiciones físicas en la corona solar establece el límite colisional en función de la escala de longitud. Más específicamente; el límite del ancho δ de la hoja de corriente para el cuál se puede considerar como colisional el fenómeno de reconexión. Se requiere para ello la velocidad térmica $v_{Te} = 4.19 \times 10^7 T_e^{1/2} \text{ cm/seg}$ de los electrones y la frecuencia colisional ión-electrón $\nu_{ie} = 2.91 \times 10^{-6} n \ln \Lambda T^{-3/2} \text{ seg}^{-1}$, y entonces el camino libre medio se puede escribir como

$$l_{clm} = \frac{v_{Te}}{\nu_{ie}} \quad (5.14)$$

Al sustituir los parámetros de la corona solar, se encuentra que $l_{clm} = 7.20 \times 10^6 \text{ cm}$.

Para anchos menores que el ancho límite de la hoja de corriente ($\delta_{lim} = l_{clm}$), las colisiones no son importantes y por lo tanto el proceso de reconexión es no colisional y para anchos mayores la reconexión es colisional. Como se tiene que incluir esta condición en el programa que calcula la potencia por unidad de área (a segunda aproximación) en la corona solar, y resulta más conveniente establecer dicha condición en términos de la longitud de la hoja de corriente l , se puede calcular su valor límite de la siguiente manera; $l_{lim} = \delta_{lim}/0.024 = 3.00 \times 10^8 \text{ cm}$. O sea que para 7 o menos pixeles el proceso de reconexión es no colisional y desde 8 hasta treinta pixeles es colisional.

5.3.3. Segunda aproximación de la potencia

En los cálculos anteriores se ha supuesto que la reconexión es resistiva para todas las escalas, pero como se acaba de hacer notar, esto no es así, pues a escalas menores de 7 pixeles (en las imágenes del SDO) los procesos de conversión de energía deben ser no colisionales. Entonces, ahora se va a

recalcular el valor de la potencia por unidad de área tomando en cuenta la colisionalidad del plasma, tomando en cuenta el criterio de la sección 5.3.2.

El nuevo calculo de la potencia disipada por el campo eléctrico se realizará separando las escalas colisionales de las no colisionales, para que en cada caso se incluya la correspondiente tasa de reconexión. Como ya se vió (sección 4.1), la tasa de reconexión colisional es $\hat{\psi}_c = 10^{-3}$ y la tasa no colisional es $\hat{\psi}_{nc} = 6 \times 10^{-4}$. La ecuación 5.9 se transforma entonces en la siguiente expresión

$$P_{Tot} = \left(\frac{\delta}{l}\right)^2 \frac{(20.8 \text{ cm}^{-1})e}{4\pi c m_H} \left[\sum_I \sum_{n_l=2}^7 \left(\hat{\psi}_{nc}\right)^2 F(l, I) B^3 n_l^2 + \sum_I \sum_{n_l=8}^{30} \left(\hat{\psi}_c\right)^2 F(l, I) B^3 n_l^2 \right], \quad (5.15)$$

donde el campo magnético depende de la escala de longitud l y de la emisión I ; $B = B(I, l)$. Nuevamente, los límites de la suma de la intensidad I no se especifican en esta fórmula, ya que dependen de la longitud de onda (171 Å o 335 Å). Al hacer el cálculo numérico (con un programa desarrollado por mí con base en la Ec. 5.15) que determina P_{Tot} , usando el valor de la Ec. 5.13 para las dos longitudes de onda se obtienen los siguientes resultados

$$P'_{171} = 1.82 \times 10^5 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{seg}}, \quad (5.16)$$

$$P'_{335} = 2.13 \times 10^5 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{seg}}. \quad (5.17)$$

Estos valores de la potencia disipada por el campo eléctrico por reconexión son alrededor de 2/3 de la potencia que el campo magnético podría depositar en la corona solar. Este resultado está de acuerdo con los valores de la tasa de reconexión colisional y no colisional, ya que el último es el 60 % del primero. También está de acuerdo con el hecho de que la mayoría de los eventos ocurre para escalas pequeñas (no colisionales).

