



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
MAESTRÍA EN CIENCIAS (FÍSICA)

**CINEMÁTICA MHD Y ESTRUCTURA VERTICAL DEL MEDIO INTERESTELAR
GENERADA POR LA BARRA GALÁCTICA**

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS(FÍSICA)

PRESENTA:
LUIS FEDERICO PREISSER RENTERÍA

TUTOR PRINCIPAL
Dr. Marco Antonio Martos Núñez de Cáceres
(Instituto de Astronomía UNAM)

COMITÉ TUTOR
Dr. José Antonio García Barreto
(Instituto de Astronomía UNAM)

Dr. Alejandro Raga Rasmussen
(Instituto de Ciencias Nucleares UNAM)

MÉXICO, D. F. AGOSTO 2014



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Índice general

1. Introducción	1
2. El modelo físico: El disco axisimétrico y la barra estelar	9
2.1. Modelos de equilibrio hidrostático	10
2.1.1. Distribución espacial de gas y valores de escala	10
2.1.2. Ley de atracción gravitacional	14
2.1.3. Soluciones para el caso en el que existe equilibrio hidrostático	20
2.1.4. Modelos del medio interestelar	23
2.2. Perturbación debida a la barra estelar	37
3. Experimentos Numéricos	38
3.1. Planteamiento del Problema	38
3.2. Análisis de autogravedad	41
4. Tabla de Experimentos	43
5. Resultados	45
5.1. Casos con \mathbf{B} paralelo al plano de movimiento	46
5.2. Casos con $\mathbf{B}=0$ (Hidrodinámico)	61
5.3. Casos con \mathbf{B} normal al plano de movimiento	67
5.4. Alta resolución espacial: 1000×800 zonas	92
6. Discusión y Conclusiones	93
6.1. Trabajo a futuro	95
A. El Campo Magnético Galáctico	97
A.1. Determinación de \mathbf{B} en la Galaxia	98
A.1.1. Sincrotrón	98

A.1.2. Polarización	100
A.1.3. Faraday	101
A.1.4. Zeeman	102
A.2. B en Diferentes Regiones	103
A.2.1. Chorros de Gas	103
A.2.2. Superburbujas	103
A.2.3. Centro Galáctico	104
A.2.4. Galaxias Cercanas	104
A.2.5. Disco y Halo de Galaxias Espirales	104
A.2.6. Medio Intercúmulo	105
B. La barra estelar en la Vía Láctea	106
B.0.7. Orientación de la Barra	107
B.0.8. Longitud de la barra estelar de la Vía Láctea	107
B.0.9. Razones axiales de los tres ejes de la barra estelar	108
B.0.10. Ley de Densidad	108
B.0.11. Masa de la barra estelar en la Vía Láctea	109
B.0.12. Velocidad Angular de la barra de la Vía Láctea	110
C. Teoría utilizada por Martos y Cox (1998)	112
C.1. Choques, Saltos y Combinaciones	112
C.2. El problema físico	113
C.3. Teoría de aguas poco profundas	117
D. El Código ZEUS	120

Capítulo 1

Introducción

En años recientes diversos trabajos basados en datos observacionales, han corroborado la existencia de una barra estelar en nuestra Galaxia (Freudenreich 1998; López-Correidora et al. 2000; Habing et al. 2006).

La motivación de este trabajo es investigar los efectos dinámicos que tiene el campo gravitacional de la barra en la cinemática del medio interestelar. En particular, la respuesta del gas ionizado permeado por un campo magnético de magnitud B en rotación diferencial y su encuentro con la barra, que rota como un cuerpo rígido. Aunque existen trabajos similares publicados por varios autores en años recientes, dichos estudios se han centrado principalmente en los brazos espirales (Martos & Cox 1998; Gomez & Cox 2002; Pichardo et al. 2004), en modelos matemáticamente muy simplificados de la barra y del potencial galáctico (axisimétrico) de fondo (Kulesza-Zydzik et al. 2010) por lo que dichos estudios no tienen la requerida complejidad de un modelo más detallado.

Es fundamental para la teoría la existencia de una analogía matemática formal que es aplicable al problema aquí formulado como se demuestra en Landau y Lifshitz (1985). Las ecuaciones hidrodinámicas para aguas poco profundas en un canal, que en inglés se conoce como “shallow water theory”, son estrictamente equivalentes a las ecuaciones hidrodinámicas de un gas adiabático con $\gamma = 2$. Esta particularidad matemática sugiere una similitud física con un gas ionizado permeado por un campo magnético con magnitud B , para el cual la presión es proporcional a B^2 . En este gas se espera la propagación de ondas magnetosónicas de gran interés por su carácter compresible.

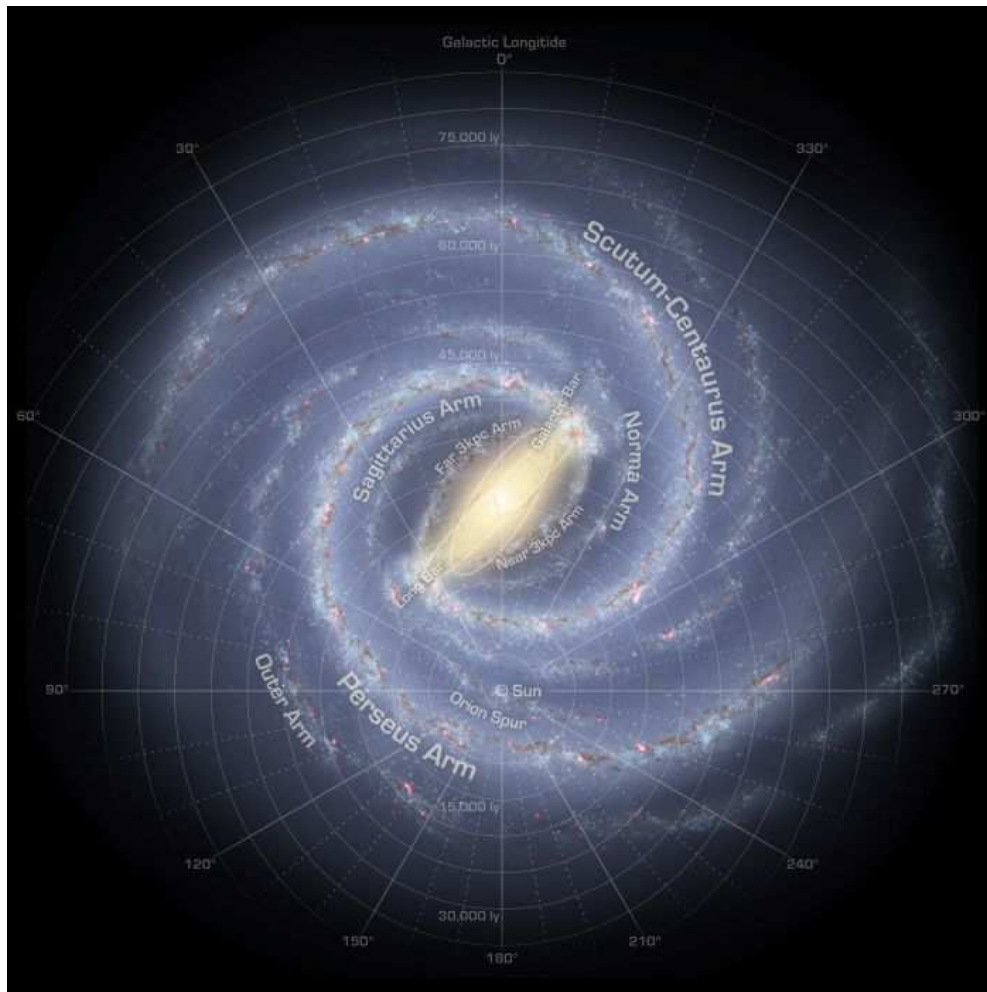


Figura 1.1: Concepción artística de la Vía Láctea basada en los datos de las imágenes infrarrojas del NASA's Spitzer Space Telescope, donde se observan los diferentes componentes de ésta así como sus tamaños relativos y escalas. (Robert Hurt <http://www.spitzer.caltech.edu>)

Este escenario de posibilidades fue explorado en Martos & Cox (1998), con la siguiente consideración en mente: mientras que una onda de choque convierte energía cinética en energía térmica y turbulencia, el equivalente en un canal de agua es transformar energía cinética en energía potencial (un salto hidráulico en la altura del agua del canal) y turbulencia. Podemos esperar

que el gas del medio interestelar salte al aproximarse a un obstáculo; que choque en altas latitudes, y que las compresiones esperadas en el plano de la Galaxia por ondas de densidad ocurran en sitios distintos a los de tal escenario convencional de formación estelar (sobre la posibilidad de formar nubes a altas latitudes galácticas debido al mecanismo aquí estudiado, ver Martos et al. 1999). Esta predicción fue comprobada observacionalmente en la galaxia espiral NGC 5427 por Alfaro et al. (2001) y más recientemente, la teoría desarrollada en Martos & Cox (1998) ha sido aplicada a discos protoplanetarios o de acreción (e.g., Boley & Durisen 2006).

El presente estudio aporta un modelo más completo, incorporando otros componentes masivos de nuestra Galaxia, los cuales incluyen un potencial gravitacional axisimétrico con bulbo, disco y halo (Allen & Santillán 1991) y un potencial gravitacional no axisimétrico debido a la barra estelar, modelada como una superposición de elipsoides inhomogéneos (Pichardo et al. 2004).

Las simulaciones numéricas realizadas son 2D-MHD y se realizan con el código ZEUS (Stone & Norman 1992a; 1992b; Stone, Mihalas & Norman 1992). Para la inicialización de las simulaciones se construyó, en el potencial axisimétrico, la solución de la ecuación de equilibrio hidrostático a cada distancia galactocéntrica radial R , en la cual el soporte contra la gravedad vertical galáctica lo proporciona un campo magnético horizontal (paralelo al plano medio galáctico) y un gradiente de presión térmica, o bien solamente por la presión térmica, imaginada como una representación de presión cinética (térmica + turbulenta) a una temperatura efectiva que simule además los efectos de la presión de rayos cósmicos, lo cual da lugar a dos tipos de modelos. Modelos con tal configuración laminar de campo magnético tienden a ser inestables en el sentido de Parker (1966), a menos que el halo esté compuesto de gas muy caliente (y por ende menos compresible). Al respecto, un estudio reciente (Gupta et. al. 2012) basado en observaciones del observatorio Chandra en rayos X, reporta un enorme reservorio ($10^9 M_{\odot}$) de gas ionizado caliente (10^6 K) que al parecer conforma un halo gaseoso galáctico mucho más extendido (radio de 100 kpc) de lo que se creía hasta ahora, proponen este gas para la masa de materia oscura que explicaría las curvas planas de rotación en Galaxias espirales. Anticipamos que este gas haría irrelevante la inestabilidad de Parker para la formación de grandes estructuras, a escala de kiloparsecs, que ha sido invocada en muchos trabajos (e.g., Santillán et. al. 2000).

Para realizar la simulación numérica deseada, consideramos un disco grueso de gas, con 5 componentes, siguiendo los datos de Boulares & Cox (1990). A grandes distancias en la dirección z perpendicular al disco, es importante una capa de gas tibio con una temperatura T del orden de 10^4 K, cuyo gradiente de temperatura es mínimo, y gas caliente (10^6 K), ionizado. El disco gaseoso tiene una altura de escala de presión efectiva del orden 1 kpc, tal como es la componente de gas ionizado tibio de Reynolds (Reynolds 1989). Debido a la forma funcional de la gravedad vertical del modelo axisimétrico, que es lineal cerca del plano y luego constante a alta z , como en la Tierra, (las gráficas de este comportamiento son mostradas en la sección de Experimentos Numéricos) el disco adquiere propiedades dinámicas interesantes: una parcela de gas con una gran altura z tiene un mayor peso que la misma parcela situada en las cercanías del plano. Esta es una configuración del tipo pesada arriba, que en inglés se conoce como *top heavy*, inestable en principio, particularmente al modo de intercambio que ha sido pobremente estudiado en el contexto de la estabilidad del disco galáctico (ver discusión en Boulares & Cox 1990).

Después de construir el equilibrio vertical se introduce el potencial gravitacional debido a la barra estelar, realizándose simulaciones numéricas en planos perpendiculares al plano galáctico y a diferentes distancias radiales R del centro de la galaxia. En la exploración de parámetros se modificó la orientación del plano de simulación con respecto a la barra, así como la geometría del campo magnético con respecto al plano de la simulación, pudiendo ser las líneas paralelas o perpendiculares a éste.

Los estudios locales (i.e. en la vecindad solar) de la dinámica en la Vía Láctea han sido un campo de investigación muy productivo desde sus comienzos. Oort (1932) construyó el primer modelo de equilibrio vertical local, y así por primera vez apareció el concepto de materia oscura, entonces llamada masa faltante por Oort. Estas primeras ideas sobre la dinámica y estructura galácticas permitirían la obtención de la curva de rotación (Kwee et al. 1954) con mediciones de la velocidad del gas rotante en 21 cm de hidrógeno neutro. Los modelos del potencial gravitacional serían después mejorados introduciendo el potencial gravitacional de los brazos espirales reconocidos por Oort, Kerr & Westerhout (1958) como consecuencia de un trabajo de Morgan, Sharpless & Osterbrock (1952) en el que se observaban concentraciones de HI en ciertas regiones que no mostraban dependencia azimutal. Gracias a esto se

pudo trazar un mapa de estos brazos espirales (Caswell & Hayes 1987). Un conjunto de observaciones a 21 cm (Rougoor & Oort 1960; Rougoor 1964; Shane 1971) revelaron fuertes movimientos no circulares en HI hacia el centro galáctico $v > 200 \text{ km s}^{-1}$, lo que fue interpretado como el flujo en órbitas ovals producidas por un potencial de barra estelar (Peters 1975), pero no sería sino hasta la década del 90 que se confirmaría y aceptaría su existencia gracias a diversos estudios observacionales estelares y de gas y por el mejor ajuste de las componentes del potencial gravitacional de nuestra galaxia para eliminar ruido del fondo cósmico en mapas del cercano IR (ver Fig 1.2) del COBE/DIRBE (Dwek et al. 1995; Freudenreich 1998) y teoría de microlentes (Zhao 1996; Stanek et al. 1997).

Actualmente, se sabe que alrededor del 43% de las galaxias de disco en el universo cercano incluyen una barra estelar prominente, mientras que un 27% adicional tienen una estructura ovalada que quizás sea un barra estelar (Elmegreen & Elmegreen 1985; Hernández-Toledo et al. 2007; Sheth et al. 2008). Trabajos recientes han demostrado que la barra estelar galáctica tiene una influencia no solo en la cinemática del gas sino también en la velocidad estelar local (Minchev et al. 2007, Antoja et al. 2011) al afectar las constantes de Oort. Ha habido incluso escenarios en los que se especulaba sobre la distinción entre la barra estelar galáctica y el bulbo (resumen en Athanassoula 2012) pero las observaciones han mejorado ofreciendo parámetros más confiables y estandarizados (López-Corredora et al. 2007) que defienden la existencia de la barra estelar como una estructura de gas diferente del bulbo central. El tema es todavía materia de debate, particularmente por las implicaciones que puede tener un mejor entendimiento del potencial gravitacional total de nuestra Galaxia y en la cinemática y dinámica de estrellas y gas a distancias R menores o iguales que 3.5 kpc y su repercusión en la cinemática y dinámica de estrellas y gas a distancias R mayores de 3.5 kpc (e.g. la distancia aproximada a la cual se presenta la Resonancia Externa de Lindblad).

Uno de los principales problemas para modelar el potencial gravitacional y la distribución espacial del campo magnético total de nuestra Galaxia es la dificultad para obtener datos observacionales; esto debido a nuestra posición al interior de ella, aún así, importantes logros han resultado de observar y modelar galaxias externas tomando en cuenta el campo magnético (Chiba & Lesch 1994; Moss et al. 2001; Beck et al. 2002). La distribución espacial y la magnitud total del campo magnético en galaxias barradas y de disco

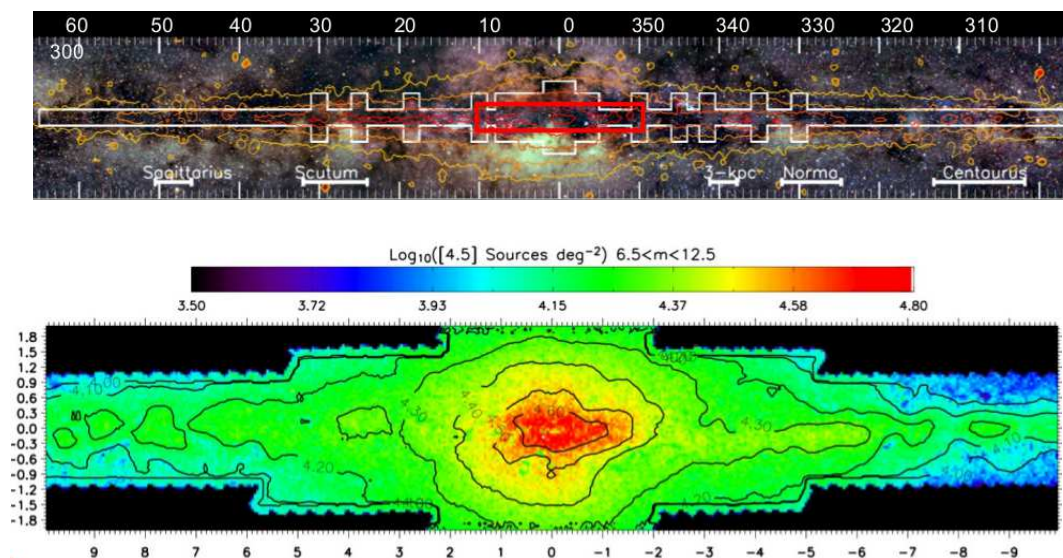


Figura 1.2: Arriba: Distribución de luz óptica de nuestra Vía Láctea desde el Sol en el plano galáctico y en función de la coordenada de longitud galáctica en el intervalo $295 < l < 65$. Abajo: Comparación para el área dentro del recuadro rojo con el mejor ajuste a las diferentes estructuras de Nuestra Galaxia, las observaciones en infrarojo del COBE/DIRBE $4.9 \mu\text{m}$ en contornos logarítmicos de densidad. (Robert Benjamin: IAU SpS8: The Galactic Plane, Aug 11 2009)

con brazos espirales ha resultado ser una componente más importante de lo que se pensaba, modificando la propagación de ondas hacia familias más amplias que las puramente sónicas antes consideradas, siendo estas cada vez más aceptadas como una fuente de viscosidad anómala para el transporte de momento angular y masa en discos de acreción (la inestabilidad magnetorotacional, Balbus & Hawley 1991), y de turbulencia en el medio interestelar, modulando la compresión del gas y la formación estelar en estas zonas (Mouschovias 1990; Boulares & Cox 1990; Martos & Cox 1998; Beck et al. 1999 y las citas dentro de éstos). En el caso de la cinemática y dinámica de estrellas existen soluciones bien conocidas, con dos familias principales de órbitas a lo largo y perpendiculares al eje mayor, conocidas como X_1 y X_2 respectivamente (Binney & Tremaine, 1987). Para el caso hidrodinámico, las simulaciones han arrojado consistentemente soluciones con dos choques estacionarios, simétricamente ubicados cerca de cada lado de la barra, como se muestra en la Figura 1.3.

Los estudios de simulación numérica en las décadas de los 1970's, 1980's, y 1990's fueron desarrollados utilizando códigos de partículas suaves ó SPH por sus siglas en inglés así como códigos de N cuerpos, sin considerar campos magnéticos y un aspecto de este trabajo es contrastar los resultados obtenidos con aquellas herramientas y los que produce un código como ZEUS, con algoritmos computacionales que incluyen procesos magnetohidrodinámicos ó MHD por sus siglas y que es un código estándar en su tipo.

