

CHOQUE DINÁMICO CON PRESIÓN DE RAYOS CÓSMICOS

Urzagasti D.

*Instituto de Investigaciones Físicas
Universidad Mayor de San Andrés
La Paz-Bolivia*

RESUMEN

Se estudia la estructura de los choques fuertes generados por explosiones de supernova considerando la influencia de la presión de los rayos cósmicos. Para ello se acoplan las ecuaciones hidrodinámicas del gas interestelar que es chocado con la ecuación de difusión de los rayos cósmicos. Se asume una ley de potencias para el espectro de momentos de estas partículas (protones), de manera que la ecuación de difusión se convierte en una ecuación para la presión de rayos cósmicos. Se adopta una geometría esférica para el choque y se lleva las ecuaciones a una forma autosimilar en el espacio-tiempo, restando una pequeña dependencia con el tiempo de difusión que no altera la estructura obtenida. Se introduce el efecto de la inyección a través de parámetros variables. Los parámetros del modelo son el exponente del espectro de momentos, los momentos de inyección y de corte del espectro, la intensidad del campo magnético medio, la velocidad del choque y el parámetro de inyección

1. INTRODUCCIÓN

Dado que existe el consenso general acerca de que el origen de los rayos cósmicos estaría en su aceleración por ondas de choque, producidas por la liberación de una gran cantidad de energía cinética ($\sim 10^{51} \text{erg}$) en explosiones de supernova, intentamos abordar en este trabajo el problema de la modificación a la estructura espacio-temporal de estos choques debido precisamente a la influencia de estas partículas altamente energéticas que son generadas y aceleradas en las inmediaciones del frente de choque. La presencia de esta componente no-térmica -principalmente protones- contribuye con una presión de rayos cósmicos que aumenta la eficiencia del frenado de las partículas del flujo entrante al choque, permitiendo así una mayor compresión del gas térmico. Por otro lado, la población de rayos cósmicos crece a expensas de la población de partículas altamente energéticas en la distribución Maxwelliana de la componente térmica, y por tanto, se produce la disminución de la energía térmica a causa de que una buena parte de ésta es llevada por las nuevas partículas inyectadas al proceso de aceleración.

La onda de choque (o simplemente el choque), entendida como una perturbación que se propaga radialmente hacia fuera de la fuente de la explosión, origina una discontinuidad en las magnitudes hidrodinámicas, y esto debido a que la perturbación se propaga supersónicamente respecto de la velocidad del sonido en el medio que es perturbado. Como consecuencia, al ser el gas sin perturbar (delante del choque) alcanzado por la onda, es comprimido, aumentando su densidad y presión; y su velocidad, que era inicialmente nula, aumenta rápidamente a un valor cercano pero menor que el de la velocidad del choque, v_c : la onda 'arrastra' el gas que encuentra en su camino. Esta región perturbada (detrás del choque),

que el choque va dejando en su propagación, está separada de la región sin perturbar por una región de transición (frente del choque) cuyo espesor es del orden de la longitud característica de los procesos microscópicos de difusión.

En el sistema de referencia del frente de la onda de choque, la cual se propaga hacia fuera de la fuente de la explosión, las partículas del medio sin perturbar (corriente arriba) llegan hacia el frente con una velocidad igual a la velocidad de la onda y luego, al ser chocadas por el frente, son frenadas hasta alcanzar una velocidad algo menor detrás del choque (corriente abajo), siendo la disminución por un factor igual a la compresión del gas, la cual es $r_s = \rho_2/\rho_1$, donde ρ_2 la densidad detrás del choque y ρ_1 la densidad no perturbada delante del mismo. El gas interestelar sin perturbar es esencialmente neutro, con una abundancia mayoritaria de H ($\sim 70\%$), de baja densidad ($< 1 \text{cm}^{-3}$) y con una temperatura del orden de 100K o mayor. Al ser este gas comprimido por la onda, su temperatura aumenta notablemente, en un factor 10^3 o mayor, produciéndose su ionización. Este plasma, detrás del choque, se mueve corriente abajo con una velocidad media relativamente grande, y a pesar de ésto, existe una población de iones (principalmente protones) altamente energéticos, provenientes de la parte de altas energías de la distribución Maxwelliana, que, con una velocidad suficientemente grande y contraria a la del flujo medio, pueden atravesar el frente de choque desde detrás hacia delante del mismo. Este haz de iones supratérmicos se constituye en la población de rayos cósmicos inyectados por primera vez y que son acelerados posteriormente por el mecanismo de Fermi de primer orden.

