

1era Ed.
2023



PUERTO MADERO
EDITORIAL

OSCILACIONES EN BUCLES MAGNÉTICOS DE LA CORONA SOLAR

OBSERVACIONES Y MODELOS TEÓRICOS



NILO JAVIER DELEG TANCHIM
MERY ALEXANDRA MENDOZA CASTILLO



puertomaderoeditorial.com.ar



La Plata - Argentina

OSCILACIONES EN BUCLES MAGNÉTICOS DE LA CORONA SOLAR

Observaciones y Modelos
Teóricos



OSCILACIONES EN BUCLES MAGNÉTICOS DE LA CORONA SOLAR

Observaciones y Modelos
Teóricos

AUTORES:

Nilo Javier Deleg Tanchim

Mery Alexandra Mendoza Castillo



Catalogación

Deleg Tanchim, Nilo Javier

Oscilaciones en bucles magnéticos de la corona solar / Nilo Javier Deleg Tanchim ; Mery Alexandra Mendoza Castillo ; editado por Juan Carlos Santillán Lima ; Daniela Margoth Caichug Rivera. - 1a ed. - La Plata : Puerto Madero Editorial Académica, 2024.

Libro digital, PDF/A

Archivo Digital: descarga y online

ISBN 978-631-6557-16-2

1. Sol. 2. Atmósfera. 3. Física. I. Mendoza Castillo, Mery Alexandra. II. Santillán Lima, Juan Carlos, ed. III. Caichug Rivera, Daniela Margoth, ed. IV. Título.

CDD 538.7



Licencia Creative Commons:

Atribución-NoComercial-SinDerivar 4.0 Internacional (CC BY-NC-SA 4.0)



PUERTO MADERO EDITORIAL

Primera Edición, Enero 2024

OSCILACIONES EN BUCLES MAGNÉTICOS DE LA CORONA
SOLAR

ISBN: 978-631-6557-16-2

Editado por:

Sello editorial: ©Puerto Madero Editorial Académica

Nº de Alta: 933832

Editorial: © Puerto Madero Editorial Académica

CUIL: 20630333971

Calle 45 N491 entre 4 y 5

Dirección de Publicaciones Científicas Puerto Madero
Editorial Académica

La Plata, Buenos Aires, Argentina

Teléfono: +54 9 221 314 5902

+54 9 221 531 5142

Código Postal: AR1900

**Este libro se sometió a arbitraje bajo el sistema de doble
ciego (peer review)**

Corrección y diseño:

Puerto Madero Editorial Académica

Diseñador Gráfico: José Luis Santillán Lima

Diseño, Montaje y Producción Editorial:

Puerto Madero Editorial Académica
Diseñador Gráfico: Santillán Lima, José Luis

Director del equipo editorial:
Santillán Lima, Juan Carlos

Editor:
Santillán Lima, Juan Carlos

Hecho en Argentina
Made in Argentina

AUTORES:

Nilo Javier Deleg Tanchim

Escuela Superior Politécnica del Chimborazo (ESPOCH).
Facultad de Ciencias. Carrera de Ingeniería Ambiental (Sede
Orellana). Coca. Ecuador.

nilo.deleg@esPOCH.edu.ec

 <https://orcid.org/0009-0003-5180-2572>

Mery Alexandra Mendoza Castillo

Escuela Superior Politécnica del Chimborazo (ESPOCH).
Facultad de Ciencias. Carrera de Ingeniería Ambiental (Sede
Orellana). Coca. Ecuador.

merya.mendoza@esPOCH.edu.ec

 <https://orcid.org/0000-0001-6537-6795>

Resumen

Las distintas capas que conforman el Sol exhiben propiedades únicas que las caracterizan. A lo largo de la historia, el estudio del Sol ha revelado su naturaleza como un inmenso plasma suspendido en el espacio, generando grandes cantidades de energía desde su núcleo hasta la cima de su atmósfera exterior, conocida como la corona solar. Esta capa se manifiesta únicamente durante los eclipses solares totales, apareciendo como una tenue corona que envuelve las capas interiores de la atmósfera, la cromosfera y la fotosfera. Desde el descubrimiento de la corona solar, se han observado fenómenos intrigantes en esta región, como oscilaciones y el enigma del calentamiento coronal, cuyas respuestas aún no se han dado por completo. No obstante, se han logrado estimar magnitudes, como la intensidad del campo magnético. Los bucles coronales, que son más comunes en las zonas activas de la corona, se han clasificado en categorías como fríos, tibios y calientes. Sus oscilaciones se exploran a través de la teoría de las ondas magnetohidrodinámicas (MHD), que se basa en tres modos fundamentales

de ondas: las ondas Alfvén y las ondas magnetoacústicas lentas y rápidas. El modelado basado en la teoría de las ondas magnetohidrodinámicas se apoya en el modelo estándar de los bucles coronales, que consiste en un tubo de flujo magnético lleno de plasma, en equilibrio con velocidades uniformes de Alfvén tanto en el entorno interno como en el externo. Por consiguiente, el estudio de las oscilaciones de los bucles coronales marca el inicio de la deducción de las propiedades del medio a través del cual se propagan las ondas, dando inicio a la rama de la sismología coronal.

Palabras claves: corona, bucles coronales, ondas magnetohidrodinámicas, sismología coronal

Índice general

1. Introducción	1
1.1. El Sol	2
1.1.1. Plasma	3
1.1.2. Estructura interna	4
1.2. Atmósfera solar	5

I

Oscilaciones en Bucles Magnéticos de la Corona Solar

1.2.1. Fotosfera	7
1.2.2. Cromosfera	10
1.2.3. Zona de transición y corona solar . .	12
2. Bucles Solares	17
2.1. Clasificación	20
2.2. Propiedades generales	24
2.3. Enfriamiento catastrófico: lluvia coronal . .	27
3. Oscilaciones y Ondas en Bucles Coronales	33
3.1. Oscilaciones globales transversales	34
3.2. Oscilaciones cuasi-periódicas	41
3.3. Oscilaciones longitudinales	46

4. Modelos MHD de las oscilaciones **53**

4.1. Modelo estándar de bucle coronal: tubo de flujo magnético	54
4.2. Teoría magnetohidrodinámica	58
4.3. Oscilaciones globales transversales: modos Alfvénicos “kink”	62
4.4. Oscilaciones cuasi-periódicas: modos rápidos “sausage”	65
4.5. Oscilaciones longitudinales: modos lentos . .	69

5. Sismología de bucles corales **73**

5.1. Ondas MHD y su relación con la sismología coronal	76
5.2. Aplicaciones de la sismología coronal MHD	78

Oscilaciones en Bucles Magnéticos de la Corona Solar

5.2.1. Estimación de la intensidad de campo magnético	80
5.2.2. Densidad de bucle coronal	82
5.2.3. Análisis de temperatura de bucle	83
5.2.4. Inversión sísmica aproximada para las oscilaciones kink	86
6. Conclusiones	95
Bibliografía	101

Capítulo 1

Introducción

1.1. El Sol

El Sol correspondiente a la estrella del Sistema Solar, es uno de los objetos responsables de la existencia de vida en la Tierra tal y como lo conocemos hoy en día. Donde una de las propiedades representativas del enorme plasma varado en el espacio ante la vista de todos esta presentado por el gran tamaño que posee, dado por un radio de aproximadamente $6,96 \times 10^8$ m; sin embargo, existen más parámetros que caracterizan al Sol como estrella dado como su masa ($\sim 1,98 \times 10^{33}$ g), luminosidad ($\sim 3,84 \times 10^{33}$ ergs/s), edad ($\sim 4,57 \times 10^9$ años) y temperatura superficial (~ 5772 K) (Basu 2016).

La estructura interna está formada en mayor parte por aproximadamente un 90 % de hidrógeno y un 10 % de helio, como también se han detectado pequeñas cantidades de elementos pesados. Además, consta de un núcleo donde las reacciones nucleares mantienen el plasma muy caliente, alrededor de $1,6 \times 10^7$ K. Donde, el núcleo interno ocupa alrededor del 25 % del radio solar, y la parte externa (región

fuera del núcleo) se extiende hasta un 70 % del radio solar correspondiente a la zona radiativa, región donde el transporte de energía es predominante por radiación, y el 30 % está ocupado por la zona de convección (Roberts 2019).

1.1.1. Plasma

Comúnmente el plasma es nombrado como el cuarto estado de la materia después de los estados más representativos dentro de la superficie terrestre como son: los sólidos, líquidos y gaseosos; sin embargo, el plasma es el estado más común y presente en el Universo, es por ello que se caracteriza como la responsable de la presencia del campo magnético del Sol, debido a que se considera que el plasma al ubicarse a distintas profundidades y latitudes del Sol se desplaza a distintas velocidades (Vita-Finzi 2008), fenómeno que, esencialmente da lugar al mecanismo del dinamo solar por el cual se genera el campo magnético que domina gran parte de la dinámica de las capas superiores del Sol y su atmósfera.

Además, tanto el Sol, como las demás estrellas, se encuentran formados por una enorme cantidad de plasma, que presenta varias condiciones que van desde el interior, el cual es caliente y denso pasando por la superficie visible y relativamente fría, hasta su atmósfera cálida pero tenue. Además, el magnetismo que presenta el Sol corresponde al punto de partida de la presencia de varios fenómenos que se observan en él, por lo que sin un campo magnético el Sol sería un enorme plasma tranquilo varado en el espacio. También se conoce que, para detectar que una estrella posea un campo magnético es necesario que el campo del objeto sea aproximadamente 10^2 veces más fuerte que el del Sol (Roberts 2019).

1.1.2. Estructura interna

Numerosos estudios han determinado que el interior del Sol (región debajo de la superficie visible), se divide en tres zonas, dados por: el núcleo interno, correspondiente a la zona donde la reacciones nucleares mantiene el calor (ge-

nerador de energía del Sol); luego, se tiene la zona radiativa que es donde el calor generado se distribuye hacia el exterior por transporte radiativo (interacción entre materia y energía); y, debajo de las capas inmediatas de la superficie visible del Sol, que se extiende desde la zona radiativa hasta la superficie solar, se encuentra la zona de convección o zona convectiva, donde el transporte de calor es en forma de celdas convectivas (Roberts 2019), en otras palabras corresponde a la zona donde se transporta energía en forma de gas caliente hacia el exterior del Sol. Además, el límite entre las zonas conductoras y convectivas se denomina ta-coclina, por lo que en la figura 1.1 se observa la estructura interna del Sol con las respectivas capas que lo conforman.

1.2. Atmósfera solar

La atmósfera solar corresponde a la estructura externa que compone el Sol. El punto de partida de la parte externa se encuentra sobre la capa superior de la zona de

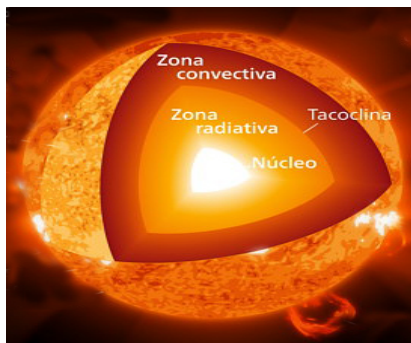


Figura 1.1: Bosquejo de la estructura interna del Sol: núcleo, zona radiativa y convectiva. Fuente: tomada de <https://bit.ly/3ytq90K>.

convección, que corresponde a la fotosfera (capa visible de la superficie solar), la cual se extiende a una altura de unos 500 km por lo que la temperatura del Sol hasta ese punto cae a su valor más bajo dado por aproximadamente 4 200 K, temperatura que se conoce como temperatura mínima. De la misma manera, si se sube una capa superior a la fotosfera, la temperatura aumenta, iniciando lentamente en la cromosfera, que presenta una variación de temperatura que va desde el valor mínimo (4 200 K) hasta unos 5×10^4

K, y aumenta rápidamente hacia la región de la corona, pasando por una capa delgada conocida como la región de transición donde la temperatura se intensifica hasta 10^6 K. En la figura [1.2](#) se muestra las diferentes capas de la atmósfera solar como es la fotosfera, cromosfera y corona solar donde se observan varias estructuras en cada capa, como manchas solares y nubes de material presentes en la superficie solar.

1.2.1. Fotosfera

Hoy en día a la atmósfera solar se lo divide comúnmente en cuatro capas. Iniciando por la más profunda y fría, correspondiente a la parte superior a partir de la zona de convección (capa interna del Sol), conocida también como la superficie visible del Sol que se caracteriza por encontrarse a una temperatura aproximada de 6 000 a 7 000 K, y emite la mayor parte de su radiación en longitudes de onda visible ([Shapiro et al. 2019](#)), que también se la denomina como fotosfera solar.

Oscilaciones en Bucles Magnéticos de la Corona Solar

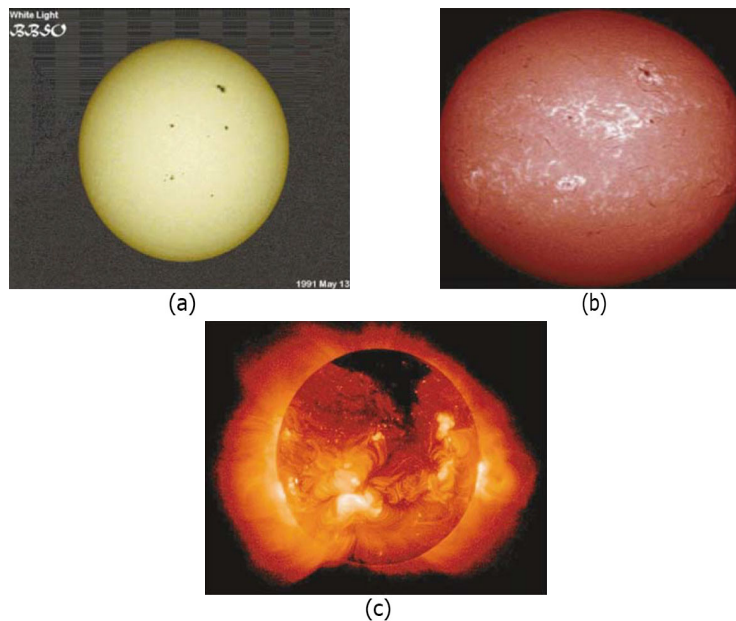


Figura 1.2: *Observaciones instrumentales realizadas por la NASA hacia las diferentes capas de la atmósfera solar. Imagen (a): fotosfera solar que muestra manchas solares; (b) cromosfera solar tomada en el filtro de H-alfa, que muestra filamentos, nubes de material suspendidas sobre la superficie solar y (c) correspondiente a la corona solar vista en rayos X (Vita-Finzi 2008).*

La materia solar presente en esta capa (fotosfera) se vuelve opaca rápidamente, que según las observaciones y estudios instrumentales se han detectado que la fotosfera tiende acercarse al equilibrio hidrostático, es decir se puede considerar como una capa prácticamente esférica, y la extensión vertical de la capa esta dado a unos 500 km desde la cúspide de la región interna del Sol, lo que corresponde a un aproximado de menos de 0,1 % del radio solar (Shapiro et al. 2019).