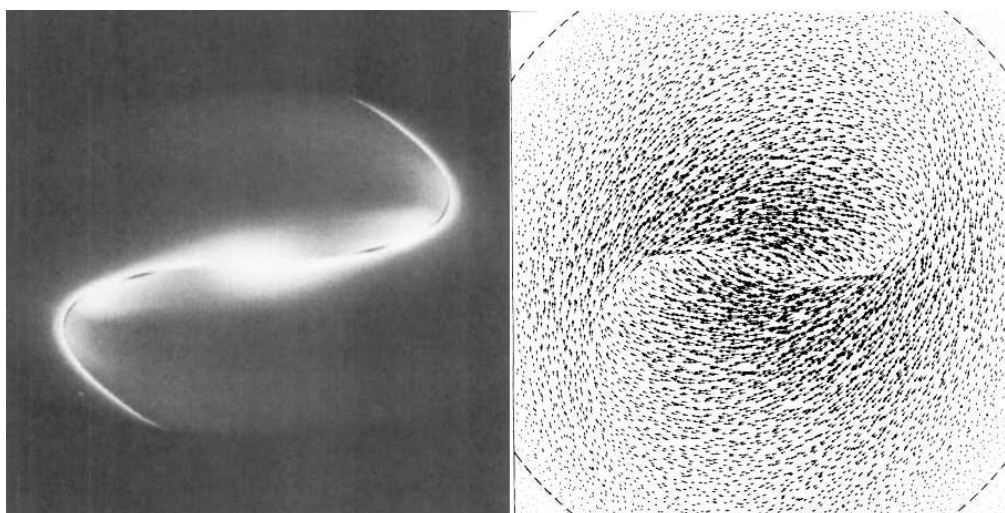


Figura 1.3: Simulación numérica del movimiento de gas en estado estacionario y en el marco de referencia inercial de un potencial de barra. Izquierda: El brillo es proporcional a la densidad superficial del gas y las regiones oscuras en la barra estelar representan choques. Derecha: Las flechas indican la magnitud, dirección y sentido de la velocidad del gas en una galaxia de disco interactuando con el campo gravitacional no axisimétrico de una barra estelar. (Roberts et al. 1979)

Más recientemente han aparecido trabajos en la aproximación MHD ideal, tal como la adoptada en el esquema de ZEUS, para el problema de la barra galáctica estelar (e.g., Kulesza-Zydzik et. al. 2010 y referencias ahí). Un problema que encontramos en esta revisión bibliográfica es que los modelos de la distribución de masa, tanto para el modelo axisimétrico de la Galaxia como para el potencial gravitacional no axisimétrico de la barra estelar son demasiado simplificados para poder establecer, por ejemplo, la posición de

las resonancias o parámetros galácticos fundamentales, lo cual hace imposible hacer predicciones cuantitativas y comparar con las observaciones, o confirmar las predicciones teóricas sobre efectos no lineales en resonancias, tales como el truncado de la barra en la posición de corotación, predicho por Contopoulos (1981) y confirmado por los más recientes datos observacionales. Adicionalmente, efectos a gran escala, tales como la inestabilidad magnetorotacional, sólo ocurren en la presencia de un campo magnético. La reconexión magnética ha resultado ser una posible fuente de calentamiento para el medio interestelar y el gas del halo (Birk et al. 1998). Todos estos resultados nos llevan a la conclusión de que un modelo más adecuado para cualquier proceso en el medio interestelar necesita la información sobre el campo magnético que proveen las observaciones. Entender la estructura a gran escala de la Vía Láctea es de gran interés ya que nos permitiría modelar la dinámica y la cinemática de los brazos espirales y la barra estelar y sus efectos sobre el gas del cual se formarán las nuevas generaciones de estrellas, solo por mencionar algunos aspectos.

Capítulo 2

El modelo físico: El disco axisimétrico y la barra estelar

Un avance que consideramos significativo en el presente trabajo, en relación con otros que han sido publicados en el pasado, es la construcción de distribuciones de densidad para el disco grueso galáctico a partir de la solución de equilibrio hidrostático (o magnetohidrostático) como función de la coordenada vertical z , considerando la posición R (definida como la distancia galactocéntrica usual) en el pozo de potencial estelar de la Galaxia. Las distribuciones de masa empleadas para construir tal pozo son de un detalle sin precedentes que conozcamos; el acoplamiento del potencial gravitacional axisimétrico de la galaxia de disco con el potencial gravitacional no axisimétrico de la barra estelar satisface la condición de autoconsistencia en el sentido orbital (Pichardo et al. 2004). Así se inicializa el problema. Estas distribuciones toman en cuenta la dependencia de la gravedad vertical K_z , la densidad del gas $n(z)$, y la intensidad del campo magnético $B(z)$ con la distancia galactocéntrica R en la dirección vertical al plano galáctico z .

El gradiente radial de la densidad ha sido considerado para diferentes distancias R en el intervalo [2 - 8.5] kpc (dentro de 2 kpc, el potencial gravitacional total varía muy rápidamente y grandes gradientes numéricos entre zonas adyacentes dan lugar a choques de origen artificial por la complejidad numérica; en la vecindad solar a una distancia de 8.5 kpc, el efecto de la barra resultó irrelevante). La malla de cálculo se construye inicializando todas las cantidades a sus valores correspondientes de acuerdo a los del modelo galáctico axisimétrico del potencial gravitacional (Allen & Santillán 1990),

aceleraciones y de leyes para densidad, temperatura y campo magnético dados por la solución hidrostática.

El equilibrio hidrostático es perturbado por la atracción debida al potencial de la barra. Dicha perturbación es introducida gradualmente para estudiar la respuesta del gas en rotación diferencial. En el sistema inercial (donde la barra permanece estática) de la barra estelar, la velocidad relativa inicial del gas es la velocidad angular que se ha determinado a partir de la curva de rotación galáctica menos la velocidad angular de la barra estelar, que suponemos rota como un cuerpo rígido, con una velocidad angular constante de aproximadamente $60 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (Bissantz, Englmaier & Gerhard 2003). Basados en Martos & Cox (1998), esperamos al igual que para el caso de gas en un disco galáctico con brazos espirales ahí estudiado (a distancias radiales mayores que 2 kpc), que el gas experimente un salto hidráulico a la vez que un choque cuando se encuentre con la barra estelar y turbulencia al dejar atrás el obstáculo. Una pregunta fundamental es si tal fenomenología ocurriría si el efecto de la autogravedad fuese considerado.

El código ZEUS no calcula la autogravedad del gas pero usando los valores de éste para todas las cantidades en la situación inmediatamente previa al salto, calculamos para algunos casos un límite superior a la componente vertical de la autogravedad del gas galáctico que podría oponerse al exceso del gradiente de presión causado por la compresión del gas cerca del plano, y que da la aceleración vertical que impulsa al gas sobre el plano medio galáctico, encontrando casos en los que la autogravedad no podría evitar el salto en varias de las configuraciones exploradas.

2.1. Modelos de equilibrio hidrostático

2.1.1. Distribución espacial de gas y valores de escala

Desde el modelo con solución exponencial para la densidad en la ecuación de equilibrio hidrostático en la dirección z para un disco gaseoso grueso, introducido por Parker (1966), se han venido construyendo aproximaciones cada vez más adecuadas y complejas para la estructura del medio interestelar en nuestra Galaxia (e.g. Badhwar & Stephens 1977; Bloemen 1987; Boulares & Cox 1990; Kalberla & Kerp 1998; Gómez & Cox 2004). Estos modelos

están basados en la estratificación observada del gas, hidrógeno atómico neutro, gas molecular, y gas ionizado, rayos cósmicos y campo gravitacional y magnético en la vecindad solar.

La distribución vertical de densidad numérica (partículas por unidad de volumen) utilizada para la construcción de nuestros modelos ha sido extrapolada del trabajo de Martos & Cox (1994) en la vecindad solar y se puede expresar de la siguiente manera

$$\begin{aligned}
 n(z) = & 0.6 \exp \left[-\frac{z^2}{2(70\text{pc})^2} \right] + 0.3 \exp \left[-\frac{z^2}{2(135\text{pc})^2} \right] \\
 & + 0.07 \exp \left[-\frac{z^2}{2(135\text{pc})^2} \right] + 0.1 \exp \left[-\frac{|z|}{400\text{pc}} \right] \\
 & + 0.03 \exp \left[-\frac{|z|}{900\text{pc}} \right], \tag{2.1}
 \end{aligned}$$

El valor de la densidad numérica total en el plano medio es $n_0 \simeq 1.1 \text{ cm}^{-3}$, y los diferentes términos son, respectivamente, las distribuciones promedio observadas del hidrógeno molecular (H_2), del hidrógeno atómico (HI) frío, del HI tibio en nubes, del HI en el medio internube tibio y del hidrógeno ionizado (HII) del material difuso tibio, con las escalas de altura determinadas en la vecindad solar (Boulares & Cox 1990). Las fases atómicas que corresponden a la molecular y fría, son las componentes dominantes en el medio interestelar cercano al plano medio, mientras que el medio internube tibio HI y el hidrógeno ionizado (HII) del material difuso tibio son los estratos de gas más importantes arriba de $z \sim 300 \text{ pc}$. La componente extendida de HII fue detectada originalmente en absorción contra el fondo de sincrotrón galáctico (Hoyle & Ellis 1963) y después confirmada por Reynolds (1989). Este gas ionizado es una componente muy importante del medio interestelar, no considerada en los modelos previos, y su densidad superficial es de alrededor de un tercio de la asociada a la componente de HI en la vecindad solar.

Dada una expresión para la gravedad K_z y la densidad numérica $n(z)$, la ecuación de equilibrio hidrostático permite obtener la ley $P(z)$ buscada para la presión total, y conocidos los valores a la frontera en $z = 0$ y $z = 5 \text{ kpc}$, donde $P = 0$ es una aproximación razonable, se puede estimar una temperatura efectiva para cada distancia R . Esta debe interpretarse como una temperatura tal que, para una distribución isoterma de un gas ideal, $P = nk_B T$

represente las contribuciones al equilibrio de las diversas presiones: cinética (térmica más turbulenta) y de rayos cósmicos. La ley de gravedad da lugar a una atmósfera galáctica (disco gaseoso grueso) con propiedades dinámicas interesantes, aún ignorando, como en el presente estudio, la física de procesos térmicos (calentamiento y enfriamiento), conducción y otras. Para un disco masivo de espesor cero con densidad constante, supuesto infinito en sus dos dimensiones (una aproximación razonable para la vecindad local), la gravedad en z debe ser lineal cerca del plano. Físicamente ello corresponde a un régimen de fuerzas similar al de oscilador armónico en el disco central galáctico donde espacialmente existen las nubes frías moleculares que son consideradas como las cunas donde se forman nuevas estrellas. En $z = 0$ el peso de una nube es cero, no así la masa inercial, pero la nube está en equilibrio de fuerzas debidas al campo gravitacional de un lado y del otro del plano galáctico. Arriba de $z = 200$ pc, K_z se aplanan (ver gráficas de K_z en la siguiente sección) y el régimen es, como en la Tierra, de gravedad constante. Una nube de gas situada a una distancia z arriba del plano galáctico aumenta su peso proporcionalmente con la altura hasta aproximadamente los 2 kpc. El equilibrio debe ser precario, con un disco denso pero sin peso abajo, y una atmósfera rarificada pero con un peso importante a grandes distancias z del plano galáctico. Boulares & Cox (1990) encuentran que la tensión magnética debe tener una contribución importante en la estabilidad de la configuración.

Con tensión, como en el caso de un campo magnético cuyas líneas son paralelas al plano $z = 0$ al principio y después empiezan a curvarse, la inestabilidad de Parker (1966) es inevitable para una presión térmica como la observada en el gas difuso, con una temperatura de orden 8000 K (Santillán et al. 2000). Es interesante observar que para la posición solar, las tres formas de presión: cinética, magnética y la asociada a rayos cósmicos, tienen el mismo orden de magnitud (10^{-12} din cm⁻²) (Boulares & Cox 1990). El origen de esta equipartición no está claramente establecido, y en principio uno esperaría que no se diera a otras R , pero el equilibrio galáctico es tal, que la altura de escala vertical del disco de HI o H α se observa aproximadamente constante hacia el centro galáctico, a pesar de que la gravedad vertical aumenta rápidamente a menor R . Haciendo uso de los datos observacionales sobre la intensidad del campo magnético como función de la distancia radial R , derivada de la emisión de sincrotrón y de observaciones de emisión tipo máser de la molécula de OH (ver Fig. 2.1) las soluciones de equilibrio hidrostático fuerzan un gran incremento en la presión térmica hacia el centro. Una posibilidad para la

interpretación física de esto, es que la solución de este problema esté ligada a la geometría del campo magnético, predominantemente aleatoria, y al aporte de su tensión para el equilibrio vertical.

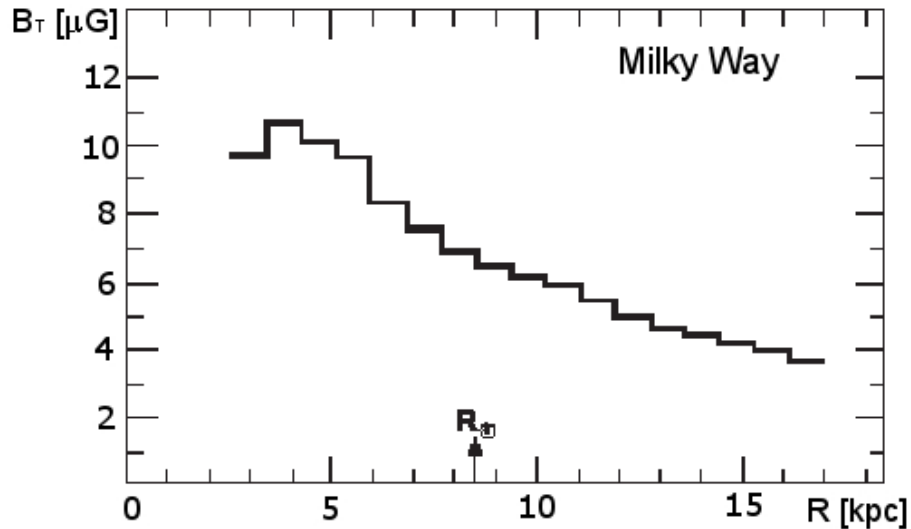


Figura 2.1: Gráfica que muestra la magnitud del campo magnético galáctico total como función de la distancia galactocéntrica, los datos fueron derivados de la emisión de sincrotrón. El símbolo R_\odot indica la distancia radial desde el centro de la Galaxia al Sol. (Wielebinsky 2005)

En este trabajo, tomamos en cuenta el cambio en la gravedad K_z con la distancia R . Las cantidades son función de las coordenadas cilíndricas (R, ϕ, z) , aunque en el potencial galáctico la coordenada ϕ es una variable ignorable (simetría azimutal), la barra rompe esta simetría y el potencial es intrínsecamente tridimensional. Para estudiar la respuesta del gas con un detalle adecuado limitado por los recursos computacionales a nuestro alcance, las soluciones fueron exploradas en dos dimensiones: para distintas distancias galactocéntricas R seleccionadas, se tienen los planos XZ y YZ , donde los ejes X y Y se orientan a lo largo del eje mayor y menor de la barra respectivamente, en una aproximación rectilínea que será ilustrada más adelante.

Para la variación radial de la densidad tomamos una ley exponencial con una escala de distancia $r_d = 15$ kpc. Aunque los datos favorecen valores menores (3 - 4 kpc; Kalberla & Kerp 2009) para la distribución galáctica del gas frío, una mayor r_d tiene como ventaja mantener alto el parámetro β del plasma (que está definido como la razón entre la presión térmica y magnética) lo cual evita un fuerte dominio del campo magnético que podría sobreestimar sus efectos. Aunque actualmente sabemos que el medio interestelar está formado por varias componentes, para simplificar nuestros modelos supondremos que está conformado únicamente por una mezcla de Hidrógeno y Helio con 90 % y 10 % respectivamente (una buena aproximación para el medio interestelar galáctico), lo cual conduce a una relación para la densidad de masa (Yáñez 2005)

$$\rho(R, z) = 1.3 m_H n_o n(z) \exp\left(-\frac{R}{r_d}\right), \quad (2.2)$$

donde m_H es la masa del átomo de Hidrógeno, $n(z)$ la densidad numérica dada por la ecuación 2.1, $n_o = 1.78$ un factor de escala y hemos incluido el peso molecular medio de la mezcla. En las figuras 2.2 y 2.3 se muestran las gráficas de la densidad numérica como función de la altura para los valores 3 y 8.5 kpc de distancia galactocéntrica respectivamente.

2.1.2. Ley de atracción gravitacional

La ley de gravedad adoptada para el estudio del equilibrio, se ha derivado del potencial gravitacional tridimensional galáctico axisimétrico de Allen y Santillán (1991), que es completamente analítico y continuo en todo el plano, al igual que sus derivadas. Consiste de tres componentes: un bulbo central, un disco aplanado de la forma propuesta por Miyamoto y Nagai (1975), y un halo esférico masivo que se extiende hasta una distancia de 100 kpc del origen.

La distribución de masa del bulbo central tiene un potencial gravitacional en coordenadas cilíndricas de la forma:

$$\Phi_1(R, z) = -\frac{M_1}{\sqrt{R^2 + z^2 + b_1^2}}, \quad (2.3)$$

y una densidad de masa con la siguiente expresión

$$\rho_1(R, z) = \frac{3b_1^2 M_1}{4\pi(R^2 + z^2 + b_1^2)^{5/3}}, \quad (2.4)$$

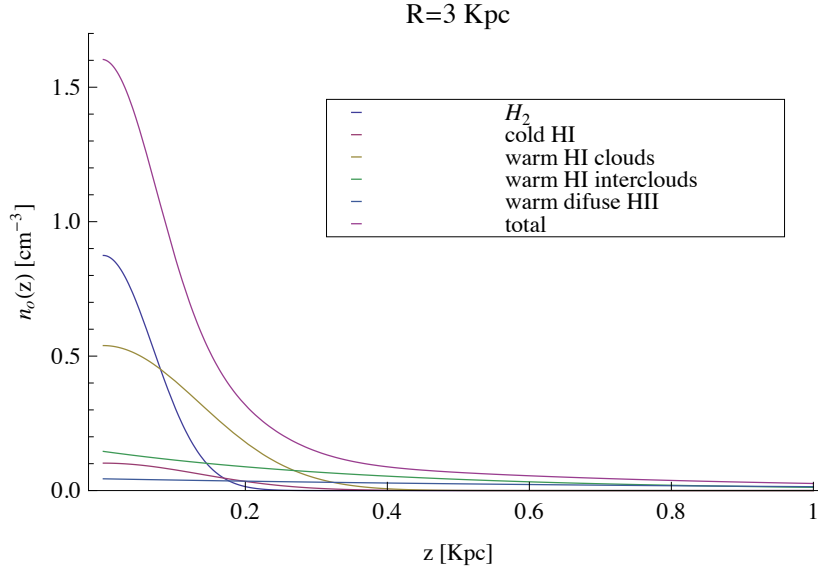


Figura 2.2: Distribución de densidad vertical de las componentes del medio interestelar para una distancia galactocéntrica de 3 kpc.

con $M_1 = 606$ y $b_1 = 0.3873$. Aquí usamos las llamadas “unidades galácticas” (donde la constante gravitacional $G = 1$), kpc para la longitud, 10 km s^{-1} para la velocidad y $2.32 \times 10^7 M_\odot$ para la masa. La masa estimada del bulbo con estas expresiones es de $1.4 \times 10^{10} M_\odot$

La expresión para el potencial gravitacional del disco es

$$\Phi_2(R, z) = -\frac{M_2}{(R^2 + [a_2 + \sqrt{z^2 + b_2^2}]^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad (2.5)$$

con una expresión para la densidad de masa dada por

$$\rho_2(R, z) = \left(\frac{b_2^2 M_2}{4\pi}\right) \left(\frac{a_2 R^2 + [a_2 + 3\sqrt{z^2 + b_2^2}] [a_2 + \sqrt{z^2 + b_2^2}]^2}{(R_2 + [a_2 + \sqrt{z^2 + b_2^2}]^2)^{5/2}}\right), \quad (2.6)$$

con $M_2 = 3690$ y $b_2 = 0.2500$ La masa estimada del disco con estas expresiones es $8.6 \times 10^{10} M_\odot$

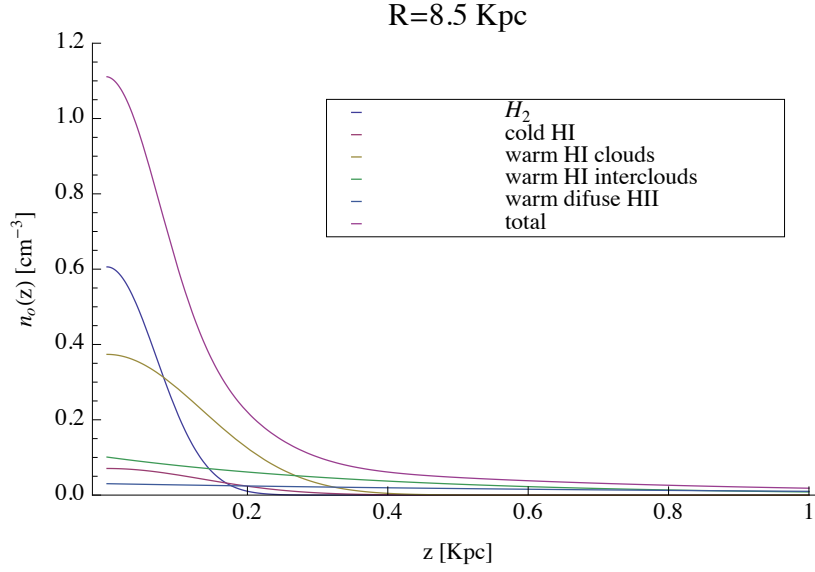


Figura 2.3: Distribución de densidad vertical de las componentes del medio interestelar para una distancia galactocéntrica de 8.5 kpc.

Por último la expresión matemática para el halo con $r = \sqrt{R^2 + z^2} \leq 100$ kpc tiene un potencial gravitacional dado por:

$$\Phi_3(r) = -\frac{M(r)}{r} - \frac{M_3}{1.02a_3} \left(-\frac{1.02}{1 + (r/a_3)^{1.02}} \right) \Big|_r^{100}, \quad (2.7)$$

cuya expresión para la densidad es

$$\rho_3(R, z) = \frac{M_3}{4\pi a_3 r^2} \left(\frac{r}{a_3} \right)^{1.02} \frac{[2.02 + (r/a_3)^{1.02}]}{[1 + (r/a_3)^{1.02}]^2}, \quad (2.8)$$

donde

$$M(r) = \frac{M_3 (r/a_3)^{2.02}}{1 + (r/a_3)^{1.02}}, \quad (2.9)$$

con $M_3 = 4615$ y $a_3 = 12$. La masa estimada del halo a 100 kpc es $8 \times 10^{11} M_\odot$.

Por lo que la expresión para el potencial gravitacional axisimétrico total

será la suma de los potenciales debidos al bulbo, disco y halo quedando definido como

$$\Phi(R, z) = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3, \quad (2.10)$$

La masa total estimada utilizando estas expresiones analíticas es de $9 \times 10^{11} M_\odot$. En las figuras 2.4 y 2.5 se muestran las gráficas de la fuerza debida al modelo de Allen & Santillán como función de la altura para los valores 3 y 8.5 kpc de distancia galactocéntrica respectivamente.

