

## EL FLUJO DE VIENTO SOLAR EN LA VECINDAD DE LA CAVIDAD MAGNETOSFERICA

HÉCTOR PÉREZ DE TEJADA\*

### RESUMEN

La región de interacción entre el viento solar y el campo geomagnético es examinado bajo el formalismo de la magnetogasdinámica convencional. Un modelo adecuado de flujo de capa límite (de origen viscoso) es utilizado para representar las condiciones existentes en la vecindad de la magnetósfera ecuatorial.

El plasma incidente es supuesto de conductividad eléctrica infinita y con un campo magnético presente alineado a la dirección del flujo. La cavidad geomagnética actúa en primera aproximación como un obstáculo sólido inmerso en el viento solar con el cual interacciona colectivamente.

Bajo estas aproximaciones, el comportamiento de las variables termodinámicas del fluido es investigado como función de la velocidad de incidencia, del parámetro  $\beta$  del plasma y de las características térmicas del medio. Particular atención es dada a la influencia de los efectos magnéticos para modificar los patrones convencionales de la interacción viscosa en hidrodinámica.

### DISCUSIÓN

Una de las mayores sorpresas que causó la observación directa del medio interplanetario en el que se mueve la tierra, fueron las características hidrodinámicas del confinamiento del campo geomagnético por el viento solar.

Fue muy notable en los primeros años de investigación teórica y experimental, el hecho de que aparte de la mera existencia de la cavidad magnetosférica (la cual se había ya sugerido años atrás para periodos es-

\* Departamento de Espacio Exterior, Instituto de Geofísica.

porádicos de actividad solar), su configuración espacial, así como el control fenomenológico que su presencia impone al viento solar, corresponden muy aproximadamente a lo que podría esperarse de una interacción hidrodinámica convencional. Por ejemplo, la presencia de una onda de choque en la parte frontal de la cavidad, fue interpretada como debida al hecho de que el viento solar se mueve en la vecindad de la tierra con velocidades considerablemente mayores que la del sonido (y en general mayores que las de cualquier modo de propagación magnetohidrodinámico) en el medio

En estas condiciones, la presencia de cualquier obstáculo provoca la creación de un frente de choque en forma muy similar al que se forma delante de un avión en vuelo supersónico. En ambos casos, las perturbaciones termodinámicas que la presencia del objeto producen al fluido en movimiento no pueden propagarse exitosamente hacia adelante y son barridas por el fluido mismo a lo largo de una superficie de discontinuidad de carácter disipativo.

De importancia principal es también el hecho de que la configuración espacial de la cavidad corresponde a la que un fluido hidrodinámico con la velocidad del viento solar pero sin campo magnético impuesto, produciría al incidir sobre un campo magnético dipolar cuyo momento sea del orden del exhibido por la tierra (Dryer M. y G. Heckman, 1966). La condición que determina la posición de la frontera entre los dos medios es que la presión dinámica del viento solar sea exactamente balanceada por la presión magnética dentro de la cavidad; esto es:

$$\frac{B_{\text{geo}}}{\mu_e} = 2\rho_{\text{vs}} v_{\text{vs}}^2 \cos^2 \psi \quad (I)$$

en donde  $B_{\text{geo}}$  denota la magnitud del vector flujo magnético existente dentro de la cavidad y  $\mu_e$  el coeficiente de susceptibilidad magnética.  $P_{\text{vs}}$ ,  $\rho_{\text{vs}}$  y  $v_{\text{vs}}$  indican la presión, densidad y velocidad del viento solar respectivamente ( $\psi$  es el ángulo que forman el vector velocidad del viento solar con la normal a la cavidad).