Además, la zona de convección, última capa interna del Sol a partir del núcleo y cercana a la fotosfera, es visible en la superficie del Sol a manera de una granulación (figura 1.3) donde se conoce que en el centro brillante de cada gránulo, el gas sube; mientras que, en los límites más oscuros del gránulo, el gas baja (se hunde) (Karttunen et al. 2007). Estos gránulos tienen tamaños promedios que vistos desde la Tierra a 1'' corresponde dentro de la superficie solar a 1 000 km de distancia con un tiempo de vida por gránulo de 10 a 20 min. También, se ha observado que los gránulos cubren casi toda la superficie solar, a excepción de las

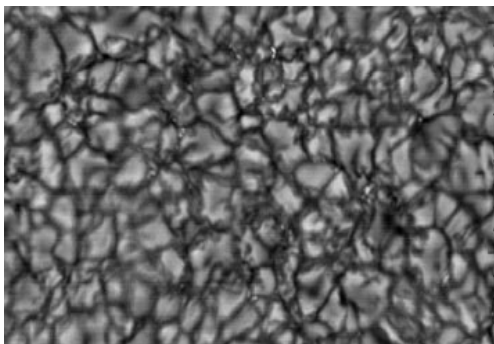


Figura 1.3: Granulación presente en la superficie solar, producto del flujo de gas y con diámetros próximos a 1 000 km (Karttunen et al. 2007).

manchas solares, lo que se indica que en cada momento hay millones de gránulos que se generan en la superficie solar (Shapiro et al. 2019).

1.2.2. Cromosfera

Por encima de la fotosfera se encuentra la cromosfera, la cual corresponde a una capa de un grosor medio de unos

1 500 km, donde la temperatura aumenta hasta un promedio de 10 000 K. La cromosfera, se logra observar en el filtro UV lejano, en longitudes de onda milimétricas, y con fuertes líneas espectrales de longitudes de onda intermedias (Shapiro et al. 2019). Esto es debido, a que la temperatura en la cromósfera se encuentra en un factor de 2 a la de la fotosfera; además, la altura de escala de presión del gas cromosférico es aproximadamente la misma que la del gas fotosférico (en la fotosfera la altura de escala de presión se encuentra alrededor de 100 km).

Además, la cromosfera comúnmente no es visible debido a que su radiación es muy débil con respecto a la fotosfera; sin embargo, durante los eclipses totales de Sol, la capa es visible durante unos segundos cuando la Luna oculta totalmente a la fotosfera, y la cromosfera aparece como una delgada capa de anillo rojiza. Por lo que, durante la etapa de los eclipses solares se logra obtener el espectro cromosférico conocido como espectro de destellos (figura 1.4), la cual se encuentra definida mediante 3 000 líneas de emisión, donde las más brillantes corresponde a

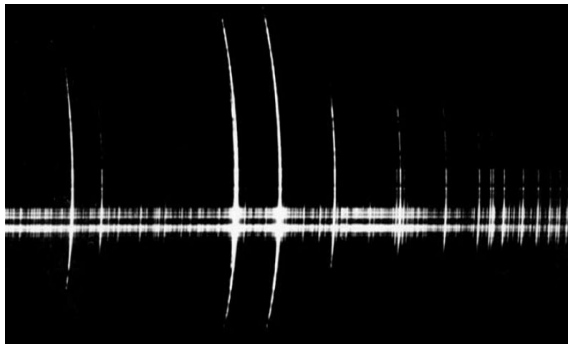


Figura 1.4: *Espectro de destellos de la cromosfera solar, donde se observa fuertes líneas de emisión presentados comúnmente por el hidrógeno y helio (Karttunen et al. 2007).*

las líneas de hidrógeno, helio y demás metales (Karttunen et al. 2007).

1.2.3. Zona de transición y corona solar

La temperatura sobre la cromosfera pasa a 1×10^6 K justo en el interior de una capa de 100 km de espesor conocida como la región de transición y luego se aplanar para

formar la región de la corona solar. Tanto la región de transición como de la corona solar se pueden observar en el filtro UV y en longitudes de onda de alrededor de 1 cm y rayos X (Shapiro et al. 2019). Además, una de las propiedades que representa a la corona solar es que es visible durante los eclipses solares debido a que se presenta como una capa tenue alrededor de la superficie solar, donde las imágenes obtenidas en luz blanca de la corona, producto de la dispersión de la luz fotosférica debido a los electrones coroneales, también conocido como el continuo que permite el estudio de la densidad de electrones, temperatura y termodinámica (Habbal et al. 2013) de la capa atmosférica. Donde una de las imágenes obtenidas en el continuo de la estructura de la corona fue presentado M. Druckmüller la cual se obtuvo durante el eclipse solar del 11 de julio de 2010 (figura 1.5).

Además, tanto la cromosfera como la corona están dominados por el magnetismo. Entonces, la atmósfera solar se encuentra estructurado por varios agentes dentro de los cuales está la convección, el magnetismo, las oscilaciones

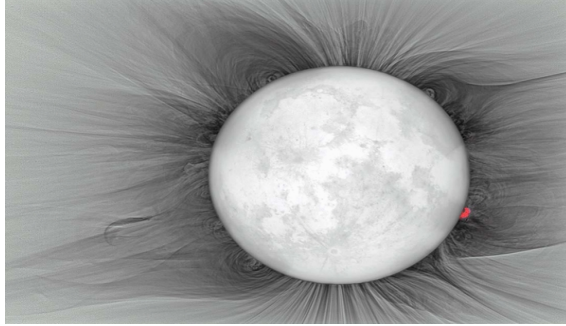


Figura 1.5: *Estructura de la corona solar obtenida en banda ancha o continuo por M. Druckmüller durante el eclipse total de Sol del 11 de julio de 2010 (Habbal et al. 2011).*

y las ondas. Por lo que, la atmósfera solar es altamente dinámica, lo que significa que en cualquier punto dado del espacio, las propiedades de la atmósfera cambian fuertemente con el tiempo (Shapiro et al. 2019). De la misma manera, como se encuentran las demás capas internas y externas formadas por plasma, este elemento que se presenta en la corona se caracteriza por la baja densidad que posee, considerado casi como un vacío, y la alta temperatura a la que se encuentra dado a un valor superior de $\sim 10^6$ K, fenómeno que hasta el día de hoy corresponde a

uno de los enigmas de la Física Solar que no se ha logrado responder por completo, caso al cual se lo conoce como calentamiento coronal.

El calentamiento coronal viene dado a partir de la identificación de la fuente de calor necesaria para equilibrar las pérdidas debidas a la conducción térmica, la radiación y en algunos casos la convección. Comúnmente es aceptado que el calentamiento de coronal se debe al campo magnético presente, donde la energía del campo se transporta a través de la corona mediante las líneas de campo magnético. Además, es necesario conocer que la atmósfera solar no solo debe calentarse, sino que primero debe formarse, lo que implica que el calentamiento de coronal no solo involucra ciclo de energía, sino también ciclo de masa. También, han surgido modelos que tratan de responder el problema de calentamiento donde uno de los candidatos que se han propuesto corresponde a la disipación de las ondas MHD (magnetohidrodinámicas) (De Moortel and Browning 2015); además, otros fenómenos que han sido observados en la corona durante los eclipses son los bucles, oscilaciones, erupciones,

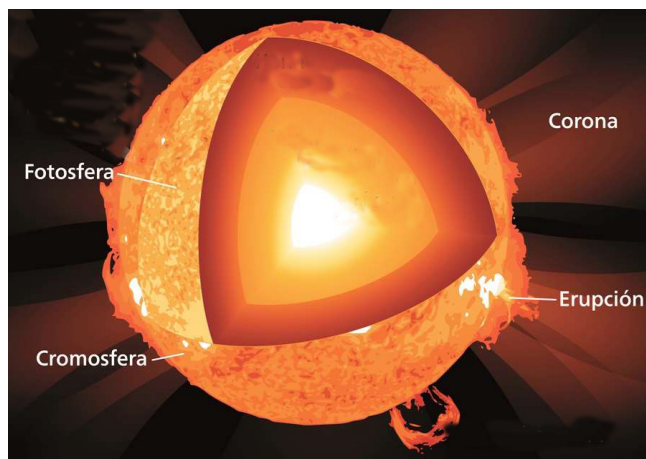


Figura 1.6: Bosquejo de la atmósfera solar con las respectivas capas que los forman: fotosfera, cromosfera y corona. Fuente: tomada de <https://bit.ly/3ytq90K>.

anillos de humo, entre otros. Por lo que, la atmósfera se divide en 3 capas, los cuales se presenta en la figura [1.6](#).

Capítulo 2

Bucles Solares

En el Capítulo [1](#) se indicó que la corona solar se la define como la capa externa de la atmósfera solar, la cual es visible en la banda óptica durante los eclipses solares ([Wang 2016](#)). Es muy dinámica y magnetizada debido al campo magnético presente, en la cual tienen lugar una gran variedad de ondas y fenómenos ondulatorios, que según las investigaciones realizadas a lo bucles coronales, podrían relacionarse a fenómenos enigmáticos tales como el calentamiento coronal y el viento solar; donde las ondas presentes pueden ayudar a descifrar el valor exacto de la intensidad de campo magnético hasta hoy desconocida, esto a través de una técnica denominada como sismología coronal ([Liu and Ofman 2014](#)).

Además, la capa que se forma a partir de la zona de transición se presenta como una corona tenue alrededor del disco lunar negro y muy heterogénea (circular) cuando se observa en la banda de rayos X, lo cual es debido a que la capa está formada por plasma a altas temperaturas, superiores a 1 MK, donde la mayor parte del plasma se encuentra totalmente ionizado e interactúa con el campo

magnético presente en la capa (Reale 2014); entonces, se establece que la corona solar está hecha de plasma de muy alta temperatura, mayor a 1 MK. Donde unos de los fenómenos que se detecta en la capa coronal son los conocidos bucles coronales (figura 2.1), los cuales presentan propiedades y características donde su estudio esta dado mediante la teoría de ondas MHD que se modelan mediante un tubo cilíndrico lleno de plasma en equilibrio (modelo estándar de bucle coronal).

Por otra parte, uno de los fenómenos que se presentan en los bucles durante la fase de condensación, cuando las gotas de plasma frío colapsan y caen desde la corona hasta la cromosfera se conoce como lluvia coronal, la cual se observa en regiones activas, bucles post-llamarada, filamentos eruptivos y prominencias (Aschwanden 2019).

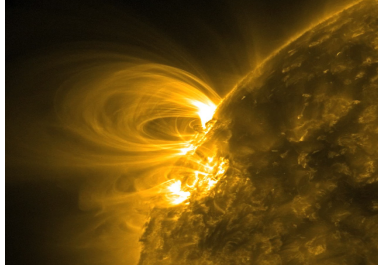


Figura 2.1: *Geometría de bucle coronal. Forma de arco obtenida en el filtro de $171 \text{ \AA}$ por el SDO donde se observa una vista de perfil de las líneas de campo magnético en constante cambio que forman un arco por encima de una región magnéticamente activa. Crédito: SDO (Observatorio de dinámica Solar).*

2.1. Clasificación

Los bucles son estructuras que se encuentran en la corona solar, aparecen con una geometría aproximadamente semicircular (figura 2.1) y deben su brillo al plasma denso que se encuentra confinado. Desde el descubrimiento de los bucles, en sus inicios se los clasificaba de acuerdo a ciertos criterios, dado por los puntos brillantes coronales, agujeros coronales, bucles de regiones activas y estructuras a gran

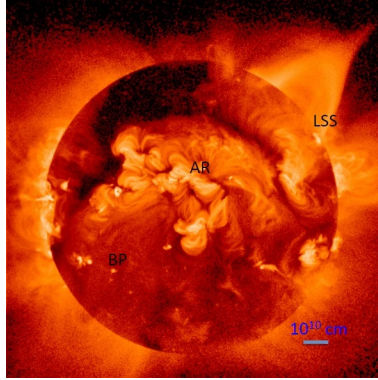


Figura 2.2: *Bucles coroneales de acuerdo a la clasificación morfológica (evolución) detectada en la banda de rayos X, donde se observan los puntos brillantes (BP), bucles de regiones activas (AR) y estructuras a gran escala (LSS) (Reale 2014).*

escala (Vaiana et al. 1973) observadas en la banda de rayos X (figura 2.2); sin embargo, hoy en día se los clasifica de acuerdo a las propiedades térmicas, dados por: bucles calientes, tibios y fríos.

Los bucles calientes se observan en la banda de rayos X, donde su gran mayoría están ubicados en las regiones activas de la corona, las cuales contiene un núcleo caliente

muy denso con valores de la densidad de partículas mayores a $10^{10,5} \text{ cm}^{-3}$ (Young et al. 2009). Asimismo, los bucles calientes poseen temperaturas superiores a 3 MK con una estimación de la presión dada entre 0,1 y 20 dina/cm^2 y en su mayoría se enfrían debido a pérdidas de energía conductiva.

De la misma manera, se tiene los bucles tibios o cálidos que son aquellos que se observan en la banda EUV, se caracterizan porque presentan estructuras brillantes ubicadas en las regiones activas, las cuales son conocidas como "musgo" que poseen temperaturas próximas a 1 MK y se encuentran vinculados con los bucles calientes dado de 1 a 2 MK (Reale 2014), se encuentran más isotérmicos (temperatura uniforme) y densos, están dominados por la pérdida de energía por radiación y su temperatura esta entre un intervalo de 1 a 3 MK; además, la densidad de electrones estimada en regiones específicas en el musgo de la región activa disminuye con el aumento de la temperatura (Tripathi et al. 2008).