Entre las restricciones observadas como la curva de rotación galáctica y la fuerza perpendicular en z , en este modelo se adoptan los siguientes parámetros: $R_\odot = 8.5$ kpc como la distancia del Sol al centro galáctico y $v(R_\odot) = 220$ km s⁻¹ como la velocidad lineal circular. El halo tiene un radio de 100 kpc. La curva de rotación se aplana aproximadamente a un valor para la velocidad de 220 km s⁻¹. La velocidad de escape local es de ~ 500 km s⁻¹. La densidad de masa total en la vecindad solar es $\rho = 0.15 M_\odot \text{ pc}^{-3}$. Los valores para las constantes de Oort son $A=12.95$ km s⁻¹ kpc⁻¹ y $B=-12.93$ km s⁻¹ kpc⁻¹.

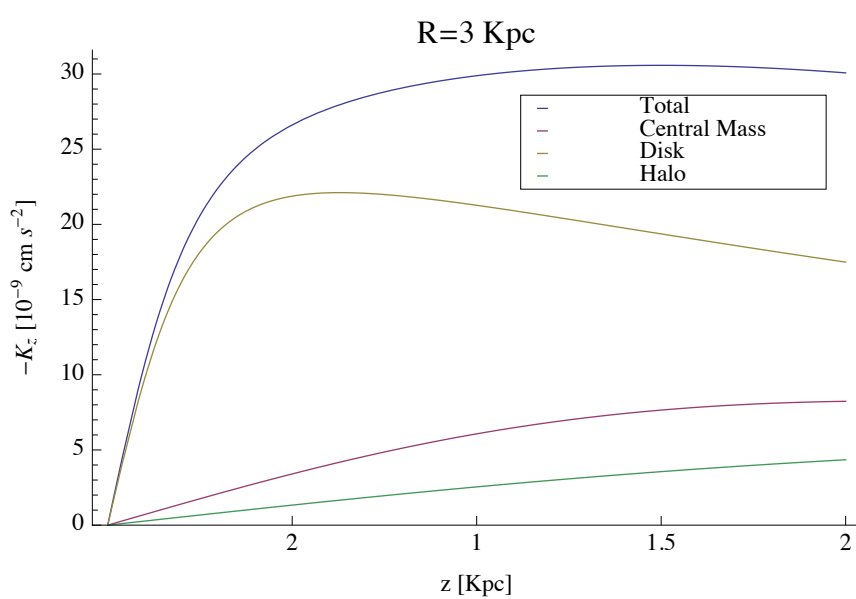


Figura 2.4: Fuerza $K_z = -\nabla_z \Phi$ por unidad de masa debida al potencial axisimétrico de Allen y Santillán (1991) para una distancia galactocéntrica de 3 kpc.

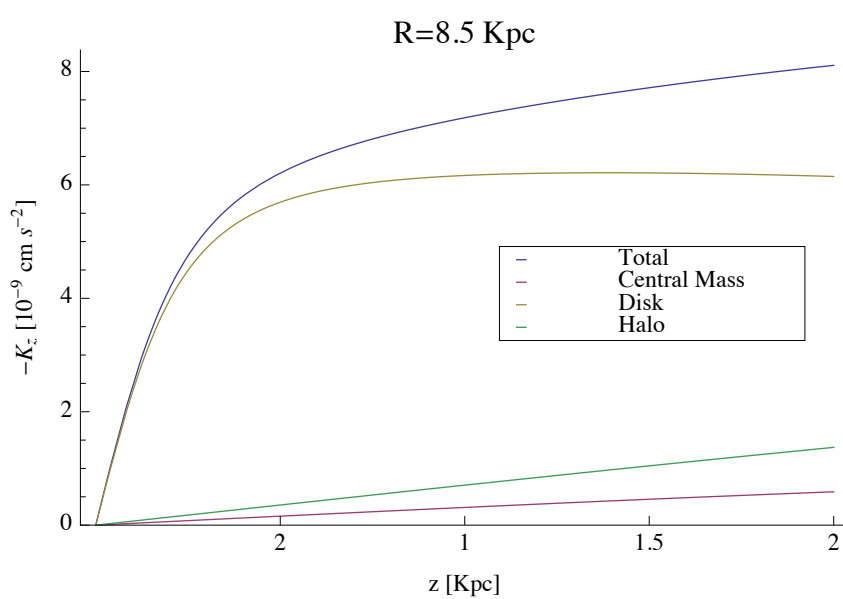


Figura 2.5: Fuerza $K_z = -\nabla_z \Phi$ por unidad de masa debida al potencial axisimétrico de Allen y Santillán (1991) para una distancia galactocéntrica de 8.5 kpc.

2.1.3. Soluciones para el caso en el que existe equilibrio hidrostático

Uno puede prescribir la ley de densidad y la gravedad K_z como observables y dadas condiciones a la frontera, como en Martos & Cox (1998) se puede obtener una expresión para el campo magnético $B = B(z)$, lo cual conduce a una función $B(z)$ que alcanza un máximo a una distancia z mayor que $z = 0$ (plano del disco). A la inversa, uno puede proponer la forma funcional $B = B(z)$ a partir de las observaciones de radiación en ondas de radio continuo tipo sincrotrón (ver Boulares & Cox 1990), y obtener funciones de z para ρ y la presión. Con estas expresiones e incluyendo la función para $B(z)$ se pueden proponer dos modelos. El primero, que llamamos tibio (*WARM*) y que tiene una temperatura del orden de $10^4 - 10^5$ K, independiente de z ; el segundo tipo de modelo conocido como caliente (*HOT*), requiere de una mayor temperatura en función de z para alcanzar el equilibrio entre la gravedad y el gradiente de presiones, dada una expresión del campo magnético $B(z)$ se estiman temperaturas del orden de $10^5 - 10^6$ K para este modelo.

Para evaluar que tan efectivos son los mecanismos de calentamiento y enfriamiento es usual estimar los tiempos necesarios para que el equilibrio de presiones se establezca o más generalmente, para que haya un cambio significativo en la temperatura. Este tiempo es conocido como tiempo de enfriamiento y su expresión es

$$t_c = \frac{(3/2)Nk_B T}{|\Gamma - \Lambda|}, \quad (2.11)$$

donde N es la densidad numérica, k_B es la constante de Boltzmann, T es la temperatura y Γ y Λ son la ganancia y pérdida total de energía térmica por unidad de volumen y por unidad de tiempo respectivamente.

En las regiones compuestas principalmente por gas hidrógeno atómico neutro, que comúnmente se denota como HI, a diferencia de aquellas regiones donde existe plasma, es decir, partículas libres con carga eléctrica (protones y electrones) que se conocen como regiones ionizadas y se denotan como HII, el suministro de energía Γ es mucho más pequeño, mientras que la función de pérdida de energía Λ tiene aproximadamente el mismo perfil. Las contribuciones al calentamiento por fotoionización Γ_f son en orden de importancia: la ionización de elementos con $\chi_0 < 13.6$ eV por radiación con $\lambda > 912 \text{ \AA}$ dando $\Gamma_f(\lambda > 912 \text{ \AA}) \approx 4 \times 10^{-4} N_e N_H \bar{E}_e$ con $\bar{E}_e = 2 \text{ eV} \approx 3.2 \times 10^{-12} \text{ erg}$.

Otra contribución a Γ_f es provista por la ionización del hidrógeno por los rayos cósmicos que tiene la forma de $\Gamma_{rc} \approx 5 \times 10^{-29} N_H$ [erg cm⁻³ s⁻¹]. La contribución debida al efecto fotoeléctrico sobre la superficie de las partículas interestelares de polvo tiene la forma $\Gamma_{fe} \approx 4 \times 10^{-26} N_H$ [erg cm⁻³ s⁻¹].

La función de enfriamiento para varios valores de la densidad relativa de electrones $x = N_e/N_H$ se puede observar en la figura 2.6. Para $x < 10^{-3}$ sólo las colisiones con átomos neutros de hidrógeno siguen teniendo un papel importante. La función de calentamiento Γ_{fe}/N_H^2 por radiación estelar con $\lambda > 912 \text{ \AA}$ para $x = 10^{-2}$ va como $\approx 4 \times 10^{-31} T + 2 \times 10^{-27}$ y los valores para el calentamiento por rayos cósmicos $\Gamma_{rc}/N_H^2 = 5 \times 10^{-29}/N_H$ y el efecto fotoeléctrico $\Gamma_{fe}/N_H^2 = 4 \times 10^{-26}/N_H$.

De la ecuación 2.11 para valores de $T=10^3$ K y $|\Gamma - \Lambda| \approx 5 \times 10^{-26} N_H^2$ tomado directamente de la figura 2.6 se obtiene un tiempo de enfriamiento

$$t_c \approx \frac{10^5}{N_H} \text{ yr}, \quad (2.12)$$

el cual es mayor por un orden de magnitud que aquel para las regiones ionizadas (Scheffler & Elsässer 1988). Para valores más elevados de la temperatura los tiempos de enfriamiento descenderán aun más (para $T > 10^4$ se tiene $t_c \sim 10^3$ años). En la mayor parte de las simulaciones numéricas, supondremos que la evolución es isotérmica, considerando que los tiempos de enfriamiento, a las densidades y temperaturas en consideración, son siempre más cortos (por lo menos un orden de magnitud) en comparación con los tiempos de los pasos de integración de las ecuaciones dinámicas en la escala galáctica ($\sim 10^6$ años) (Spitzer L. 1968; Black J. 1987; Scheffler H. & Elsässer H. 1988).

Una vez logrado el equilibrio MHD en la vecindad solar, damos el siguiente paso modificando las expresiones dadas en la sección anterior, de manera tal que la dependencia en R concuerde de la mejor manera posible con los datos observados.

Dadas las expresiones para la densidad y el potencial gravitacional en función de la altura z , $\rho(R, z)$ y $\Phi(R, z)$, la configuración de equilibrio inicial (con todas las cantidades dependiendo solo de z ya que para cada simulación hemos escogido $R = \text{cte}$) es construida, idealizando el sistema para contener solo dos presiones:

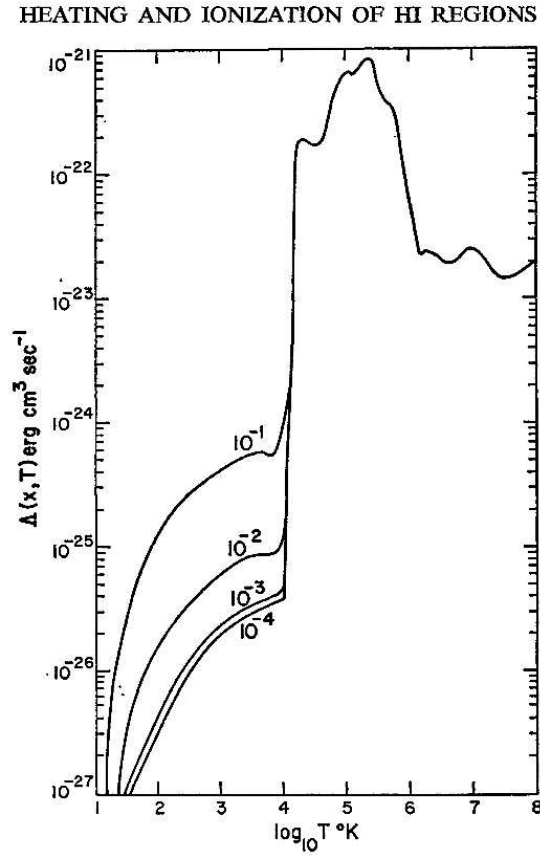


Figura 2.6: Función de enfriamiento del gas interestelar para diferentes valores de $x = N_e/N_H$ como función de la temperatura. (Dalgarno & McCray 1972)

La presión térmica dada por la ecuación

$$P_T = n(z) k_B T_{eff}, \quad (2.13)$$

con $n(z)$ la densidad numérica, k_B la constante de Boltzman y T_{eff} la temperatura efectiva.

La presión magnética esta dada por

$$P_B = \frac{B_o^2}{8\pi} \exp \left[\frac{R_\odot - R}{5.39} \right] \operatorname{sech}^2 \left(\frac{z}{0.8} \right), \quad (2.14)$$

una función decreciente con R y con dependencia de secante hiperbólica en z , similar a la dependencia en R y z de la emisión de radio continuo tipo sincrotrón (Boulares & Cox 1990), con $B_o = 6 \mu\text{G}$ (Beck 2008) la magnitud del campo magnético en la vecindad solar ($R = 8.5 \text{ kpc}$) que incluye la componente aleatoria y ordenada en el plano galáctico (Beck 2008). Los efectos de los rayos cósmicos no están explícitamente incluidos aquí, por simplicidad postulamos que el término térmico representa la suma de las contribuciones cinética y la debida a estos.

Necesitamos que el gradiente de presión en la dirección vertical se vea compensado por el peso de la columna del gas para cada posición z , por lo que el equilibrio magnetohidrostático para el sistema gas-campo-gravedad estará dado por

$$\frac{d}{dz}P(z) = \frac{d}{dz} [P_T + P_B] = -\rho(z)g(z), \quad (2.15)$$

donde $P(z)$ denota la presión total del sistema (magnética mas térmica).

Como se mencionó anteriormente, escogemos como condición que la presión sea cero a una altura de 5 kpc, (Boulares & Cox 1990) $P(z = 5\text{kpc}) = 0$, de la cual se obtiene la presión total al integrar esta ecuación, como sigue

$$P(z) = - \int_z^{5\text{kpc}} \rho(z) K_z(z) dz, \quad (2.16)$$

donde $K_z(z)$ ha sido obtenido a partir del potencial axisimétrico total.

2.1.4. Modelos del medio interestelar

A partir de la ley de densidad y la ecuación para la gravedad resolvemos numéricamente la ecuación para $P(z)$ y siguiendo la filosofía de Martos (1993) desarrollamos tres modelos diferentes del medio interestelar galáctico, los cuales describimos a continuación.

2.1.4.1. Modelo hidrodinámico (HD)

En este modelo sólo se analiza el balance entre el gradiente de presión térmica y la presión debida al peso del gas, en ausencia del campo magnético.

Esto define la temperatura efectiva T_{eff} como

$$T_{eff} = \frac{P}{n(z) k_B}, \quad (2.17)$$

En la figura 2.7 se muestra la gráfica de la presión para el modelo hidrodinámico, la figura 2.8 muestra la gráfica de la temperatura efectiva como función de z y la figura 2.9 muestra la comparación entre las velocidades del sonido $c = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ y de ondas de gravedad $v_{sw} = \sqrt{g h}$. Todas estas gráficas para los valores de $R = 3$ y 8.5 kpc.

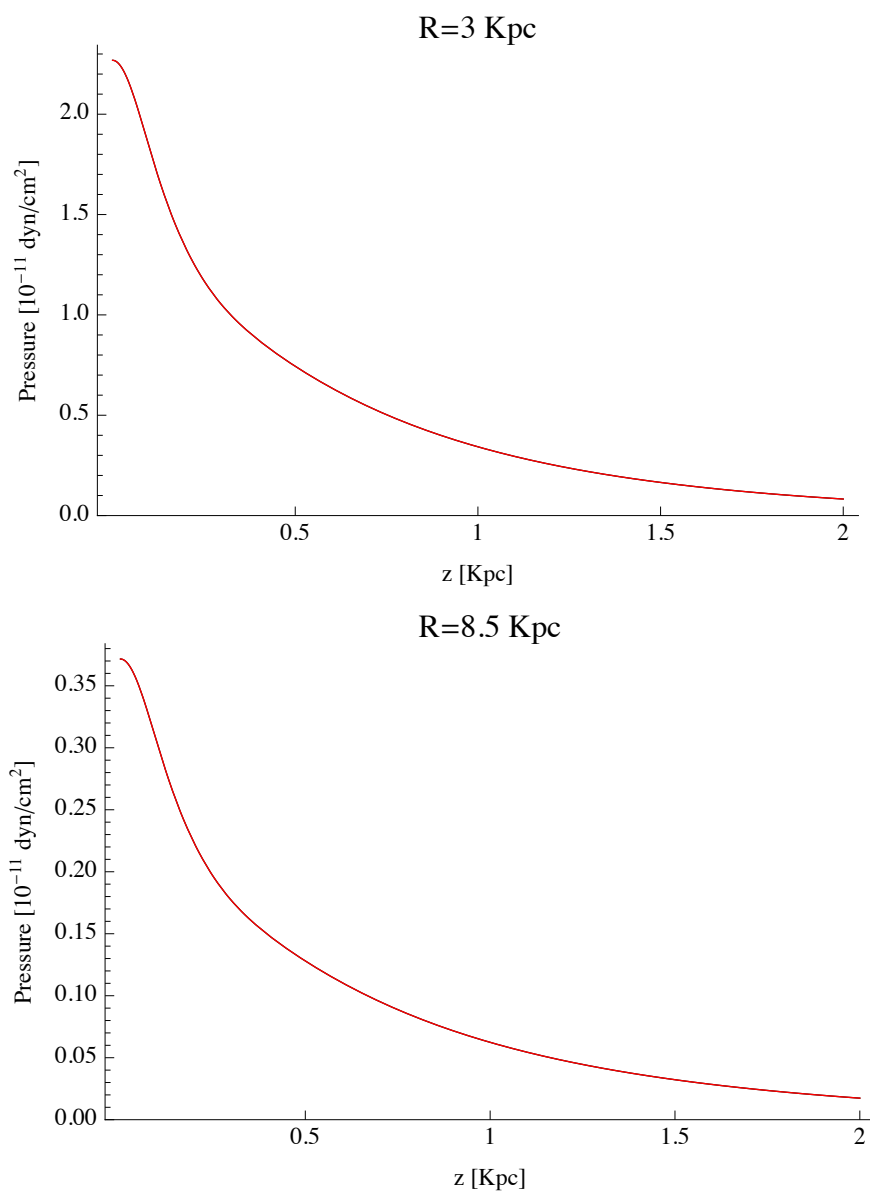


Figura 2.7: Presión como función de z del modelo HD para distancias galactocéntricas de 3 y 8.5 kpc.

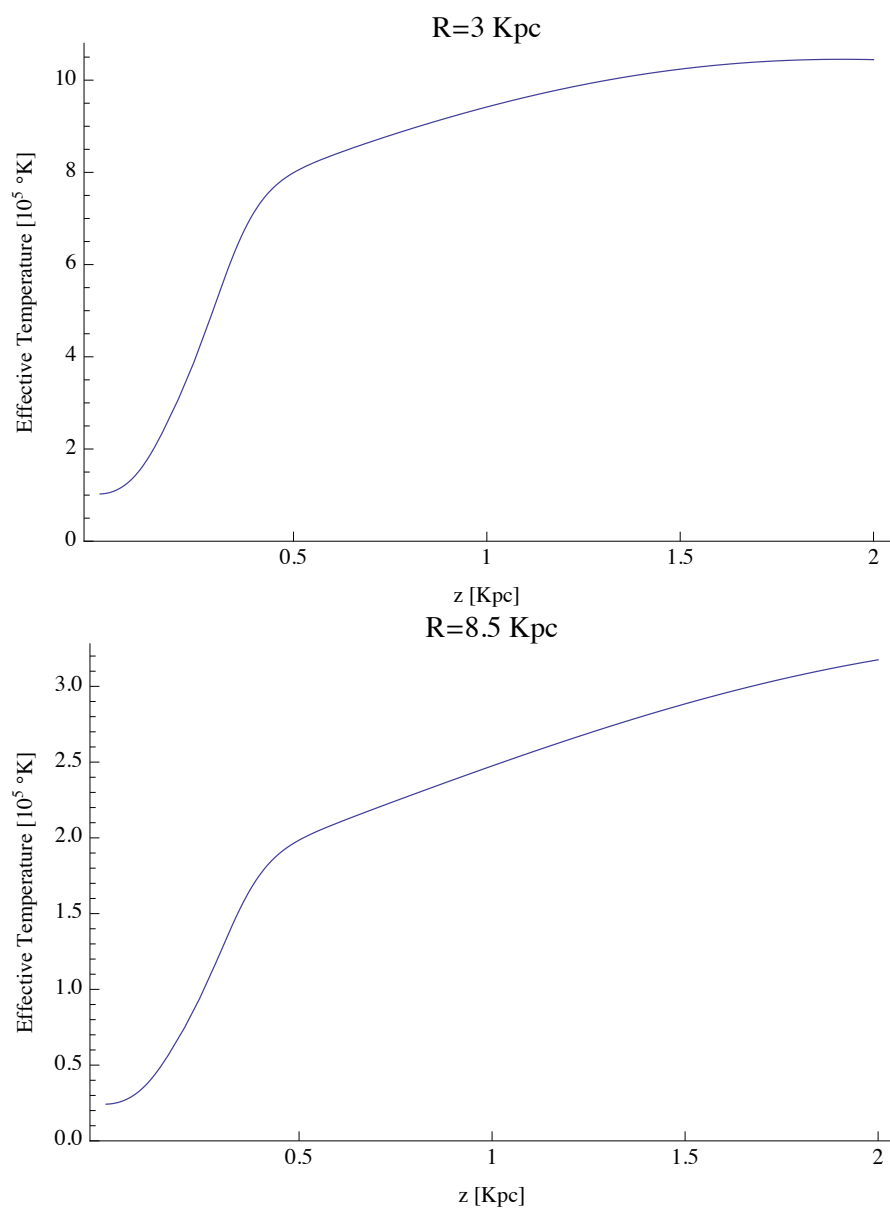


Figura 2.8: Temperatura efectiva como función de z para el modelo HD para distancias galactocéntricas de 3 kpc y 8.5 kpc.