El mecanismo difusivo consiste en la dispersión de las

partículas energéticas por parte de las irregularidades del campo magnético, las cuales son ondas magneto-hidrodinámicas de Alfvén que están congeladas por delante y por detrás del choque y que ganan energía por la compresión de éste. Para que se aplique el mecanismo de Fermi es indispensable que las partículas a ser aceleradas sean capaces de cruzar el choque, esto es, que su camino libre medio exceda el espesor del mismo. Como están presentes las ondas magnetohidrodinámicas, la condición para ello es que el giroradio de las partículas detrás del choque sea del orden de dicho espesor, y dado que el giroradio es proporcional al momento de la partícula, solo partículas supratérmicas logran tal objetivo. El caso límite inferior se da cuando el giroradio es igual al camino libre medio del proceso de difusión, llamado límite de Bohm. Así, en el mecanismo de Fermi de primer orden, luego de dos pasos consecutivos por el frente del choque, el momento ganado por la partícula es proporcional a la diferencia de velocidades del fluido a uno y otro lado del choque, es decir, se trata de un proceso de aceleración de primer orden respecto de la velocidad del choque. Si las irregularidades del campo magnético fueran despreciables, es decir, si hubiera ausencia de estos centros dispersores, partículas energéticas podrían escapar hacia delante del choque y no retornar hacia él, con lo cual el mecanismo de Fermi no se aplicaría. Sin embargo, las partículas que logran pasar hacia delante sirven como semilla para la generación de las ondas de Alfvén, las cuales son amplificadas al ser alcanzadas por el choque. Esta amplificación origina una disminución del giroradio de las partículas detrás del choque, debido a que este es inversamente proporcional a la amplitud de las ondas de Alfvén, y por tanto, un mayor momento de las partículas energéticas es necesario para que éstas puedan cruzar nuevamente el choque. Estas interacciones onda-partícula regulan la fracción de partículas que pueden escapar hacia delante del choque para participar en el proceso de aceleración, y el proceso recibe el nombre de inyección. Malkov (2001) ha desarrollado un modelo detallado de inyección basado en las interacciones entre las partículas supratérmicas y las ondas magnetohidrodinámicas autogeneradas.

Es el gran contenido energético de los rayos cósmicos el que puede modificar drásticamente la estructura del choque. Por un lado, la región inmediatamente delante del choque está poblada por los rayos cósmicos que están participando del proceso de aceleración, y el gradiente de presión de éstos actúa antes que el correspondiente a la componente térmica en la aceleración del material que es alcanzado por la onda o bien, antes que el choque en sí, el cual, por este motivo, ha recibido el nombre de subchoque, mientras que la región mencionada delante de él se ha llamado el precursor de rayos cósmicos. Por otro lado, la eficiente aceleración de partículas hace que la energía de la explosión sea convertida no solo en energía térmica sino también en energía no-térmica de la población de rayos cósmicos, originando una mayor compresión de la componente térmica.

El proceso de aceleración difusivo de partículas energéticas arriba descrito origina un espectro de momentos de los rayos cósmicos del tipo de ley de potencias: $\propto p^{-q_s}$. En el modelo de partícula de prueba, donde no se considera el gradiente de presión de los rayos cósmicos, el coeficiente resulta ser función de la compresión: $q_s = 3r_s/(r_s - 1)$, tomando valores entre 4.1 y 4.3 para un gran rango de momentos por arriba del momento de inyección (Völk, 1997). Adoptamos este modelo para la dependencia con los momentos de la densidad en el espacio físico de los rayos cósmicos, obviando así el problema de la obtención del espectro, que involucraría la resolución de la ecuación a derivadas parciales para la mencionada densidad, y teniendo entonces que fijar como parámetros el momento mínimo de inyección, el momento máximo de corte del espectro y el exponente de la ley de potencias señalado. Nos restringimos al estudio de la dependencia espacio-temporal de la estructura del choque escribiendo las ecuaciones hidrodinámicas junto con la ecuación de difusión-convección de rayos cósmicos en una geometría esférica y con forma autosimilar en el espacio-tiempo, restando una ligera dependencia temporal en ésta última, pero que representa solo la evolución en la escala del tiempo de difusión, mucho menor que la escala correspondiente a la propagación de la onda de choque. Debido a la complejidad del problema, tanto la tasa de inyección de partículas energéticas como la tasa de pérdida de energía por parte de la componente térmica por el proceso de inyección son arregladas de forma que dejan parámetros libres a ser analizados. Así, el trabajo presentado aquí no está orientado al estudio detallado de la estructura espacial del choque ni del espectro de energía de los rayos cósmicos, sino más bien a la inspección de como los distintos parámetros involucrados afectan la estructura del choque como función de una variable autosimilar esférica que puede representar ya sea a la variable espacial como a la temporal.