Luego, se tiene a los bucles fríos que son aquellos que poseen temperaturas tan bajas como 1 MK, donde las pérdidas radiativas ya no se equilibran con las ganancias a través de la conducción de calor o el calentamiento, por lo que se establece una inestabilidad térmica impulsada por la radiación, la cual se lo conoce como enfriamiento catastrófico o condensación (Aschwanden 2019). En el cuadro 2.1 se observa la clasificación de los bucles de acuerdo a su temperatura.

Cuadro 2.1: *Clasificación de los bucles coronales de acuerdo a su temperatura dada en MK (Reale 2014).*

Tipo de bucle	Temperatura (MK)
Frío	0,1 a 1
Tibio	1 a 3
Caliente	mayor o igual a 3

2.2. Propiedades generales

De igual manera, cuando el plasma confinado presente dentro de los tubos de flujo magnético, se calienta más que el entorno, la presión y densidad aumentan; por lo que, el plasma al ser ópticamente delgado, la intensidad y radiación es proporcional al cuadrado de la densidad, entonces el tubo de flujo magnético se vuelve más brillante y aparece un arco cerrado de gran iluminación a lo que se conoce como bucle coronal (Reale 2014).

El bucle coronal es aquella que se encuentra definida en la banda EUV (ultravioleta extremo), donde los bucles más brillantes se encuentran presentes en las regiones activas de la corona, poseen temperaturas por encima de 2 MK y se observan mejor en la banda de rayos X (figura 2.3).

Entonces, de manera general se establece que la forma de un bucle coronal esta dado mediante un arco, la cual es debido al campo magnético presente en la capa coronal y es mayormente observable en la banda de rayos X. De esta

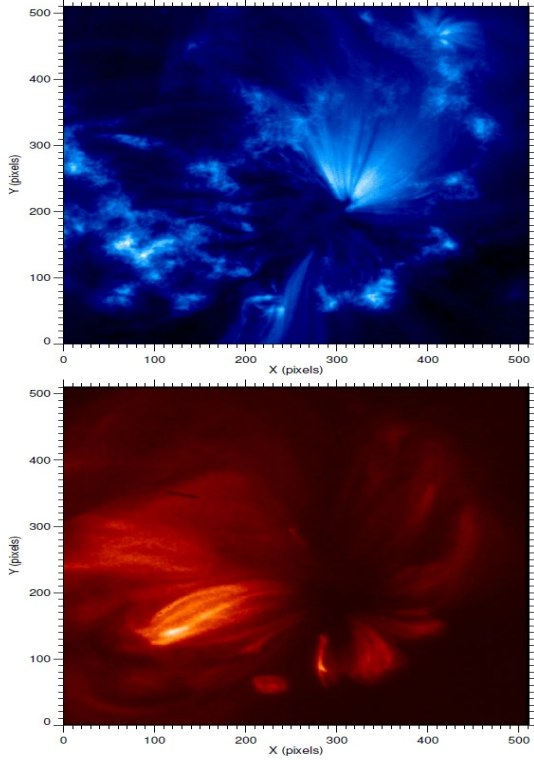


Figura 2.3: *Bucles corales detectados el 14 de noviembre de 2006. Imagen superior: región activa obtenida en la banda del ultravioleta extremo (EUV); imagen inferior: observación obtenida en la banda de rayos X, donde se presenta que en la región activa de la corona se encuentra poblado de bucles corales (destellos rojizos) (Reale 2014).*

Oscilaciones en Bucles Magnéticos de la Corona Solar

manera, los bucles coroneales deben su alta luminosidad y variedad al modelado de los tubos de flujo magnético donde el plasma está confinado y aislado del entorno; por lo que, en el cuadro 2.2 se presenta las principales propiedades de los bucles detectados en la corona solar.

Cuadro 2.2: *Parámetros generales presentes en los bucles coroneales detectados en la banda de rayos X (Reale 2014).*

Tipo	Longitud (10^9 cm)	Temperatura (MK)	Densidad (10^9 cm ⁻³)	Presión (dina/cm ²)
Puntos brillantes	0,1 a 1	2	5	3
Región activa	1 a 10	3	1 a 10	1 a 10
Arcos gigantes	10 a 100	1 a 2	0,1 a 1	0,1

Por lo que, la determinación de la forma o geometría del bucle coronal es necesario e importante para la recons-

trucción del campo magnético, así como también permite caracterizar las propiedades de las oscilaciones dadas en los bucles, como el periodo, longitud de ondas entre otros.

2.3. Enfriamiento catastrófico: lluvia coronal

Se conoce que la lluvia coronal es generada a partir de las llamaradas solares, donde las condensaciones de plasma se enfrían rápidamente cerca del límite superior de los bucles coronales, donde el plasma frío y denso que cae desde las alturas coronales hacia la atmósfera inferior es impulsada por las llamaradas solares los cuales salen a una velocidad aparente constante de $\sim 134 \pm 8 \text{ km/s}$ y caen a la atmósfera (hacia abajo) a una aceleración que no supera los 80 m/s^2 (Martínez Oliveros et al. 2014), por lo que su estudio ha causado gran interés debido a que se ha demostrado que la lluvia coronal mantiene un estrecha relación con el fenómeno del calentamiento coronal, donde las si-

mulaciones numéricas ha indicado que la lluvia es causada por la pérdida de equilibrio término debido al calentamiento coronal (probablemente) que actúa sobre los puntos de apoyo de los bucles coronales (Antolin and Rouppe Van Der Voort 2012). Recientes observaciones realizadas hacia este fenómeno presentado en los bucles solares con el instrumento CRISP (Imaging SpectroPolarimeter) se logró cuantificar la dinámica, formas geométricas, trayectorias, propiedades termodinámicas y densidades de las condensaciones (Aschwanden 2019).

Por otra parte, en el punto de formación de la lluvia coronal (región activa) se han detectado acumulaciones de lluvia multitérmicas que se mueven en conjunto y experimentan el fenómeno conocido como enfriamiento catastrófico de temperaturas dadas entre ~ 1 MK a ~ 22 MK, que durante este suceso, el plasma presente se enfría a una velocidad máxima de $\sim 22\,700$ K/s, obteniendo así una estimación de densidad del componente cromosférico de lluvia coronal de $9,21 \times 10^{11} \pm 1,76 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ valor que es comparable con las densidades de lluvia coronal en reposo

(Scullion et al. 2016).

De la misma manera, se tiene que durante el proceso de formación de la lluvia coronal, el plasma que se evapora debido al calentamiento coronal de la llamarada solar presente en el punto impulsivo se enfría rápidamente a través de la inestabilidad térmica dado a temperaturas de 1 a 2 MK, por lo que se postula que la formación de lluvia coronal se da a partir del resultado de un mecanismo de inestabilidad térmica en la parte superior del bucle, que a cuya inestabilidad se lo conoce como enfriamiento catastrófico que en términos generales se caracteriza por una caída rápida de la temperatura coronal, es decir que el fenómeno se debe a la incapacidad de un bucle para mantener el enfriamiento radiativo por debajo de una temperatura crítica, que en el caso de llamaradas está dada a una $T > 1$ MK; mientras que, en regiones activas se encuentra entre 0,5 a 1 MK, y en los bucles largos y tenues a 0,1 MK (Cargill and Bradshaw 2013).

Además, la presencia de la lluvia coronal que, al estar

dado por los bucles coroneales y al ser impulsada por llamaradas solares, éstas se detectan en 5 fases: calentamiento, evaporación, enfriamiento conductivo durante un tiempo aproximado de 2 min, enfriamiento radiativo durante 1,3 h y enfriamiento catastrófico dada a un intervalo de tiempo de 0,6 a 2,0 min, lo que da lugar a hilos o hebras de lluvia coronal con periodos de 55 a 70 s (Scullion et al. 2016) (figura 2.4), la cual indica que la aceleración está por debajo de la gravedad efectiva a lo largo de los bucles, y las trayectorias siguen el campo magnético coronal (Aschwanden 2019).

De la misma manera, se conoce que la lluvia coronal está compuesta por pequeños núcleos cromosféricos y densos, con anchos y longitudes promedio de 310 km y 710 km, respectivamente; además, poseen temperaturas promedio menores a los 7 000 K, mostrando una amplia distribución de velocidades de caída medios a ~ 70 km/s (Antolin and Rouppe Van Der Voort 2012). Por lo que, de manera general se establece que la lluvia coronal son estructuras grumosas densas y parcialmente ionizadas que se enfrían

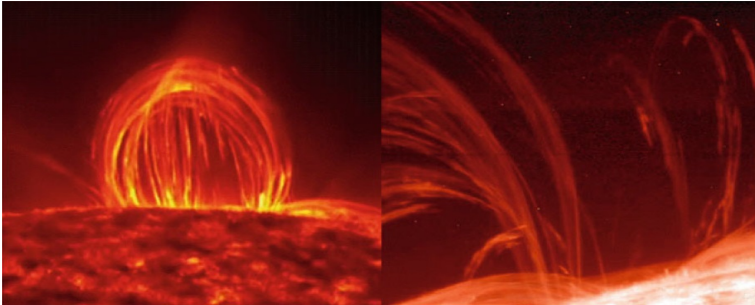


Figura 2.4: Observaciones de la lluvia coronal dado a múltiples hebras. Gráfico izquierda: obtenida por AIA/SDO a $304 \text{ \AA}$; gráfico derecho: obtenida por IRIS a $2796 \text{ \AA}$ (Aschwanden 2019).

catastróficamente en la corona y se acumulan en la superficie solar (Antolin et al. 2015)

Capítulo 3

Oscilaciones y Ondas en Bucles Coranales

Los bucles solares son uno de los componentes básicos de la corona solar, donde la actividad oscilatoria y ondulatoria se observa en gran medida con instrumentos espectrales e imágenes en banda de luz visible, EUV, rayos X y radio, los cuales se interpretan con base a la teoría de las ondas magnetohidrodinámicas (MHD) (Nakariakov and Verwichte 2005). Son objetos dinámicos, donde su brillo presentado por la temperatura, densidad y geometría, puede variar con el tiempo (Nakariakov et al. 2021).

En esta ocasión se dará a conocer las características y ejemplos de las oscilaciones globales transversales, cuasi-periódicas y longitudinales.

3.1. Oscilaciones globales transversales

Las oscilaciones transversales desde que fueron detectadas el 14 de julio de 1998 por el TRACE (Transition Region And Coronal Explorer), se interpretaron como ondas

estacionarias (superposición de dos ondas que se propagan en sentidos opuestos) rápidas en modo de torsión o rebotes oscilatorios de los bucles, es decir, las oscilaciones transversales generalmente son llamadas oscilaciones de torsión o kink (Nakariakov et al. 2021). La primera imagen detectada de las oscilaciones de los bucles coroneales por el TRACE en longitudes de onda de ultravioleta extrema, que son consideradas como oscilaciones transversales se presenta en la figura 3.1. La cual se la obtuvo en el rango de temperatura externa de $\sim 1,0$ a $1,5$ MK, a una la longitud media (L) de los bucles dado por $130\,000 \pm 30\,000$ km, que contienen una amplitud transversal de las oscilaciones (A) de $4\,100 \pm 1\,300$ km y un periodo medio de 270 ± 30 segundos (Aschwanden et al. 1999). Además, Nakariakov and Ofman (2001) logró estimar el campo magnético del bucle oscilante para el suceso detectado el 14 julio dado por un valor de 13 ± 9 G; mientras que, en la figura 3.2 se muestra la segunda detección de las oscilaciones transversales realizada por el TRACE el 4 de julio de 1999 en la banda de $171 \text{ \AA}$.

Por lo que en la figura 3.3 se muestra la relación exis-

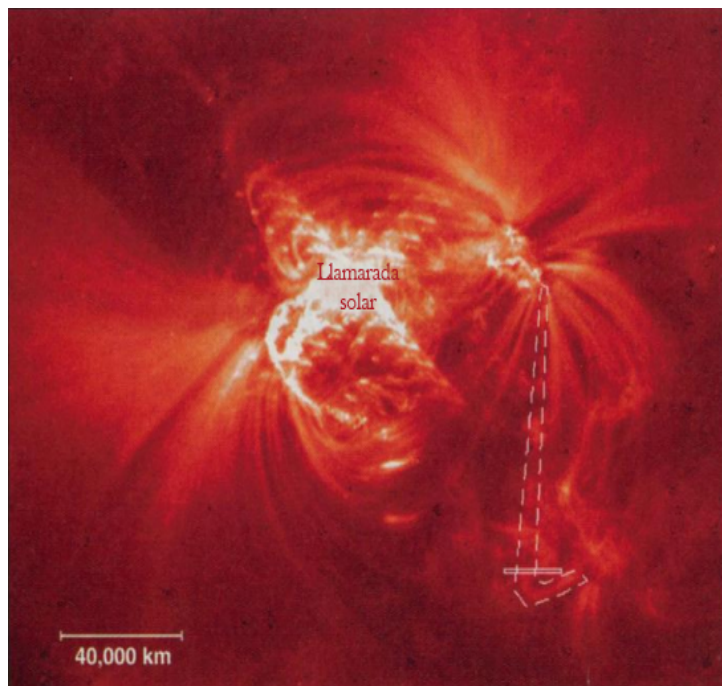


Figura 3.1: *Bucle coronal observada por TRACE el 14 de julio de 1998 en longitudes de onda de ultravioleta extrema ($171 \text{ \AA}$) , donde se marca el sitio de la llamarada solar (Nakariakov et al. 1999).*

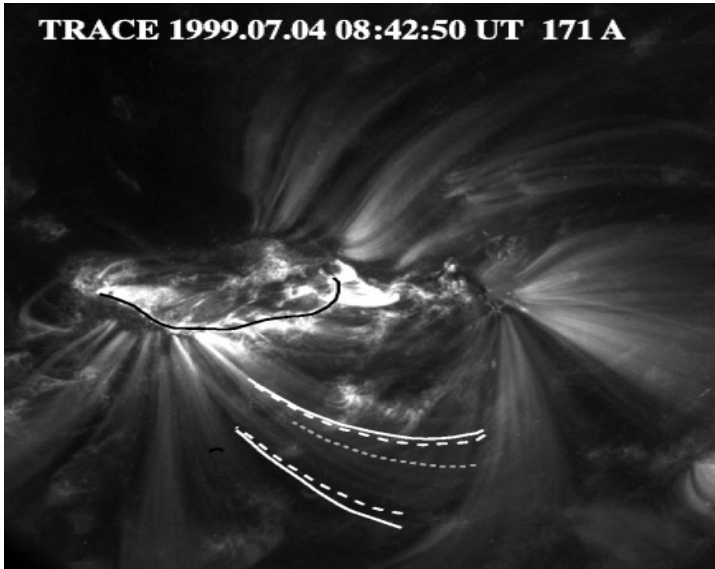


Figura 3.2: *Bucle coronal detectada por el TRACE el 4 de julio de 1999 donde el conjunto de bucles oscilantes está delimitada por las líneas blancas sólidas; mientras que, las líneas discontinuas muestran las posiciones iniciales de los bucles (Schrijver and Brown 2000).*

tente entre el campo magnético dentro de un bucle coronal en función de la densidad del plasma dentro del bucle generadas por llamaradas tanto para el evento del 14 de julio de 1998 como para el 4 de julio de 1999.