La razón por la que los efectos producidos por el campo magnético interplanetario no son considerados en este balance de presiones es que su contribución es apenas del orden de un sesentavo de la presión dinámica del viento solar. Esto se indica convenientemente por medio del parámetro  $\beta$  del plasma definido como

$$\beta = \frac{B_{\text{vs}}^2 / \mu_e}{\rho_{\text{vs}} v_{\text{vs}}^2}$$

En la tabla siguiente se muestran valores típicos de algunos parámetros representativos de las condiciones presentes en el medio interplanetario en la vecindad de la tierra (Dryer, 1966):

Densidad de protones	$6\#/\text{cm}^3$
Temperatura	500 000 °K
Campo magnético	6 $\gamma$
Velocidad del sonido	90 Km/seg
Velocidad de Alfvén	50 Km/seg
Veloc. Magnetosónica	100 Km/seg
Veloc. del viento solar	400 Km/seg
No. de Mach	7.7
Parámetro $\beta$	0.02

El éxito de la hidrodinámica de medios conitnuos para describir la extensión y forma de la cavidad, representó un avance innegable al entendimiento descriptivo de las regiones de influencia más alejadas de nuestro planeta. Sin embargo, la razón por la que al principio indiqué que el descubrimiento de tales entidades físicas causó sorpresa y hasta confusión, es el hecho de que las características físicas del viento solar, lo hacen decididamente un medio no continuo en el contexto hidrodinámico de la palabra. Esto es, debido a su extrema baja densidad, el camino libre medio de las partículas que forman el viento solar es extremadamente grande (del orden de una unidad astronómica) y por tanto, los efectos de colisiones de carácter coulombiano son completamente despreciables.

Al no haber prácticamente ninguna colisión, resulta a primera vista difícil el entender como es que tal medio puede manifestar un comportamiento similar al de un fluido continuo.

La respuesta a esta pregunta dista todavía mucho de ser elaborada satisfactoriamente. Sin embargo, se piensa que el carácter continuo del medio se establece a través del movimiento quasihelicoidal de las partículas en el campo magnético interplanetario, así como de la interacción de ciertas irregularidades magnéticas con las partículas.

Sin disponer de una formulación matemática adecuada sobre la forma como se efectúan estos procesos, la actitud que ha prevalecido entre un gran número de autores, es la de continuar utilizando la hidrodinámica de medios continuos probando sus resultados a la luz de las observaciones experimentales.

De relevancia especial en este contexto es el estudio de la estructura de la frontera de la cavidad a la cual se le conoce como magnetopausa.

Esta superficie es en realidad una región de unos 100-500 Km de espesor (en la parte frontal de la cavidad) a través de la cual ocurre un cambio completo de las propiedades del plasma y de las del campo magnético presente.

La importancia de esta región de interacción radica fundamentalmente en el transporte de propiedades que ocurre a través de ella. Se ha invocado, por ejemplo, que algún tipo de transporte viscoso debe tener lugar en esta región, a fin de explicar la presencia de movimientos macroscópicos detectados dentro de la cavidad magnetosférica.

En la figura 1 se muestra esquemáticamente los patrones generales de circulación del material existente dentro de la cavidad magnetosférica.

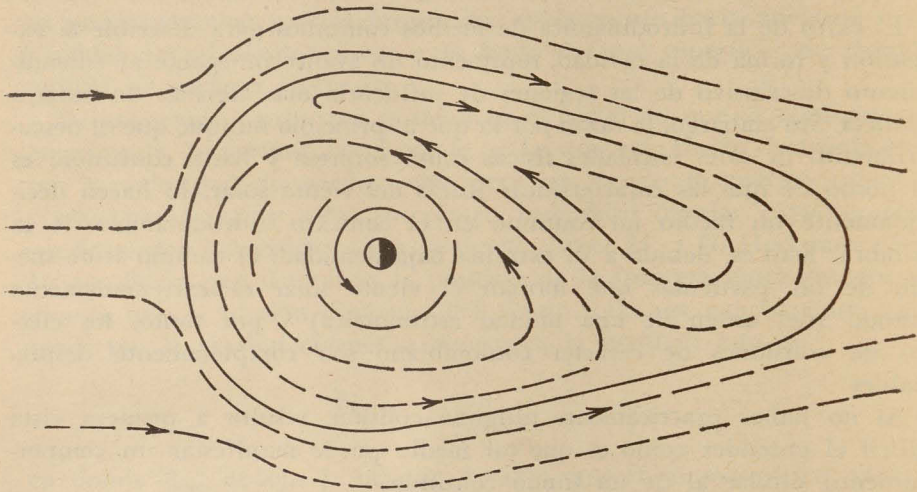


Fig. 1. Corte esquemático de la cavidad magnetosférica en el plano ecuatorial mostrando las líneas de flujo del viento solar y del material magnetosférico.