2. MODELO

Se considera una onda de choque esférica propagándose en un fluido politrópico homogéneo y de densidad ρ_1 . La onda es producida por una explosión de supernova, con la liberación de una gran cantidad de energía, E ($\sim 10^{51} \text{erg}$ en forma de energía cinética), en un volumen inicialmente pequeño frente a las dimensiones del volumen alcanzado por la onda cientos de años después; es decir, se considera una fuente puntual para la energía del choque esférico y ubicada en el centro de éste. Las ecuaciones apropiadas que gobiernan el comportamiento del fluido son, en este caso, las ecuaciones hidrodinámicas en coordenadas esféricas:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) &= 0, \\
\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial v^2}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial (P + P_c)}{\partial r} &= 0, \\
\rho^\gamma \frac{d}{dt} (P \rho^{-\gamma}) &= \frac{\partial}{\partial t} P + v \frac{\partial}{\partial r} P + \frac{\gamma P}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) \\
&= -(\gamma - 1) S(r, t).
\end{aligned} \tag{1}$$

Estas son, respectivamente, las ecuaciones de continuidad, movimiento y flujo de energía. r es la coordenada radial con origen en la fuente del choque, t es el tiempo, ρ es la densidad de masa, v es la velocidad del fluido, γ es el cociente de capacidades caloríficas del fluido, P es la presión de la componente térmica del fluido, P_c es la presión de la componente en rayos cósmicos y la función $S(r, t)$ representa la tasa de pérdida de energía por unidad de volumen debida al proceso de inyección.

La presión de rayos cósmicos es obtenida de la siguiente integral que involucra la densidad de rayos cósmicos en el espacio de las fases, $f_c(r, p, t)$, donde p es el momento:

$$P_c(r) = \frac{4\pi c}{3} \int_0^\infty dp \frac{p^4 f_c(r, p, t)}{(p^2 + m^2 c^2)^{1/2}}. \tag{2}$$

Consideramos protones en la población de rayos cósmicos, de manera que m es la masa de estas partículas y c es la velocidad de la luz.

A su vez, $f_c(r, p, t)$ es obtenida de la ecuación de difusión de rayos cósmicos, la cual, en coordenadas esféricas tiene la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt} f_c &= \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right) f_c = \\
\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 k(r, p, t) \frac{\partial f_c}{\partial r}) &+ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) \left(\frac{p}{3} \frac{\partial f_c}{\partial p} \right) + T_{in}(r, p, t).
\end{aligned} \tag{3}$$

Aquí $k(r, p, t)$ es el coeficiente de difusión de rayos cósmicos y T_{in} es un término adicional que se introduce para tomar en cuenta el proceso de inyección de partículas energéticas.

Usamos el coeficiente de difusión propuesto por Gieseler et al (2001):

$$k(r, p, t) = \xi k_B(p) \frac{\rho_1}{\rho(r, t)}, \tag{4}$$

donde $k_B = (3 \times 10^{22} \text{ cm}^2 / \text{s} / B_{\mu G}) u^2 / (1 + u^2)^{1/2}$ es el coeficiente correspondiente al límite inferior de Bohm, siendo $u = p/mc$ y $B_{\mu G}$ el campo magnético medio en μGauss . El factor $1/\rho$ es introducido para tomar en cuenta la amplificación de las ondas magnetohidrodinámicas al pasar desde delante del choque hacia detrás del mismo; mientras que el factor ξ es introducido para variar la intensidad del campo magnético medio.

Los términos de inyección son construidos de la siguiente manera: Si n_{esc} es la fracción de partículas supratérmicas capaces de escapar cruzando el choque desde detrás hacia delante del mismo en presencia de ondas de

Alfvén respecto de las partículas que pueden hacerlo en ausencia de tales ondas, el número de estas partículas que escapan por unidad de volumen fásico y por unidad de tiempo es $f_M(r, p, t) \frac{\partial n_{esc}}{\partial p} \frac{dp}{dt}$, donde f_M es la distribución Maxwelliana para la componente térmica. Ahora, de la condición de que no hay fuentes ni sumideros para los momentos: $\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 p v}{\partial r} = 0$, se obtiene:

$$T_{in}(r, p, t) = -p f_M(r, p, t) \frac{\partial n_{esc}}{\partial p} \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 v}{\partial r}, \tag{5}$$

la cual constituye una fuente positiva para df_c/dt .

De igual manera, la energía transportada por las partículas energéticas que escapan por unidad de volumen fásico y por unidad de tiempo es $-mc^2[(1 + u^2)^{1/2} - 1]T_{in}$. Y entonces, la energía perdida por unidad de volumen y de tiempo en el proceso de inyección por parte de la componente térmica es:

$$S(r, t) = -mc^2 \int_{p_{in}}^{p_{max}} [(1 + u^2)^{1/2} - 1] T_{in} 4\pi p^2 dp, \tag{6}$$

siendo p_{in} el momento mínimo de inyección y p_{max} el momento máximo de corte para el espectro de los rayos cósmicos.