Desde entonces, se han encontrado cientos de eventos de las oscilaciones transversales en los datos de AIA (Ensamblaje de Imágenes Atmosféricas) en la banda ultravioleta extrema a $171 \text{ \AA}$ (Nechaeva et al. 2019), por lo que la detección frecuente de este tipo de oscilaciones es un indicio de las condiciones físicas de los bucles coronales, lo que las convierte en una herramienta necesaria para el estudio de la sismología coronal (Nakariakov et al. 2021).

Desde el descubrimiento de las oscilaciones transversales, los primeros estudios fueron realizadas mediante el modelo más simple de bucle coronal, la cual está representada por un cilindro recto magnético homogéneo con las líneas de campo magnético congeladas en el denso plasma fotosférico. Luego, se desarrollaron otros modelos que toman en cuenta efectos como la variación de densidad a lo

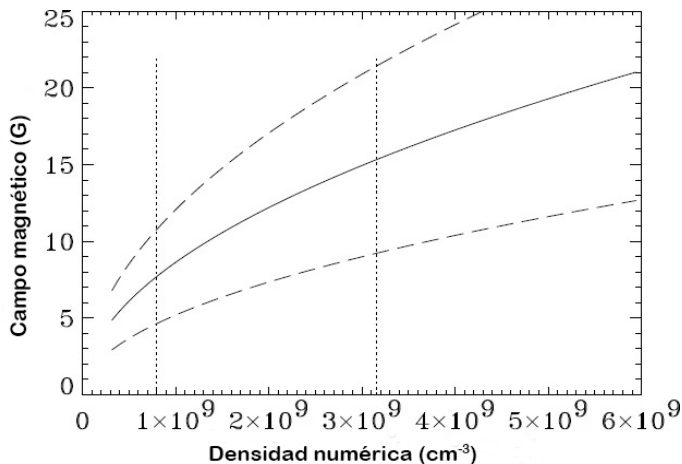


Figura 3.3: El campo magnético dentro de un bucle coronal en función de la densidad del plasma dentro del bucle. Donde la curva continua está dado para la oscilación del 4 de julio de 1999, correspondiente al valor central de la velocidad de kink de $1\,030 \pm 410 \text{ km/s}$, y las curvas discontinuas corresponden a los valores superior e inferior del posibles valores de la velocidad. Las líneas punteadas verticales dan los límites de la estimación de la densidad del bucle mediante las imágenes del TRACE dado para los eventos del 14 y 4 de julio de 1998 y 1999 respectivamente (Nakariakov and Ofman 2001).

largo y ancho del bucle, la curvatura del bucle, la sección transversal no circular del bucle, la variación del radio de bucle a lo largo del mismo, y el giro de las líneas de campo magnético (Ruderman and Erdélyi 2009).

Diversos estudios han identificado que las oscilaciones kink se encuentran fuertemente amortiguados, las cuales son de unos escasos periodos de tiempo (Ruderman and Erdélyi 2009), y aumenta linealmente con el aumento del radio principal de los bucles oscilantes (Nakariakov et al. 2021). Además, se presentaron diversos casos de amortiguamiento donde uno de ellos presentado en el 2009 se indicó analíticamente que a medida que el bucle se enfría, la disminución observada en la amplitud de la oscilación disminuye con el aumento del tiempo (Morton and Erdélyi 2009) debido al mismo enfriamiento del bucle. Por lo que, este estudio de las oscilaciones kink se basa en ámbitos diferentes, dados como: el régimen de caída rápida, donde la amplitud de desplazamiento aparente alcanza varios radios menores del bucle, y el tiempo de amortiguamiento, el cual trata de los periodos de oscilación que disminuye

con el aumento de la amplitud de oscilación, lo que sugiere una naturaleza no lineal de amortiguamiento (Nakariakov et al. 2021).

Finalmente, las oscilaciones transversales se utiliza para determinar el valor absoluto de la intensidad del campo magnético en estructuras magnéticas coronales (Nakariakov and Ofman 2001) y su variación a lo largo del bucle, la escala espacial de la estratificación de la densidad que da información sobre los perfiles transversales de la velocidad de Alfvén y la densidad de masa, incluida su inclinación.

3.2. Oscilaciones cuasi-periódicas

Desde hace varios años la comunidad científica ha venido estudiando los fenómenos que se observan en la corona solar. Donde uno de los estudios vendría dado a partir de la pregunta, ¿qué información se puede obtener de las oscilaciones o pulsaciones que se presentan en la corona solar?

Para empezar, se tiene que de acuerdo con la mecánica clásica se conoce que un oscilador armónico simple esta dado a partir de un sistema masa-resorte donde la fuerza restauradora es proporcional a la variación de la deformación o conocida como desplazamiento. Además, cuando al mismo sistema (masa-resorte) se lo hace interactuar con un campo magnético presente, el sistema oscilante se lo define mediante la intensidad del campo, lo que implica que se reducirá parámetros fijos como el periodo, frecuencia de oscilación, entre otros (Aschwanden 1987). De la misma manera, las interacciones de onda-partícula permite el estudio de las pulsaciones que se presenta en la corona solar. Estas pulsaciones poseen fenómenos que van desde las oscilaciones más simples o sinusoidales hasta las estructuras cuasi-periódicas finas observadas desde rangos de frecuencia de radio, microondas y rayos X (Aschwanden 1987).

Por otra parte, de acuerdo a la propagación de las perturbaciones dadas en base a la teoría de ondas magneto-hidrodinámicas se tiene a los modos de ondas conocidos como ondas magnetoacústicas que se dividen en rápidos y

lentos, los cuales provocan una compresión y rarefacción del plasma coronal a medida que se propagan (Williams et al. 2001). Las ondas magnetoacústicas rápidas, son aquellas que son guiadas por las estructuras de la corona solar y forman trenes de ondas cuasi-periódicas, la cual resulta de la dispersión geométrica de los modos rápidos guiados, determinada por el perfil transversal del bucle (Nakariakov et al. 2004), que mediante simulaciones numéricas Pascoe et al. (2017) lograron ilustrar el fenómeno del tren de ondas rápidas presentadas en los bucles cuasi-periódicos (figura 3.4), donde se observa las fugas y la guía del tren de ondas.

Además, la periodicidad de estos modos magnetoacústicos rápidos no se encuentran estrictamente relacionados con la fuente de onda, sino que es creada a partir de una señal generada impulsivamente, por ejemplo una llamarada solar, el cual da lugar a una perturbación cuasi-periódica con periodos típicos y aproximados a 1 segundo (Roberts et al. 1983). Además, de acuerdo a la velocidad de onda se puede establecer de manera general que una onda magnetoacústica rápida es aquella que viaja a una velocidad local

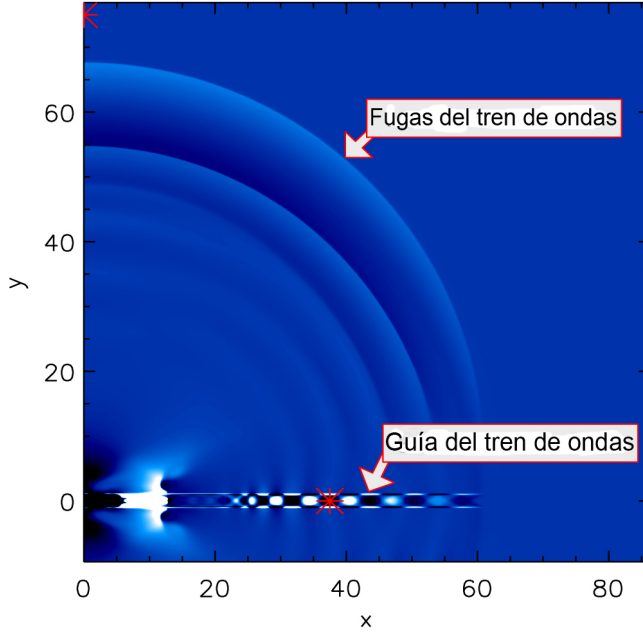


Figura 3.4: Simulación numérica del tren de ondas magneto-acústicas rápidas. Donde la guía de ondas, es decir, el bucle se encuentra en $y = 0$. El asterisco rojo dado en el bucle muestra la ubicación del punto de detección del tren de ondas atrapadas y con fugas (Pascoe et al. 2017).

de Alfvén de aproximadamente $\sim 2\,000$ km/s, los cuales mediante observaciones se ha establecido que mantienen un patrón casi periódico con un período medio de unos 6 s; mientras que, una onda magnetoacústica lenta sería aquella que viaja a una velocidad del orden de la velocidad del sonido local de ~ 200 km/s (Williams et al. 2002).

Asimismo, se demostró que cuando el modo magnetoacústico rápido sausage se genera impulsivamente, ya sea por medio de una llamarada, se genera un tren de ondas casi periódico característico con tres fases distintas: una fase periódica, una fase cuasi-periódica y la fase de decaimiento (Roberts et al. 1984) (figura 3.5). Entonces, la formación de los trenes de ondas cuasi-periódicas se encuentra establecida por la dispersión de ondas, es decir por la dependencia de la velocidad del grupo de ondas respecto al número de ondas (Nakariakov et al. 2004). Por lo que, los modos sausage, kink y longitudinal son ondas magnetoacústicas, ya que son compresibles dispersivas y colectivas (Nakariakov and Melnikov 2009) lo que indica que estos modos generan trenes de ondas cuasi-periódicas.

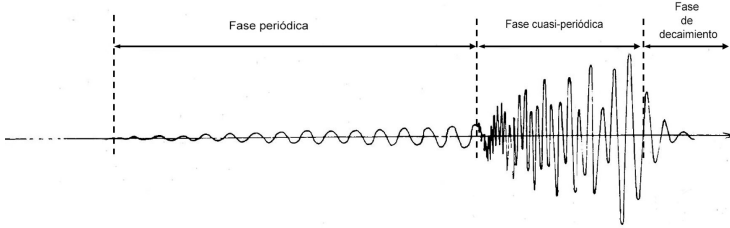


Figura 3.5: *Bosquejo de una onda magnetoacústica rápida sausage en un plasma- β bajo ($\beta \ll 1$), por ejemplo, la corona solar. Donde se puede observar las tres fases distintas de un tres de ondas cuasi-periódicas (Roberts et al. 1984).*

3.3. Oscilaciones longitudinales

Este tipo de oscilaciones se descubrieron cuando se estudiaba las oscilaciones de modo rápido kink, debido a que se detectaron perturbaciones periódicas de gran intensidad que se propagaban hacia el exterior, los cuales son una característica común en las grandes estructuras de bucles coronales inactivos y calientes con temperaturas superiores a 3 MK (De Moortel 2009). La velocidad a la que se desplazaban estas perturbaciones está dada entre 70 y 160 km/s con

períodos típicos de 200 a 400 segundos. A este tipo de perturbaciones se los interpretó como ondas magnetoacústicas lentas que se propagan a lo largo del bucle y transportan flujo de energía dada a un valor de $\sim 4 \times 10^2 \text{ ergios/cm}^2\text{s}$ (De Moortel 2000). De la misma manera, los modos de ondas longitudinales además de propagarse a lo largo del campo magnético del bucle, también son variaciones de la densidad de plasma, que al tener distintos valores de m (número de onda azimutal) tienen propiedades mayormente indetectables (Nakariakov and Melnikov 2009), debido a esto es que a las ondas acústicas u ondas magnetoacústicas lentas son modos de ondas longitudinales (Nakariakov and Verwichte 2005).

Además, como las ondas magnetoacústicas lentas se descubrieron por primera vez con el espectrómetro de imágenes, SOHO/SUMER, las cuales interpretan principalmente como ondas estacionarias fundamentales de modo lento porque sus periodos corresponden al doble del tiempo de viaje acústico a lo largo del bucle (Wang et al. 2021) y Kumar et al. (2013) presentó por primera ocasión la de-

tección de las oscilaciones de intensidad longitudinal impulsada a través de una llamada e indicó las propiedades del bucle, dado por una velocidad de fase de ~ 460 km/s para la longitud de bucle más corta es de $200''$; además, una temperatura promedio y máxima cerca de la parte superior del bucle de ~ 8 y 10 MK respectivamente, y una densidad de bucle estimada de $\sim 8,5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ (figura 3.6).