Los eventos de reconexión que se han incluido están limitados por la resolución de las imágenes del AIA-SDO, de las que se toma la escala de 2 pixeles como la menor de las incluidas en nuestro análisis. Sin embargo es posible incluir eventos de menor tamaño haciendo una extrapolación de la distribución de eventos hacia escalas por debajo de las observadas. La extrapolación a pequeñas escalas permitirá calcular la potencia debida a éstas, la cual se sumará a la ya calculada. Con esto se podrá determinar si la contribución de las nano-ráfagas, o eventos explosivos menores aún, es importante, lo que depende de qué tantos eventos ocurren de pequeña escala. Para lograr esto se hace un ajuste de ley de potencias a las distribuciones de eventos descritas

en la sección 5.2.1, enfocándose principalmente en la región de bajas longitudes, y se postula que la misma tendencia se aplica a escalas menores a las observadas.

5.3.4. Ajuste de las distribuciones de eventos

Se puede ajustar una ley de potencias en las dos variables a cada una de las distribuciones de eventos de la sección 5.2.1, lo que puede visualizarse como una superficie descrita por la función de distribución en términos de la escala de longitud n_l y de la emisión I de la forma

$$F(l, I) = K n_l^\alpha I^\beta, \quad (5.18)$$

donde K , α y β son parámetros que se determinan al ajustar la superficie a las distribuciones antedichas por mínimos cuadrados.

Superficie ajustada a la distribución de 171 Å

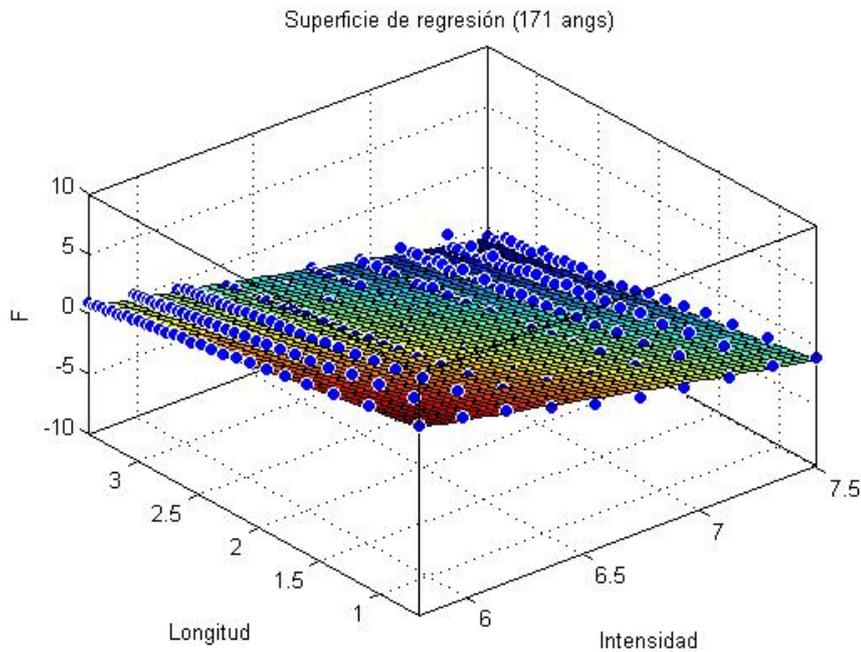


Figura 5.7: Superficie ajustada correspondiente a 171 Å.

El cálculo de los parámetros se realiza tomando en primer lugar el logaritmo de la expresión anterior

$$\ln F(l, I) = K' + \alpha \ln n_l + \beta \ln I \quad (5.19)$$

donde $K' = \ln K$. El ajuste se hace utilizando MATLAB, que hace los cálculos con un nivel de confianza del 95 %, y se obtienen los resultados de la tabla 5.1.

Cuadro 5.1: Parámetros de ajuste (171 Å)

Parámetro	Valor	Intervalo de confianza
K'	29.49	(28.91, 30.07)
α	-1.783	(-1.847, -1.72)
β	-3.923	(-4.007, -3.84)

El valor del coeficiente de correlación es $R^2 = 0.976$.

La gráfica de la Fig. 5.7 muestra la superficie ajustada a los datos de la distribución correspondiente a 171 Å.