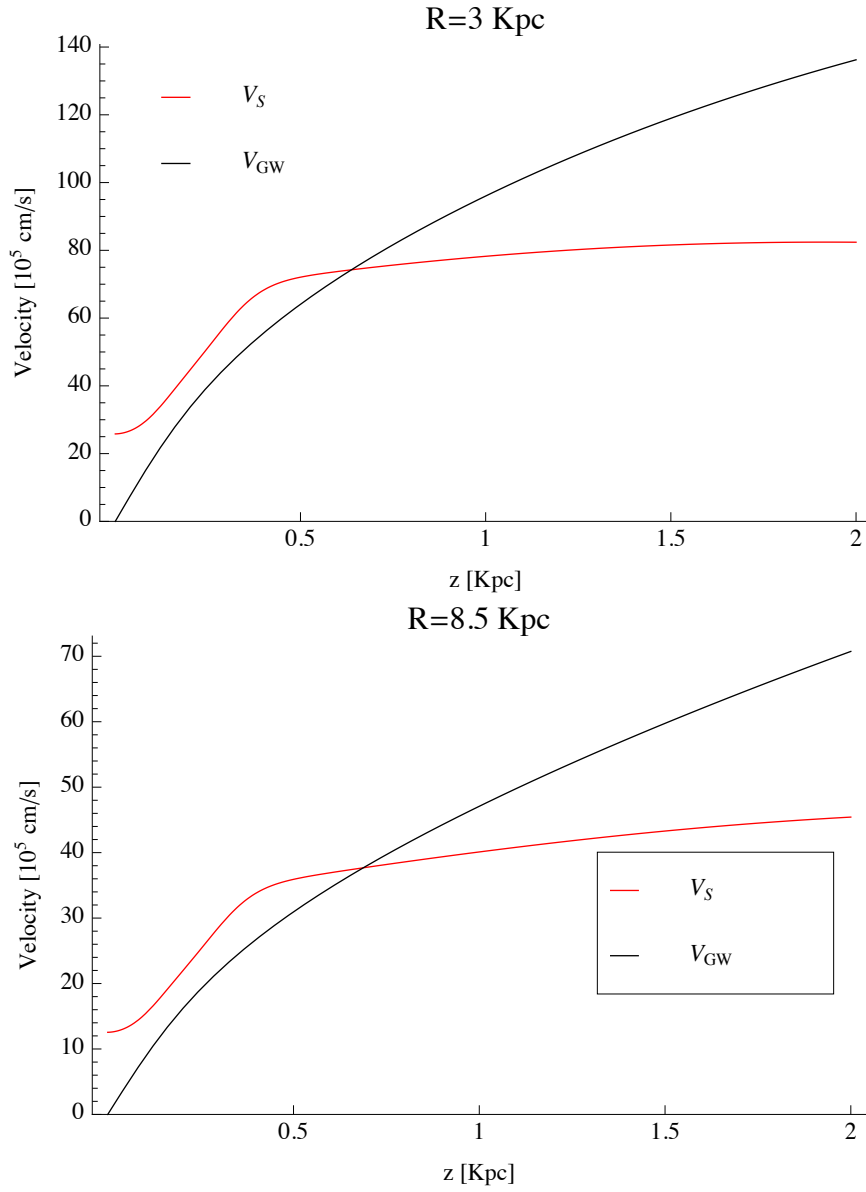


Figura 2.9: Velocidad del sonido y de ondas de gravedad como función de z para el modelo HD a distancias galactocéntricas de 3 y 8.5 kpc.

R [kpc]	$T_{eff}(z = 0 \text{ kpc})$ [°K]	$T_{eff}(z = 2 \text{ kpc})$ [°K]
2	1.25×10^5	1.2×10^6
3	8.45×10^4	9×10^5
4	6.13×10^4	7×10^5
5	4.47×10^4	6.5×10^5
8.5	1.48×10^4	2.5×10^5

Tabla 2.1: T_{eff} en el plano medio galáctico ($z = 0$ kpc) y a $z = 2$ kpc, para diferentes valores de R .

2.1.4.2. Modelo magnetohidrodinámico tibio (MHD-WARM)

En este modelo T_{eff} es constante e independiente de z . El valor de T_{eff} para los diferentes valores de R analizados se muestra en la segunda columna de la tabla 2.1, este valor es calculado directamente de $P = P_B + n(z) k_B T_{eff}$ aplicada al plano medio ($z = 0$). Entonces $P_B(z)$ y $B(z)$ son obtenidos para cada T_{eff} dando los valores de P y $n(z)$. En la tercera columna de la tabla 2.1 también se muestran los valores de la temperatura en el punto más alto de la malla ($z = 2$ kpc).

La figura 2.10 muestra la gráfica de las diferentes presiones para este modelo, la figura 2.11 la gráfica de la magnitud del campo magnético como función de z y la figura 2.12 muestra la comparación entre las velocidades del sonido $c = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$, las ondas de Alfvén $v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$ y la velocidad de las ondas de gravedad $v_{sw} = \sqrt{gh}$. Todas estas gráficas se muestran para las dos distancias galactocéntricas $R = 3$ y 8.5 kpc, como se puede apreciar en éstas, la peculiaridad del modelo es que la rápida caída de $n(z)$ con la altura z obliga a $P_B(z)$ a crecer cerca del plano galáctico.

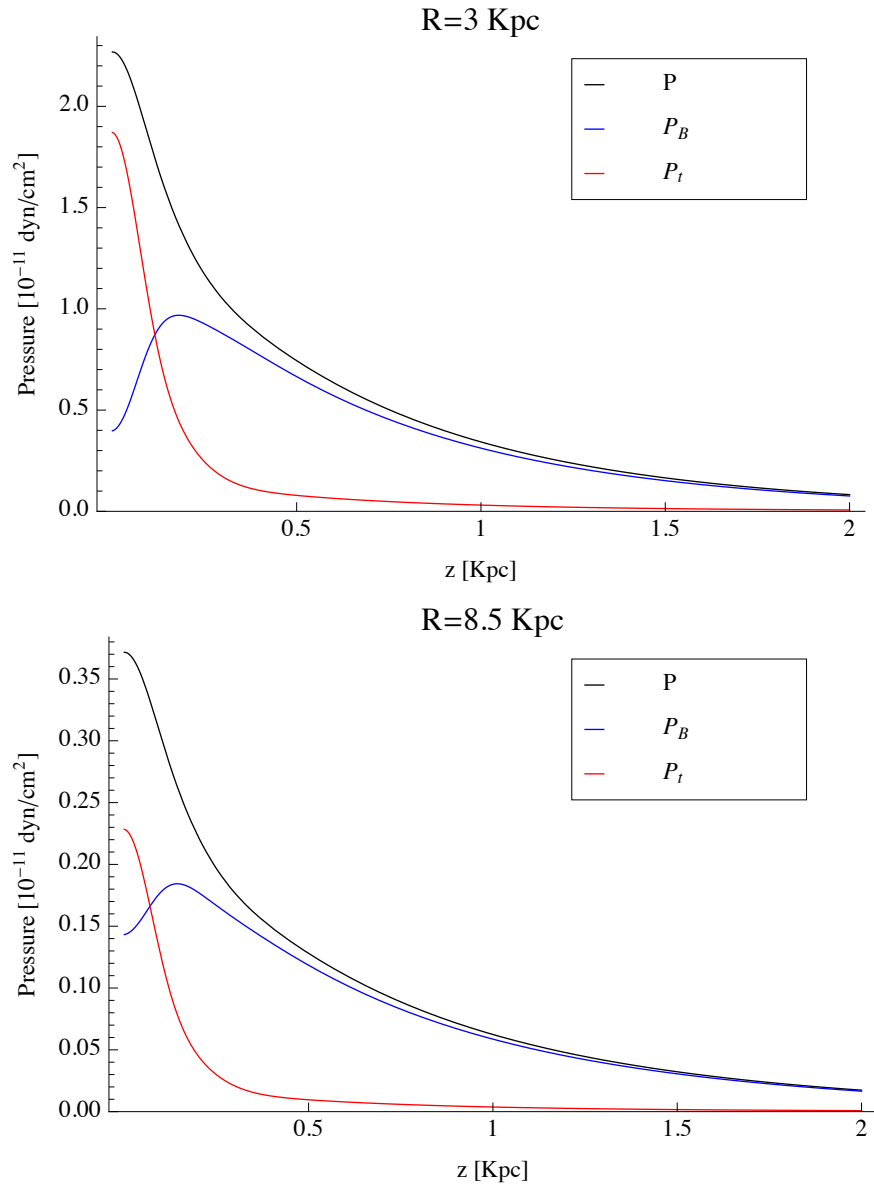


Figura 2.10: Presión como función de z del modelo MHD-WARM para distancias galactocéntricas de 3 kpc y 8.5 kpc.

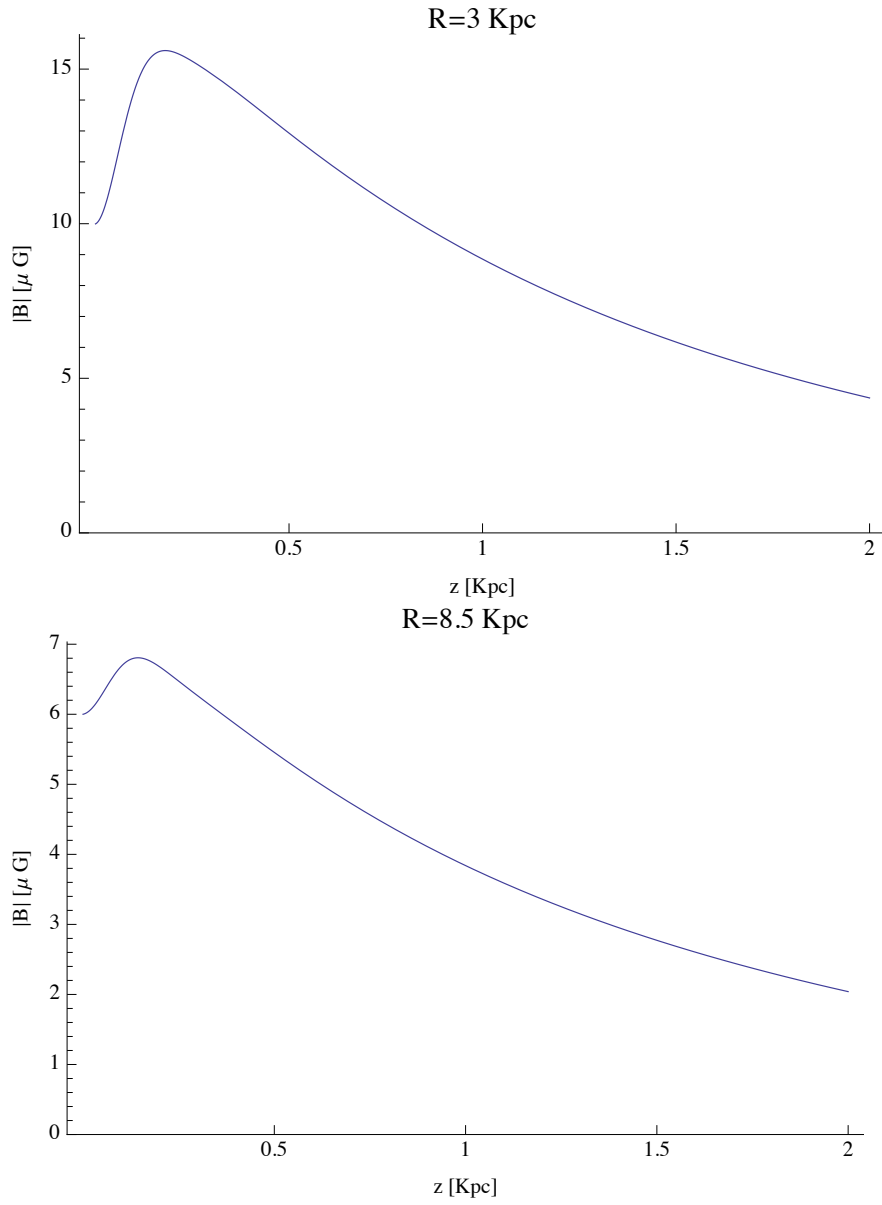


Figura 2.11: Magnitud del campo magnético como función de z para el modelo MHD-WARM para distancias galactocéntricas de 3 kpc y 8.5 kpc.

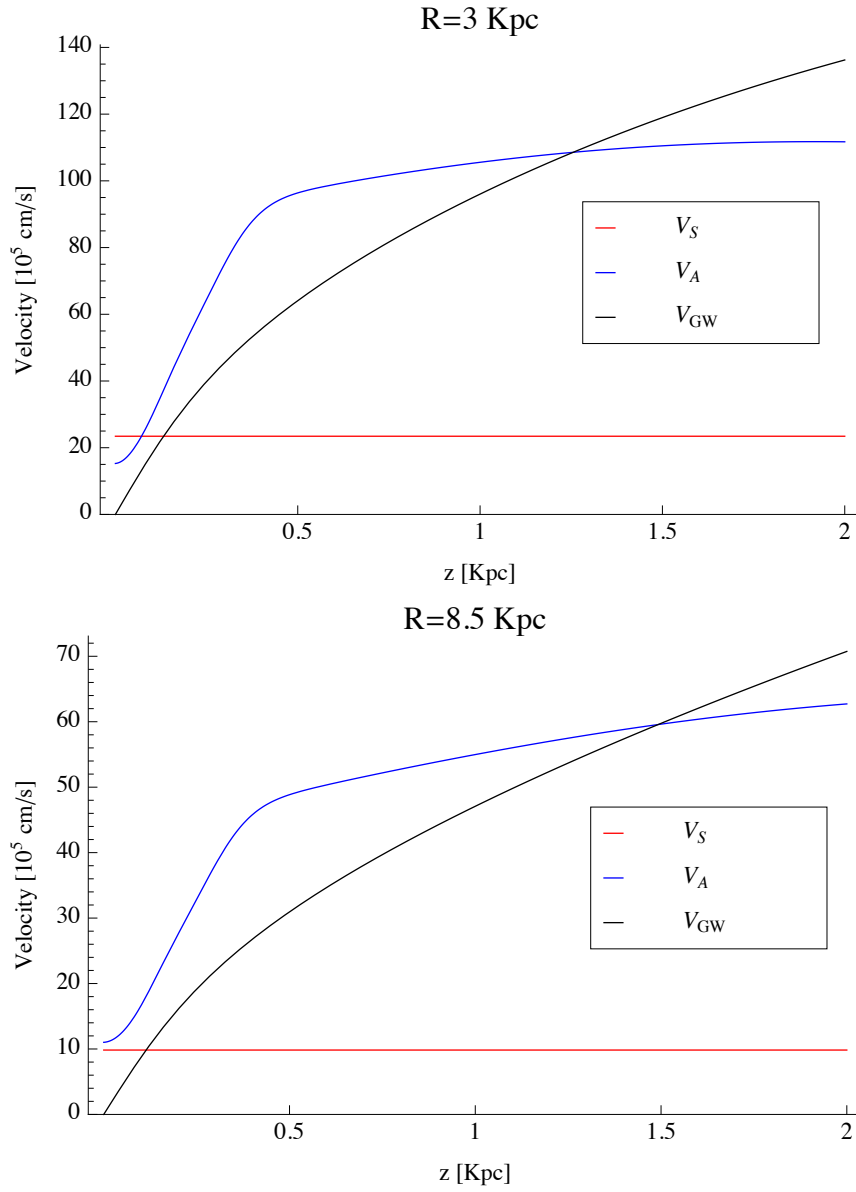


Figura 2.12: Velocidad del sonido, de ondas de gravedad y de Alfvén como función de z para el modelo MHD-WARM a distancias galactocéntricas de 3 kpc y 8.5 kpc.

2.1.4.3. Modelo magnetohidrodinámico caliente (MHD-HOT)

En este modelo postulamos que la presión magnética esta descrita, como se mencionó anteriormente, por la ecuación 2.14

$$P_B = \exp \left[\frac{R_\odot - R}{5.39} \right] \frac{B_o^2}{8\pi} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{z}{0.8} \right),$$

con $B_o = 6 \mu\text{G}$ la magnitud del campo magnético en la vecindad solar, por lo que la expresión para T_{eff} queda como

$$T_{eff} = \frac{P - P_B}{n(z) k_B}.$$

Una temperatura estratificada como esta es una elección más adecuada para los procesos físicos ya que la presencia de gas caliente puede incrementar con la distancia perpendicular al plano galáctico z , lo cual incrementa la temperatura efectiva.

En la figura 2.13 se muestra las diferentes presiones para este modelo, la figura 2.14 muestra la temperatura efectiva como función de z , la figura 2.15 muestra la gráfica de la magnitud del campo magnético y la figura 2.16 muestra la velocidad de Alfvén $v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$ y su comparación con la velocidad del sonido $c = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ y de ondas de gravedad $v_{sw} = \sqrt{gh}$. Al igual que en los casos anteriores las gráficas mostradas se calculan para $R = 3$ y 8.5 kpc.

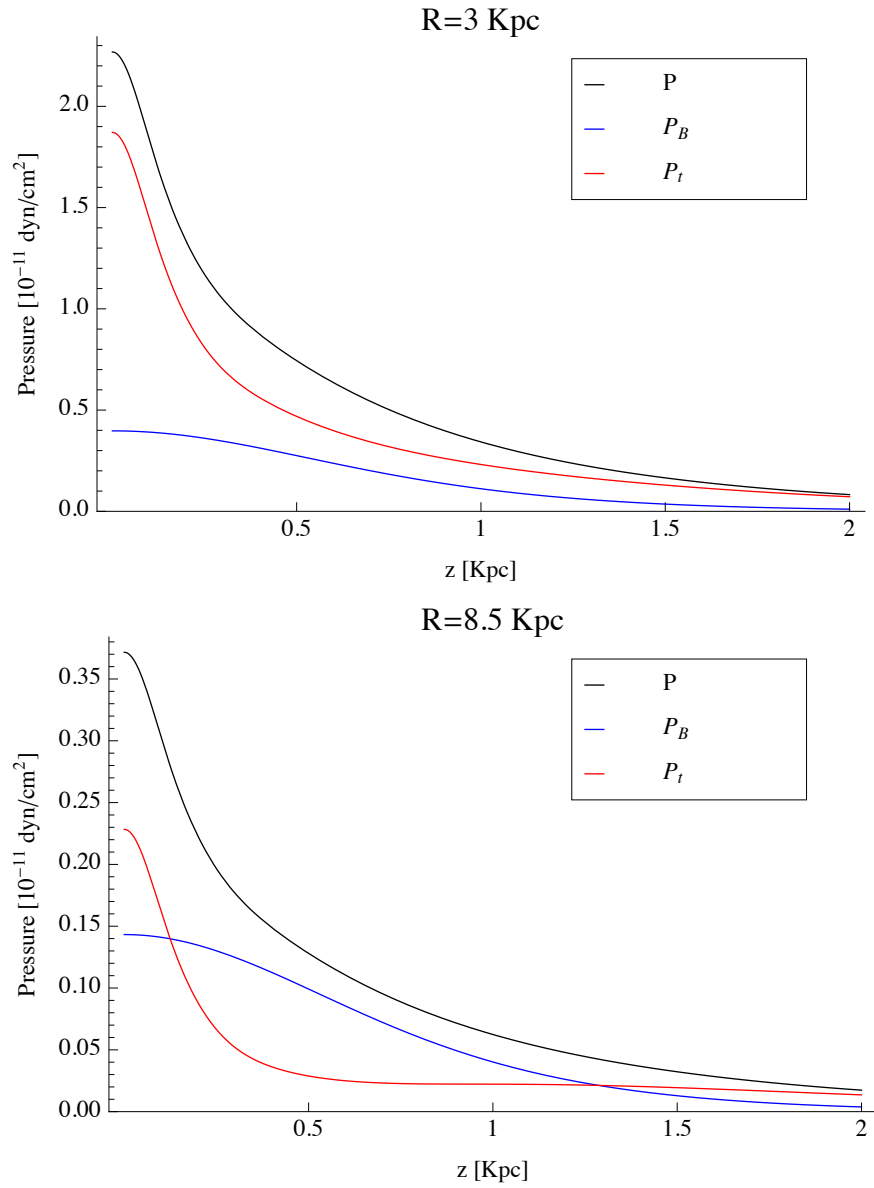


Figura 2.13: Presión como función de z del modelo MHD-HOT para distancias galactocéntricas de 3 kpc y 8.5 kpc.