Por otra parte, el término dado como modos de ondas magnetoacústicas longitudinales lentas se presentó debido a dos propiedades características. Una de ellas corresponde a la velocidad de propagación de las ondas, que es cercana a la velocidad del sonido en el bucle dado a un valor de ~ 150 km/s para un plasma presentado a una temperatura media coronal de ~ 1 MK; mientras que, la segunda propiedad corresponde al hecho de que las modulaciones de brillo detectadas en el EUV (ultravioleta extremo) son causadas por variaciones de densidad para las ondas magnetoacústicas lentas compresivas (Aschwanden 2019). Por lo que, de manera general se tiene que los modos de os-

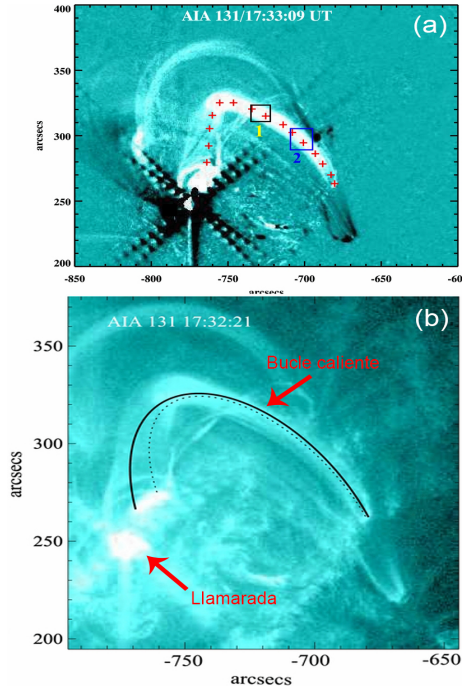


Figura 3.6: *Oscilaciones de intensidad longitudinal descubiertas con SDO/AIA. (a) Imagen de base de AIA a 131Å del bucle caliente oscilatorio (marcado con signos positivos) y (b) bucle superpuesto con el mejor ajuste de bucle (línea continua negra) y más cortos (línea de puntos) (Kumar et al. 2013).*

cilación magnetoacústica (longitudinal) lenta es sensible a las particularidades de un plasma caliente, incluyendo los efectos de las pérdidas radiativas y teniendo en cuenta el calentamiento por plasma (Kumar et al. 2016) presentes en la corona solar.

Uno de los tipos de oscilación pertenecientes a los modos longitudinales son las oscilaciones SUMER, cuyo nombre viene dado debido al instrumento que fue utilizado para su detección. Estos tipos de oscilaciones poseen un rápido decaimiento de largo periodo similar a un desplazamiento Doppler de una línea de emisión coronal en bucles coronales calientes (>6 MK), donde las oscilaciones Doppler son aquellas presentes en el bucle coronal incomprensibles (modo MHD de onda Alfvén), que son excitados por ejemplo por una llamada solar (Wang et al. 2002). Otro modo de interpretación de estas oscilaciones (SUMER) está dado como ondas magnetoacústicas lentas estacionarias globales o de modo fundamental (Wang et al. 2021). De la misma manera, se detectó que los periodos de estas oscilaciones SUMER (OS) se encuentran en los rangos próximos de

300 a 2 400 segundos, que al estar presentes en los bucles corales largos, estos poseen longitudes de onda dado en los valores de 20 a 30 cm (Kumar et al. 2016). Mediante del espectrómetro SUMER en SOHO se detectó que al tener las OS un decaimiento rápido, el tiempo que se demora este decaimiento es linealmente proporcional al periodo de las oscilaciones del bucle; además, otra de sus propiedades corresponde a las amplitudes de los flujos de plasma, los cuales logran alcanzar valores entre 100 a 300 km/s, que en ciertas ocasiones logran tener un tope del 50 % de la velocidad del sonido (Wang et al. 2005), por lo que el periodo de las OS esta dado por la longitud del bucle y la velocidad del sonido (Wang et al. 2002).

Entonces, las oscilaciones magnetoacústicas lentas estacionarias son muy sensibles ya sea por excitación o por un aumento en la presión del plasma coronal, donde las simulaciones numéricas indican que las oscilaciones pueden ocurrir en dos casos. La primera corresponde a la oscilación que posee un decaimiento rápido; mientras que, el segundo caso corresponde a una oscilación sin decaimiento, la cual

depende del tiempo de duración de una llamarada solar (Kumar et al. 2016).

Capítulo 4

Modelos MHD de las oscilaciones

4.1. Modelo estándar de bucle coronal: tubo de flujo magnético

Para el estudio adecuado que estandariza a las oscilaciones presentes en las estructuras de los bucles corales, comúnmente se establece el modelo del cilindro magnético lleno de plasma uniformemente equilibrado (figura 4.1). De acuerdo con esta condición, se tiene el tubo cilíndrico de flujo magnético que posee un radio, a , paralelo al eje radial, r , y que se encuentra lleno de un plasma uniforme contiene los parámetros técnicos de campo magnético, B_o , densidad de plasma, ρ_o , y temperatura, T_o , equilibrados. Lo que implica que, particularmente en el interior del tubo cilíndrico se tiene los parámetros de densidad, presión y temperatura dados por ρ_i , p_i y T_i respectivamente.

Además, a lo largo del tubo magnético dado en el eje z existe un campo magnético interno, B_i , y externo, B_e , dentro de un sistema 3D. De la misma manera, el tubo cilíndrico de plasma equilibrado posee parámetros externos

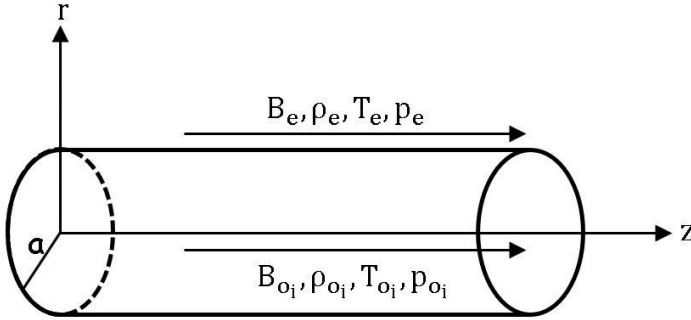


Figura 4.1: Bosquejo de un cilindro recto de flujo magnético de radio, a , lleno de plasma uniforme. Fuente: Elaboración propia.

que configuran la estructura del cilindro recto como la densidad, ρ_e , presión, p_e , y temperatura, T_e . Asimismo, para que el plasma se encuentre uniformemente equilibrado se requiere de la presencia del parámetro de la presión total, p_t , la cual corresponde a la suma de las presiones debido al plasma y al campo magnético (Nakariakov and Verwichte 2005). Entonces, de acuerdo con Wang et al. (2021) se tiene que, los parámetros dados del campo magnético equilibrado para el modelado del tubo cilíndrico a partir del eje

radial, r , está dado por el sistema

$$B_o, \rho_o, T_o = \begin{cases} B_i, \rho_i, T_i : r \leq a, \\ B_e, \rho_e, T_e : r > a. \end{cases} \quad (4.1)$$

Por lo que, con las condiciones presentadas anteriormente, se tiene que el plasma que se encuentra uniformemente equilibrado, según Nakariakov and Verwichte (2005) esta dado por la ecuación

$$p_o + \frac{B_o^2}{2\mu_o} = p_e + \frac{B_e^2}{2\mu_o}, \quad (4.2)$$

donde μ_o corresponde a la permeabilidad magnética del campo en el vacío, que teóricamente representa la capacidad que poseen los materiales de atraer y hacer pasar a través del ellos el campo magnético, es decir corresponde a la constante de proporcionalidad entre la intensidad del campo, H , y la intensidad del campo magnético, B .

De la misma manera, según Nakariakov and Verwichte (2005) indica que en los medios externos e internos del

cilindro magnético del plasma equilibrado se tiene que la velocidad del sonido del sistema es, C_{so} y C_{se} , respectivamente, donde se tiene las velocidades de Alfvén externas, C_{Ae} , internas, C_{Ao} , al igual que las velocidades del tubo, C_{To} y C_{Te} . Donde los parámetros de velocidades orientadas por el tubo determinan las propiedades de los modos de ondas magnetohidrodinámicas.

Además, el número de onda transversal, κ , se lo define como

$$\kappa^2(\omega) = -\frac{(\omega^2 - C_s^2)(\omega^2 - C_s^2 k_z^2)}{(C_s^2 + C_A^2)(\omega^2 - C_T^2 k_z^2)}, \quad (4.3)$$

donde ω representa la frecuencia angular de oscilación del bucle y k_z correspondiente al número de onda axial de la oscilación del bucle. Además, se tiene la ecuación

$$(\omega^2 - C_{A\alpha}^2 k_z^2) \left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} - \left(\kappa_\alpha^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) \right] \delta P_{tot} = 0, \quad (4.4)$$

del cual, la expresión que modela las ondas Alfvén kink

esta dado por el término

$$\omega^2 - C_{A\alpha}^2 k_z^2, \quad (4.5)$$

mientras que, la segunda parte de la ecuación, dado por

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} - \left(\kappa_\alpha^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) \right] \delta P_{tot}, \quad (4.6)$$

corresponde de manera general al modelado de las ondas magnetoacústicas. Por lo que, si m que representa al número de onda azimutal, y toma un valor de cero (0), entonces se conoce como ondas de modo sausage, y si es 1 entonces se conoce como oscilaciones de ondas kink (Nakariakov and Verwichte 2005).

4.2. Teoría magnetohidrodinámica

En el Capítulo 2 se define a la corona solar como una capa externa de la atmósfera del Sol, presente a altas temperaturas de MK. Donde, se han detectado bucles que se

encuentra definidos tanto en estructura como en su dinámica. Además, se conoce que los bucles presentes en la coronal solar, comúnmente se los denomina bucles coronales (flujos de campo magnético llenos de plasma) que al clasificarlos mediante el parámetro de temperatura, estos se dividen en: bucles fríos ($<1\text{MK}$), cálidos ($\sim 1.5\text{ MK}$) y calientes ($>2\text{ MK}$) (Reale 2014). Por lo que, la coronal solar está compuesto de bucles coronales magnéticos.

El lanzamiento de los instrumentos SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) y TRACE (Transition Region and Coronal Explorer) hacia el Sol, fue un logro revolucionario debido a que permitió la obtención directa de las imágenes de la actividad de la onda coronal en el EUV, lo que ayudó al descubrimiento de las oscilaciones de bucles de modos de torsión generadas por llamaradas solares, oscilaciones de bucle en modo lento, ondas magnetoacústicas lentas y rápidas, ondas rápidas de modo sausage y ondas kink (Alfvénicas), que el estudio de las imágenes obtenidas por TRACE y SOHO ayudaron a la detección de trenes de ondas magnetoacústicas rápidas que se propagan a lo largo

del bucle coronal (Nakariakov and Verwichte 2005). En el cuadro 4.1 se presenta los tipos de ondas MHD, junto con los periodos próximos medidos y las velocidades de fase de onda.

Cuadro 4.1: *Tipos de ondas magnetohidrodinámicas detectadas en la corona solar con sus respectivos periodos y velocidades (Aschwanden 2012).*

Tipo de onda MHD	Periodo (s)
Modos estacionarios	
Modos rápidos kink	~ 180 a 300
Modos rápidos sausage	~ 1 a 10
Modos lentos (magnetoacústicos)	~ 600 a $1\ 200$
Ondas que se propagan	Rango de velocidad de fase (km/s)
Ondas lentas (magnetoacústicas)	75 a 235
Ondas rápidas (Alfvénicas)	$1\ 000$ a $4\ 000$
Ondas rápidas kink	100 a 500

Por lo que, de manera general las ondas magnetohidrodinámicas (MHD) están basados en tres tipos de ondas básicas, dados por: las ondas Alfvén que se caracterizan por ser incompresibles y las ondas magnetoacústicas lentas (longitudinales) y rápidas (ondas cuasi-periódicas, transversales) que tienen la propiedad de ser compresibles (Nakariakov and Verwichte 2005), lo cual indica la presencia de un parámetro conocido como amortiguamiento de bucles de las ondas cuasi-periódicas que depende esencialmente de la densidad del plasma, la temperatura, la intensidad del campo magnético y el ángulo de propagación de las ondas en relación con el campo magnético (Kumar et al. 2006).

Además, una de las propiedades de los modos ondas MHD está dado por la energía natural que poseen las ondas básicas MHD, ya que esto implica posiblemente que el transporte y la disipación de la energía magnética presente en los bucles que tienen sus modos de oscilación, generan el calentamiento coronal (Van Doorselaere et al. 2020), esto si se considera que la onda se genera por movimientos tur-

bulentos en los sitios de reconexión magnética (ruptura y añadidura de líneas de campo magnético liberando grandes cantidades de energía) (Kumar et al. 2006). Entonces, las propiedades de las ondas MHD dependen esencialmente de un ángulo, el cual se encuentra entre el vector de onda y el campo magnético presente en el bucle coronal (Nakariakov and Verwichte 2005).

4.3. Oscilaciones globales transversales: modos Alfvénicos “kink”

La sismología coronal MHD (magnetohidrodinámica) se basa en tres modos diferentes de ondas, donde una de ellas es el modo Alfvén que se caracteriza por ser una onda incompresible. De la misma manera, también se encuentran los modos magnetoacústicos lentos y rápidos, los cuales poseen la propiedad de ser esencialmente compresibles. Estos tres modos de ondas básicas MHD tienen propiedades diferentes de dispersión, polarización y propagación. Además,

de acuerdo con la teoría de ondas magnetohidrodinámicas se tiene que la expresión que representa todas las ondas torsionales Alfvénicas está dado por

$$\omega^2 - C_{A\alpha}^2 k_z^2, \quad (4.7)$$

con $\omega = \pm C_{A\alpha} k_z$ (Nakariakov and Verwichte 2005), donde C_A corresponde a la velocidad de Alfvén con $\alpha = i, e$ que indica a los medios interno (i) y externo (e), respectivamente dentro de un tubo cilíndrico de flujo magnético, k_z representa al número de onda longitudinal y ω representa la frecuencia angular.

Otra de las propiedades que caracteriza a una onda Alfvén es que se propagan a lo largo de la línea de campo magnético local sin interactuar con las líneas de campo magnético vecinas, es decir poseen un comportamiento similar a las líneas equipotenciales paralelas de campo eléctrico, lo que permite la existencia de continuos de frecuencias propias que de acuerdo a la teoría de ondas MHD ideal existe dos continuos dados por el de Alfvén y continuo lento o cúspide, los cuales poseen efectos dados por la absorción

resonante y la mezcla de fases. Donde la idea básica de la absorción resonante, es aquel fenómeno que depende de forma específica de la sección transversal del bucle (Nakariakov et al. 2021), donde la energía de la onda del modo de retorcimiento rápido global amortiguado se convierte en un modo Alfvén localizado a través del acoplamiento resonante, la cual ocurre en el límite del bucle donde la frecuencia del modo de torsión, que siempre está entre las frecuencias de Alfvén interna y externa, coincide con la frecuencia de Alfvén local. La combinación de estos dos modos, a través del acoplamiento resonante, también se denomina cuasi-modo (modos de onda naturales del sistema disipativo y no homogéneo) (Nakariakov and Verwichte 2005).

