TRANSPORTE TÉRMICO NO LOCAL EN PLASMAS

M. V. Canullo[1], A. Costa[1] y C. Ferro Fontan[1,2]

[1]*Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET), Ciudad Universitaria, (1428) Buenos Aires, Argentina*
[2]*Instituto de Física del Plasma, CONICET y Universidad de Buenos Aires, Pabellón I, Ciudad Universitaria, (1428) Buenos Aires, Argentina*

Se presenta una expresión no-local para el flujo de calor electrónico de baja colisionalidad, que reproduce resultados conocidos para Z iónico alto, bajo e intermedio, mediante la resolución de la ecuación de Fokker-Planck en un rango de energías supratérmicas. Las soluciones involucran un campo magnético externo, así como también una corrección a la anisotropía de la función de distribución debida a las líneas de campo magnético. Se muestra que el flujo térmico puede expresarse considerando una función de deslocalización para las partículas supratérmicas. La teoría también se aplica a la baja corona solar, mostrando que una cola supratérmica balística no-local originada cerca de la base domina el flujo térmico a distancias del orden de $4R_\odot$. Para energías mucho mayores que la térmica, la fuerza de fricción dinámica no es suficiente para retener las partículas supratérmicas, que son continuamente aceleradas (runaway). Es necesario entonces utilizar otra función de distribución. La teoría arroja valors coherentes con los datos observacionales tanto para el flujo de calor como para la dependencia angular de la función de distribución.

A nonlocal analytical expression for the electron heat flux in low collisional plasmas, wich reproduces known results at hight, low and intermediate ion charge number Z is derived by solving the Fokker-Planck equation in a narrow, tail-energy range. The solutions involve an external, magnetic field. A correction to the anisotropy of the distribution function due to inverse mirror effect was included. It is shown that the heat flux can be expressed taking into account a delocalization function for the suprathermal particles. The convolution formula leads in a physicall relevant way to the delocalization of the heat flux. The theory is applied to the lower solar corona, showing that a non-local, ballistic suprathermal tail originated near the coronal base dominates the energy flux at distances $r \gg 4R_\odot$. If energies higher than the thermal ones are considerd, the dynamical friction force cannot retain the suprathermal electrons, wich are continuously accelerated (runaway effect). Therefore it is necessary to use another distribution function. The theory is in agreement with the observational data, both for the heat flux and the angular dependence of the distibution function.

I. UN MODELO ELEMENTAL

Presentamos primero una extensión al caso con campo magnético de un modelo aplicable en plasmas en que el camino libre medio supera la escala de variación de la temperatura.

Sea $f(v,r,t)$ la función de distribución electrónica

$$\frac{\partial f}{\partial t}-\frac{\partial e\phi}{\partial t}\frac{\partial f}{\partial \varepsilon}+\mu v\frac{\partial f}{\partial r}+\frac{\left(1-\mu^2\right)}{mv}\left(\frac{\partial e\phi}{\partial r}-\frac{mv^2}{2B}\frac{\partial B}{\partial r}\right)\frac{\partial f}{\partial \mu}=$$

$$\frac{v}{\lambda_{ei}}\frac{\partial}{\partial \mu}\left[\left(1-\mu^2\right)\frac{\partial f}{\partial \mu}\right]+\frac{df}{dt_{ee}} \tag{1}$$

donde e es la carga del electrón, m es su masa, ϕ es el potencial electrostático, B es el campo magnético externo, λ_{ei} es el camino libre medio de scattering, y d/dt_{ee} es el operador de colisión *e-e*. Desarrollando la distribución unidimensional en polinomios de Legendre de $\mu = \cos\theta$, truncando el desarrollo en el segundo término $f = f_0 + \mu f_1$ y suponiendo que la desviación respecto de la Maxwelliana es sólo importante en el límite de altas energías ($f_0 = f_{MB} + \delta f$) se obtiene para el flujo de calor