Proponemos, como modelo, la siguiente forma en ley de potencias para la densidad en el espacio de fases de los rayos cósmicos:

$$f_c(r, p, t) = h(r, t) p^{-q}, \tag{7}$$

la cual, reemplazada en la ecuación de difusión (3) e integrada en el espacio de momentos desde p_{in} hasta p_{max} , convierte aquella en una ecuación para P_c .

Para dar al problema un carácter autosimilar realizamos la combinación adimensional de las variables, r y t , y de los parámetros del choque, ρ_1 y E , para dar la variable autosimilar:

$$L = r/r_a(t), \quad r_a(t) = (Et^2/\rho_1)^{2/5}. \tag{8}$$

Con esta elección, las variables hidrodinámicas pueden entonces ser normalizadas de la siguiente manera:

$$\rho(r, t) = \rho_1 D(L), \quad v(r, t) = \frac{r_a(t)}{t} V(L),$$

$$P(r, t) = \rho_1 \left(\frac{r_a(t)}{t} \right)^2 X(L), \quad P_c(r, t) = \rho_1 \left(\frac{r_a(t)}{t} \right)^2 Y(L). \tag{9}$$

Por otro lado, para el frente del choque se obtiene $L = L_c \simeq 1$ (Landau 1986) y una velocidad normalizada $V_c = 2L_c/5$; mientras que el espesor de la zona de transición resulta:

$$\Delta L \sim b \simeq \frac{5}{2} \frac{\xi k_B t}{L_c r_a(t)^2} \sim \frac{l_d}{r_a(t)} \sim \frac{t_d}{t_c}, \tag{10}$$

para $p \simeq mc$, siendo l_d la longitud de difusión, y t_d y t_c las escalas de tiempo características de los procesos de

difusión y de propagación de la onda expansiva, respectivamente.

Dada esta normalización, las ecuaciones del fluido y de difusión de rayos cósmicos toman las siguientes formas:

$$\begin{aligned}
 (V - \frac{2}{5}L)D' + DV' + \frac{2DV}{L} &= 0, \\
 (V - \frac{2}{5}L)V' - \frac{3}{5}V + \frac{X'+Y'}{D} &= 0, \\
 (V - \frac{2}{5}L)[\frac{X'}{X} - \gamma(1 - \beta)\frac{D'}{D}] - \frac{6}{5} &= 0, \\
 (V - \frac{2}{5}L)[\frac{Y'}{Y} - \frac{q}{3}(1 + \frac{X}{Y}\eta)\frac{D'}{D}] - \frac{6}{5} \\
 - \frac{\zeta}{D}[(\frac{2}{L} - \frac{D'}{D})\frac{Y'}{Y} + \frac{Y''}{Y}] &= 0,
 \end{aligned} \tag{11}$$

donde los apóstrofes indican derivadas respecto a L . En la tercera ecuación el factor $(1 - \beta)$ da cuenta de la pérdida de energía debida al proceso de inyección con una disminución del exponente politrópico, dando lugar a un exponente efectivo $1 \leq \gamma_{ef} = \gamma(1 - \beta) \leq 5/3$; mientras que en la cuarta ecuación, el factor $\alpha = 1 + \frac{X}{Y}\eta$ da lugar a un exponente efectivo mayor para el espectro de rayos cósmicos: $q_{ef} = \alpha q$, haciendo que el mismo se ablande por el efecto de inyección. El coeficiente ζ incluye toda la información relativa a la intensidad del choque, forma del espectro y su rango, y todo lo referente a las escalas espaciales y temporales del proceso de difusión; específicamente éste es:

$$\begin{aligned}
 \zeta &= \frac{t}{r_a(t)^2} k_B |_{u=1} \theta \xi, \\
 \theta &= \frac{\int_{u_{in}}^{u_{max}} \frac{u^{6-q}}{1+u^2} du}{\int_{u_{in}}^{u_{max}} \frac{u^{4-q}}{(1+u^2)^{1/2}} du}.
 \end{aligned} \tag{12}$$

Rigurosamente, tanto u_{in} como u_{max} son funciones del tiempo, pero dada la gran dificultad que implicaría hallar esta dependencia, los asumimos como parámetros del modelo. De todas maneras, la información de las variaciones temporales de estos momentos extremos es perdida cuando se varía el parámetro ξ .

Tomando la velocidad del choque en unidades de c como parámetro, v_c/c , es posible introducir una variable útil para describir la evolución de la estructura del choque en escalas de tiempo pequeñas, del orden del tiempo de difusión:

$$z = \frac{c}{r_a(t)/t} = \frac{2}{5} L_c \frac{c}{v_c} (1 + \tau b)^{3/5}, \tag{13}$$

donde τ es un tiempo dado en unidades del tiempo de difusión. Dado que $b \ll 1$, el término τb introduce sólo una ligera dependencia temporal que no altera en gran medida la imagen autosimilar del problema.