Por otra parte, dentro del modelo de tubo cilindro recto las ondas de Alfvén se comportan como ondas de torsión que tuercen al tubo, que en el caso de un cilindro recto las ondas se comportan de manera incompresibles; sin embargo, en un cilindro recto ligeramente torcido existen perturbaciones de estrechamiento y ensanchamiento del tubo en un plasma (Zhugzhda and Nakariakov 1999). Estas ondas

de Alfvén son débilmente disipativas lo que indica que pueden propagarse a distancias muy largas y dejar su energía e impulso lejos de su fuente. De la misma manera, pueden excitarse fácilmente por diversas perturbaciones dinámicas de las líneas del campo magnético, lo que convierte a las ondas de Alfvén en una herramienta que permitirá el diagnóstico de estructuras magnéticas coronales (Nakariakov and Verwichte 2005).

4.4. Oscilaciones cuasi-periódicas: modos rápidos “sausage”

Se indicó anteriormente que la teoría de ondas magnetohidrodinámicas (MHD) se divide en tres modos de ondas básicas, donde uno ellos corresponden al modo de oscilación cuasi-periódica, en particular a la oscilación magnetoacústica rápida sausage, que se forman a partir de una señal generada impulsivamente, por ejemplo, una llamarada solar, el cual genera un tren de ondas rápidas. De

acuerdo con esto, se tiene que la ecuación de los modos de onda MHD dentro de un cilindro recto magnético, que modelan de manera cercana las estructuras coronales comunes como los bucles coronales, está dado por

$$(\omega^2 - C_{A\alpha}^2 k_z^2) \left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} - \left(\kappa_\alpha^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) \right] \delta P_{tot} = 0, \quad (4.8)$$

donde la primera parte de ecuación fue descrita en la sección [4.3](#); mientras que, la segunda parte corresponde a la expresión que describe los modos de ondas magnetoacústicas donde m representa el número de ondas azimutal o determina la estructura modal de la onda MHD, que al tomar este un valor de cero ($m = 0$), las oscilaciones toman el nombre de modo sausage, las cuales son perturbaciones de la sección transversal del bucle y la concentración del plasma. Por lo que, el modo de onda magnetoacústico rápido sausage es una contracción y expansión transversal periódica del tubo de flujo magnético impulsada principalmente por la presión magnética ([Reznikova et al. 2014](#)).

Además, una de las características de este modo sausa-

ge es que son de carácter transversal y las perturbaciones de la velocidad del plasma en la dirección radial son más fuertes que las perturbaciones a lo largo del campo magnético (Nakariakov and Verwichte 2005). Además, el término "sausage" se dio debido a que estas ondas son un movimiento axisimétrico con el número de onda azimutal, $m = 0$, en equilibrio, que corresponde al modelo de bucle coronal dado como un tubo recto magnético, con densidad y alineado con el campo con sección transversal circular (Li et al. 2020).

Por otra parte, con respecto al periodo de estas ondas rápidas sausage presentes en los bucles corales lo suficientemente densos, esta dada mediante el modelo de un cilindro recto magnético donde el tiempo de oscilación se encuentra establecida por la longitud de la bucle y el radio interno del mismo, es decir que la periodicidad depende principalmente de la longitud del bucle, y la relación de densidad dentro y fuera (velocidad externa de Alfvén) del mismo (Nakariakov et al. 2003), lo que conlleva a la obtención de periodos cortos de oscilación (Reznikova et al.

2014).

También es esencial señalar que las FSMs (magnetohydrodynamic fast sausage modes) o los modos magnetohidrodinámicos rápidos sausage generan un tren de ondas rápidas caracterizado por tres fases distintas: fase periódica, fase cuasi-periódica y decaimiento, que a partir de la propiedad mencionada se demostró que el tren de ondas rápidas posee información sobre el perfil de velocidad transversal de Alfvén en el bucle coronal, particularmente en el caso de un plasma sumamente bajo, como la corona solar, donde la fase de decaimiento del tren de ondas rápidas puede no estar presente si la densidad en ese punto es muy tenue (Nakariakov et al. 2004).

Otras de las propiedades de las FSMs viene dada a partir de su compresibilidad, lo que implica que vean amortiguadas por efectos no ideales como las pérdidas radiativas, la conducción térmica de electrones y la viscosidad de protones; sin embargo, el amortiguamiento debido a la pérdida por radiación se considera como despreciable, esto

para el modelo de un bucle coronal dado como un tubo recto magnético estático; mientras que, los demás parámetros dependen sensiblemente de todos los parámetros de equilibrio como la densidad de masa, la velocidad, el campo magnético y la presión térmica (Li et al. 2020).

4.5. Oscilaciones longitudinales: modos lentos

En el Capítulo 3 se dio a conocer que las oscilaciones longitudinales son también son conocidas como ondas magnetoacústicas (longitudinales) lentas estacionarias, que se descubrieron en los bucles coroneles posteriores a la llamarada solar con ayuda del espectrómetro SUMER. Además, a estas oscilaciones se interpretaron como ondas magnetoacústicas lentas debido a que la velocidad de sus oscilaciones era muy cercana a la velocidad del sonido en el bucle (Kumar et al. 2013), por lo que las oscilaciones magnetoacústicas lentas de los bucles de la corona solar, son

también conocidos como oscilaciones SUMER, las cuales se caracterizan por poseer periodos relativamente largos, desde unos pocos minutos hasta algunas decenas de minutos, que corresponden al tiempo de viaje acústico a lo largo del bucle oscilante (Nakariakov et al. 2019).

Por otra parte, las oscilaciones de largo periodo, lo que indica una mayor longitud de onda debido a la relación directa que poseen estas magnitudes (periodo y longitud de onda), tienden a poseer un decaimiento rápido presente en los bucles coronales calientes de las regiones activas de la corona solar. Este tipo de oscilaciones fue detectado por primera ocasión mediante el instrumento SUMER en SOHO, que comúnmente se los denomina ondas SUMER, las cuales se las interpreta como modos magnetoacústicas lentos (Wang et al. 2021). Se los nombra SUMER debido a dos condiciones, dados por: (1) el instrumento que fue utilizado para su detección (radiotelescopio SUMER) y (2) por el periodo, el cual es más largo que el tiempo de tránsito acústico a lo largo de un bucle, decayendo rápidamente con el tiempo de amortiguamiento sobre el periodo de os-

cilación a lo que se conoce como oscilaciones de emisión térmica (Lim et al. 2022).

La base teórica de las oscilaciones longitudinales estacionarias lentas, esta comúnmente dado por el modelo del cilindro recto magnético confinado de plasma uniforme, ya que esta propiedad caracteriza de mejor manera las estructuras coroneas comunes de los bucles; esto es debido, a que una oscilación en modo lento generalmente es impulsado por una variación de la presión, donde las perturbaciones están dominadas por la línea de campo magnético, la cual dentro del modelo del cilindro estándar posee solo una componente a lo largo del eje del cilindro lleno de plasma, es decir el eje z considerando un sistema 3D. Sin embargo, además del modelado estándar del cilindro recto, también se encuentra el modelado directo, el cual consiste en modelos numéricos de plasma magnetizado, es decir que determina las emisiones de plasma a diferentes pasos de banda electromagnéticos, y sintetiza las señales de imagen o señales espectrográficas en los instrumentos espaciales o terrestres (Wang et al. 2021). Además, mediante el uso de

modelado directo (simulaciones numéricas) para el estudio de las ondas MHD se descubrió que las ondas SUMER (magnetoacústicas de modo lento) se pueden provocar mediante un pulso de presión localizado en cualquiera de los puntos de apoyo de un bucle coronal.

Capítulo 5

Sismología de bucles coronales

Desde el descubrimiento de los modos de onda magnetohidrodinámicas (Alfvén y magnetoacústicas rápidas y lentas), la Física Coronal ha tenido grandes avances en el tiempo; sin embargo, al ser una ciencia que viene dada desde los descubrimientos realizados por los instrumentos TRACE/SOHO en 1998, aún existen preguntas por ser aclaradas, por ejemplo, la caracterización del parámetro principal que interviene en el calentamiento coronal, la aceleración del viento solar y las erupciones solares, que para ser respondidas es necesario un estudio profundo de las condiciones físicas y magnitudes presentes en la corona, por ejemplo la determinación de valor exacto del campo magnético coronal que aún no se conoce (Nakariakov and Verwichte 2005). Por lo que, la detección de ondas MHD en la corona solar sugiere un estudio de los parámetros desconocidos, lo que da inicio a la sismología coronal MHD.

De manera general, la sismología se ocupa de deducir las propiedades presentes en la corona solar, describiendo meticulosamente cada uno de los parámetros que influyen en las oscilaciones u ondas (Nakariakov and Verwichte

2005).

De igual manera, también se lo utiliza para deducir las propiedades de las fuentes de ondas como el periodo, longitudes de onda, amplitudes y evolución de las ondas; pero, cuando el objetivo de estudio es conocer sobre el medio de propagación (corona solar), la sismología generalmente compara la dispersión de ondas observada instrumentalmente con las relaciones de dispersión predichas teóricamente mediante la teoría de ondas MHD (Andries et al. 2009). Además, el estudio de la sismología coronal MHD de los bucles coroneales se basa en tres tipos de modos de ondas diferentes, dados por: modos Alfvén y magnetoacústicas tanto lentos como rápidos que de acuerdo a la teoría de ondas MHD poseen propiedades de dispersión, polarización y propagación de ondas diferentes (Nakariakov and Verwichte 2005). Por lo que, la sismología coronal se caracteriza por determinar las propiedades básicas de un medio (corona solar) usando las propiedades de las ondas que se propagan en ese medio (Ruderman 2008) tales como la intensidad del campo magnético del bucle, la anchura del

bucle y la inclinación del perfil de densidad o campo magnético a lo largo del bucle (Roberts 2008).

5.1. Ondas MHD y su relación con la sismología coronal

Dentro del Capítulo 4 se estableció que la teoría de ondas magnetohidrodinámicas esta comúnmente estudiada por el modelo estándar de bucle coronal, la cual comprende un tubo de flujo recto con diferentes velocidades constantes de Alfvén dentro y fuera del tubo, que permite un estudio más preciso del fenómeno presente en la coronal solar (bucles). Además, en el Capítulo 2 se indicó que los bucles coroneles se presentan mayormente dentro de la regiones activas de la corona, las cuales se forman debido a la aparición de tubos de flujo magnético toroidales desde las profundidades de la zona convectiva, donde los flujos toroidales se generan y se amplifican en la tacoclina, una capa delgada en el fondo de la zona de convección

(Zimovets et al. 2021), por lo que para la determinación de las propiedades del medio donde se propagan las ondas magnetohidrodinámicas, aparece una nueva rama de estudio conocida como sismología coronal, la cual hoy en día se lo utiliza para la estimación del campo magnético coronal, estudio del calentamiento coronal, los coeficientes de disipación coronal, análisis teórico de la densidad coronal, entre otros (Nakariakov and Verwichte 2005).

Además, como la teoría de ondas magnetohidrodinámicas se basan en tres tipos de modos, entonces la sismología coronal MHD enfoca su estudio en los modos de onda Alfvén (transversales y torsionales) y magnetoacústicas (lentas y rápidas). Entonces, por ejemplo la intensidad del campo magnético dentro de un bucle coronal se estimada mediante la sismología coronal, donde la fiabilidad de las estimaciones de las intensidades de campo son derivadas a partir de las oscilaciones transversales observadas en la corona, por lo que el valor obtenido de la intensidad de campo se basa en las observaciones de las ondas MHD dados a través de las propiedades como la periodicidad observa-

da, la longitud del bucle y la densidad, combinadas con la interpretación de las oscilaciones observadas (De Moortel and Pascoe 2009), que utilizando este método (Nakariakov and Ofman 2001) se dedujo que la intensidad del campo magnético, dado en el rango de 4 a 30 G.

Por otra parte, se tiene a las oscilaciones transversales de bucles coroneales las cuales han presentado gran interés, debido al amortiguamiento que poseen en cortos periodos de tiempo, por lo que se los interpreta como oscilaciones de torsión magnetoacústicas rápidas, que mediante el estudio de la sismología permite estimar la estructuración de bucles o el mismo campo magnético (Verwichte et al. 2009).

5.2. Aplicaciones de la sismología coronal MHD

Las potencialidades de estudio de la sismología coronal están dados en temas como la detección óptica de las on-

das coronales y oscilaciones, gran precisión del modelado de campo magnético junto con las velocidades Alfvénicas y los estudios correlativos en la unión de las ondas fotosféricas y coronales (Aschwanden 2012), como también en la determinación de la intensidad de campo magnético coronal, la temperatura, la densidad en bucles coronales y la inversión sísmica aproximada para oscilaciones de bucle coronal transversal amortiguado.

En esta ocasión nos enfocaremos en 4 aplicaciones dadas por la estimación del valor del campo magnético, análisis de la densidad de bucle coronal, determinación de la temperatura de bucle y la inversión sísmica aproximada para oscilaciones de bucle coronal transversal amortiguado.

5.2.1. Estimación de la intensidad de campo magnético

Uno de los parámetros conocidos hasta el momento que intervienen en la dinámica de los bucles y calentamiento coronal, es el campo magnético. Muchas investigaciones han logrado estimar el campo magnético coronal de las oscilaciones rápidas de modos kink de los bucles coronales, por ejemplo [Verwichte et al. \(2009\)](#) logró obtener un valor de campo magnético de 11 ± 2 G, esto para ondas con un periodo de oscilación aproximado de 630 ± 30 segundos con tiempo de amortiguamiento de 1000 ± 300 s, una amplitud de desplazamiento de onda de 4 Mm, y una emisión de temperatura máxima observada al paso de banda de 171 Å, es decir 0,9 MK; mientras que, para [Nakariakov and Ofman \(2001\)](#) se tiene una estimación de campo magnético de 4 a 30 G, esto a un paso de banda de 171 Å.

Por otra parte, para determinar el campo magnético en bucles calientes se aplica el modelo cilíndrico recto magnético de bucle coronal ([Wang 2011](#)), por lo que el periodo

de oscilación (P) de una onda estacionaria de modo lento en su modo fundamental está dada por

$$P = \frac{2L}{c_t}, \quad (5.1)$$

donde L corresponde a longitud del bucle, y c_t representa a la velocidad de fase para el modo fundamental de onda que esta dado por

$$c_t = \left(\frac{1}{c_s^2} + \frac{1}{v_a^2} \right)^{-1/2}, \quad (5.2)$$

en la cual c_s corresponde a la velocidad del sonido, y v_a a la velocidad de Alfvén.