Conforme al modelo original de Axford (Axford W. y C. Hines, 1961) el material se desplaza en el mismo sentido del viento solar en las partes más exteriores de la cavidad magnetosférica y en la dirección opuesta en sus regiones internas. La asimetría (con respecto a la línea sol-tierra) mostrada en la figura, se debe a la rotación de la tierra la cual modifica fuertemente los contornos de circulación más cercanos al planeta.

La fuerza motriz responsable de esta circulación se encuentra indudablemente asociada al movimiento del viento solar que debido a algún mecanismo viscoso logra impulsar el material magnetosférico.

En base a los efectos que tal interacción produce, se ha estimado que el coeficiente de viscosidad equivalente del viento solar debe ser del orden de  $2 \times 10^{-4}$  micropoises. (Faye-Petersen y G. Heckman, 1968).

Estimaciones como ésta, se han hecho utilizando modelos hidrodinámicos convencionales de interacción viscosa en la frontera de un fluido, problema al que se le conoce como *capa límite*.

En estos análisis se ha supuesto como antes que la presencia del campo magnético fuera de la cavidad no es determinante de la estructura de la capa límite correspondiente (el parámetro  $\beta$  es en esta región de flujo turbulento del orden de 0.1). Sin embargo, es mi propósito indicar aquí que la interpretación magnetohidrodinámica convencional de este problema exige la consideración de la presencia del débil campo magnético exterior.

Una configuración de una capa límite viscosa adecuada para representar la estructura de la magnetopausa se muestra en la figura (2).

En la parte superior se han delineado los perfiles de velocidad e in-

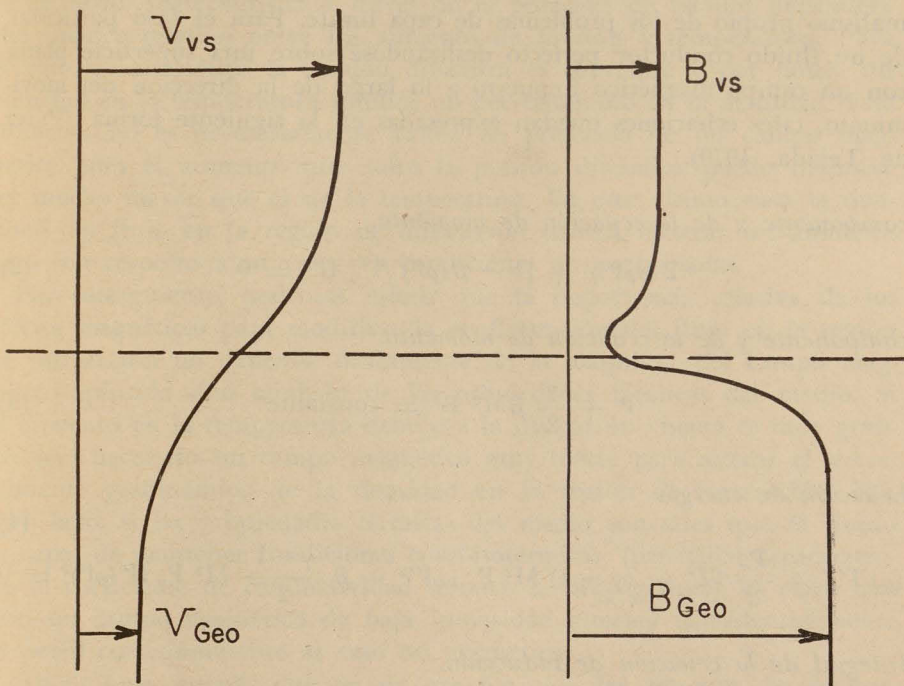


Fig. 2. Perfiles de velocidad y campo magnético a través de la magnetopausa.

tensidad de campo magnético correspondientes a las condiciones características del viento solar, mientras que en la parte inferior se muestran las mismas variables conforme a las condiciones propias de la magnetósfera.