3. RESULTADOS

Tomamos un valor típico para el campo magnético en el medio interestelar $B_{\mu G} = 3$, un valor de la densidad

TABLA 1
PARÁMETROS DEL MODELO DE REFERENCIA.

$\gamma = 5/3$	$v_c = 5 \times 10^3 km/s$	$t \simeq 600 años$
$\tau = 0$	$\beta = 0$	$\eta = 0$
$b \simeq 7 \times 10^{-5}$	$u_{in} = 0.01$	$u_{max} = 10$
$r_s = 4$	$q_s = 4$	$q = 4$
$\xi = 100$	$z = 24$	$\zeta \simeq 8 \times 10^{-5}$

sin perturbar $\rho_1 = 0.03 m cm^{-3}$ (Gieseler et al, 2001) y una energía liberada en la explosión $E = 10^{51} erg$. Con estos valores y con $L_c \equiv 1$ se obtienen:

$$b = \frac{5}{2} 10^{-7} \xi (z(\tau = 0))^{1/3}, \tag{14}$$

$$\zeta = 10^{-7} \xi \theta z^{1/3}.$$

Resolvemos las ecuaciones usando el método de Runge-Kutta de quinto orden, con 2^{13} puntos de integración y con un error relativo de 10^{-9} . Se parte desde un valor $L = L_i$ por delante del frente de choque que cumple con la condición:

$$b \frac{u_{max}^2}{(1 + u_{max}^2)^{1/2}} \ll \Delta L_i = L_i - L_c \ll 1, \tag{15}$$

y en L_i se dan las siguientes condiciones iniciales:

$$D_1 = 0, \quad V_1 = 0 \tag{16}$$

$$X_1 = X_i = 10^{-11} z^2 T, \quad Y_1 = 0, \quad Y'_1 = 0,$$

donde T es la temperatura del gas sin perturbar en grados K . Tomamos $T = 100K$ para todos los modelos presentados.

En las Figuras 1 y 2 se muestran los resultados. En todas ellas se considera un modelo de referencia, cuyos parámetros se muestran en la Tabla 1, y se varían los parámetros de éste para obtener la correspondiente variación de la estructura del choque. El rango en L es de $\simeq 100b$. Como característica notable se tiene que es la presión de rayos cósmicos la que regula el comportamiento de las demás variables, y ésta en general decae muy lentamente detrás del choque, teniendo un valor grande respecto del valor de la presión de la componente térmica ($\sim 10^4$ veces mayor en la mayoría de los casos). No se obtiene ninguna modificación de la estructura cuando se varía $\gamma(1 - \beta)$, lo que nos indica que la pérdida de energía detrás del choque no es importante para choques fuertes. Al aumentar ligeramente la potencia del espectro de momentos, q , disminuye la compresión y el choque está más adelantado para un tiempo fijo, lo cual, es debido a que el espectro se hace más blando y por tanto menor energía del choque es transferida a la componente de rayos cósmicos; como consecuencia también la presión de rayos cósmicos es menor a mayor q . Al aumentar el momento de corte, u_{max} , el choque se retrasa, esto se debe a

que una mayor cantidad de energía del choque es transferida a los rayos cósmicos. Al aumentar los parámetros η y τ el choque se retrasa. En el primer caso porque el efecto de inyección origina una mayor transferencia de energía a la componente en rayos cósmicos, y en el segundo porque considerar $\tau > 0$ equivale a considerar un momento de corte u_{max} mayor. Al aumentar el parámetro ξ la compresión decrece y aumenta la presión térmica máxima detrás del choque. El efecto es debido a que un mayor ξ representa una intensidad menor del campo magnético medio, y por tanto, una longitud y un tiempo de difusión mayores, es decir, disminuye la eficiencia del proceso de difusión: la transferencia de energía del choque a la parte componente térmica es más eficiente de manera que ésta se opone a su compresión; sin embargo, la presión de rayos cósmicos máxima no sufre gran variación, lo que indica que, en este modelo, la aceleración de partículas es casi independiente de la intensidad del campo magnético. No hay mayores cambios al variar la velocidad del choque; solo cambia la longitud de difusión: menor mientras mayor sea la velocidad de la onda. Finalmente, la forma en que tanto la compresión como las presiones detrás del choque decrecen más rápidamente hacia menores valores de L , para mayores valores de ξ y menores valores de v_c , es sólo consecuencia del correspondiente aumento en la longitud de difusión, por lo que el rango en L de la Figura 2 es también mayor, abarcando mayores regiones del choque. Por este motivo en tal figura no se puede hablar de una onda adelantada respecto de otra, pues se están usando las mismas condiciones iniciales en distintas regiones. Para los efectos prácticos todos los frentes de onda de la Figura 2 están ubicados en $L = 1$.