Entonces, de acuerdo a Wang (2011) se tiene que el campo magnético (B) modelado a partir del tubo de flujo magnético de la corona se puede obtener por la ecuación

$$B = \left(\frac{N_e}{C_1} \right)^{1/2} \left(\frac{P^2}{4L^2} - \frac{1}{C_2 T} \right)^{-1/2}, \quad (5.3)$$

donde C_1 y C_2 son constantes, B , N_e y T corresponde

a la intensidad de campo, la densidad de electrones y la temperatura del bucle, respectivamente. Por lo que, con estas condiciones Wang et al. (2007) estimó que el campo magnético se encuentra entre 21 y 61 G, logrando así una media de campo de 34 ± 14 G.

5.2.2. Densidad de bucle coronal

La densidad de bucle coronal se presentó debido a que en las oscilaciones de desplazamiento Doppler se muestran un decaimiento débil (amortiguación de ondas), la cual es debido a una alta densidad de plasma. Es decir, que la relación existente entre el tiempo de caída (T_d) y el período (P) de la onda depende de la densidad, que para ondas estacionarias MHD lentas de bucles coronales calientes se tiene un amortiguamiento fuerte cuando la relación entre el tiempo de caída y el periodo es aproximado a 1, $T_d/P \sim 1$, significa que ocurre a una menor densidad; mientras que, para un amortiguamiento débil donde la relación de $T_d/P \geq 2$, ocurre en presencia de una mayor densidad (Pandey and

Dwivedi 2006).

Por lo que, la dependencia del tiempo de amortiguamiento (T_d) con respecto al periodo de oscilación (P) con la densidad de electrones (N_e) y la temperatura del bucle (T) se puede utilizar para realizar el análisis de densidad de bucles coronales con respecto al amortiguamiento que se obtenga (fuerte y débil) (Wang 2011).

5.2.3. Análisis de temperatura de bucle

La temperatura de un bucle oscilatorio está basado en la relación existente entre las amplitudes debido a la variaciones de velocidad con la intensidad de campo para una onda en modo lento (ondas magnetoacústicas lentas o longitudinales) (Wang 2011). De donde se tiene que, cuando una onda se propaga la relación de amplitud esta dado por la ecuación

$$T_b \sim \frac{I'}{2I} \sim \frac{\rho'}{\rho_o} = \frac{V'}{c_t}, \quad (5.4)$$

donde la relación dada por I'/I corresponde a la amplitud relativa de la intensidad, V' corresponde a la amplitud de la velocidad, T_b corresponde a la temperatura de bucle, ρ' y ρ representa la perturbación de la densidad y la densidad del bucle no perturbado y c_t corresponde a la velocidad de fase. Además, para un bucle típico donde el plasma, $\beta \ll 1$, y la temperatura es ~ 1 MK, entonces la velocidad del fase en el modo fundamental de onda, c_t , es aproximadamente igual a la velocidad del sonido del bucle, c_s (modelo estándar de bucle) (Wang and Ofman 2019), por lo que la ecuación que permite determinar la velocidad del sonido, y por ende la temperatura de bucle a partir de la relación entre las amplitudes de intensidad y velocidad esta dado por

$$T_b \sim \frac{V'}{c_s}. \quad (5.5)$$

Mientras que, las estimaciones del periodo de la onda como de la relación de amplitud de la intensidad y la velocidad apoyan la existencia de ondas las estacionarias lentas en la espira como fuente, donde (Wang et al. 2003)

lo presentó como

$$T_b \sim \frac{I'}{2I} \sim \frac{\rho'}{\rho_o} = \frac{Vx}{c_t} |\tan(kx)|, \quad (5.6)$$

donde $Vx = V' \cos(kx)$, la cual representa la amplitud de la línea de visión o la amplitud de la oscilación detectada en una posición; mientras que, x corresponde a la distancia de un punto de referencia a lo largo del bucle y k representado por π/L corresponde al número de onda para el modo fundamental de oscilación, por lo que mediante la ecuación 5.4 Wang (2011) logró obtener una temperatura de bucle, T_b , en función del tiempo de inicio del ajuste de temperatura, t , dado por un valor de $\sim 9,2e^{(-t/74)}$ MK, lo cual indica que los bucles se enfrían de 9,2 MK a 2,5 MK en un periodo de 86 minutos, durante el cual las oscilaciones son claramente visibles.

5.2.4. Inversión sísmica aproximada para las oscilaciones kink

Se conoce que la inversión sismológica es aquel método que se aplica a las oscilaciones transversales de tipo kink observadas con instrumentos como TRACE o AIA. Además, debido al acoplamiento de las ondas MHD rápidas con las ondas locales de Alfvén, fenómeno natural presente en los bucles coronales no uniformes, las oscilaciones se atenúan en el tiempo por la absorción resonante, por lo que se considera que esta absorción no puede ser la única causa de la amortiguación observada en las oscilaciones transversales de bucle coronal (Goossens, M. et al. 2008).

De la misma manera, los periodos observados de las oscilaciones transversales y las estimaciones teóricas de los periodos en la aproximación de tubo delgado (aproximación TT), se pueden combinar para así obtener estimaciones parámetros desconocidos (Goossens, M. et al. 2008). Por lo que, el estudio teórico de ondas MHD kink en tubos de flujo, se basa en dos casos: (1) presentada por la aproxi-

mación del tubo delgado (TT), que supone que la longitud de onda es mucho más larga que el radio interno del tubo de flujo, y (2) por la aproximación de capa delgada (TB), que limita la variación transversal de la densidad a una capa mucho más delgada que el radio del tubo (Soler et al. 2013), que al utilizar de manera simultánea la aproximación TT para el periodo y la aproximación TB (aproximación de límite delgado) para la tasa de amortiguamiento, se conoce como aproximación TTTB (Goossens, M. et al. 2008). Método que no distingue entre ondas estacionarias y propagadas (Soler et al. 2013).

Por lo que, la inversión sísmica aproximada para oscilaciones de bucle coronal transversal amortiguado está basado en la aproximación de tubo delgado y límite delgado para obtener el periodo y el tiempo de amortiguamiento de las oscilaciones de modo transversal kink (Goossens, M. et al. 2008).

Además, para representar el modelo de bucle coronal para las oscilaciones transversales no uniforme según Soler

et al. (2014) se da mediante el cilindro recto uniforme que posee un campo magnético recto a lo largo del eje z , el cual tiene un radio R , longitud de bucle, L , presente en un plasma uniforme, donde r , φ y z corresponde a las coordenadas radial, azimutal y longitudinal, respectivamente, teniendo como referencia que el campo magnético es constante y paralelo al eje del cilindro y la densidad, ρ , el cual es uniforme en las direcciones azimutal y longitudinal y no uniforme en la dirección radial, con los límites de las relaciones $l/R = 0$ presente en un bucle uniforme, y densidad constante por trozos, y para $l/R = 2$ presentado para un bucle no uniforme (tubo completamente no homogéneo en la dirección radial) (Soler et al. 2013). De acuerdo con ello, se tiene el perfil de densidad del bucle dado por el sistema

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_i, & \text{si } r \leq R - l/2, \\ \rho_{tr}(r), & \text{si } R - l/2 < r < R + l/2, \\ \rho_e, & \text{si } r \geq R + l/2, \end{cases} \quad (5.7)$$

donde ρ_i y ρ_e son las densidades constantes del plasma cilíndrico tanto interna (i) como externa (e), donde el bucle

coronal es básicamente un aumento de densidad teniendo así la relación de densidad interna y externa como $\rho_i > \rho_e$, y ρ_{tr} corresponde al perfil de densidad no uniforme que conecta continuamente el plasma interno con el plasma externo en una capa de transición de espesor, l , y R dado como el radio del bucle coronal, teniendo en cuenta que el campo magnético del tubo cilíndrico es uniforme y tiene la misma intensidad tanto dentro como fuera del bucle.

Luego, se tiene que el amortiguamiento resonante genera un frecuencia de oscilación, ω , dada a un valor complejo de $\omega = \omega_R + i\omega_I$, donde ω_R y ω_I corresponde a la frecuencia real e imaginaria, respectivamente (Soler et al. 2014). Por lo que, el periodo de oscilación, P , y el tiempo de amortiguamiento, τ_D , para las ondas estacionarias de modo kink en la aproximación TTTB están dados por

$$P = \frac{2\pi}{\omega_R}, \quad (5.8)$$

y

$$\tau_D = \frac{1}{|\omega_I|}. \quad (5.9)$$

Mientras que, para la aproximación TTTB las expresiones que aproximan el periodo de los modos de ondas transversales kink, está dada por

$$P = \tau_{A,i} \sqrt{\frac{2(\rho_i + \rho_e)}{\rho_i}}, \quad (5.10)$$

y la relación dada entre el tiempo de amortiguamiento y el periodo de oscilación es

$$\frac{\tau_D}{P} = F \frac{R}{l} \frac{\rho_i + \rho_e}{\rho_i - \rho_e}, \quad (5.11)$$

donde, $\tau_{A,i}$ dado por $L/v_{A,i}$ corresponde a tiempo de tránsito interno de Alfvén, con $v_{A,i}$ dada como la velocidad interna de Alfvén, y F dado como un factor numérico que depende de la variación de densidad específica en la capa no uniforme (Goossens, M. et al. 2008). Donde F se obtiene mediante la expresión (Soler et al. 2014):

$$F = \frac{4l}{\pi^2(\rho_i - \rho_e)} \left| \frac{dp}{dr} \right|_{r_A}, \quad (5.12)$$

para el cual, r_A corresponde a la posición de resonancia

de Alfvén, la cual se obtiene de igualar la frecuencia de oscilación del modo kink con la frecuencia de Alfvén local.

Además, la expresión que representa la velocidad interna de Alfvén, $v_{A,i}$ en función de las densidades internas y externas, es

$$v_{A,i} = \frac{L}{P} \sqrt{\frac{2(1 + \rho_i/\rho_e)}{\rho_i/\rho_e}}, \quad (5.13)$$

mientras que, la capa de transición de espesor l respecto al radio de bucle, está dado por

$$\frac{l}{R} = \frac{1}{C} \frac{1 + \rho_i/\rho_e}{1 - \rho_i/\rho_e}, \quad (5.14)$$

donde C definido por (Goossens, M. et al. 2008) es la relación existente entre el tiempo de amortiguamiento, τ_D , y el periodo de oscilación, P , que de acuerdo con (Soler et al. 2014) se presenta como

$$C = \frac{1}{F} \frac{\tau_D}{P}. \quad (5.15)$$

Luego, a partir de la ecuación 5.14 se puede obtener la relación de densidad interna respecto a la externa, dado por

$$\frac{\rho_i}{\rho_e} = \frac{(l/R)C + 1}{(l/R)C - 1}. \quad (5.16)$$

que, teniendo en cuenta a (Soler et al. 2014) se establece que las cantidades sísmicas que se conocen a partir de las observaciones son P , τ_D y L ; mientras que, las magnitudes desconocidas están dados por $v_{A,i}$, l/R y ρ_i/ρ_e las cuales se infieren mediante la inversión sísmológica. Por lo que, las variables sísmicas desconocidas están delimitadas por los intervalos (Soler et al. 2014).

- Velocidad interna de Alfvén en el bucle transversal de modo kink

$$v_{A,i} \in \left[\frac{\sqrt{2}L}{P}, \frac{2L}{P} \right]. \quad (5.17)$$

- Relación del espesor de la capa no uniforme, l , res-

pecto al radio, R del bucle transversal

$$\frac{l}{R} \in \left] \frac{1}{C}, 2 \right]. \quad (5.18)$$

- Y la relación de la densidad interna, ρ_i , respecto a la densidad externa, ρ_e del bucle de la oscilación transversal kink dada para el modelado cilíndrico

$$\frac{\rho_i}{\rho_e} \in \left[\frac{2C + 1}{2C - 1}, \infty \right[. \quad (5.19)$$

Por lo que, de manera general la inversión sísmica aproximada está basado en la aproximación TTTB para calcular el período y el tiempo de amortiguamiento. Donde, el periodo se calcula para un modelo de bucle uniforme en la aproximación de longitud de onda larga o radio cero; mientras que, el tiempo de amortiguamiento se calcula para un amortiguamiento relativamente débil correspondiente a capas delgadas no uniformes de los bucles coronales de las oscilaciones transversales de modo kink (Goossens, M. et al. 2008).

Capítulo 6

Conclusiones

Una de las ramas de estudio de la Física Solar es la sismología coronal magnetohidrodinámica, tema que con el pasar de tiempo avanza a pasos agigantados; sin embargo, aún existen preguntas dentro del sismología coronal que faltan por contestar. Es por ello, que lo conocido hasta el momento ya sea mediante modelados numéricos que se complementan con los estudios y observaciones que se realizan mediante la instrumentación como TRACE, SUMMER o SOHO, nos ha permitido entender los fenómenos que se presentan tanto en el interior como en el exterior del enorme plasma que aumenta de tamaño en función del tiempo.

La corona solar, la capa externa de la atmósfera solar, ha sido objeto de estudio durante varios años. Hasta ahora, todas las propiedades conocidas de esta capa dependen tanto de observaciones como de simulaciones numéricas, lo que indica que aún no se ha logrado comprender completamente todos los fenómenos que en ella tienen lugar. Se destaca por ser visible durante los eclipses solares en la banda de longitudes de onda de rayos X y ultravioleta-

ta extremo, y presenta una temperatura más elevada que la superficie solar (fotosfera), un fenómeno conocido como calentamiento coronal. Según observaciones y modelos, se comprende que este calentamiento se debe a la reconexión magnética y a la teoría de ondas magnetohidrodinámicas, temas presentados en el Capítulo 4 que demuestran que los bucles corales al ser sistemas dinámicos su disipación provocaría el calentamiento de la corona.