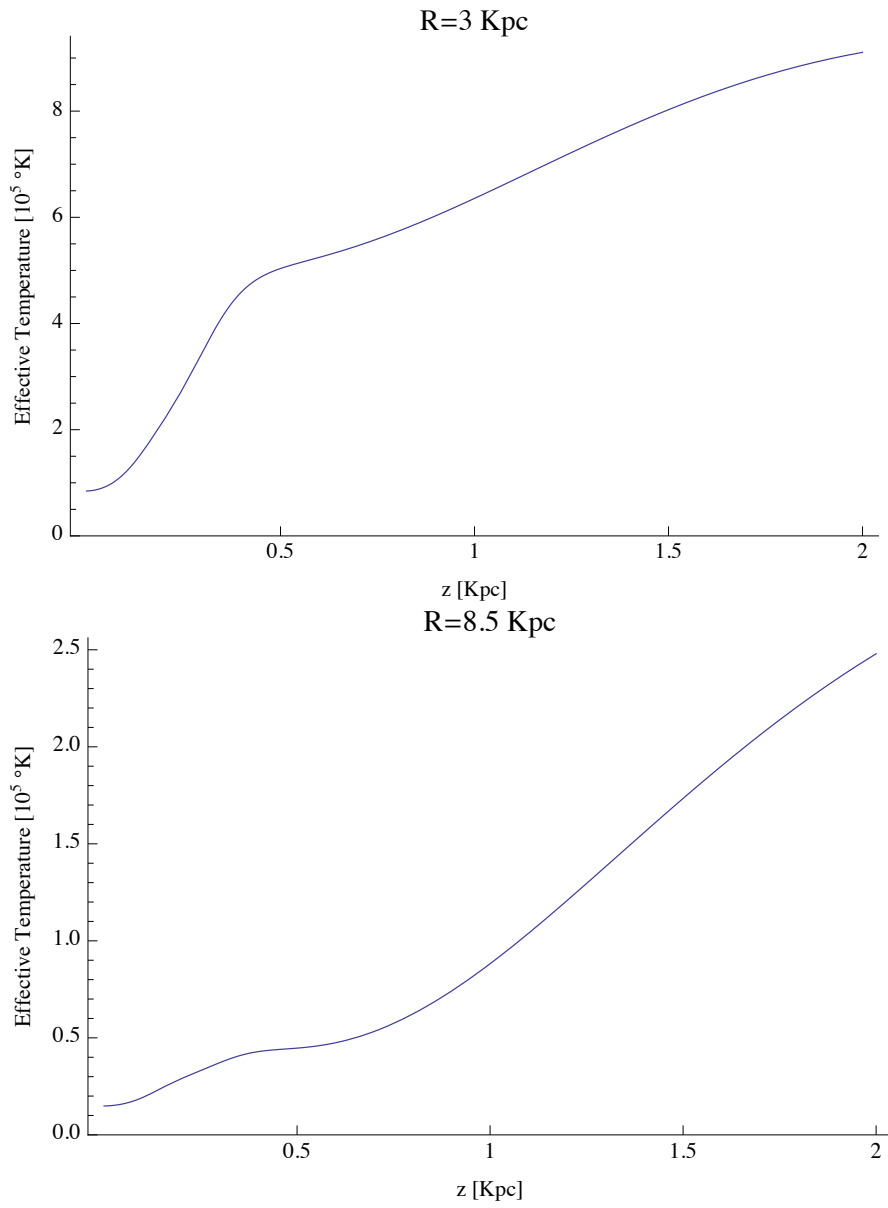


Figura 2.14: Temperatura efectiva como función de z del modelo MHD-HOT para distancias galactocéntricas de 3 kpc y 8.5 kpc.

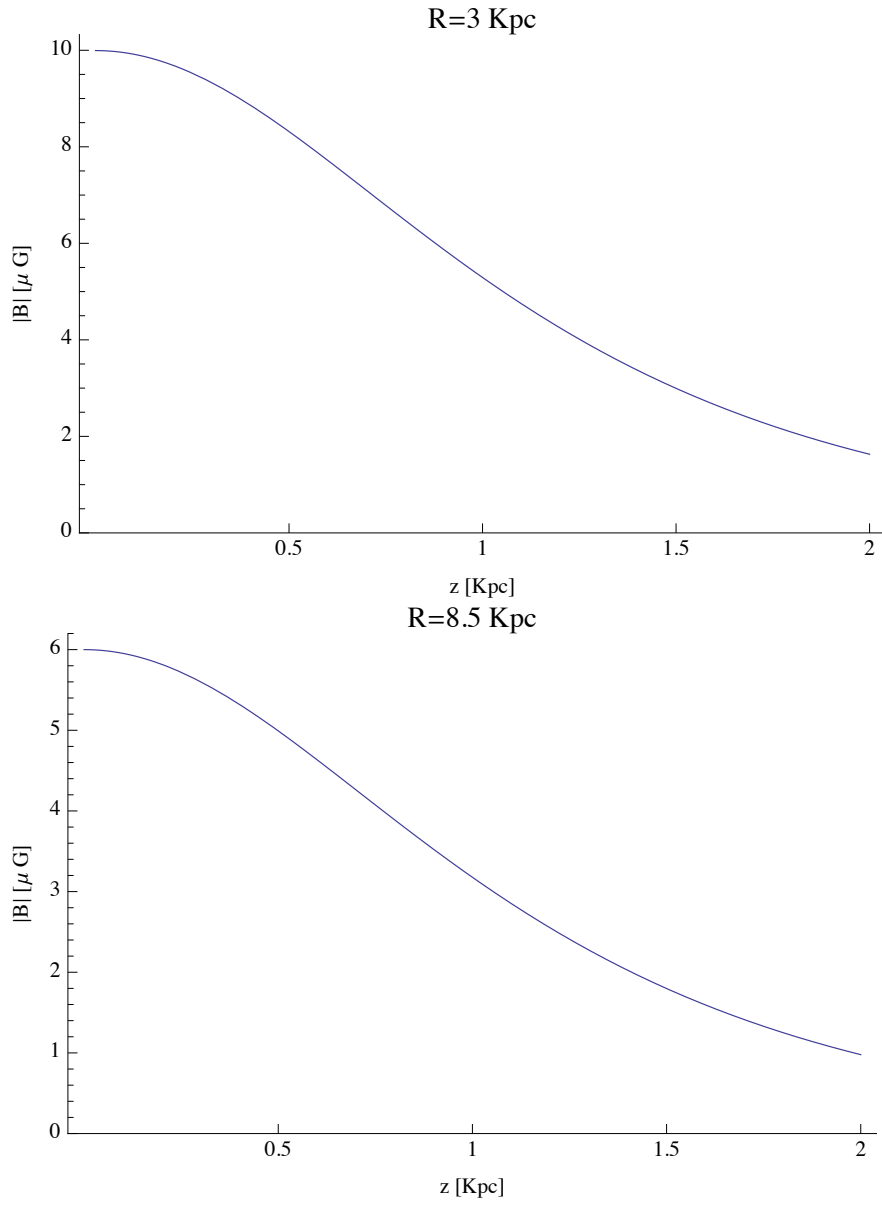


Figura 2.15: Magnitud del campo magnético como función de z para el modelo MHD-HOT para distancias galactocéntricas de 3 kpc y 8.5 kpc.

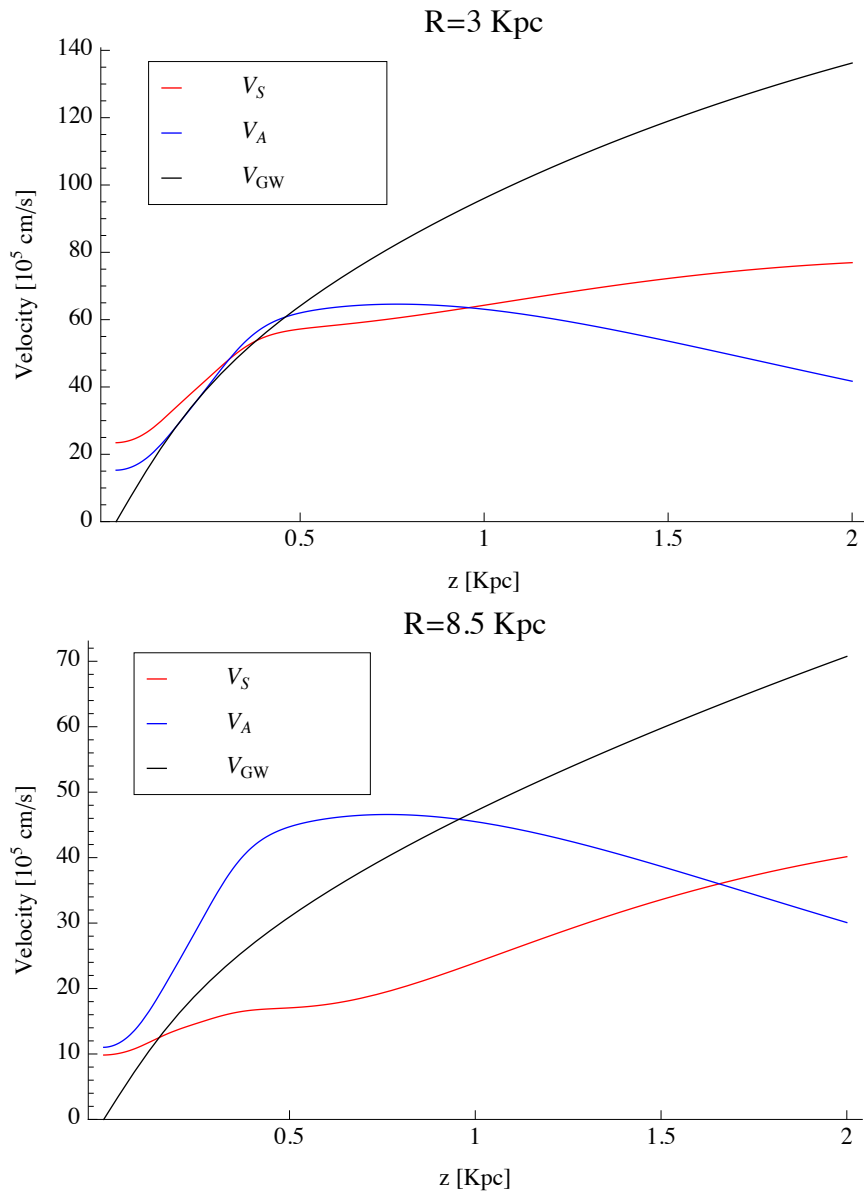


Figura 2.16: Velocidad del sonido, de ondas de gravedad y de Alfvén como función de z para el modelo MHD-HOT a distancias galactocéntricas de 3 kpc y 8.5 kpc.

2.2. Perturbación debida a la barra estelar

El modelo de potencial empleado para reproducir la perturbación debida a la barra en nuestras simulaciones es el triaxial construido por Pichardo et al. (2004) con una velocidad angular de la barra de $60 \text{ Km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (Bissantz et al. 2003). Una descripción más detallada de la construcción de este modelo se da en el apéndice B al final de este trabajo.

Este modelo está basado en el modelo de densidad S de Freudenreich (1998), basado a su vez en el conjunto de datos (1.25, 2.2, 3.5, 4.9 μm) del COBE / DIRBE con una ley de densidad $\rho \propto \text{sech}^2(R_s)$, donde R_s es el radio efectivo dado por

$$R_s = \left\{ \left[\left(\frac{|x|}{a_x} \right)^{C_\perp} + \left(\frac{|y|}{a_y} \right)^{C_\perp} \right]^{C_\parallel/C_\perp} + \left(\frac{|z|}{a_z} \right)^{C_\parallel} \right\}^{1/C_\parallel}, \quad (2.18)$$

Este modelo es triaxial con razones axiales 10 : 3.76 : 2.59, una distancia R solar de 8.5 kpc, las longitudes de escala en las direcciones x, y, z (el semieje mayor, medio y menor de la barra se encuentran a lo largo de estas direcciones respectivamente) son $a_x = 1.7 \text{ kpc}$, $a_y = 0.64 \text{ kpc}$, $a_z = 0.44 \text{ kpc}$, y los exponentes son $C_\parallel = 3.5$, $C_\perp = 1.57$.

La frontera efectiva de la barra en el eje x tiene un semieje mayor $a_{Bar} = 3.13 \text{ kpc}$, lo que establece una distancia de escala $R_{finS} = a_{Bar}/a_x = 1.841$. Para $R_S \geq R_{finS}$ la densidad tiene un factor gaussiano adicional con una longitud de escala $h_{fin} = 0.46 \text{ kpc}$; esto lleva a una caída suave en la región exterior.

Capítulo 3

Experimentos Numéricos

3.1. Planteamiento del Problema

Dados los tres modelos mencionados en la sección anterior, se realizaron simulaciones 2D cartesianas usando el código MHD-ZEUS (Stone & Norman 1992a, 1992b; Stone, Mihalas, & Norman 1992) para modelar la respuesta del medio interestelar a la perturbación gravitacional debida a la barra galáctica. Este código resuelve las ecuaciones MHD ideales para un fluido no viscoso y conductividad infinita en una malla euleriana fija. Las simulaciones se realizaron sobre mallas cartesianas perpendiculares a alguno de los ejes (mayor o menor) de la barra galáctica a diferentes distancias R del centro galáctico.

Cabe mencionar aquí que aunque estamos montados en un sistema rotante, las aceleraciones debidas a los términos de Coriolis $2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v})$ y centrífugo $\boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r})$ no son tomadas en cuenta pues debido a la elección de los planos de simulación (ver figura 3.1) dichas aceleraciones son perpendiculares a éstos.

La dirección del campo magnético se eligió para ser paralela o perpendicular a la malla y los diferentes experimentos fueron hechos ya sea con una ecuación de estado politrópica “adiabática” ($\gamma = 5/3$) o isotérmica ($\gamma = 1.01$). La distribución de gas es inicializada desde un estado de equilibrio hidrostático vertical con la gravedad de las componentes galácticas axisimétricas. Como se mencionó anteriormente, para evitar transientes espurios, la perturbación debida a la barra es introducida suavemente (linealmente con el tiempo) al-

canzando su valor total a los 95 Myr.

Los diferentes parámetros usados para los 37 experimentos realizados se resumen en la tabla 4.1. En la Fig. 3.1 se muestra en forma esquemática la configuración adoptada para las mallas computacionales utilizadas en las simulaciones numéricas y su relación con la localización espacial de la barra galáctica estelar.

Las simulaciones numéricas realizadas en el presente trabajo, tienen las siguientes características.

1. Se emplean coordenadas cartesianas (X, Y, Z) , utilizando ya sea el plano paralelo al semieje mayor de la barra (XZ) o el plano perpendicular a éste (YZ) .
2. Se utiliza una resolución de 250 o 200 (y de hasta 800) zonas en la dirección horizontal, mientras que para la dirección vertical se utilizan los valores de 200 y 400 (y hasta 1000) zonas.
3. Las condiciones a la frontera que se emplean son de entrada-salida (*in-out*) en la dirección horizontal y salida-salida (*out-out*) en la vertical. La explicación de éstas se encuentra en el apéndice D.
4. No se toman en cuenta la viscosidad del gas, su rotación, ni la auto-gravedad de éste. Además la conductividad del gas es infinita, es decir el campo magnético está congelado al gas y por lo tanto el flujo magnético es conservado (aproximación MHD).

En las figuras se muestra el campo de velocidades sobre 13 niveles de contornos de densidad que corresponden a 0.0031, 0.0056, 0.01, 0.017, 0.031, 0.056, 0.1, 0.17, 0.31, 0.56, 1.0, 1.77 y 3.16 veces la densidad en el plano medio. Para el caso de campo magnético paralelo al plano de estudio, el flujo puede deformar las líneas y el campo reacciona con una fuerza restauradora: la tensión magnética, que da lugar a soluciones muy distintas al caso de líneas perpendiculares. En el caso del campo perpendicular al plano galáctico, el único efecto del campo magnético es una presión isotrópica que se suma a la térmica.

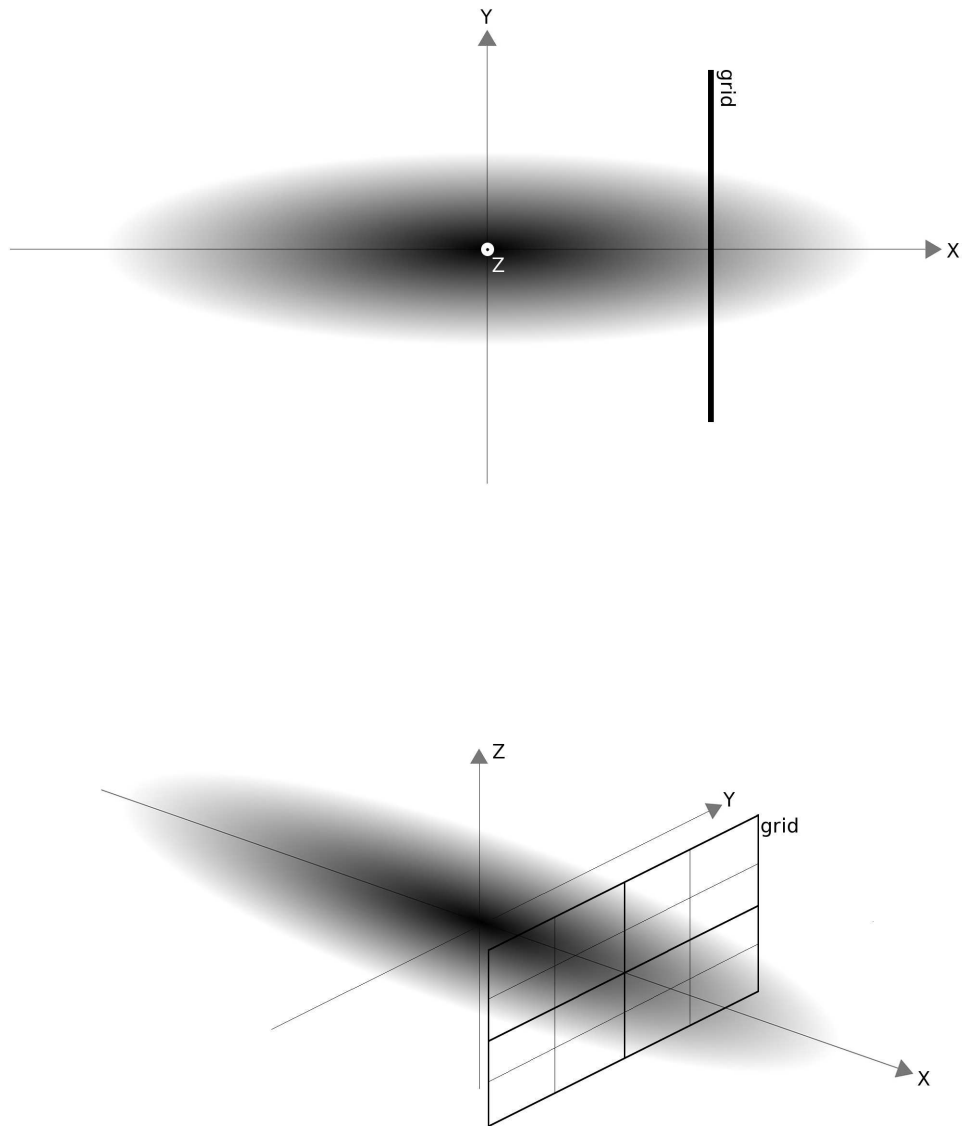


Figura 3.1: Esquema donde se muestra la posición de la malla computacional usada para las simulaciones con respecto a la barra galáctica. Arriba: Vista superior del plano galáctico XY (El eje Z sale de la hoja). Abajo: Vista en perspectiva de la malla computacional o “grid” en inglés y los tres ejes espaciales.

En las figuras de la sección de resultados se muestran imágenes instantáneas (snapshots) de los experimentos, i.e. el campo de velocidades o el campo magnético y la densidad a tiempos selectos. Por analogía con los procesos magnetohidrodinámicos en la cercanía de un brazo espiral, esperamos un choque que genere un salto abrupto en la dirección z al encontrarse el flujo del gas con la sobredensidad debida a la barra estelar (el apilamiento de gas en el pozo de potencial gravitacional no axisimétrico de la barra estelar toma un cierto tiempo). El movimiento vertical del gas, que resulta del rompimiento del equilibrio en esta dirección, es rápido. La región de caída detrás de la barra estelar da lugar a choques o movimientos ondulatorios dependiendo de la velocidad de entrada, lo cual tiende a apilar más material en la región de la barra estelar y en algunos casos a hacer que el gas se mueva en dirección contraria a la velocidad de entrada. En el caso general el choque no ocurre en el mínimo del potencial gravitacional, y el salto se da en el lado de aguas arriba (upstream) de éste. Si esta velocidad es muy alta en comparación con la velocidad sónica, el régimen es balístico y no se espera que ocurra nada. Cuando las magnitudes de estas velocidades son comparables, esperamos choques, saltos, vorticidad y un comportamiento de ola que rompe, de acuerdo con la analogía con olas en el mar para aguas poco profundas. Una nueva velocidad de señal aparece en el problema, la de ondas de gravedad en agua, como se discute en Martos & Cox (1998). Los contornos de densidad son consistentes con la analogía de olas que pueden romper o no. Para el modelo WARM y que tiene las líneas de campo magnético paralelas al plano de la simulación numérica, uno espera que el sistema sea inestable en el sentido de Parker (1966). En modelos con considerable presión térmica (HOT) en el halo, dicha presión debe estabilizar el sistema e impedir la caída de material a lo largo de líneas magnéticas que adquieren una componente vertical debido al peso del material (Kim, et al. 2000; Santillán et al. 2000).

3.2. Análisis de autogravedad

La nomenclatura usada en esta sección es la siguiente:

- | $\mathbf{a}_{*a} |_z$ Aceleración vertical debida al potencial estelar axisimétrico del disco
- | $\mathbf{a}_{*b} |_z$ Aceleración vertical debida al potencial estelar de la barra
- | $\mathbf{a}_* |_z = | \mathbf{a}_{*a} |_z + | \mathbf{a}_{*b} |_z$ Aceleración vertical debida a la masa estelar total
- | $\mathbf{a}_{sg} |_z = (0.1) | \mathbf{a}_* |_z$ Aceleración vertical debida a la autogravedad

$|\mathbf{a}_{\nabla}|_z$ Aceleración vertical debida al gradiente de presión

Para el análisis de autogravedad se procedió como sigue: Primero se escogieron algunas figuras representativas de un salto para los modelos HOT, HD y WARM (figs. 3, 7 y 9 respectivamente) para después definir en cada una el punto sobre la malla donde se presentaba el máximo valor en la velocidad vertical del gas. A partir del modelo axisimétrico y de barra estelar no axisimétrico, se calculó la componente vertical de la aceleración debida al potencial estelar tanto del disco axisimétrico $|\mathbf{a}_{*a}|_z$, como de la barra estelar $|\mathbf{a}_{*b}|_z$. La suma de estas dos aceleraciones sería la componente vertical total de aceleración debida puramente a la masa estelar $|\mathbf{a}_*|_z = |\mathbf{a}_{*a}|_z + |\mathbf{a}_{*b}|_z$.

