

CALENTAMIENTO DE LA CORONA SOLAR POR DISIPACION DE TURBULENCIA MAGNETOHIDRODINAMICA

D.O. Gómez* y C. Ferro Fontán**

* IAFE

** FCEN, UBA

RESUMEN: Se analiza la factibilidad del calentamiento de la corona solar por disipación Joule.

La energía cinética presente en el movimiento convectivo fotosférico es transportada hacia la corona como consecuencia del congelamiento de las líneas de campo magnético a la materia.

La energía magnética de la corona es transferida por un fenómeno de cascada hacia estructuras magnéticas de escalas cada vez menores donde dicha energía se disipa eficientemente.

1. INTRODUCCION

Desde el descubrimiento hace más de 40 años de la existencia de una corona solar de alta temperatura, innumerables estudios observacionales y modelos teóricos han sido realizados buscando develar los mecanismos físicos responsables del calentamiento de dicha región.

El advenimiento a fines de la década del 60 de detectores de mejor resolución en rayos X blandos, implicó el descubrimiento de una vasta jerarquía de estructuras de muy

diverso tamaño y morfología que pueden clasificarse, principalmente, en estructuras abiertas o agujeros coronales y estructuras cerradas o arcos magnéticos (loops). Esto es consecuencia directa de los campos magnéticos que confinan al plasma ambiente.

Imagínese cada loop anclado en la fotosfera donde la presión del gas domina sobre la presión magnética ($\beta = 8\pi p/B^2 \gg 1$), de modo que las líneas de campo magnético se mueven a merced del movimiento turbulento de esa región. En cambio en la corona esta situación se revierte ($\beta \ll 1$) y la dinámica del gas está gobernada por el campo magnético. En ambas situaciones las líneas de campo se encuentran "congeladas" en el plasma, en virtud de la alta conductividad del mismo. Pero permanentemente la turbulencia fotosférica favorece la generación de zonas muy localizadas de la corona (llamadas hojas de corriente) donde esta propiedad de congelamiento deja de cumplirse y la disipación de campo magnético por efecto Joule es muy eficiente.

Las estimaciones del flujo de energía desde la fotosfera indican que ella resultaría suficiente para balancear las pérdidas radiativas y conductivas (Sturrock y Uchida 1981, Heyvaerts 1985), que son los procesos más eficientes del calentamiento coronal.

Heyvaerts y Priest (1984) elaboraron un modelo de calentamiento coronal basado en el mecanismo de relajación de Taylor, que esencialmente consiste en afirmar que un sistema MHD disipativo cerrado relaja a un estado de mínima energía a helicidad constante (Taylor 1984). Dicho modelo, suponiendo una geometría muy simple que permite seguir el cálculo analíticamente, propone inyectar energía y helicidad magnética en la corona a consecuencia de un movimiento fotosférico diferencial y dejar luego relajar al sistema a helicidad constante. La relajación tiene lugar en un tiempo t_r muy inferior al del movimiento fotosférico (t_f). La repetición sucesiva de estos dos procesos permite calcular una tasa de

sucesiva de estos dos procesos permite calcular una tasa de calentamiento coronal que depende esencialmente del cociente t_r/t_f , que es un parámetro no determinado por el modelo.

Nuestro trabajo, si bien se basa en el modelo de Heyvaerts y Priest (1984), describe el fenómeno de forma más realista puesto que considera un campo de velocidades fotosférico turbulento.

2. DESCRIPCION DEL MODELO

Las ecuaciones MHD adimensionales correspondientes a un plasma incompresible son:

$$\partial_t \underline{B} = \underline{\nabla} \times (\underline{U} \times \underline{B}) + \frac{1}{S} \nabla^2 \underline{B} \quad (1)$$

$$\partial_t \underline{U} = -(\underline{U} \cdot \underline{\nabla}) \underline{U} + (\underline{\nabla} \times \underline{B}) \times \underline{B} + \frac{1}{R} \nabla^2 \underline{U} \quad (2)$$

donde: $R = \frac{2\pi R v_A}{\nu}$: n° Reynolds (ν : viscosidad, v_A : vel. Alfvén)

$S = \frac{2\pi R v_A}{\eta}$: n° Lundquist (η : resistividad)