$$q=\frac{8\pi}{3m_e^2}\int_0^\infty \varepsilon^2 f_1 d\varepsilon = -\int \frac{dx_0 n_0 T_0^{1/2}}{4\pi\left(3m_e Z_*\right)^{1/2}}\frac{dT_0}{dx_0}L_z^*(\theta)$$

$$\frac{\sqrt{\omega(x)_c}}{\sqrt{\omega(x_0)_c}} \tag{2}$$

donde el subíndice 0 significa posición del punto fuente y ζ es el espesor de la atmósfera $\int n(x)dx$ medido en unidades de camino libre medio, ω_c es la frecuencia de ciclotrón y se consideraron los perfiles fenomenológicos recogidos por el Helios 2 [1].

Para un plasma de H el factor de deslocalización $L(\theta)$ puede expresarse en términos de la función de Bessel modificada K_3

$$L_1(\theta) = 30.474\,\theta^{3/2} K_3(2.15\,\theta^{1/2})$$

II. CÁLCULO DE FLUJO DE CALOR A PARTIR DEL EFECTO RUNAWAY

En presencia de un campo eléctrico y para velocidades suficientemente mayores que la térmica, las partículas son continuamente aceleradas y la descripción anterior ya no es válida (efecto runaway).

Definimos al campo de Dreicer como el campo eléctrico necesario para que un electrón con energía $mv_T^2 = T_e$ duplique su velocidad en el intervalo típico entre colisiones.

$$E_D = 4\pi e^3 n ln\Lambda / T_e = 2.610^{-13} ln\Lambda n / T_e \left[V/cm, cm^{-3}, eV\right]$$

Aún para campos $E << E_D$ existen partículas con velocidades mayores que un valor crítico $v_{cr} = v_T\sqrt{E_D/E}$ que sufren este efecto. Esto se debe a que la frecuencia de colisión es una función fuertemente decreciente de la velocidad (v^{-3}).

La velocidad crítica divide a la función de distribución en dos partes básicamente distintas. Los electrones con velocidades $v < v_{cr}$ forman una función de distribución estacionaria cercana a la Maxwelliana, mientras que los electrones con $v > v_{cr}$ no son retenidos por la fuerza de fricción dinámica y son continuamente acelerados, formando un haz de electrones 'runaway'. En la región $v \cong v_{cr}$ tiene lugar la conversión de la función de distribución de forma simétrica a fuertemente direccional.

Estamos interesados en el flujo térmico. Es sabido que a él contribuyen sobre todo los electrones con energías $6T_e$. Por otra parte, el potencial elctrostático en la corona vale aproximadamente $\phi(x) = (1+1/0.185)T_e(x)\ eV$. Con los perfiles fenomenológicos dados anteriormente resulta $E/E_D = 0.03x^{1/3}$ que es pequeño aún a $70R\odot$. Puede verse que las velocidades de interés están en el rango supercrítico. El cálculo de la sección anterior no es, por lo tanto, suficientemente preciso[2].

En el régimen de campo eléctrico débil ($E/E_D << 1$) sólo los electrones supratérmicos con $v \gg v_T$ son continuamente acelerados, por lo tanto para encontrar la función de distribución de estos electrones es suficiente usar una ecuación cinética simplificada con una integral de colisión linealizada que no tome en cuenta las colisiones mutuas entre las partículas rápidas. Para obtener la solución analítica en la región $v \leq v_{cr}$ para un gas totalmente ionizado de $Z = 1$ se suele proponer una dependencia angular exponencial del tipo[3]

$$f = C\exp\phi(u, \mu)$$

donde C es una constante a determinar con las condiciones de contorno y $\phi(u,\mu) = \sum \phi_n(u)(1-\mu)^n$. Truncando en $n = 1$ la cadena de ecuaciones que resulta de introducir la expresión para ϕ en (1) se obtiene la distribución de Gurevich[3],

$$f(\varepsilon,\theta) = (m/2\pi)^{3/2}(n_e/T_e^{3/2})\exp(-u^2/2 + E^*u^2 -$$

$$(2/E^*)^{1/2}(1-(1-(E^*)u^2)^{1/2}) -$$

$$(E^*/2)^{1/2}u^2(1-(E^*)u^2)^{1/2}(1-\mu)) \qquad (4)$$

donde m es la masa del electrón, T es su temperaura, n es la densidad, $E^* = E/E_D$ y $u^2 = mv^2/T_e$.