Suponiendo que la distribución de estrellas en la Galaxia es isomorfa a la del gas, lo cual es válido si tomamos en cuenta que el pozo de potencial gravitacional producido por las estrellas es el potencial gravitacional que seguirá el gas (Boulares & Cox 1990); y que la masa total del medio interestelar es de aproximadamente el 10 % de la masa en estrellas (un máximo, Binney & Tremaine 2008) podemos afirmar que la componente vertical de la aceleración debida a la autogravedad del gas $|\mathbf{a}_{sg}|_z$ escalará con $|\mathbf{a}_*|_z$ de acuerdo a $|\mathbf{a}_{sg}|_z = (0.1) |\mathbf{a}_*|_z$ como un límite superior.

Por último se ha calculado gráficamente la componente vertical de la aceleración debida al gradiente de presión $|\mathbf{a}_{\nabla}|_z$ en el punto prueba ajustando dos rectas tangentes a la curva $P(z)$ en dicho punto. Comparamos la suma de estas aceleraciones ($|\mathbf{a}_*|_z$ y $|\mathbf{a}_{sg}|_z$) con la aceleración vertical debida al gradiente de presión $|\mathbf{a}_{\nabla}|_z$ a fin de saber si la autogravedad juega un papel importante en la dinámica del gas, de acuerdo con los valores obtenidos. Los resultados de estos cálculos se muestran en las figuras correspondientes.

Capítulo 4

Tabla de Experimentos

En la tabla 4.1 se presentan los diferentes parámetros que se utilizaron en cada una de las simulaciones numéricas. La primera columna define la identificación del experimento numérico; la segunda la dirección del campo magnético \mathbf{B} con respecto a los tres ejes espaciales; la tercera columna define la velocidad inicial v_{in} del fluido sobre la malla, la cuarta columna el modelo empleado, la quinta columna muestra el valor de γ ocupado; la sexta columna muestra el valor de la distancia R de la malla al centro galáctico; en la séptima columna se definen los ejes a los que es paralela la malla; las siguientes columnas definen el rango de distancia, las condiciones a la frontera y el número de zonas empleado para cada uno de los ejes de la malla.

Case	B Direction	v_{in} [Km/s]	Model	γ value	R [Kpc]	Grid Plane	Horizontal-Axis			Vertical-Axis		
							Range [Kpc]	BC inner-outer	Number of Zones	Range [Kpc]	BC inner-outer	Number of Zones
1	–	30	–	1.01	3	YZ	[–2.5, 2.5]	in-out	250	[–2, 2]	out-out	200
2	Y	88	hot	1.01	2	YZ	[–2.5, 2.5]	in-out	250	[–2, 2]	out-out	200
3	X	30	hot	1.01	3	YZ	[–2.5, 2.5]	in-out	250	[–2, 2]	out-out	200
4	Y	30	warm	1.01	3	YZ	[–2.5, 2.5]	in-out	250	[–2, 2]	out-out	200
5	X	30	warm	1.01	3	YZ	[–2.5, 2.5]	in-out	250	[–2, 2]	out-out	200
6	–	30	–	5/3	3	YZ	[–2.5, 2.5]	in-out	250	[–2, 2]	out-out	200
7	Y	88	hot	5/3	2	YZ	[–2.5, 2.5]	in-out	250	[–2, 2]	out-out	200
8	X	30	hot	5/3	3	YZ	[–2.5, 2.5]	in-out	250	[–2, 2]	out-out	200
9	Y	30	warm	5/3	3	YZ	[–2.5, 2.5]	in-out	250	[–2, 2]	out-out	200
10	X	30	warm	5/3	3	YZ	[–2.5, 2.5]	in-out	250	[–2, 2]	out-out	200
11	Y	88	hot	5/3	2	YZ	[–2.5, 2.5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	400
12	Y	30	warm	1.01	3	YZ	[–2.5, 2.5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	400
13	X	88	hot	1.01	2	XZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
14	X	30	hot	1.01	3	XZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
15	X	25	hot	1.01	4	XZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
16	X	83	hot	1.01	5	XZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
17	X	284	hot	1.01	8.5	XZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
18	Y	88	hot	1.01	2	XZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
19	Y	30	hot	1.01	3	XZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
20	Y	25	hot	1.01	4	XZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
21	Y	83	hot	1.01	5	XZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
22	Y	284	hot	1.01	8.5	XZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
23	Y	88	hot	1.01	2	YZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
24	Y	30	hot	1.01	3	YZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
25	Y	25	hot	1.01	4	YZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
26	Y	83	hot	1.01	5	YZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
27	Y	284	hot	1.01	8.5	YZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
28	X	88	hot	1.01	2	YZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
29	X	30	hot	1.01	3	YZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
30	X	25	hot	1.01	4	YZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
31	X	83	hot	1.01	5	YZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
32	X	284	hot	1.01	8.5	YZ	[–5, 5]	in-out	500	[–2, 2]	out-out	200
33	–	0	–	1.01	3.5	YZ	[–5, 5]	out-out	500	[–2, 2]	out-out	200
34	Y	0	hot	1.01	3.5	YZ	[–5, 5]	out-out	500	[–2, 2]	out-out	200
35	X	0	hot	1.01	3.5	YZ	[–5, 5]	out-out	500	[–2, 2]	out-out	200
36	Y	0	warm	1.01	3.5	YZ	[–5, 5]	out-out	500	[–2, 2]	out-out	200
37	X	0	warm	1.01	3.5	YZ	[–5, 5]	out-out	500	[–2, 2]	out-out	200

Tabla 4.1: Parámetros utilizados para cada uno de los experimentos realizados en este trabajo.

Capítulo 5

Resultados

A continuación se muestran algunas de las figuras más representativas para los diferentes experimentos realizados y cuyos parámetros físicos de entrada se resumen en la tabla 4.1. Estas figuras ilustran diferentes fenómenos físicos. Las primeras imágenes son capturas de pantalla aisladas donde se explican los diferentes fenómenos magnetohidrodinámicos o puramente hidrodinámicos que se han encontrado y que dependen de la distancia al centro galáctico, el modelo empleado, el valor de γ , la orientación del campo magnético con respecto a la malla o la orientación de ésta con respecto al eje mayor de la barra. En la segunda parte se hace un análisis más global al discutir secuencias temporales para un mismo caso, poniendo énfasis en la evolución temporal de éste y basándonos en las explicaciones de la primera parte. Por último se muestra un ejemplo de simulación con una resolución del doble que la empleada para uno de los casos de la primera parte, a fin de constatar la validez de los resultados obtenidos.

5.1. Casos con B paralelo al plano de movimiento

$R=3$ kpc, MHD, \mathbf{B}_{\parallel} , $\gamma = \frac{5}{3}$, WARM, $T= 84,545$ K, $v_{in} = 30$ km s $^{-1}$

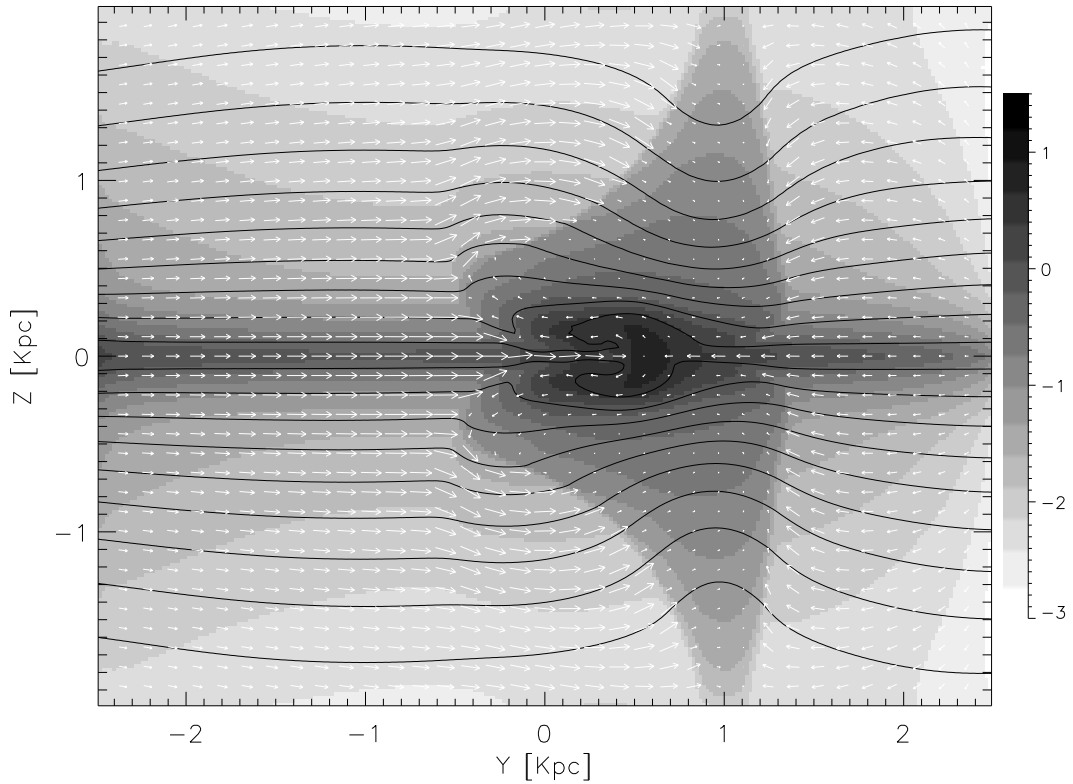
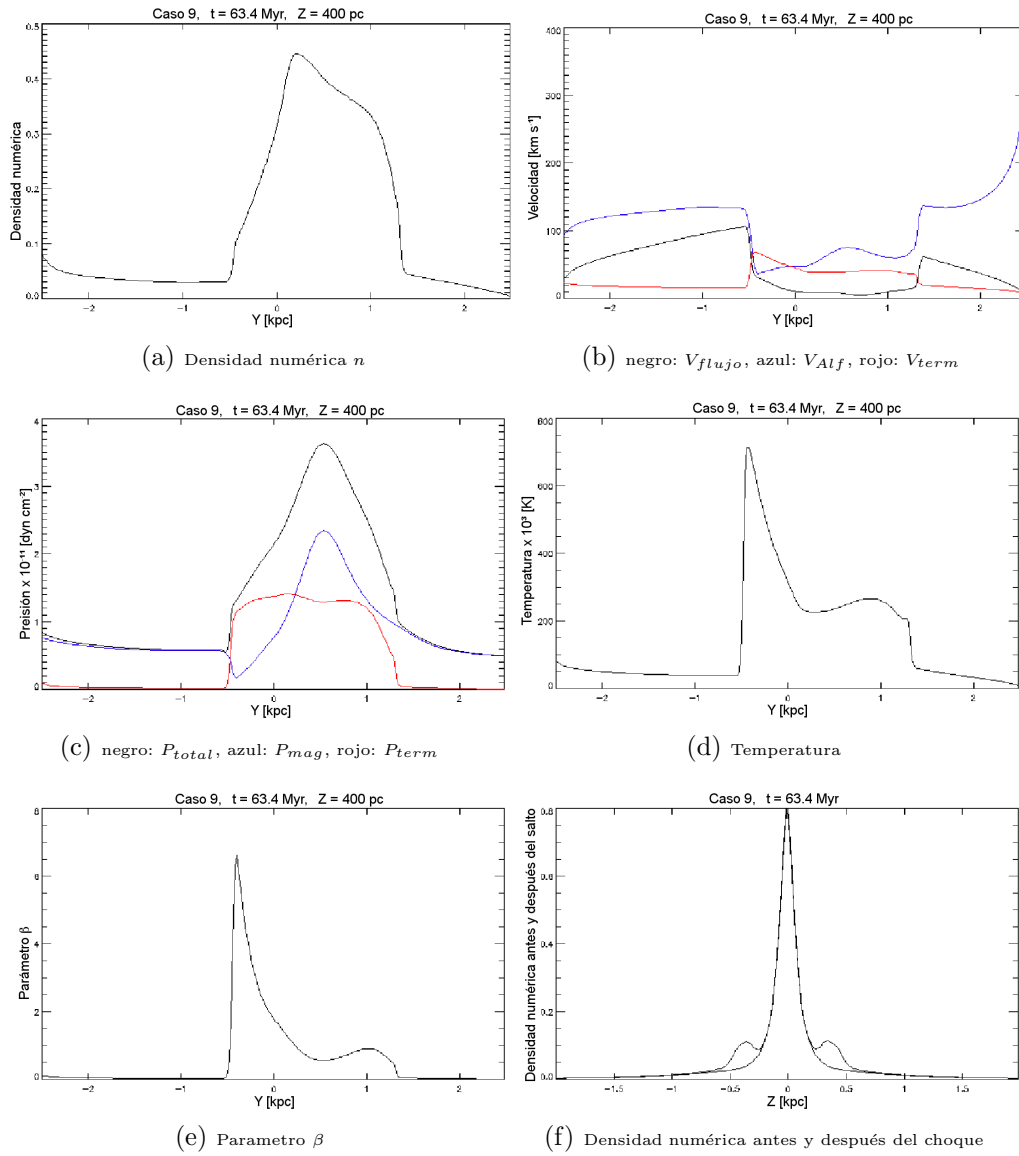


Fig.1 Instantánea correspondiente al caso 4 de la tabla 4.1 con $t= 63.4$ Myr, $\rho_{max} = 1.42 \times 10^{-23}$ gr cm $^{-3}$. La flecha de máxima velocidad en Y corresponde a 86 km s $^{-1}$. Los valores extremos de velocidad vertical son ± 15 km s $^{-1}$.

Para este caso, así como para todos los que tienen campo magnético paralelo a la velocidad de “inflow” y donde la tensión magnética juega un papel importante, se pueden observar varios fenómenos característicos: un choque en el plano medio ($Z=0$) al encontrarse el gas con la sobredensidad de casi 1.5×10^{-23} gr cm $^{-3}$ causada por el pozo de potencial gravitacional debido a

la barra estelar. A una $Z \sim 400$ pc, se observa un salto del gas (b), con un campo de velocidades supersónico antes de éste, que llega hasta 100 km s^{-1} siguiendo los isocontornos de densidad para después bajar su magnitud a 30 km s^{-1} y volverse subsónico después del salto, siguiendo las líneas de campo magnético que se deforman más conforme la altura sobre el disco aumenta (i.e. el gas tiene un soporte importante de presión magnética) lo que genera que el material se deslice bajo la acción de la fuerza de gravedad siguiendo las líneas de campo magnético, formando una estructura perpendicular al plano medio (inestabilidad de Parker). Esto provoca que la velocidad del flujo que cae disminuya al encontrarse con el gas que se va apilando. De los cortes verticales de densidad numérica (f) antes ($Y = -520$ pc) y después ($Y = -440$ pc) del salto se puede verificar el incremento esperado en la densidad por un factor aproximado de cuatro, como corresponde a un caso con $\gamma = 5/3$. Aunque el flujo empieza siendo supersónico antes del salto (b), su velocidad siempre se mantiene por debajo de la velocidad de la señal magnetosónica ($\sqrt{c^2 + v_A^2}$) por varias decenas de km s^{-1} . Debido al aumento en la temperatura (d) a causa del choque, el parámetro β (cociente entre la presión térmica y magnética) (e) sufrirá un aumento abrupto (un factor de casi 7) para después descender, lo cual se ve reflejado en el comportamiento de los dos tipos de presión (c), conforme el flujo se mueve a través del salto. El choque que se puede apreciar del lado derecho y en sentido contrario se debe al flujo de gas generado por el potencial gravitacional de la barra estelar (hacia la izquierda) ya que el flujo de material ha sido “interrumpido” por la estructura tipo Parker; al gas del lado derecho no le queda más que seguir la fuerza debida a la barra con el campo magnético actuando como un agente que no permite el movimiento trasversal a este, lo que provoca que el flujo de lado derecho sea más paralelo al plano medio ($Z=0$), hasta que la curvatura de las líneas lo imposibilita. El valor de la velocidad del flujo que entra de izquierda a derecha antes del salto es de 100 km s^{-1} , mientras que la velocidad de aguas poco profundas ($v_{sw} = \sqrt{gh}$) que corresponde a la altura a la que este sucede es de aproximadamente 70 km s^{-1} por lo que el número de Froude definido como $Fr = \frac{v}{\sqrt{gh}}$ donde v es la magnitud de la velocidad del fluido, g es la aceleración gravitacional y h es la altura sobre el plano medio corresponde a $Fr = 1.42$. Con el valor de este parámetro calculamos la altura esperada del salto, siendo ésta de 632 pc, lo que concuerda aproximadamente con el valor obtenido en la simulación.



Gráficas para el análisis del caso 9 (Fig.1)

R=3 kpc, MHD, \mathbf{B}_{\parallel} , $\gamma = 1$, WARM, T= 84,545 K, $v_{in} = 30 \text{ km s}^{-1}$

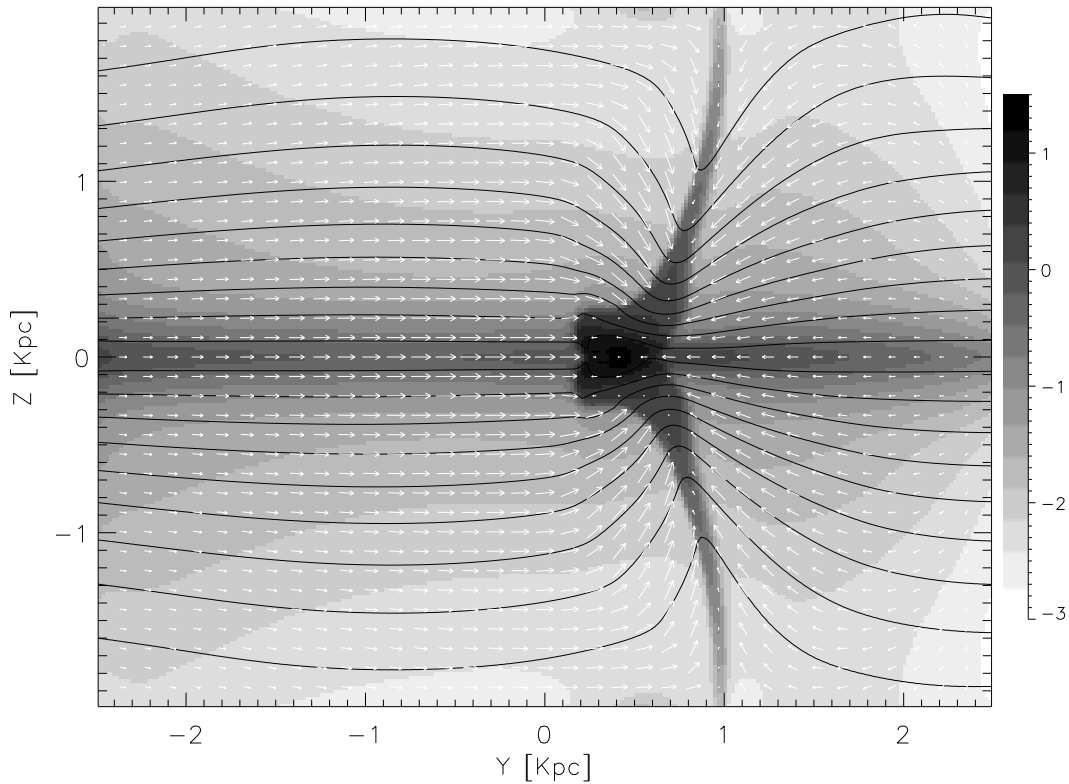
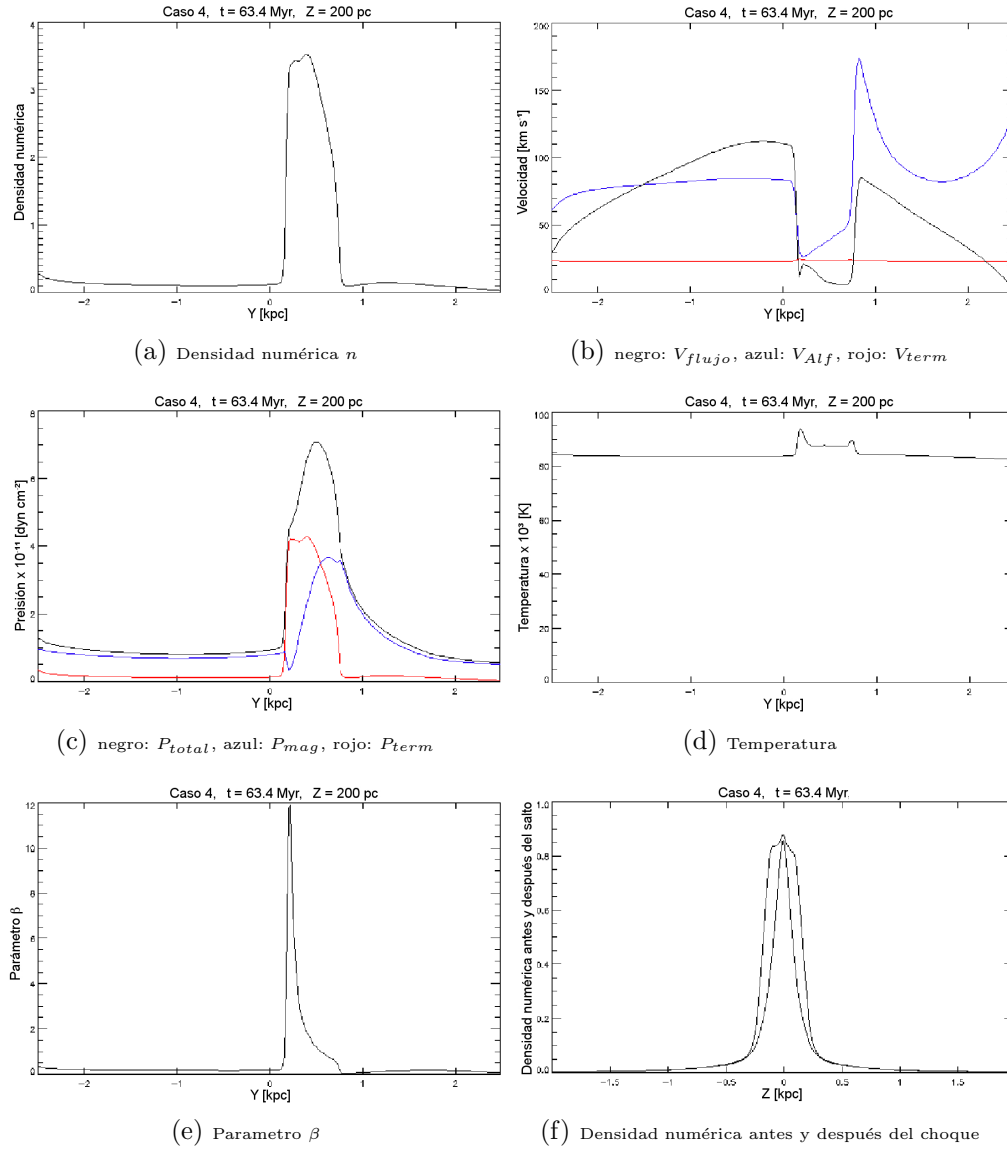


Fig.2 Instantánea correspondiente al caso 4 de la tabla 4.1 con $t = 63.4 \text{ Myr}$, $\rho_{max} = 4.88 \times 10^{-23} \text{ gr cm}^{-3}$. La flecha de máxima velocidad en Y corresponde a 112 km s^{-1} . Los valores extremos de velocidad vertical son 138 y -139 km s^{-1} .