En un plasma sin disipación de ($S=R=\infty$) y encerrado por superficies magnéticas ($\underline{B} \cdot d\underline{s} = 0$), existen invariantes globales asociados al mismo, ellas son:

la energía: $W = \int d^3x (B^2 + U^2) \quad (3)$

la helicidad: $K = \int d^3x \underline{A} \cdot \underline{B} \quad (4)$

En el caso más general de tratar sistemas con disipación ohmica, estas cantidades evolucionan de la siguiente manera:

$$\partial_t W = - \int d^3x \frac{J \cdot B}{S} \quad (5)$$

$$\partial_t K = - \int d^3x \times \frac{J \cdot B}{S} \quad (6)$$

A pesar de esta ley de evolución, Taylor (1974) postuló que los sistemas MHD levemente disipativos relajan a una configuración magnética de mínima energía, con la restricción de mantener constante su helicidad. Esta hipótesis de Taylor ha conducido a notables coincidencias con resultados experimentales en Z-Pinchs y Tokamaks y con recientes simulaciones numéricas (Horiuchi y Sato 1986 a,b). Es un resultado inmediato que el estado de equilibrio obtenido de esta manera debe ser force-free, es decir que debe cumplirse que:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \lambda \mathbf{B} \quad (7)$$

Modelaremos un loop coronal como un toroide de radios a y R ($a \ll R$), de manera que las bases del mismo degeneran en una única superficie ($z=0=2R$) donde $\beta \gg 1$, mientras que en el resto del toroide es $\beta \ll 1$ (Fig. 1a)

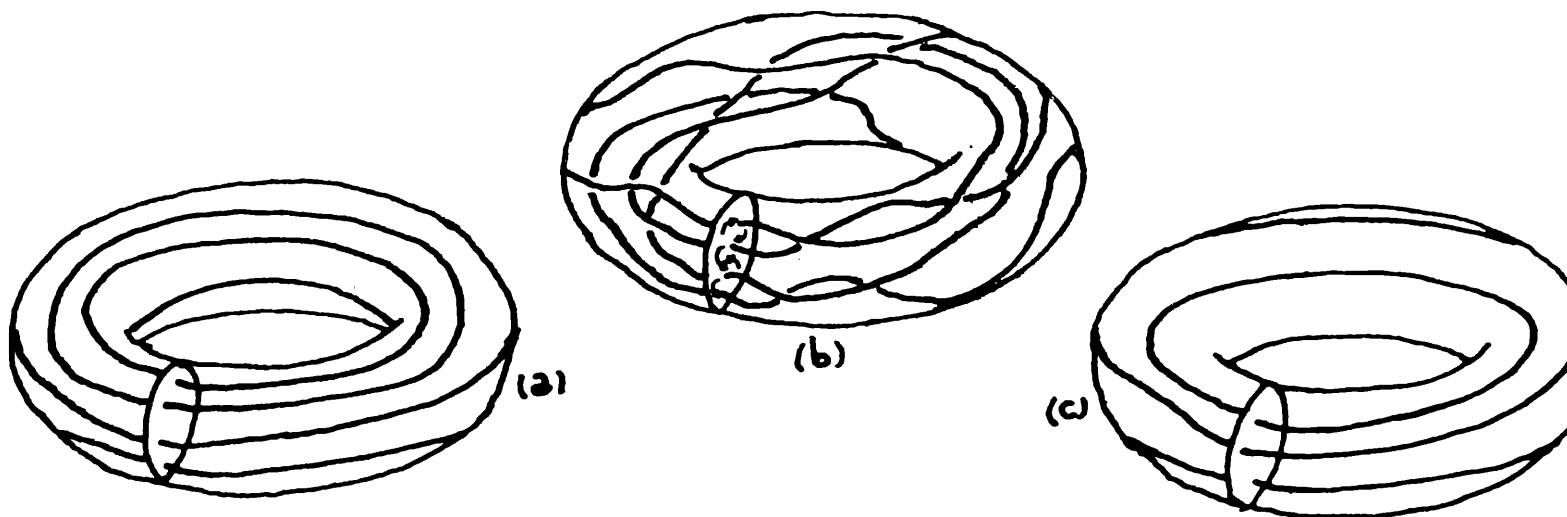


FIGURA 1: (a) Campo force-free original. (b) Turbulencia MHD como consecuencia del movimiento fotosférico. (c) Nuevo campo force-free como consecuencia de la relajación de Taylor.

Si dejamos transcurrir un tiempo $\Delta t \sim t_f$, el campo de desplazamientos fotosféricos habrá inducido turbulencia MHD en la corona (Fig. 1b). Dejamos ahora relajar dicha turbulencia a helicidad constante de manera de alcanzar un estado force-free de equilibrio (Fig. 1c), al cual volvemos a aplicar una perturbación fotosférica.