Debe advertirse que la ecuación (4) es sólo una primera aproximación a la solución, pues su rango de validez está limitado a la zona

$$(E_D/E)^{1/4} \leq u < u_{cr} = (E_D/E)^{1/2}.$$

Por debajo y por encima de este rango otras aproximaciones deben ser empleadas.

III. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Comparando la solución (4) para un rango de energías ε entre 30 y 90 eV a 68 $R\odot$ con la representada en (3) se observa que existe sustancial acuerdo en la dependencia angular de la función de distribución para energías altas ($\geq 100eV$). Se puede ver el mismo pico pronunciado en la dirección $\theta \cong 0$.

Con la expresión (4) se puede calcular el flujo de calor (en erg/cm^2 seg):

$$q(x) = 5.3410^{-5}\int n(x)/T_e(x)^{3/2}\exp(-\varepsilon/T_e + (2E^*)\varepsilon/T_e -$$

$$(2/E^*)^{1/2}(1-(1-(E^*)2\varepsilon/T_e)^{1/2})(\exp(-2G(\varepsilon))$$

$$(1/G(\varepsilon) + 1/(G(\varepsilon)^2)) + (1/G(\varepsilon) - 1/G(\varepsilon)^2))\varepsilon^2 d\varepsilon \quad (5)$$

con $G(\varepsilon) = \sqrt{E^*2\varepsilon/T_e}(1-2(E^*)\varepsilon/T_e)^{1/2}$

La integral sobre la energía se realizó numéricamente. Comparándola con los ajustes a los datos obervacionales de Helios 2 en Ref.[3] se observa que:

• Extrapolando los datos empíricos a $x = 2R\odot$, el flujo de calor resulta ser del mismo orden que el calculado ($\cong 10^5$ erg/cm^2 *seg*).

• Para 68 $R\odot$, el flujo es del mismo orden que el medido ($\cong 10^{-2}$ erg/cm^2 *seg*).

• Para velocidades mayores que la v_{cr} se debe calcular el flujo de calor con la función de distribución propuesta por Lebedev[2]. Sin embargo, el empalme con la función de Gurevich no resulta trivial y se espera que en este rango de energías la contribución al flujo de calor sea del mismo orden que el obtenido con la ecuación (5). Por otra parte, en la región de bajas velocidades ($\cong v_T$), el flujo es cercano al de Spitzer.

Suponiendo una distribución Maxwelliana en la base de la corona, nuestros cálculos muestran que el integrando de la expresión de q cambia gradualmente de una forma tipo delta para $x < 2R\odot$ (región colisional) hasta una distribución no local tipo plateau para $x > 4R\odot$, mostrando un claro dominio de los electrones con largo camino libre medio. Esta cola cuasibalística determina la mayor parte del flujo para $x \geq 4R\odot$, mientras que para las capas internas q se aproxima a la fórmula de Spitzer-Härm.

REFERENCIAS

1. R. Schwenn, E. Marsch. *Physics of the Inner Heliosphere. 2 Particles, waves and turbulence*. Physics and Chemistry in Space **21**. Space and Solar Physics, Springer-Verlag (1990).
2. R. H. Cohen. Phys. Fluids **19**, 239 (1976).
3. W. Pilipp, H. Miggenrieder, M Montgomery, K. Muhlauser, H. Rosenbauer, S. Schwenn. J. Geoph. Res. **92** (1987).