A diferencia de la Fig.1, este caso es isotérmico por lo que puede apreciarse una mayor compresión del gas (a) y aunque los “snapshots” estén tomados al mismo tiempo, la densidad máxima alcanzada llega a ser hasta 3.5 veces más grande ($4.8 \times 10^{-23} \text{ gr cm}^{-3}$). Debido a esto el material apilado en forma de láminas perpendiculares al plano medio, tiene un espesor casi tres veces más delgado en comparación con el caso de la Fig.1, lo que produce que las

líneas de campo magnético se doblen más, permitiendo que el valor de la presión magnética llegue a ser dos veces mayor al del caso anterior (c). Esta mayor deformación de las líneas de campo magnético dará lugar a la reconexión de estas a tiempos posteriores como se puede apreciar en las figuras en secuencia que se se muestran más adelante para varios de los experimentos de esta sección. Aunque en este caso no se aprecia un salto del material al pasar la sobredensidad, se puede apreciar un choque magnetosónico a una Z de 200 pc, al encontrarse el flujo de gas entrante con una velocidad de hasta 110 km s^{-1} , cuyo valor es mayor que la velocidad magnetosónica de la señal, para descender luego del choque hasta los 10 km s^{-1} . Debido a que la temperatura permanece constante (d), el aumento en la densidad (a) será lo que provocará que la presión térmica también aumente (c) donde tiene lugar el choque, y ya que este aumento es mayor por tratarse de un caso isotérmico esto permitirá que el parametro β llegue hasta 12 (e), es decir, casi el doble que el caso anterior. Además del choque por arriba del plano medio, también se puede observar otro con características muy similares al caso de la Fig.1 en $Z=0$ al encontrarse el gas con la estructura de sobredensidad provocada por el pozo de potencial gravitacional galáctico. Al observar los cortes verticales de densidad (f) antes ($Y=300 \text{ pc}$) y después ($Y=500 \text{ pc}$) del choque se puede observar un incremento en ésta que es mayor que en el caso de la Fig.1, lo que concuerda con lo que se espera de un caso isotérmico como éste.



Gráficas para el análisis del caso 4 (Fig.2)

$R=2$ kpc, MHD, \mathbf{B}_{\parallel} , $\gamma=1$, HOT, $1.2 \times 10^5 \leq T \leq 12 \times 10^5$ K, $v_{in} = 88$ km s $^{-1}$

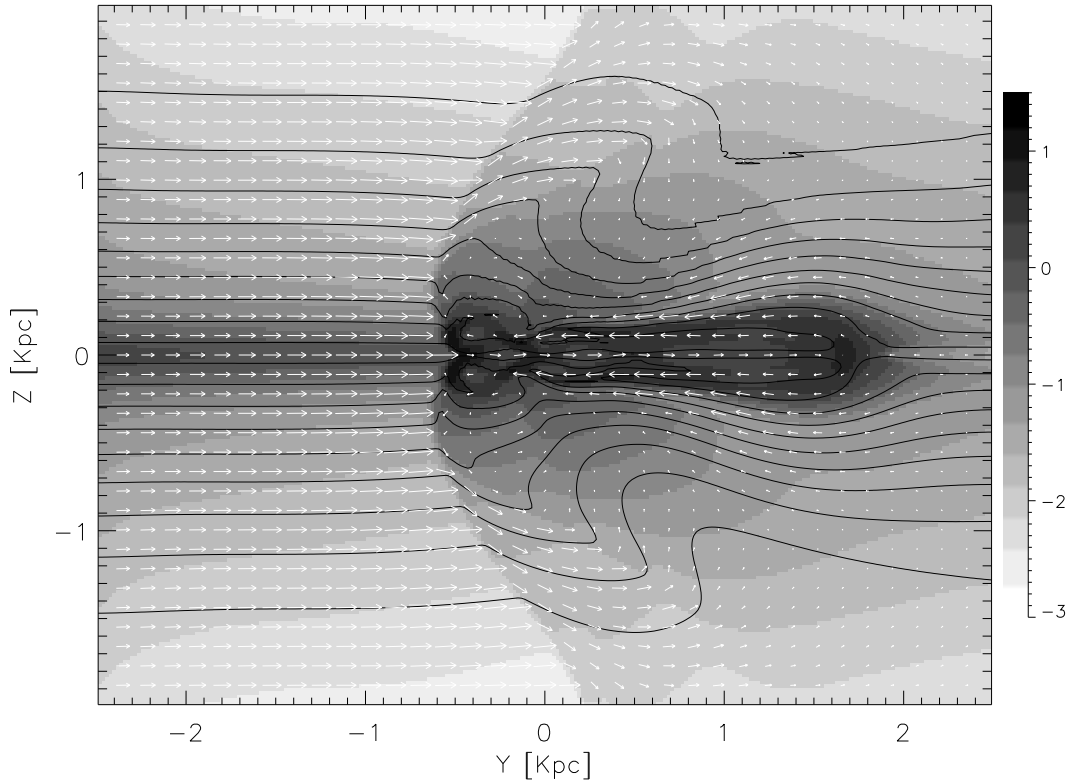


Fig.3 Instantánea correspondiente al caso 2 de la tabla 4.1 con $t=79.2$ Myr $\rho_{max} = 3.03 \times 10^{-23}$ gr cm $^{-3}$. La flecha de máxima velocidad en Y corresponde a 201 km s $^{-1}$. Los valores extremos de velocidad vertical son 98 y -97 km s $^{-1}$.

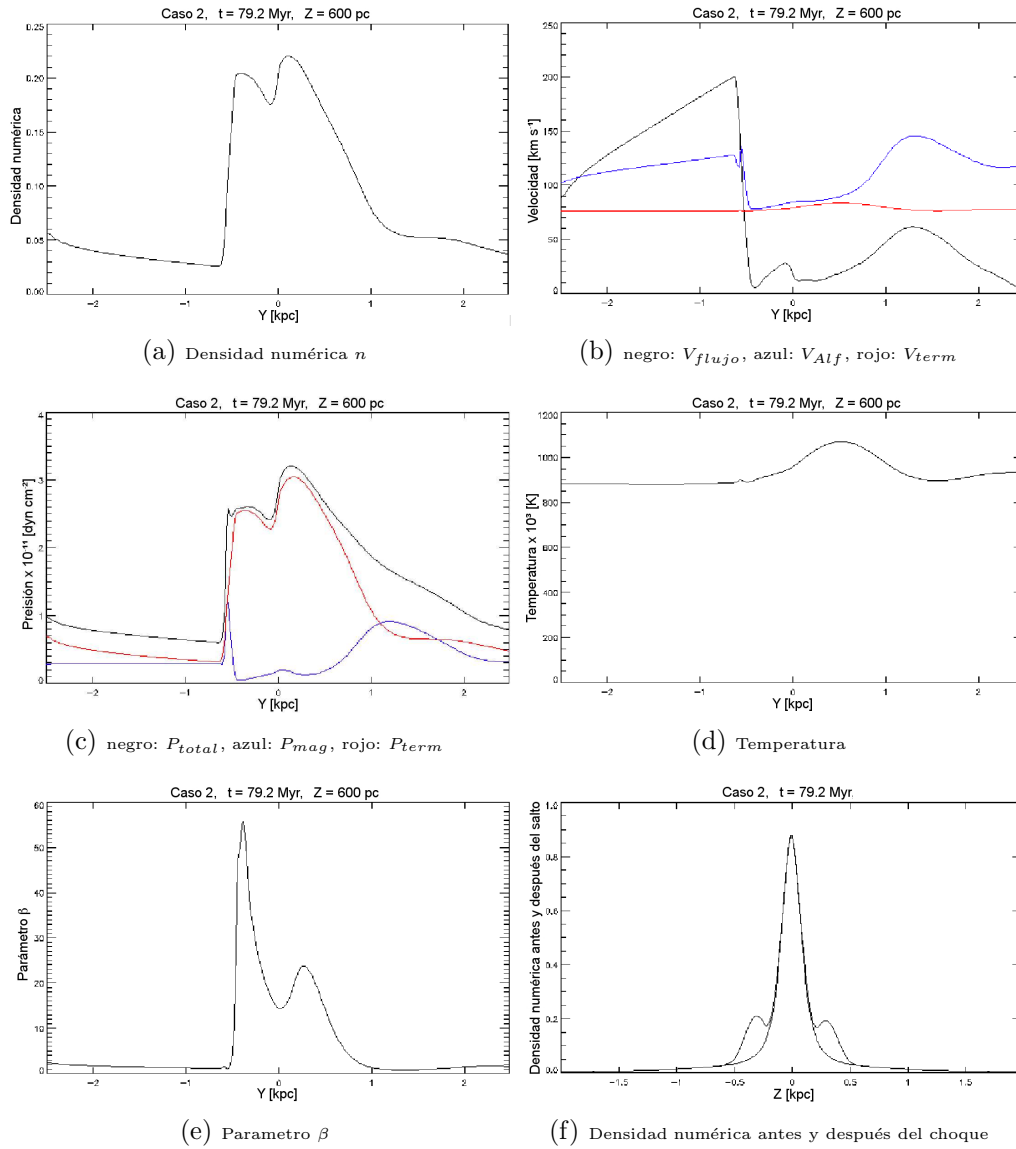
Este caso difiere del caso anterior (Fig.2) en varios aspectos que afectan la dinámica del gas: El experimento aunque isotérmico es caliente, lo cual permite por un lado, grandes compresiones (a) como se puede constatar al observar el valor de la densidad máxima reportada (3.03×10^{-23} gr cm $^{-3}$). Otra diferencia es la distancia del grid al centro galáctico, en este caso menor ($R=2$ kpc), lo cual implica que tanto la fuerza debida al potencial gravitacional como la velocidad de entrada (b) aumentan en comparación con el caso

anterior. Esto imposibilita la formación de choques salvo en el plano medio ($Z=0$), el cual mantiene las mismas características de los casos de las figuras anteriores. Ya que el modelo usado es caliente la estratificación de la temperatura hace que el salto del gas en este caso aparezca a una mayor altura ($Z \sim 0.6$ kpc) alcanzando el flujo del gas antes de éste una velocidad de casi 200 km s^{-1} , valor mayor que la velocidad magnetosónica de la señal (b), para después descender a 20 km s^{-1} . Como en el caso anterior, las líneas de campo magnético se curvan, sólo que por arriba de 500 pc en la dirección vertical éstas lo harán primero alejándose del plano medio pues la presión térmica a lo largo de todo el eje Y le gana a la magnética (c) hasta que el material está lo suficientemente rarificado para que la presión térmica descienda, provocando que se doblen hacia el plano galáctico. Esto permite que el material caiga a lo largo de éstas, desacelerando al encontrarse con la masa de densidad mayor (b). Ya que la temperatura en este caso aumenta con la altura (d) y el modelo es isotérmico, el gas no puede formar estructuras tan compactas o en forma de láminas perpendiculares al plano medio, pues la presión térmica es muy grande (e). Para este caso el valor de la velocidad del flujo antes del salto es de 190 km s^{-1} , mientras que la velocidad de aguas profundas que corresponde a la altura a la que este sucede es de aproximadamente 125 km s^{-1} por lo que el número de Froude correspondiente es de $\text{Fr}=1.52$. Con el valor de este parámetro podemos calcular la altura esperada del salto, siendo esta de 1 kpc , lo cual concuerda aproximadamente con el valor que se obtiene en la simulación.

Se realizó un análisis de autogravedad en el punto con coordenadas $(-0.56, 0.6)$ kpc tal y como se describió antes; resultando los siguientes datos:

$$\begin{aligned} |\mathbf{a}_{*a}|_z &= -6.6 \times 10^{-9}; & |\mathbf{a}_{*b}|_z &= -2.6 \times 10^{-9}; \\ |\mathbf{a}_*|_z &= |\mathbf{a}_{*a}|_z + |\mathbf{a}_{*b}|_z = -9.2 \times 10^{-9}; & |\mathbf{a}_{sg}|_z &= -0.92 \times 10^{-9}; \\ |\mathbf{a}_{\nabla}|_z &= [102.2 - 323.3] \times 10^{-9}; & \Rightarrow |\mathbf{a}_*|_z + |\mathbf{a}_{sg}|_z &< |\mathbf{a}_{\nabla}|_z; \end{aligned}$$

de estos datos se concluye que la fuerza de autogravedad para el punto donde el salto comienza no impedirá que el material salte.



Gráficas para el análisis del caso 2 (Fig.3)

$R=2$ kpc, MHD, \mathbf{B}_{\parallel} , $\gamma = \frac{5}{3}$; HOT, $1.2 \times 10^5 \leq T \leq 12 \times 10^5$ K, $v_{in} = 88$ km s $^{-1}$

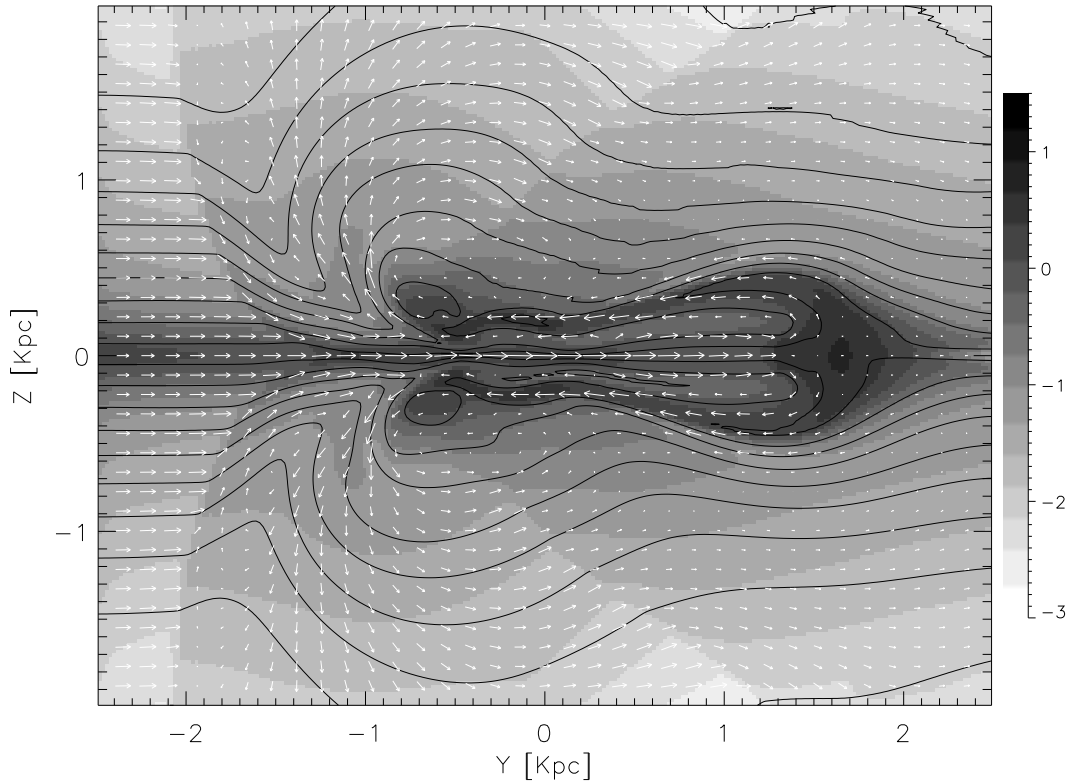
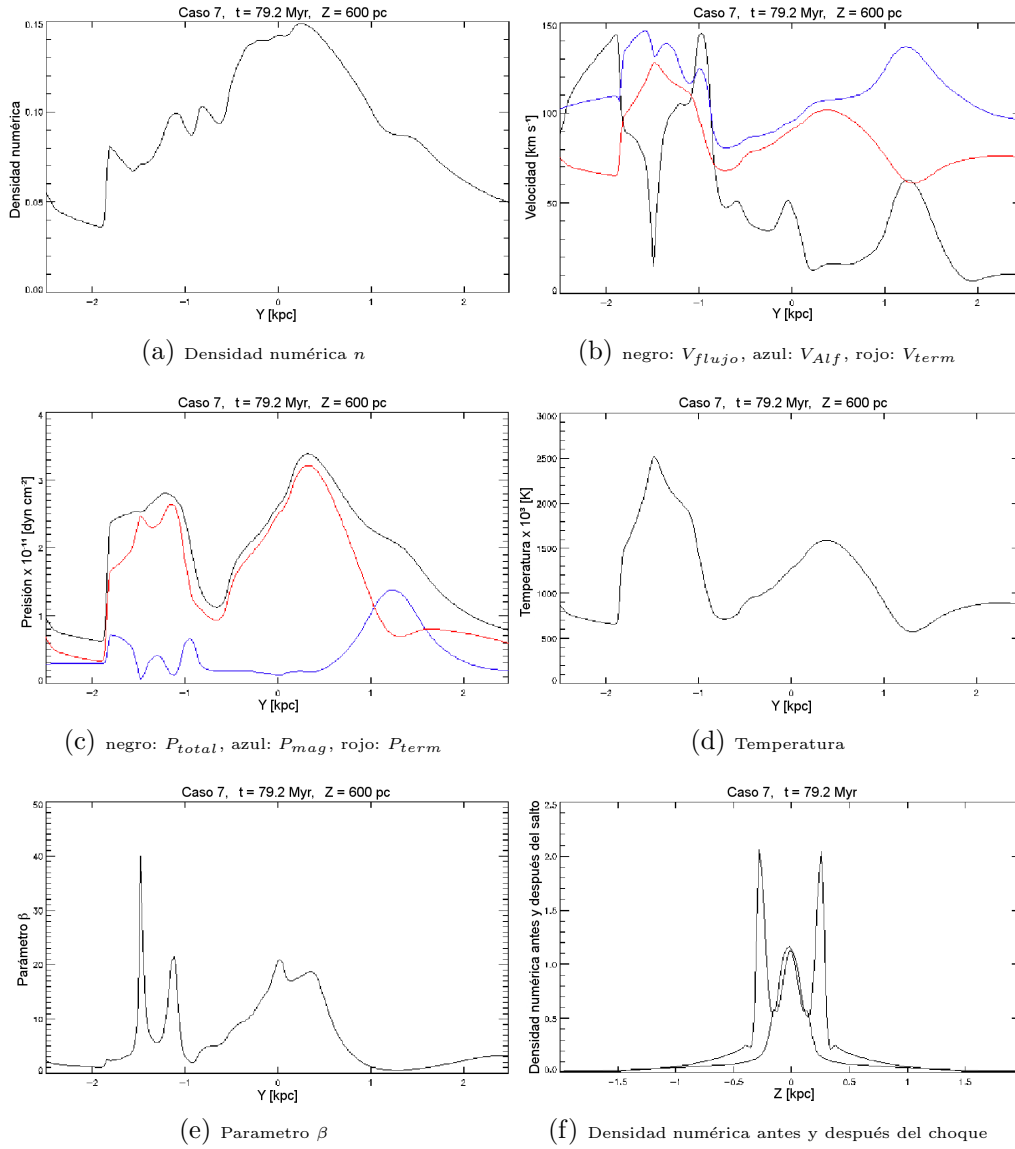


Fig.4 Instantánea correspondiente al caso 7 de la tabla 4.1 con $t= 79.2$ Myr, $\rho_{max} = 1.22 \times 10^{-23}$ gr cm $^{-3}$. La flecha de máxima velocidad en Y corresponde a 204 km s $^{-1}$. Los valores extremos de velocidad vertical son 195 y -196 km s $^{-1}$.