4. CONCLUSIONES Y COMENTARIOS

Se ha estudiado la variación de la estructura de un choque fuerte ($5 \times 10^3 km/s$) cuyas ecuaciones hidrodinámicas se acoplan a la ecuación de difusión de rayos cósmicos a través de la presión de estas partículas. Las ecuaciones son escritas con una simetría esférica y son llevadas a una forma autosimilar en el espacio-tiempo pero con una ligera dependencia temporal introducida por un término del orden del tiempo de difusión, mucho menor al tiempo característico de propagación de la onda de choque generada por una explosión de supernova. Se obtiene que es la presión de rayos cósmicos la que regula el comportamiento de las demás variables, decayendo muy lentamente detrás del choque y con un valor grande respecto del valor de la presión de la componente térmica ($\sim 10^4$ veces mayor en la mayoría de los casos). No existe ninguna modificación a la estructura cuando se varía el índice politrópico equivalente del gas (que incluye la pérdida de energía que es llevada por los rayos cósmicos a ser acelerados), indicando que la pérdida de energía detrás del choque no es importante para choques fuertes. Al asumir una ley de potencia del espectro de momentos de los rayos cósmicos, $\propto p^{-q}$ con $q \simeq 4$, se observa que disminuye la compresión y el choque está más ade-

lantado para un tiempo fijo cuando se aumenta el valor de q , pues el espectro se hace más blando y por tanto menor energía del choque es transferida a la componente de rayos cósmicos, disminuyendo la presión de ésta. Dado el espectro en forma de ley de potencias, se definen como parámetros del modelo un momento mínimo de inyección de partículas energéticas -protones- desde la población térmica hacia la de los rayos cósmicos y un momento de corte máximo para su aceleración con el mecanismo de Fermi. Al aumentar el momento de corte desde $5mc$ (siendo m la masa del protón) hasta $15mc$ se obtiene solo un ligero retraso del choque, lo cual se debe a que una mayor cantidad de energía del choque es transferida a los rayos cósmicos. Se considera artificialmente la inyección de partículas arriba mencionada en la ecuación de difusión de rayos cósmicos, y se ve que su efecto es el de retrasar la onda, pues simula la transferencia de energía a la componente de rayos cósmicos. Claramente, éste término está íntimamente relacionado con la forma del espectro y en un modelo de ley de potencias origina un aumento efectivo del exponente q , pero no se analiza este problema dada su complejidad. Se observa que la influencia de la dependencia temporal en la escala del tiempo de difusión es despreciable, aun considerando en esa dependencia temporal, apartada de la autosimilaridad, un tiempo del orden del tiempo de propagación de la onda, solo se observa un ligero retraso del choque, lo cual nos permite afirmar que al menos en lo que respecta a la dependencia espacial y temporal, el problema de la estructura de los choques con aceleración de rayos cósmicos puede, en gran medida, ser considerado autosimilar. Por otro lado, tal variación temporal, en nuestro modelo, es equivalente a considerar la variabilidad del momento de corte del espectro. Se considera el efecto de variar la intensidad del campo magnético medio, cuyas fluctuaciones originan la aceleración de los rayos cósmicos. Al disminuir tal intensidad, tanto la longitud como el tiempo de difusión se hacen mayores y se obtiene que la compresión decrece y aumenta la presión térmica máxima detrás del choque; es más eficiente la transferencia de energía del choque a la componente térmica haciendo que ésta se oponga a su compresión; a pesar de ello, la presión de rayos cósmicos solo cambia ligeramente, indicando que en este modelo la aceleración de partículas es casi independiente de la intensidad del campo magnético. Se varía la velocidad del choque, $(2 - 8) \times 10^3 km/s$, pero sólo equivale a aumentar la longitud de difusión cuando tal velocidad disminuye.