Desarrollamos los campos \underline{U} y \underline{B} en funciones de Chandrasekhar-Kendall (1957), es decir en autofunciones del rotor:

$$\underline{B} = \sum_{mnq} \xi_{mnq} \lambda_{mnq} \underline{a}_{mnq} \quad \nabla \times \underline{a}_{mnq} = \lambda_{mnq} \underline{a}_{mnq} \quad (8-13)$$

$$\underline{U} = \sum_{mnq} \eta_{mnq} \lambda_{mnq} \underline{a}_{mnq} \quad \underline{a} = \nabla \times (\hat{z}\psi) + \frac{1}{\lambda} \nabla \times \nabla \times (\hat{z}\psi)$$

$$\lambda_{mnq} = \sqrt{\gamma_{mnq}^2 + \left(\frac{\eta}{R}\right)^2}, \quad \gamma_{mnq} \text{ tq. } a_r(r=a)=0$$

$$\psi_{mnq} = J_m \gamma_{mnq} r e^{i(m\theta + \frac{nz}{R})} \quad m, n, \in \mathbb{N}$$

La expresión de los invariantes globales resulta particularmente sencilla en términos de los coeficientes

ξ_{mnq} y η_{mnq} :

$$W = \sum_{mnq} \lambda^2 (|\xi|^2 + |\eta|^2) \quad (14)$$

$$K = \sum_{mnq} \lambda |\xi|^2 \quad (15)$$

Para un campo de velocidades fotosférico arbitrario, que podemos escribir como:

$$\underline{U}(r, \theta, z=0) = \nabla \times (\hat{z}\phi) \quad (16)$$

$$\phi = \sum_m \phi_m(r) e^{im\theta} \quad (17)$$

los coeficientes del campo magnético resultan:

$$\xi_\lambda = \xi_{\lambda_0} \delta_{\lambda, \lambda_0} - \frac{i \Delta t \xi_{\lambda_0} \delta_{\eta, \eta_0} \eta^2}{\gamma(m^2 R^2 + \eta^2 a^2) J_m^2(\gamma_\lambda a)} \int_0^a dr J_m(\gamma_\lambda r) \left\{ \gamma_{\lambda_0}^{(m-m_0)} \phi_{m_0-m} J'_{m_0}(\gamma_{\lambda_0} r) - \right. \\ \left. - m_0 \phi'_{m_0-m} J_{m_0}(\gamma_{\lambda_0} r) \right\} \quad (18)$$

$$\lambda = m, n, q$$

Conocidos estos coeficientes, podemos hallar la energía y helicidad del sistema a través de (14) y (15). Luego de la relajación, la estructura magnética se encuentra en el estado force-free correspondiente a $\lambda = \lambda_0$ (mínimo). En consecuencia la energía disipada resulta:

$$\Delta W = W - W_0 = \sum_{mnq} \lambda^2 |\xi_\lambda|^2 - \lambda_0^2 |\xi_\lambda|^2, \quad |\eta_\lambda|^2 \ll |\xi_\lambda|^2 \quad (19)$$

Pero puesto que la helicidad debe mantenerse constante:

$$\Delta W = \sum_{mnq} (\lambda - \lambda_0) \lambda |\xi_\lambda|^2 \geq 0 \quad (20)$$

3. CONCLUSIONES

Actualmente estamos analizando las ecuaciones de evolución de ξ_{mnq} y η_{mnq} (que son no lineales y acopladas), a fin de obtener una estimación de tiempos característicos de disipación. Si bien el tiempo de disipación de cada modo T_λ resulta fácilmente calculable ($T_\lambda \sim S/\lambda^2$) por tratarse de un efecto netamente lineal, es necesario tener en cuenta el efecto de "cascada" que originan los términos no lineales (Hasegawa 1985), los cuales transfieren energía y helicidad entre los distintos modos.

Confiamos en que el modelo descrito no sólo permita obtener una tasa de calentamiento en función del campo de velocidades fotosférico sino además resulta factible analizar las condiciones en las cuales se producen las fulguraciones solares, que corresponden a procesos de liberación impulsiva de energía.

REFERENCIAS

- Chandrasekhar, S. y Kendall, P.C. 1957: Ap.J. 126, 457.
Hasegawa, A. 1985: Adv. Phys. 34, 1.
Heyvaerts, J. y Priest, E. 1984: A.A. 137, 63.
Heyvaerts, J. 1985: in IAU Symp. 107, p.95
Horiuchi, R. y Sato, T. 1986a: Phys. Fl. 29, 1161.
Horiuchi, R. y Sato, T. 1986b: preprint.
Sturrock, P. y Uchida, Y. 1981: Ap.J. 246, 331.
Taylor, J. 1974: Phys.Rev.Lett. 33, 1139.