Superficie ajustada a la distribución de 335 Å

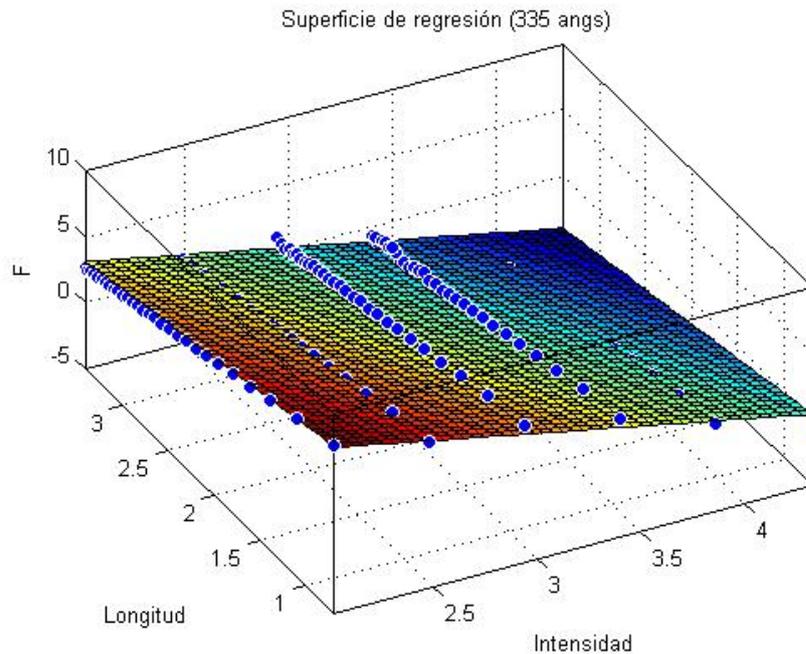


Figura 5.8: Superficie ajustada correspondiente a 335 Å.

Los parámetros que resultan al ajustar una superficie a los datos de la distribución de 335 Å, calculados también con un nivel de confianza del 95 %, se muestran en la tabla 5.2.

Cuadro 5.2: Parámetros de ajuste (335 Å)

Parámetro	Valor	Intervalo de confianza
K'	14.73	(14.14, 15.32)
α	-1.595	(-1.727, -1.464)
β	-3.053	(-3.185, -2.905)

El coeficiente de correlación para este ajuste es $R^2 = 0.9351$ y la Fig. 5.8 muestra la superficie ajustada para 171 Å.

El valor de la constante K' es muy distinto en los dos ajustes debido a que los intervalos de emisión I tienen una variación que va de 6 a 600 para 335 Å, y de 300 a 2000 para 171 Å. Salvo esta diferencia los otros parámetros son parecidos en ambas longitudes de onda. Esto es importante, ya que indica que la distribución de eventos sigue comportamientos similares para ambos casos.

5.3.5. Extrapolación a pequeñas escalas

El conocimiento de los parámetros que determinan la distribución de eventos permite extender el cálculo de la potencia a las escalas no accesibles (menos de 2 pixeles), y así determinar (aproximadamente) hasta qué escala se tiene que llegar para completar la potencia conocida que emite la corona solar. Las consideraciones anteriores se aplican suponiendo que la distribución continúa su comportamiento respecto a la emisión y la escala de longitud.

La ecuación 5.18 es una función de distribución, y su integral es el número de eventos totales. Para calcular la potencia total, se multiplica esta ecuación por la potencia de un evento y luego se integra sobre I y n_l . La estimación se hace tomando un valor del campo magnético que corresponde al campo promedio (6.9 G), que es el que se ha supuesto como el mínimo para poder incluirse como un evento de reconexión. La potencia de un evento es

$$P_{n_l} = \left(\frac{\delta}{l}\right)^2 \frac{(20.8 \text{ cm}) e}{4\pi c m_p} \left(\hat{\psi}\right)^2 B^3 n_l^2 = 9.17 \times 10^{-5} n_l^2 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{seg}}. \quad (5.20)$$

Se puede calcular la potencia total en determinados intervalos de escala de longitud n_l y emisión I a través de la integral

$$P_{Tot} = \int_I \int_{n_l} K n_l^\alpha I^\beta P_{n_l} dn_l dI = 9.17 \times 10^{-5} \int_I \int_{n_l} K n_l^{\alpha+2} I^\beta dn_l dI, \quad (5.21)$$

donde los límites de la integral se especifican de acuerdo al rango que se desea cubrir.