No se ha obtenido la estructura del subchoque, bien conocida en el estudio de éstos procesos de aceleración, y ello es debido a que se ha adoptado una ley de potencias con exponente fijo para el espectro de los rayos cósmicos, reduciendo el problema al de una resolución puramente espacio-temporal de la estructura en la región de transición de la onda. En otras palabras, una resolución completa requeriría la resolución de la ecuación de difusión también en el espacio de momentos para obtener, aparte

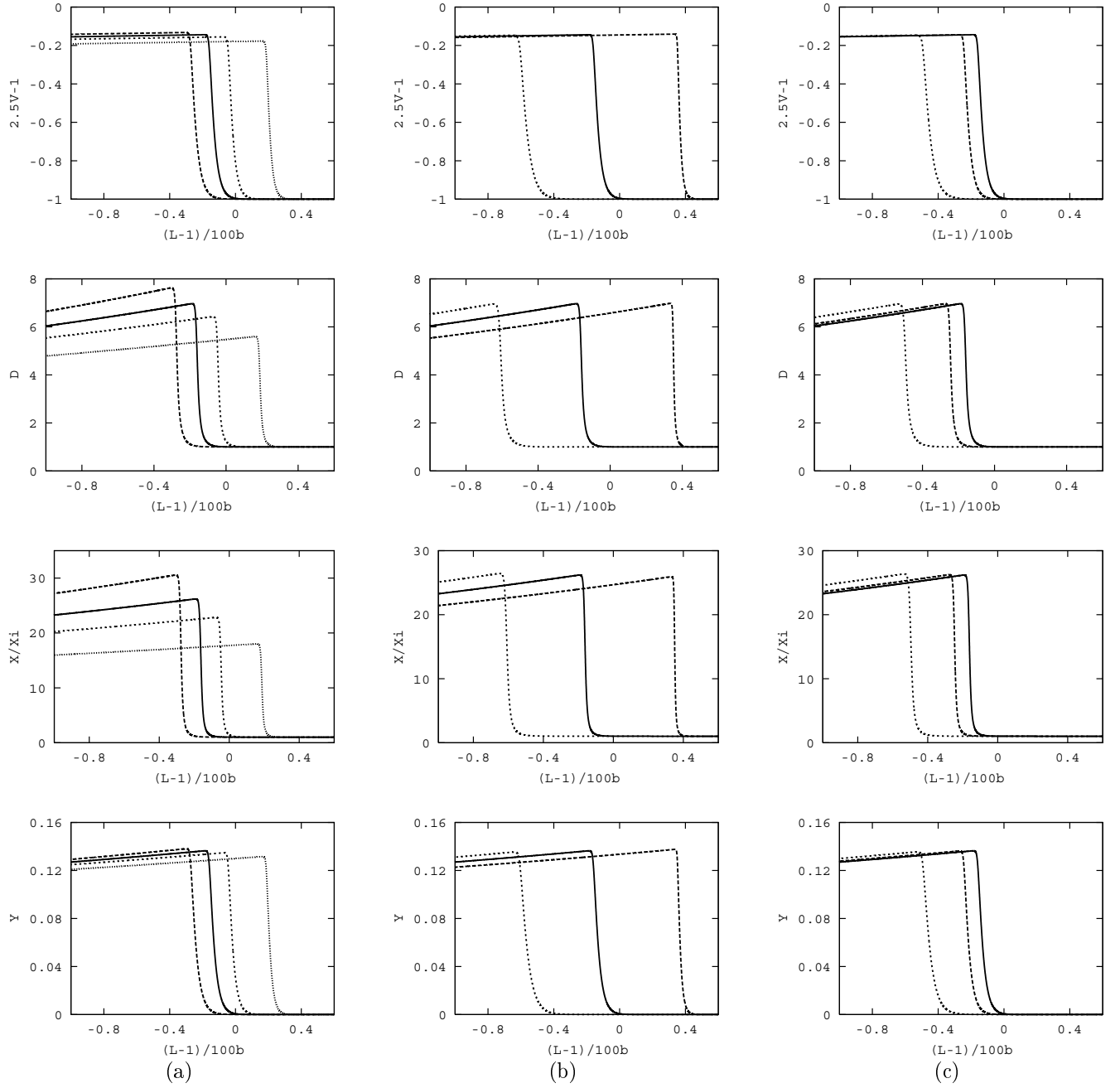


Figura 1. Choque con difusión de rayos cósmicos. En todos los casos se tienen modificaciones a los parámetros del modelo de referencia (línea sólida) mostrados en la Tabla 1. (a) $q = 3.9$ (segmentos grandes), 4.1 (segmentos pequeños), 4.3 (puntos). (b) $u_{max} = 5$ (segmentos grandes), 15 (segmentos pequeños). (c) $\eta = 2 \times 10^{-4}$ (segmentos grandes), $\tau = 5 \times 10^4$ (segmentos pequeños).