Por otra parte, se conoce que los bucles solares son estructuras de la corona altamente dinámicos, que de acuerdo a la temperatura se los clasifica en calientes ($T \sim \geq 2$ MK), tibios ($T \sim 1$ a 1.5 MK) y fríos ($T \sim 0.1$ a 1 MK), que en su interior se pueden presentar fenómenos tales como la lluvia coronal 2. Donde, el estudio de los bucles corales está basado mediante la teoría de ondas magnetohidrodinámicas (MHD).

Cabe señalar que dentro de los bucles se presenta las oscilaciones de ondas, dados como las oscilaciones globales transversales, cuasi-periódicas y longitudinales 3. Donde

la primera oscilación se caracteriza por ser una superposición de ondas que se propagan en sentidos contrarios. Estos tipos de ondas tiene las propiedades de ser fuertemente amortiguadas en función del tiempo, por lo que a estas oscilaciones también se los denominada como "kink", los cuales se los utiliza para determinar el valor absoluto de la intensidad del campo magnético de las estructuras coroneales. Las oscilaciones cuasi-periódicas de acuerdo con las ondas MHD, se caracteriza por el estudio de las ondas magnetoacústicas rápidas las cuales son estructuras que forman un tren de ondas rápidas en la dirección y sentido de propagación de la onda, poseen periodos del orden de pocos segundos, la cual no depende exclusivamente de la fuente de onda sino de impulso generado como el de una llamarada solar. Mientras que, las oscilaciones longitudinales son aquellas oscilaciones que estudian las ondas magnetoacústicas lentas. Su detección fue gracias a las perturbaciones periódicas que se propagan hacia el exterior de la superficie solar. Estas oscilaciones se caracterizan por poseer una velocidad de propagación cercana a la del sonido y por presentar variaciones de densidad en el medio de propagación.

Cuando se detectó por primera vez una oscilación de bucle coronal, se lo definió como una oscilación de torsión rápida, la cual fue objeto de estudio mediante el modelado más simple de bucle, dado por un cilindro recto magnético confinado de plasma, que toma en cuenta parámetros como la densidad, campo magnético y temperatura, tanto internos, externos y de equilibrio. Debido a esto, hoy en día se conoce que existen tres modos de oscilación de bucle coronal, que se basan en el modelado del cilindro recto magnético lleno de plasma uniforme, con el cual se estudia las ondas de modo Alfvénicas, transversales y longitudinales, que dan lugar a un nuevo tema de avance teórico y observacional, conocido como sismología coronal. La cual se enfoca en la obtención de información tanto del plasma coronal como del campo magnético presente, mediante las observaciones de los modos de onda MHD y de los modelados numéricos. Sin embargo, la sismología coronal a pesar del gran avance que ha tenido en poco tiempo, aún existe cuestiones por contestar por ejemplo la razón de la diferencia existente en el cálculo del valor del campo magnético presente a pesar del modelo matemático presentado por

Wang (2011), un modelo matemático que estima la densidad del bucle que hoy en día se lo analiza mediante el parámetro del amortiguamiento.

Bibliografía

Andries, J., Van Doorselaere, T., Roberts, B., Verth, G., Verwichte, E., y Erdélyi, R.: 2009, *Space Science Reviews* **2009** **149**(1), 3

Antolin, P. y Rouppe Van Der Voort, L.: 2012, *The Astrophysical Journal* **745**(2), 152

Antolin, P., Vissers, G., Pereira, T. M. D., Rouppe van der Voort, L., y Scullion, E.: 2015, *Astrophysical Journal* **806**(1), 81

Aschwanden, M. J.: 1987, *Solar Physics* **111**(1), 113

Aschwanden, M. J.: 2012, in T. R. Rimmele, A. Tritschler, F. Wöger, M. Collados Vera, H. Socas-Navarro, R. Schlichenmaier, M. Carlsson, T. Berger, A. Cadavid, P. R. Gilbert, P. R. Goode, y M. Knölker (eds.), *Second ATST-EAST Meeting: Magnetic Fields from the Photosphere to the Corona.*, Vol. 463 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 133

Aschwanden, M. J.: 2019, *New Millennium Solar Physics*, Springer International Publishing, Cham

Aschwanden, M. J., Fletcher, L., Schrijver, C. J., y Alexander, D.: 1999, *Astrophysical Journal* **520(2)**, 880

Basu, S.: 2016, *Living Reviews in Solar Physics* 2016 13:1 **13(1)**, 1

Cargill, P. J. y Bradshaw, S. J.: 2013, *Astrophysical Journal* **772(1)**, 40

De Moortel, I.: 2000, in *AIP Conference Proceedings*, AIP

De Moortel, I.: 2009, *Space Science Reviews* **149(1)**, 65

De Moortel, I. y Browning, P.: 2015, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 373(2042)

De Moortel, I. y Pascoe, D. J.: 2009, *Astrophysical Journal Letters* **699(2)**, L72

Goossens, M., Arregui, I., Ballester, J. L., y Wang, T. J.: 2008, *A&A* **484(3)**, 851

- Habbal, S. R., Druckmüller, M., Morgan, H., Ding, A., Johnson, J., Druckmüllerová, H., Daw, A., Arndt, M. B., Dietzel, M., y Saken, J.: 2011, *Astrophysical Journal* **734**(2), 120
- Habbal, S. R., Morgan, H., Druckmüller, M., Ding, A., Cooper, J. F., Daw, A., y Sittler, E. C.: 2013, *Solar Physics* **285**(1-2), 9
- Karttunen, H., Kröger, P., Oja, H., Poutanen, M., y Donner, K. J. (eds.): 2007, *The Sun*, pp 263–277, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg
- Kumar, N., Kumar, P., y Singh, S.: 2006, *Astronomy & Astrophysics* **453**(3), 1067
- Kumar, P., Innes, D. E., y Inhester, B.: 2013, *Astrophysical Journal Letters* **779**(1), L7
- Kumar, S., Nakariakov, V. M., y Moon, Y. J.: 2016, *Astrophysical Journal* **824**(1), 8
- Li, B., Antolin, P., Guo, M.-Z., Kuznetsov, A. A., Pascoe, D. J., Van Doorselaere, T., y Vasheghani Farahani, S.: 2020, *Space Sci. Rev.* 216(8)

Lim, D., Nakariakov, V. M., y Moon, Y.-J.: 2022, *The Astrophysical Journal* **931(1)**, 63

Liu, W. y Ofman, L.: 2014, *Solar Physics* **289(9)**, 3233

Martínez Oliveros, J.-C., Krucker, S., Hudson, H. S., Saint-Hilaire, P., Bain, H., Lindsey, C., Bogart, R., Couvidat, S., Scherrer, P., y Schou, J.: 2014, *Astrophysical Journal Letters* **780(2)**, L28

Morton, R. J. y Erdélyi, R.: 2009, *The Astrophysical Journal* **707(1)**, 750

Nakariakov, V. M., Anfinogentov, S. A., Antolin, P., Jain, R., Kolotkov, D. Y., Kupriyanova, E. G., Li, D., Magyar, N., Nisticò, G., Pascoe, D. J., Srivastava, A. K., Terradas, J., Vasheghani Farahani, S., Verth, G., Yuan, D., y Zimovets, I. V.: 2021, *Space Science Reviews* **217(6)**, 73

Nakariakov, V. M., Arber, T. D., Ault, C. E., Katsiyannis, A. C., Williams, D. R., y Keenan, F. P.: 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **349(2)**, 705

Nakariakov, V. M., Kosak, M. K., Kolotkov, D. Y., Anfi-

- nogentov, S. A., Kumar, P., y Moon, Y. J.: 2019, *Astrophysical Journal Letters* **874(1)**, L1
- Nakariakov, V. M. y Melnikov, V. F.: 2009, *Space Sci. Rev.* **149(1-4)**, 119
- Nakariakov, V. M., Melnikov, V. F., y Reznikova, V. E.: 2003, *Astronomy & Astrophysics* **412**, L7
- Nakariakov, V. M. y Ofman, L.: 2001, *Astron. Astrophys.* **372(3)**, L53
- Nakariakov, V. M., Ofman, L., Deluca, E. E., Roberts, B., y Davila, J. M.: 1999, *Science* **285**, 862
- Nakariakov, V. M. y Verwichte, E.: 2005, *Living Reviews in Solar Physics* **2(1)**, 3
- Nechaeva, A., Zimovets, I. V., Nakariakov, V. M., y Goddard, C. R.: 2019, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **241(2)**, 31
- Pandey, V. S. y Dwivedi, B. N.: 2006, *Solar Physics 2006 236:1* **236(1)**, 127

- Pascoe, D. J., Goddard, C. R., y Nakariakov, V. M.: 2017, *Astrophysical Journal Letters* **847(2)**, L21
- Reale, F.: 2014, *Living Reviews in Solar Physics* **11(1)**, 4
- Reznikova, V. E., Antolin, P., y Van Doorselaere, T.: 2014, *The Astrophysical Journal* **785(2)**, 86
- Roberts, B.: 2008, in R. Erdélyi y C. A. Mendoza-Briceno (eds.), *Waves & Oscillations in the Solar Atmosphere: Heating and Magneto-Seismology*, Vol. 247, pp 3–19
- Roberts, B.: 2019, *MHD Waves in the Solar Atmosphere*, Cambridge University Press
- Roberts, B., Edwin, P. M., y Benz, A. O.: 1983, *Nature* **305:5936** **305(5936)**, 688
- Roberts, B., Edwin, P. M., y Benz, A. O.: 1984, *The Astrophysical Journal* **279**, 857
- Ruderman, M.: 2008, in *37th COSPAR Scientific Assembly*, Vol. 37, p. 2664
- Ruderman, M. S. y Erdélyi, R.: 2009, *Space Sci. Rev.* **149(1-4)**, 199

- Schrijver, C. J. y Brown, D. S.: 2000, *Astrophysical Journal Letters* **537(1)**, L69
- Scullion, E., Voort, L. R. v. d., Antolin, P., Wedemeyer, S., Vissers, G., Kontar, E. P., y Gallagher, P. T.: 2016, *Astrophys. J.* **833(2)**, 184
- Shapiro, A. I., Peter, H., y Solanki, S. K.: 2019, in O. Engvold, J.-C. Vial, y A. Skumanich (eds.), *The Sun as a Guide to Stellar Physics*, pp 59–85, Elsevier
- Soler, R., Goossens, M., Terradas, J., y Oliver, R.: 2013, *Astrophysical Journal* **777(2)**, 158
- Soler, R., Goossens, M., Terradas, J., y Oliver, R.: 2014, *The Astrophysical Journal* **781(2)**, 111
- Tripathi, D., Mason, H. E., Young, P. R., y Del Zanna, G.: 2008, *Astronomy & Astrophysics* **481(1)**, L53
- Vaiana, G. S., Krieger, A. S., Timothy, A. F., Vaiana, G. S., Krieger, A. S., y Timothy, A. F.: 1973, *SoPh* **32(1)**, 81
- Van Doorselaere, T., Srivastava, A. K., Antolin, P., Magyar, N., Vasheghani Farahani, S., Tian, H., Kolotkov,

- D., Ofman, L., Guo, M., Arregui, I., De Moortel, I., y Pascoe, D.: 2020, *Space Science Reviews* **216(8)**, 1
- Verwichte, E., Aschwanden, M. J., Van Doorselaere, T., Foullon, C., y Nakariakov, V. M.: 2009, *Astrophysical Journal* **698(1)**, 397
- Vita-Finzi, C.: 2008, *The Sun*
- Wang, T.: 2011, *Space Science Reviews 2011* **158(2)**, 397
- Wang, T., Innes, D. E., y Qiu, J.: 2007, *Astrophysical Journal* **656(1)**, 598
- Wang, T. y Ofman, L.: 2019, *Astrophysical Journal* **886(1)**, 2
- Wang, T., Ofman, L., Yuan, D., Reale, F., Kolotkov, D. Y., y Srivastava, A. K.: 2021, *Space Science Reviews* **217(2)**, 34
- Wang, T., Solanki, S. K., Curdt, W., Innes, D. E., y Dammasch, I. E.: 2002, *Astrophysical Journal Letters* **574(1)**, L101

- Wang, T. J.: 2016, *Low-Frequency Waves in Space Plasmas* pp 395–418
- Wang, T. J., Solanki, S. K., Innes, D. E., y Curdt, W.: 2005, *Astronomy & Astrophysics* **435(2)**, 753
- Wang, T. J., Solanki, S. K., Innes, D. E., Curdt, W., y Marsch, E.: 2003, *Astronomy & Astrophysics* **402**, L17
- Williams, D. R., Mathioudakis, M., Gallagher, P. T., Phillips, K. J. H., McAteer, R. T. J., Keenan, F. P., Rudawy, P., y Katsiyannis, A. C.: 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **336(3)**, 747
- Williams, D. R., Phillips, K. J. H., Rudawy, P., Mathioudakis, M., Gallagher, P. T., O'Shea, E., Keenan, F. P., Read, P., y Rompolt, B.: 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **326(2)**, 428
- Young, P. R., Watanabe, T., Hara, H., y Mariska, J. T.: 2009, *Astronomy & Astrophysics* **495(2)**, 587
- Zhugzhda, Y. y Nakariakov, V.: 1999, *Physics Letters A* **252(5)**, 222

Zimovets, I. V., McLaughlin, J. A., Srivastava, A. K., Koltkov, D. Y., Kuznetsov, A. A., Kupriyanova, E. G., Cho, I. H., Inglis, A. R., Reale, F., Pascoe, D. J., Tian, H., Yuan, D., Li, D., y Zhang, Q. M.: 2021, *Space Science Reviews* **217(5)**, 66

Los Autores



Deleg Tanchim, Nilo Javier. Físico Matemático, con Máster Universitario en Astronomía y Astrofísica, docente de Física de la Escuela Superior Politécnica del Chimborazo sede Orellana. Investigación enfocada en las Oscilaciones de bucle Magnético de la Corona Solar. Orcid: <https://orcid.org/0009-0003-5180-2572>



Mendoza Castillo, Mery Alexandra. Máster en Química Aplicada con Especialidad en Química Fina y Nanoquímica de la Universidad de Córdoba – España (2020); Ingeniera Química, Escuela Superior Politécnica de la Chimborazo (2016). Docente investigador de Escuela Superior Politécnica de Chimborazo Orellana en Ecuador, Orcid: <https://orcid.org/0000-0001-6537-6795>



PUERTO MADERO
EDITORIAL

ISBN 978-631-6557-16-2



9 786316 557162