Extensión a escalas pequeñas de emisión y longitud en 171 Å

Ya se ha calculado la potencia a esta longitud de onda en escala de longitud desde 2 pixel hasta 30 y en emisión desde 300 hasta 2000. Se busca ahora hallar las escalas pequeñas que hay que alcanzar para completar la potencia emitida necesaria para mantener la energía observada de la corona, la cual se establece en $3 \times 10^5 \text{ erg cm}^2 \text{ seg}^{-1}$ (Huba, 2009). Como el valor obtenido de los cálculos previos es $1.82 \times 10^5 \text{ erg cm}^2 \text{ seg}^{-1}$ (Ec. 5.16), la diferencia debería ser proporcionada por las escalas bajas. Con estos datos se puede proponer la ecuación a resolver para las escalas mínimas necesarias

$$1.82 \times 10^5 + 9.17 \times 10^{-5} \int_{I_0}^{2000} \int_{n_0}^1 K n_l^{\alpha+2} I^\beta dn_l dI = 3 \times 10^5, \quad (5.22)$$

las constantes se toman de la tabla 5.1 y los valores que se leen son; $K = 6.42 \times 10^{12}$, $\alpha = -1.78$, y $\beta = -3.92$. De esta manera la ecuación anterior queda como

$$\int_{I_0}^{2000} \int_{n_0}^1 n_l^{0.22} I^{-3.92} dn_l dI = 2 \times 10^{-4}. \quad (5.23)$$

Llevando a cabo la integración se llega a la expresión

$$\left[1 - n_0^{1.22}\right] \left[\frac{1}{2000^{2.92}} - \frac{1}{I_0^{2.92}}\right] = -7.1248 \times 10^{-4}. \quad (5.24)$$

La escala de longitud más pequeña es $n_0 = 0$, es decir se tiene el ancho de un pixel (de 0 a 1) en la integral. Con este valor la emisión mínima que se obtiene es $I_0 = 11.96$. Al variar el valor de n_0 en el rango de un pixel este valor de I_0 no cambia apreciablemente.

Extensión a escalas pequeñas de emisión y longitud en 335 Å

Al llevar a cabo el mismo procedimiento utilizado para 171 Å, se llega a la expresión

$$\left[1 - n_0^{1.405}\right] \left[\frac{1}{600^{2.05}} - \frac{1}{I_0^{2.05}}\right] = -1.0966 \times 10^3. \quad (5.25)$$

La mínima escala corresponde a $n_0 = 0$ (es decir un intervalo cuya longitud es un pixel), y que da por resultado la emisión mínima $I_0 = 3.3 \times 10^{-2}$. Esto quiere decir que para esta longitud de onda se tiene que considerar la emisión desde 0 hasta 600 para dar cuenta de la potencia emitida faltante

(respecto a la ya calculada, $1.82 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$). La variación de n_0 entre 0 y 1 pixel no afecta apreciablemente el valor de I_0 , fenómeno que también se da en 171 \AA . Se puede concluir que la potencia complementaria se debe a estructuras que se encuentran en el rango de un pixel o menores, y que las emisiones de baja intensidad serían las que más aportan a esa escala.

Capítulo 6

Conclusiones

En esta tesis se ha utilizado a la reconexión como mecanismo principal del calentamiento de la corona solar en un momento de baja actividad solar.

En primer lugar se realizó un repaso de la estructura y las condiciones en la corona solar, así como de la existencia de evidencias del proceso de reconexión. Se señaló además la estrecha relación que existe entre el campo magnético fotosférico y la intensidad de emisión en la corona.

Luego se describen dos diferentes tipos de reconexión; la reconexión lenta, estudiada por Sweet–Parker, y la reconexión rápida, estudiada por Petschek. A continuación se estableció un conjunto de ecuaciones reducidas para simular el proceso de reconexión en 2D, pero que incorpora efectos tridimensionales por medio de la inclusión de un campo guía perpendicular al plano de reconexión. Las ecuaciones se resuelven con un programa numérico que parte de una configuración de punto X neutro, hacia el cual fluye el plasma con una velocidad relacionada con la velocidad de los pies fotosféricos del campo magnético. Con este programa, y tomando en cuenta las condiciones existentes en la corona solar se obtuvo la tasa de reconexión, con la cuál después se estimaría la potencia depositada en la corona en términos del campo magnético. Se obtuvieron datos (SDO) de imágenes a dos longitudes de onda y el correspondiente magnetograma, los tres coincidentes en el tiempo. Después se procesaron estos datos para poder ser utilizados en un programa que calculara la potencia máxima debida al campo magnético; se obtuvo una distribución de "eventos" de reconexión en función de la escala de longitud y de la emisión coronal en el Sol quieto.