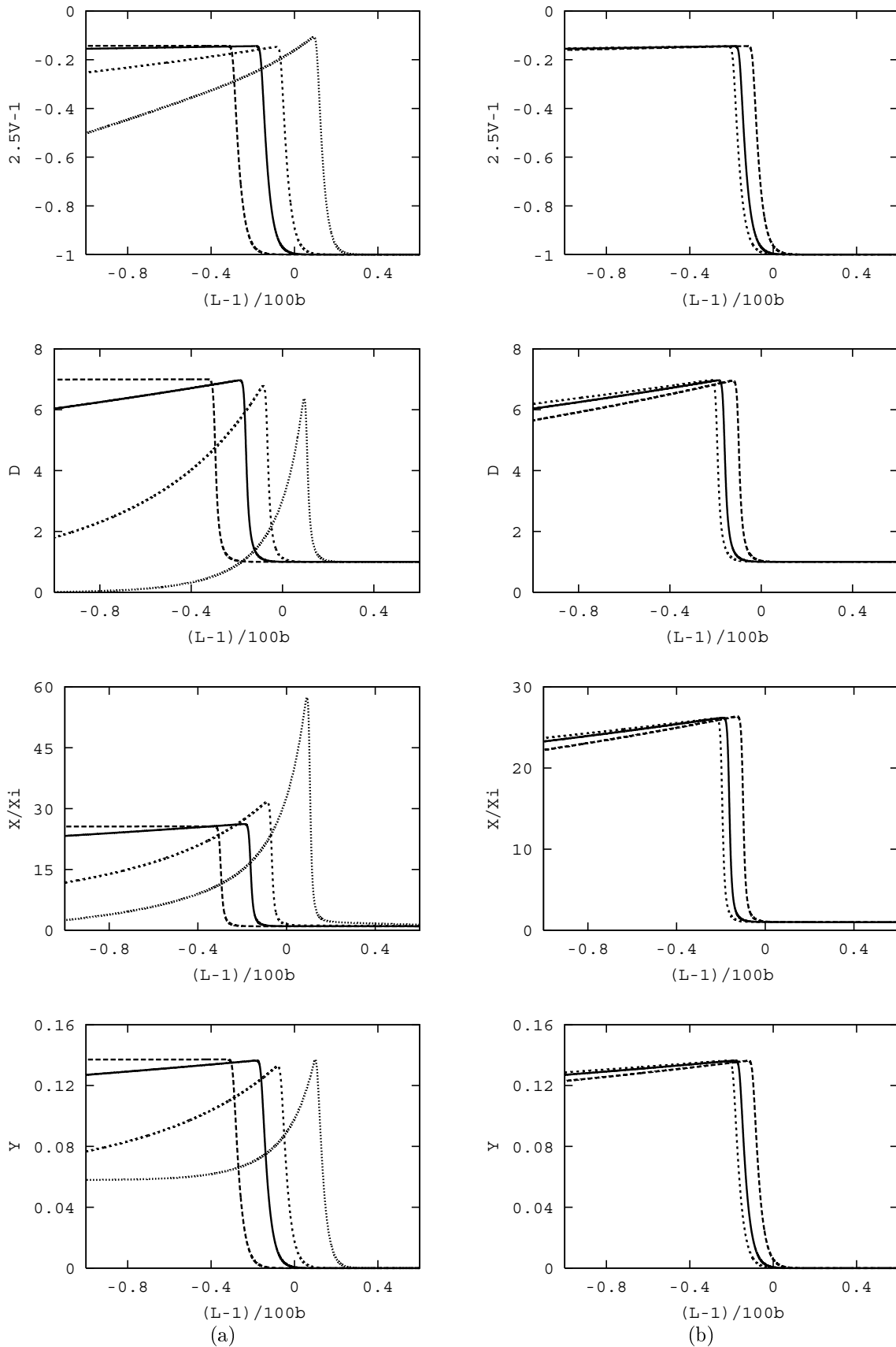


Figura 2. Choque con difusión de rayos cósmicos. Se presentan modificaciones a los parámetros del modelo de referencia (línea sólida) mostrados en la Tabla 1. (a) $\xi = 1$ (segmentos grandes, $b \simeq 7 \times 10^{-7}$), 10^3 (segmentos pequeños, $b \simeq 7 \times 10^{-4}$), 5×10^3 (puntos, $b \simeq 3.5 \times 10^{-3}$). (b) $v_c = 2 \times 10^3 km/s$ (segmentos grandes, $b \simeq 10^{-4}$), $8 \times 10^3 km/s$ (segmentos pequeños, $b \simeq 6 \times 10^{-5}$).

de la estructura, el espectro de momentos de los rayos cósmicos. Aun en el caso sencillo de adoptar una ley de potencias para el mismo, debería considerarse al menos un modelo que considere la dependencia del exponente q con las variables espacial y temporal. Dada la gran no linealidad del problema, ésta es una tarea con no pocas dificultades.

REFERENCIAS

- [1] U.D.J. Gieseler, T.W. Jones, H. Kang, *A&A*, vol. 364, 911-922, 2000.
- [2] E.G. Berezhko, H.J.Völk, *A&A*, vol. 357, 283-300, 2000.
- [3] M.A. Malkov, *ApJ*, vol.511, L53-L56, 1999.