En general, es conveniente suponer que como resultado de la interacción del viento solar con el material magnetosférico, la velocidad y la intensidad del campo magnético del viento solar decrecen rápidamente en la zona de interacción. Por otra parte, puesto que bajo condiciones de conductividad eléctrica infinita (número magnético de Reynolds infinito) no hay conexión entre el campo magnético del viento solar y el campo geomagnético, se espera una fuerte discontinuidad en el valor del campo al pasar de una región a otra. Es por esta razón que el perfil de intensidad magnética debe mostrar un aumenot repentino al pasar hacia el interior de la cavidad (Cassen P. y J. Zsabo, 1970).

El comportamiento de las variables del problema está descrito por las ecuaciones de momento, energía e inducción (ley de Ohm) reducidas convenientemente conforme con las aproximaciones convencionales del formalismo propio de los problemas de capa límite. Para el caso particular de un fluido conductor perfecto deslizándose sobre una superficie plana con un campo magnético impuesto a lo largo de la dirección del movimiento, tales ecuaciones quedan expresadas en la siguiente forma (Pérez de Tejada, 1970).

*componente x de la ecuación de momento.*

$$2(\mu\rho f'')' + [1 - \beta(\rho f')/f''] ff'' = 0 \quad (2)$$

*componente y de la ecuación de momento.*

$$P + \frac{\gamma}{2} \beta M^2 B^2 = \text{constante} \quad (3)$$

*Ecuación de energía*

$$(\mu\rho T')' + \frac{P_r}{2} fT' + (\gamma - 1) M^2 P_r \mu\rho f''^2 + \beta \frac{\gamma - 1}{2} M^2 P_r ff' (\rho f')^2 = 0 \quad (4)$$

*Integral de la ecuación de inducción.*

$$B \sim \rho V \quad (5)$$

En estas ecuaciones (dadas en forma adimensional),  $f$  denota la función de flujo y  $\mu$  la función de viscosidad,  $V$ ,  $P$ ,  $\rho$  y  $T$  representan la velocidad, presión, densidad y temperatura del flujo respectivamente.  $M$ ,  $P_r$  y  $\gamma$  denotan los números de Mach y de Prandtl y el cociente de los calores específicos del gas.

El sistema de ecuaciones (2.5) está asimismo complementado con la ecuación de estado de un gas ideal:

$$P \sim \rho T \quad (6)$$

la cual resulta ser particularmente útil en combinación con la relación de conservación de la presión total (ecuación 3).

De la ecuación 3 se puede advertir que el efecto del campo magnético es en general el de forzar un aumento en la presión dinámica  $P$  en

la zona de interacción (en donde la presión magnética  $\frac{\gamma}{2} \beta M^2 B^2$  decrece).

Por otra parte, los efectos de disipación viscosa causan un aumento de la temperatura en esta región, de tal manera que el comportamiento de la densidad (determinada a través de la ecuación de estado) dependerá del balance relativo entre los aumento de presión y temperatura. Para el caso no magnético la presión dinámica es constante y por tanto, un aumento en la temperatura implica un decrecimiento en la densidad. Esta situación no es necesariamente válida en presencia de un campo magnético pues el aumento que sufre la presión dinámica puede inclusive ser mucho mayor que el de la temperatura. En este último caso la densidad del flujo en la región de interacción deberá mostrar un aumento neto con respecto a su valor en condiciones no perturbadas.