La potencia de calentamiento coronal global en el Sol quieto se calculó siguiendo varias aproximaciones sucesivas. Inicialmente se tomó que la reconexión es resistiva en todas las escalas y se calculó un límite superior para el calentamiento suponiendo que toda la energía magnética en las zonas de reconexión se libera hacia la corona. En seguida se calculó la energía debida al campo eléctrico inducido durante la reconexión dentro de la hoja

de corriente, lo que al compararlo con la primera estimación, dio un valor aproximado del tamaño máximo del ancho de la hoja de corriente. En una siguiente aproximación se tomó en cuenta que para escalas pequeñas la reconexión es no colisional, en tanto que para escalas grandes es colisional, obteniendo una potencia de calentamiento más realista. Su valor resulta ser del orden de magnitud del calentamiento requerido por las observaciones, pero un poco inferior. Finalmente, la distribución de eventos se ajustó a una ley de potencias en función de la escala de longitud y de la emisión, por el método de mínimos cuadrados, lo que permitió extrapolar el modelo obtenido a emisiones pequeñas y escalas menores a un pixel, para así poder estimar sus rangos y con ellos dar cuenta del total de la potencia que es depositada en la corona. Se encontró que el resultado es poco sensible a cambios en la escala de longitud, pero a través de la dependencia con la intensidad de la emisión, se extendió a emisiones más pequeñas hasta alcanzar las potencias de calentamiento observadas. Estos resultados se interpretaron en el sentido de la confirmación de las propuestas de varios estudios (Aschwanden & Parnell, 2002; Narain & Pandey, 2006; Priest & Forbes, 2000), que apuntan a la reconexión a muy pequeñas escalas como el mecanismo que completa la potencia observada de la corona (en particular en el Sol quieto).

Existen varios modelos de mecanismos para explicar en alguna medida el calentamiento de la corona solar, y que solos o combinados podrían proveer la energía necesaria. Se pueden agrupar de la siguiente manera: 1. *Modelos de tensión y reconexión de corriente directa*; Reconexión inducida por tensión (Galsgaard & Nordlund, 1997), Cascada de corriente inducida por tensión (Gudiksen & Nordlund, 2002), Turbulencia inducida por tensión (Milano *et al.* , 1999), 2. *Modelos de corriente alterna de calentamiento ondulatorio*; Resonancia de Alfvén (Sakurai *et al.* , 1991), Absorción resonante (Beliën *et al.* , 1999), Mezcla de fase (De Moortel *et al.* , 2000), Capas de corrientes (Galsgaard & Nordlund, 1996), Turbulencia MHD (Dmitruk *et al.* , 2002), Resonancia ciclotrón (Tu & Marsch, 2001),, 3. *Reconexión cromosférica*; (Ryutova *et al.* , 2001), 4. *Filtración de velocidad*; (Scudder, 1994)

Bibliografía

- AIOUAZ, T. «Evidence of relentless reconnections at boundaries of supergranular network lanes in quiet sun and coronal hole.» *ApJ*, 674, (2008), 1144–1152.
- ASCHWANDEN, M.J. *Physics of the Solar Corona*. Praxis Publishing Ltd, Chichester, UK, 2005.
- ASCHWANDEN, M.J., P. BOERNER, C.J. SCHRIJVER, y A. MALANUSHENKO. «Automated Temperature and Emission Measure Analysis of Coronal Loops and Active Regions Observed with AIA/SDO.» *Solar Phys.*, March 2011. DOI: 10. 1007.
- ASCHWANDEN, M.J., y C.E. PARNELL. «Nanoflare statistics from first principles: Fractal geometry and temperature synthesis.» *ApJ*, 572, (2002), 1048–1071.
- AYDEMIR, A.Y. «Driven reconnection in a cuadrupole cusp field.» *Phys. Plasmas*, 12, (2005), 080706–1–4.
- BELIËN, A.J.C., P.C.H. MARTENS, y R. KEPPENS. «Coronal heating by resonant absorption: The effects of chromospheric coupling.» *ApJ*, 526, (1999), 478–493.
- BERGHMANS, D., F. CLETTE, y D. MOSSES. «Quiet Sun EUV Transient Brightenings and Turbulence.» En *A Crossroads for European Solar and Heliospheric Physics* (E.R. Priest, ed.). ESA-SP, Noordwijk, 1998, 229–234.
- BOGOD, V.M., y L.Y. YASNOV. «Magnetic field in active regions of the sun at coronal heighths.» En *Universal Heliophysical Processes* (N. Gopalswamy, y D.F. Webb, eds.). IAU, 2008, 349–352.
- CHAE, J., U. SCHULE, y P. LEMAIRE. «SUMER Measurements of Nonthermal Motions: Constraints on Coronal Heating Mechanisms.» *Astrophys. J.*, 505, (1998), 957–973.

- DE MOORTEL, I., A.W. HOOD, y T.D. ARBER. «Phase mixing of Alfvén waves in a stratified and radially diverging, open atmosphere.» *Astron. Astrophys.*, 354, (2000), 334–348.
- DE MOORTEL, I., C.E. PARNELL, y A.W. HOOD. «Determination of coronal loop properties from TRACE observations.» *Solar Phys.*, 215, (2003), 69–86.
- DELZANNO, G.L., E. FABLE, y F. PORCELLI. «Driven reconnection about a magnetic X point in weakly collisional plasmas.» *Phys. Plasmas*, 11, (2004), 5212–5228.
- DEROSA, M., y G. SLATER. *Guide to SDO Data Analysis*, Enero 2011.
- DMITRUK, P., W.H. MATTHAEUS, S. OUGTON, G.P. ZANK, y D.J. MULLAN. «Coronal heating distribution due to low-frequency, wave-driven turbulence.» *ApJ*, 575, (2002), 571–577.
- EDLEN, B. «Die Deutung der Emissionlinien im Spektrum der Sonnenkorona.» *Z. Astrophys.*, 22, (1942), 30–64.
- ERDÉLYI, R., y I. BALLAI. «Heating of the solar and stellar coronae: a review.» *Astron. Nachr.*, 328, n^o 8, (2007), 726–733.
- FALCONER, D.A., R.L. MOORE, J.G. PORTER, y D.H. HATHAWAY. «Network Coronal Bright Points: Coronal Heating Concentrations Found in the Solar Magnetic Network.» *Astrophys. J.*, 501, (1998), 386–396.
- GALSGAARD, K., y A. NORDLUND. «Coronal Heating by Flux Braiding.» *Astro. Lett. and Communications*, 34, (1996), 175–180.
- . «Dynamics of a low beta plasma with three dimensional null points.» *JGR*, 102, n^o A1, (1997), 231–248.
- GOLUB, L., H. ZIRIN, y H. WANG. «The roots of coronal structure in the sun's surface.» *Solar Phys.*, 153, (1994), 179–198.
- GROTRIAN, W. «Zur Frage der Deutung der Linien im Spektrum der Sonnenkorona.» *Naturwissenschaften*, 27, (1939), 214. Doi:10.1007/BF01488890.
- GUDIYSEN, B.V., y A. NORDLUND. «Bulk heating and slender magnetic loops in the solar corona.» *ApJ*, 572, (2002), 113–116.
- HARRISON, R.A. «EUV Blinkers: The Significance of Variations in the Extreme Ultraviolet Quiet Sun.» *Solar Phys.*, 304, (1997), 585–594.