Por consiguiente, podemos inferir que la importancia relativa de los efectos magnéticos para modificar la configuración del flujo en la región de interacción no depende únicamente de la magnitud del campo magnético aplicado sino también de las propiedades térmicas del medio. Si el aumento en la temperatura debido a la disipación viscosa es muy grande, será necesario un campo magnético muy fuerte para alterar el decrecimiento gasdinámico de la densidad en la región de interacción. Por otro lado, si las propiedades térmicas del medio son tales que el fluido es capaz de mantener condiciones cuasi-isotérmicas (particularmente cuando el coeficiente de conductividad térmico es muy grande), es claro que aún un campo magnético de baja intensidad alterará considerablemente el perfil correspondiente al caso no magnético.

Ahora bien, sucede que en un gas ionizado los procesos de conducción de calor (transmisión del movimiento azaroso de las partículas del

plasma) los cuales se efectúan principalmente a través de las componentes electrónicas del medio, son aproximadamente 40 veces más eficientes que los procesos de transporte viscoso (cambios en el perfil de las velocidades macroscópicas) los cuales se llevan a cabo a través de las componentes iónicas. Esta dependencia se expresa convenientemente por medio del co-

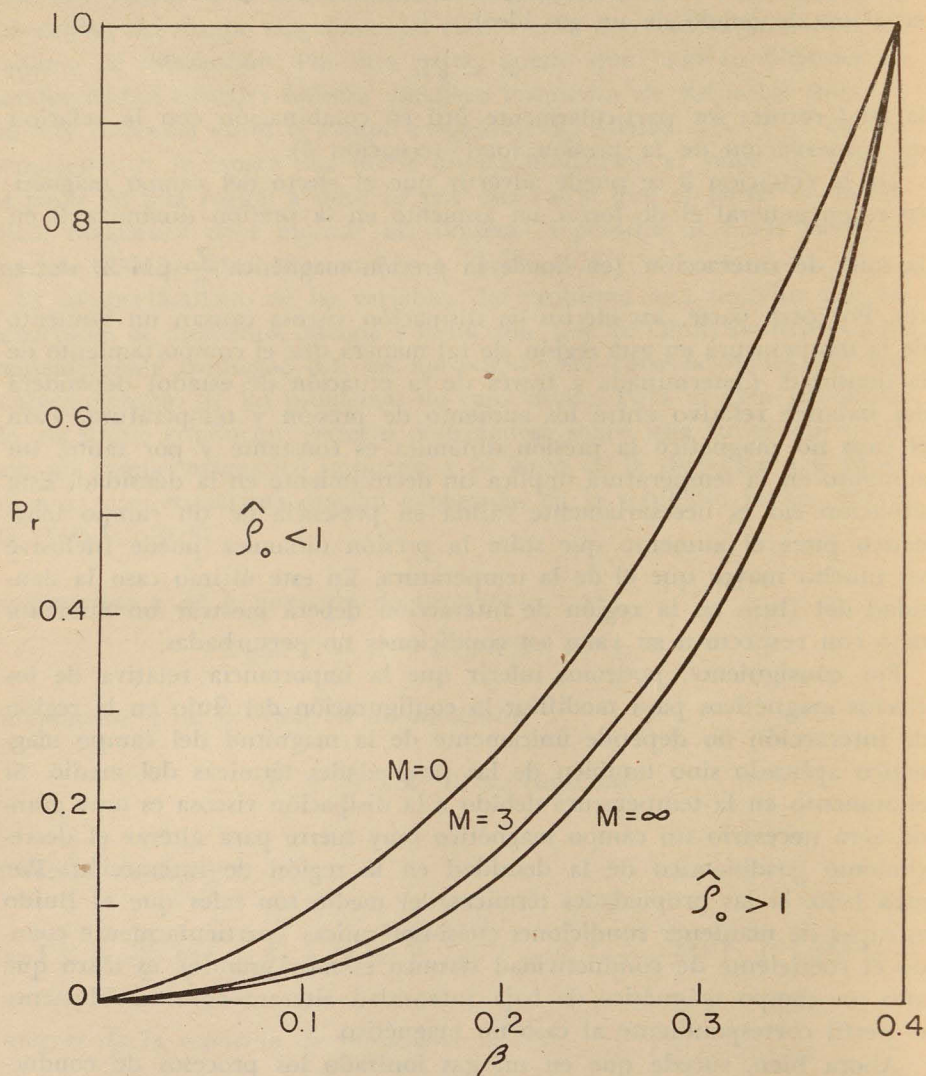


Fig. 3. Trazas  $\rho_0 = 1$  en el plano  $P_r - \beta$

nocido No. de Prandtl  $P_r = \mu c_p / k$  en donde  $\mu$  y  $k$  representan los coeficientes de viscosidad y conductividad térmica.

Para un gas ionizado el No. de Prandtl es del orden de  $P_r \sim 0.03$  lo cual implica que el aumento en la temperatura debidos a procesos de disipación es mínimo (aunque también aumenta con la velocidad del flujo incidente). (Kalikhman, L, 1967).

Conforme a este comportamiento característico de los gases ionizados y suponiendo que en su estado turbulento el viento solar obedece este balance térmico tan especial, podemos concluir que el criterio para determinar si el campo magnético afecta o no la interacción viscosa del fluido, solo podrá establecerse a través de un análisis consistente de todas las ecuaciones que describen el problema (Pérez de Tejada, 1972).