- HEYVAERTS, J., y E.R. PRIEST. «Coronal heating by phase-mixed Alfvén waves.» *Astron. Astrophys.*, 117, (1983), 220–234.
- HUBA, J.D. *NRL Plasma Formulary*, 2009.
- INNES, D.E., B. INHESTER, W.I. AXFORD, y K. WILHELM. «Bi-directional Plasma Jets Produced by Magnetic Reconnection on the Sun.» *Nature*, 386, (1997), 811–813.
- JSOC-SDP. *JSOC-SDP Web Access to SDO HMI and AIA data*, Diciembre 2010.
- KLIMCHUK, J.A. «On Solving the Coronal Heating Problem.» *Solar Physics*, 234, (2006), 41–77.
- KRUCKER, S., A.O. BENZ, T.S. BASTIAN, y L.W. ACTON. «X-ray Network Flares of the Quiet Sun.» *Astrophys. J.*, 488, (1998), 499–505.
- LEMEN, J.R., A.M. TITLE, y D.J. AKIN. «The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO).» *Solar Phys.*, 275, (2012), 17–40.
- MARTINELL, J.J. «Local modelling of collisionless magnetic reconnection in the dayside magnetosphere.» *Radiation Effects and Defects in Solids*, 165: 2, (2010), 114–122.
- MENDOZA-BRICEÑO, C., L. SIGALOTTI, y R. ERDÈLY. «Catastrophic Cooling of Impulsively Heated Coronal Loops.» *ApJ*, 624, (2005), 1080–1092.
- MILANO, L.J., P. DMITRUK, C.H. MANDRINI, y D.O. GÓMEZ. «Quasi-separatrix layers in reduced magnetohydrodynamic model of a coronal loop.» *ApJ*, 521, (1999), 889–897.
- NARAIN, U., y K. PANDEY. «Nanoflares and heating of the solar corona.» *A&A*, 27, (2006), 93–100.
- PARKER, E.N. «Topological Dissipation and the Small-Scale Fields in Turbulent Gases.» *Astrophys. J.*, 174, (1972), 499–510.
- PARNELL, C.E., y P.E. JUPP. «Statistical Analysis of the Energy Distributions of Nanoflares in the Quiet Sun.» *Astrophys. J.*, 529, (2000), 554–569.
- PARNELL, C.E., E.R. PRIEST, y L. GOLUB. «The three-dimensional structures of X-ray bright points.» *Solar Phys.*, 151, (1994), 57–74.

- PETSCHEK, H.E. «Magnetic field annihilation.» En *Physics of Solar Flares* (W.N. Hess, ed.). NASA SP-50, Washington, DC, 1964, 425–439.
- PRIEST, E., y T. FORBES. *Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications*. Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
- PRIEST, E.R., C.R. FOLEY, J. HEYVAERTS, T.D. ARBER, D. MACKAY, J.L. CULHANE, y L.W. ACTON. «A method to determine the heating mechanisms of the solar corona.» *ApJ*, 593, (2000), 1002–1022.
- PRIEST, E.R., C.E. PARNELL, y S.F. MARTIN. «A converging flux model of an X-ray bright point and an associated canceling feature.» *Astrophys. J.*, 427, (1994a), 459–474.
- ROBERTS, B., y V.M. NAKARIAKOV. «Theory of MHD waves in the solar corona, in Turbulence Waves and Instabilities in the Solar Plasma.» En *NATO Science Series* (R. Erdelyi, K. Petrovay, B. Roberts, y M. Aschwanden, eds.), Kluwer, 2003, tomo 124. 167–191.
- RUDERMAN, M.S., y B. ROBERTS. «The Damping of Coronal Loop Oscillations.» *Astrophys. J.*, 577, (2002), 475–486.
- RYUTOVA, M., S. HABAL, R. WOO, y T. TARBELL. «Photospheric Network as the Energy Source for the quiet-Sun corona.» *Solar Phys.*, 200, nº 1/2, (2001), 213–234.
- SAKURAI, T., M. GOOSSENS, y J.V. HOLLWEG. «Resonant Behaviour of MHD waves on magnetic flux tubes.» *Solar Phys.*, 133, (1991), 227–245.
- SCUDDER, J.D. «Ion and electron suprathermal tail strengths in the transition region: Support for the velocity filtration model of the corona.» *ApJ*, 427, (1994), 446–452.
- STURROCK, P.A., y Y. UCHIDA. «Coronal Heating by Stochastic Magnetic Pumping.» *Astrophys. J.*, 246, (1981), 331–336.
- SWEET, P.A. «The neutral point theory of solar flares.» En *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics* (B. Lenhart, ed.). Cambridge Univ. Press, London, 1958a, 123–134. IAU Symp. 6.
- TING, A.C., W.H. MATTAEUS, y D. MONTGOMERY. «Turbulent Relaxation Processes in MHD.» *Phys. Fluids*, 29, (1986), 3261–3274.
- TSIKLAURI, D., y T. HARUKI. «Physics of collisionless phase mixing.» *Phys. Plasmas*, 15, (2008), 112902.

TU, C.Y., y E. MARSCH. «Wave dissipation by ion cyclotron resonance in the solar corona.» *Astron. Astrophys.*, 368, (2001), 1071–1076.