Los resultados de este análisis se muestran en la Fig. (3) en la cual se ha graficado el valor del parámetro  $\beta$  necesario para anular la rarefacción que la disipación viscosa produce.

Las varias curvas mostradas están parametrizadas por un valor del número de Mach del flujo incidente y representan condiciones bajo las cuales la densidad del fluido en la región de interacción ( $\rho_0$ ) muestra el mismo valor que en las regiones de flujo no perturbado  $\rho_\infty$ , esto es  $\rho_0 / \rho_\infty = 1$ . Tales curvas pueden ser utilizadas para diagnosticar el comportamiento de  $\rho_0$  conforme la velocidad del flujo o la intensidad del campo magnético aumentan.

Toda la región superior a cada una de estas curvas corresponde a condiciones en las que el cociente  $\rho_0 / \rho_\infty$  toma valores menores que la unidad (rarefacción en la zona de interacción).

Por el contrario, la región situada por debajo de cada una de estas curvas corresponde a condiciones en las que la densidad del flujo en la región de interacción es mayor que la correspondiente a condiciones no perturbadas. De esta figura podemos ahora inferir que para valores del número de Prandtl del orden de  $P_r \sim 0.03$ , un campo magnético impuesto tal que el parámetro  $\beta$  sea  $\beta \sim 0.1$  resulta ser suficiente para imponer a la densidad del flujo un comportamiento totalmente diferente del esperado para el caso no magnético.

En consecuencia, aún cuando la existencia del campo magnético interplanetario no parece ser determinante de la geometría de la cavidad magnetosférica; su presencia resulta ser decisiva en la selección de las condiciones que determinan la configuración del flujo en su frontera.

## BIBLIOGRAFIA

- AXFORD, W. y C. O. HINES, 1961 *Cann. J. of Physics*, Vol. 39 (p. 1433).
- CASSEN P. y J. ZSABO, 1970 *Planet. Space Sciences*, Vol. 18, (p. 349).
- DRYER M. 1966 *A. I. A. A. Journal*, Vol. 4 (p. 246)).
- DRYER M. y G. HECKMAN, 1967 *Planet. Space Sciences*, Vol. 15 (p. 515).
- FAYE-PETERSEN y G. HECKMAN, 1968 *Ann de Geophys.* Vol. 24 No. 1.
- KALIKHMAN L. *Elements of Magnetogasdynamics*, W. B. Saunders, Co. 1967.
- PÉREZ DE TEJADA H. 1970. Tesis Doctoral, Universidad de Colorado Boulder, Colorado.
- PÉREZ DE TEJADA H. 1972. Enviado para su publicación al "Physics of Fluids".