Este caso difiere del anterior (Fig.3) en el valor de γ (ahora $5/3$), por lo que las compresiones (a) serán menores que las del modelo isotérmico. Aunque el tiempo es el mismo para los “snapshots” de ambas figuras, el valor de densidad máximo alcanzado aquí (1.22×10^{-23} gr cm $^{-3}$) es casi la mitad que el anterior, lo cual comprueba lo esperado. Las estructuras elongadas y paralelas al plano medio que se forman aquí tienen una mayor escala vertical

aunque una forma similar que las del caso de la Fig.3. Ya que el modelo es caliente, no se pueden observar saltos como los de la figura anterior, pero si un choque en $Y \sim -2$ kpc del material que entra con una velocidad de casi 150 km s^{-1} (mayor que la velocidad magnetosónica de la señal) y que es frenado hasta una velocidad de 90 km s^{-1} para después bajar aún más (15 km s^{-1}) conforme se encuentra con estructuras más densas (b). El choque produce un aumento en la temperatura (d), provocando que la presión térmica aumente (c, e) y sea mayor que la magnética para todos los valores de Y . A una altura de $Z=600$ pc, se observa un aumento pronunciado en la presión térmica, lo que genera que el gas se expanda y por consiguiente las líneas de campo magnético lo sigan, alejándose del plano medio y provocando que la presión magnética disminuya (c). En este caso también se puede observar reconexión magnética alrededor de dos islas de sobredensidad (f) tanto por arriba como por debajo del plano medio, lo que dará paso a que la simulación termine poco después de este tiempo debido a la imposibilidad que tiene el código ZEUS de seguir fenómenos de este tipo. Aunque como ya se mencionó no se puede observar un salto de material al pasar por la perturbación debida a la barra estelar como en el caso anterior (Fig.3), sí se observa una eyección de material ($Y \sim -1$ kpc) con velocidades cercanas a los 150 km s^{-1} que se aleja del plano medio donde flujos de gas en direcciones opuestas se encuentran y provocan este fenómeno.



Gráficas para el análisis del caso 7 (Fig.4)

$R=4$ kpc, MHD, \mathbf{B}_{\parallel} , $\gamma=1$, HOT, $0.6 \times 10^5 \leq T \leq 7 \times 10^5$ K, $v_{in} = 25$ km s $^{-1}$

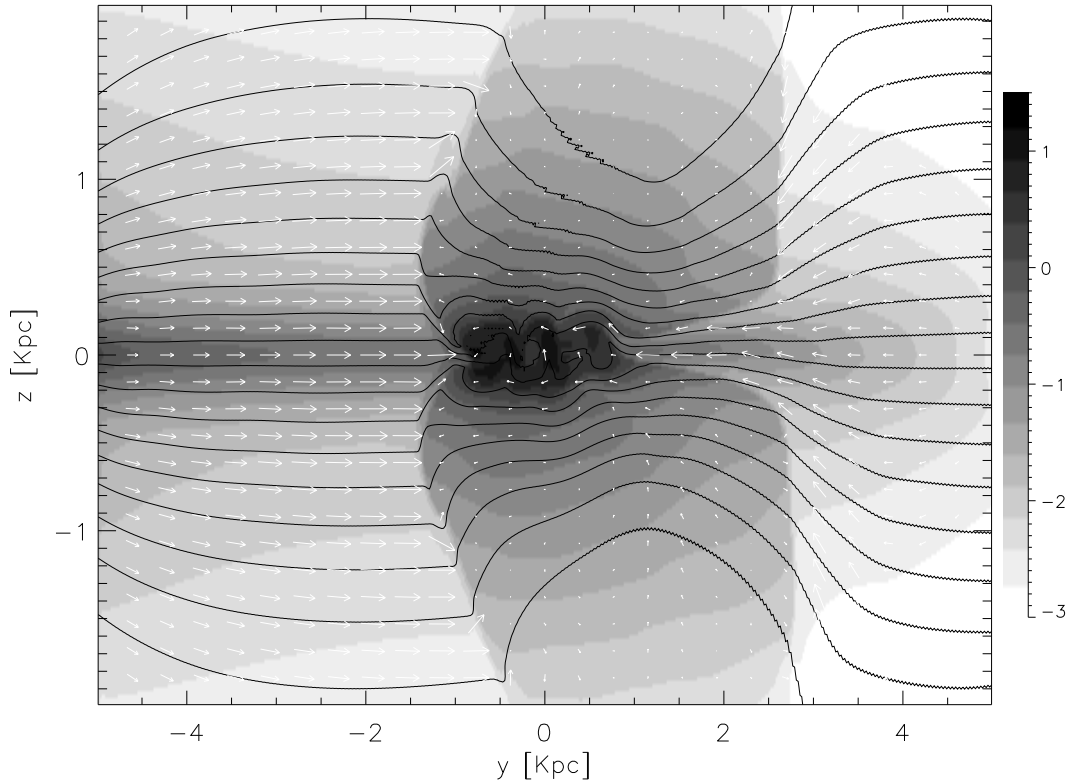
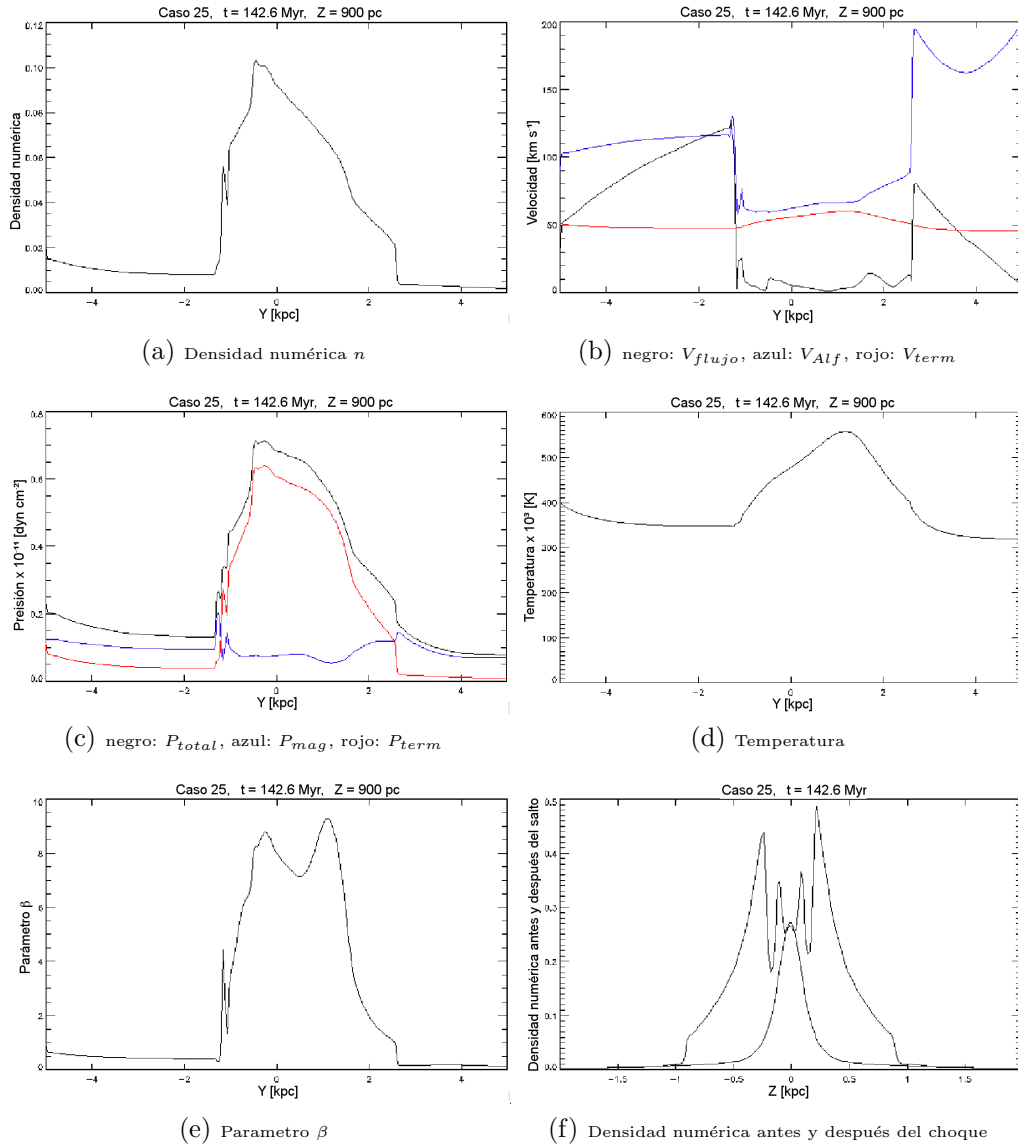


Fig.5 Instantánea correspondiente al caso 25 de la tabla 4.1 con $t= 142.6$ Myr, $\rho_{max} = 3.02 \times 10^{-23}$ gr cm $^{-3}$. La flecha de máxima velocidad en Y corresponde a 130 km s $^{-1}$. Los valores extremos de velocidad vertical son 87 y -87 km s $^{-1}$.

Este caso es equivalente al de la Fig.3 excepto por el hecho de que la distancia al centro galáctico aquí es del doble (4 kpc) además de que la instantánea corresponde también al doble de tiempo (142.6 Myr). Es decir, el material requiere de más tiempo para apilarse y comprimirse a niveles parecidos (la densidad máxima alcanzada es igual que para el caso de la Fig.3) pues tanto la velocidad como la magnitud del potencial gravitacional son menores a esta

distancia del centro galáctico. Al igual que para el caso de la Fig.3 se observa un salto del gas, sólo que éste tiene lugar a una distancia mayor del plano medio ($Z=900$ pc). Se puede apreciar que el flujo de material antes del salto alcanza una velocidad (b) de hasta 110 km s^{-1} que llega a estar por encima de la velocidad magnetosónica de la señal por muy poco (menos de 5 km s^{-1}), para caer a 10 km s^{-1} después de este. Debido a que el modelo utilizado es caliente, la presión térmica aumenta (c) al subir la temperatura después del salto (d), formando una estructura de sobredensidad (a) que arrastra con ella a las líneas de campo magnético, sin alcanzar a formar estructuras laminares como en el caso tibio, lo cual se explicó ya anteriormente para el caso de la Fig.3. El aumento de la densidad (f) antes ($Y=-1.5$ kpc) y después ($Y=-1$ kpc) del apilamiento de material es considerable debido a que el valor de γ ahora es de 1, teniendo un máximo a los 500 pc por encima y debajo del plano medio. El valor de la velocidad del flujo entrante de izquierda a derecha antes del salto llega a los 110 km s^{-1} , mientras que la velocidad de aguas poco profundas que corresponde a la altura a la que éste sucede es de aproximadamente 73 km s^{-1} , por lo que el número de Froude correspondiente es de $Fr=1.5$. Con el valor de este parámetro se calcula la altura esperada del salto que resulta ser de 1.5 kpc, lo cual concuerda aproximadamente con el valor que se obtiene en la simulación.



Gráficas para el análisis del caso 25 (Fig.5)

5.2. Casos con B=0 (Hidrodinámico)

$$R=3 \text{ kpc, HD } \mathbf{B}=0, \gamma = \frac{5}{3}, 0.8 \times 10^5 \leq T \leq 9 \times 10^5 \text{ K, } v_{in} = 30 \text{ km s}^{-1}$$

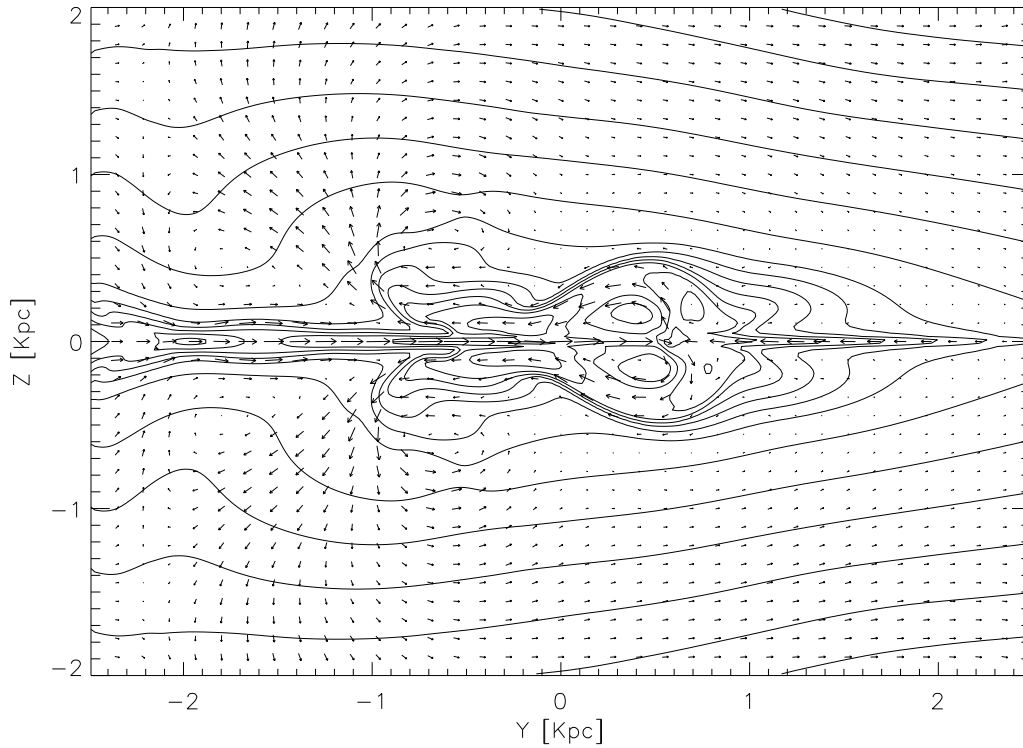
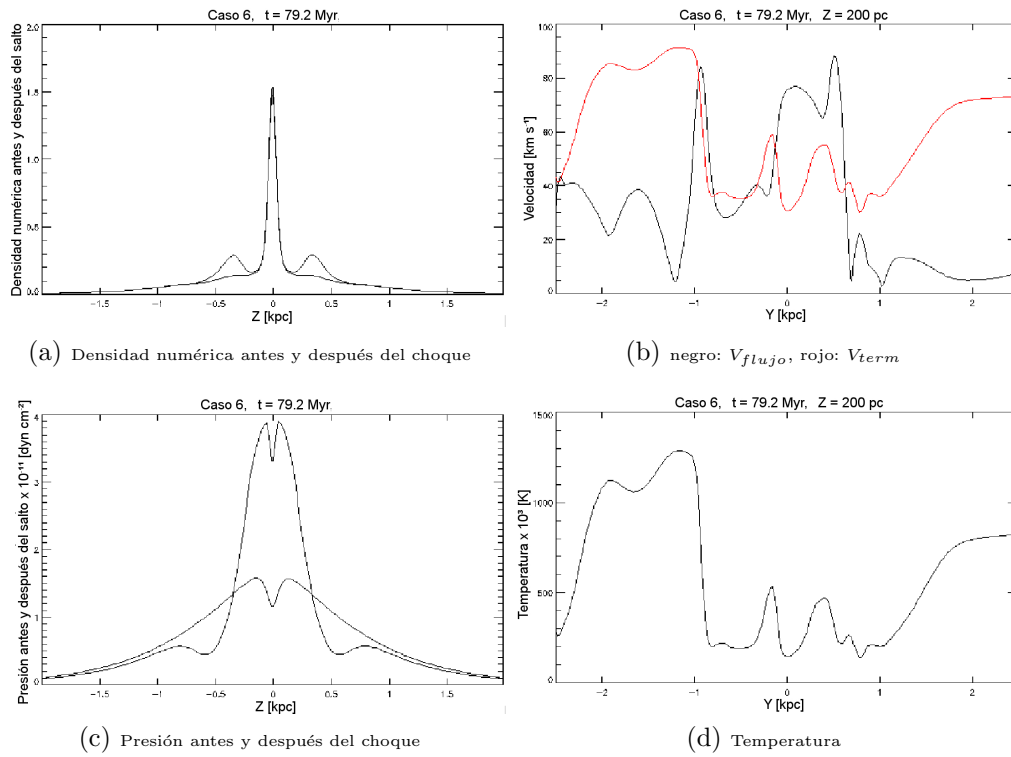


Fig.6 Instantánea correspondiente al caso 6 de la tabla 4.1 con $t= 79.2 \text{ Myr}$, $\rho_{max} = 9.3 \times 10^{-24} \text{ gr cm}^{-3}$. La flecha de máxima velocidad en Y corresponde a 119 km s^{-1} . Los valores extremos de velocidad vertical son 85 y -85 km s^{-1} .

En este caso el experimento es puramente hidrodinámico por lo que el gas está soportado únicamente por la presión térmica. Se puede comparar la forma de las superficies de isodensidad de este caso con los casos de la Fig.3 y Fig.4 ya que las instantáneas de éstas están tomadas a un tiempo igual aunque la distancia al centro galáctico para esos casos es más corta (2 kpc). Por tratarse de un caso con campo magnético nulo el gas escapará más fácilmente al expandirse, pues la tensión magnética que hace más rígido al medio es nula, lo cual puede constatarse al observar el valor de la densidad máxima

alcanzada que para este caso es bastante menor (9.3×10^{-24} gr cm^{-3}) en comparación con cualquiera de los casos anteriores. Se pueden observar algunas “islas” y formación de estructuras densas, tanto en el plano medio como cerca de este, además del choque característico en $Z=0$ que ha aparecido también en todos los casos anteriores debido al ecuentro del flujo de entrada de izquierda a derecha con la sobredensidad debida al pozo de potencial galáctico. El comportamiento de ola rompiendo que se da a $Y \sim 1$ y que permite la expansión de la capa de gas así como el aumento de temperatura (d), es producida por la diferencia en el gradiente de presión (c) antes (-1.5 kpc) y después (-900 pc) de esta. Como en el caso de la Fig.4, se puede observar una eyección de material ($Y \sim -1$ kpc) que se aleja del plano medio a ambos lados de este con velocidades (b) cercanas a los 80 km s^{-1} , dicha eyección es formada en forma simétrica, a la misma distancia en Y , así como a la misma altura en Z probablemente por el “rompimiento” de la ola de gas contra el plano medio, después de lo cual este gas vuelve a caer por efecto del potencial galáctico formando vórtices a ambos lados de los chorros eyectados.



Gráficas para el análisis del caso 6 (Fig.6)

R=3 kpc, HD $\mathbf{B} = 0$, $\gamma = 1$, $0.8 \times 10^5 \leq T \leq 9 \times 10^5$ K, $v_{in} = 30$ km s $^{-1}$

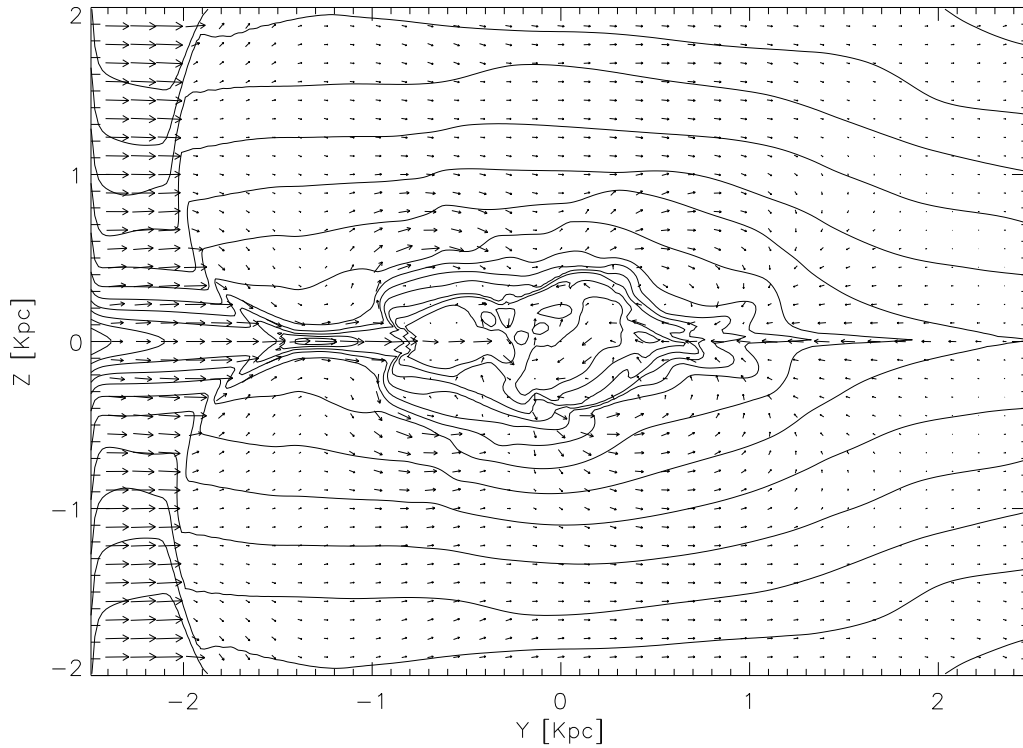


Fig.7 Instantánea correspondiente al caso 1 de la tabla 4.1 con $t=95.1$ Myr, $\rho_{max} = 1.9 \times 10^{-23}$ gr cm $^{-3}$. La flecha de máxima velocidad en Y corresponde a 201 km s $^{-1}$. Los valores extremos de velocidad vertical son 67 y -58 km s $^{-1}$.

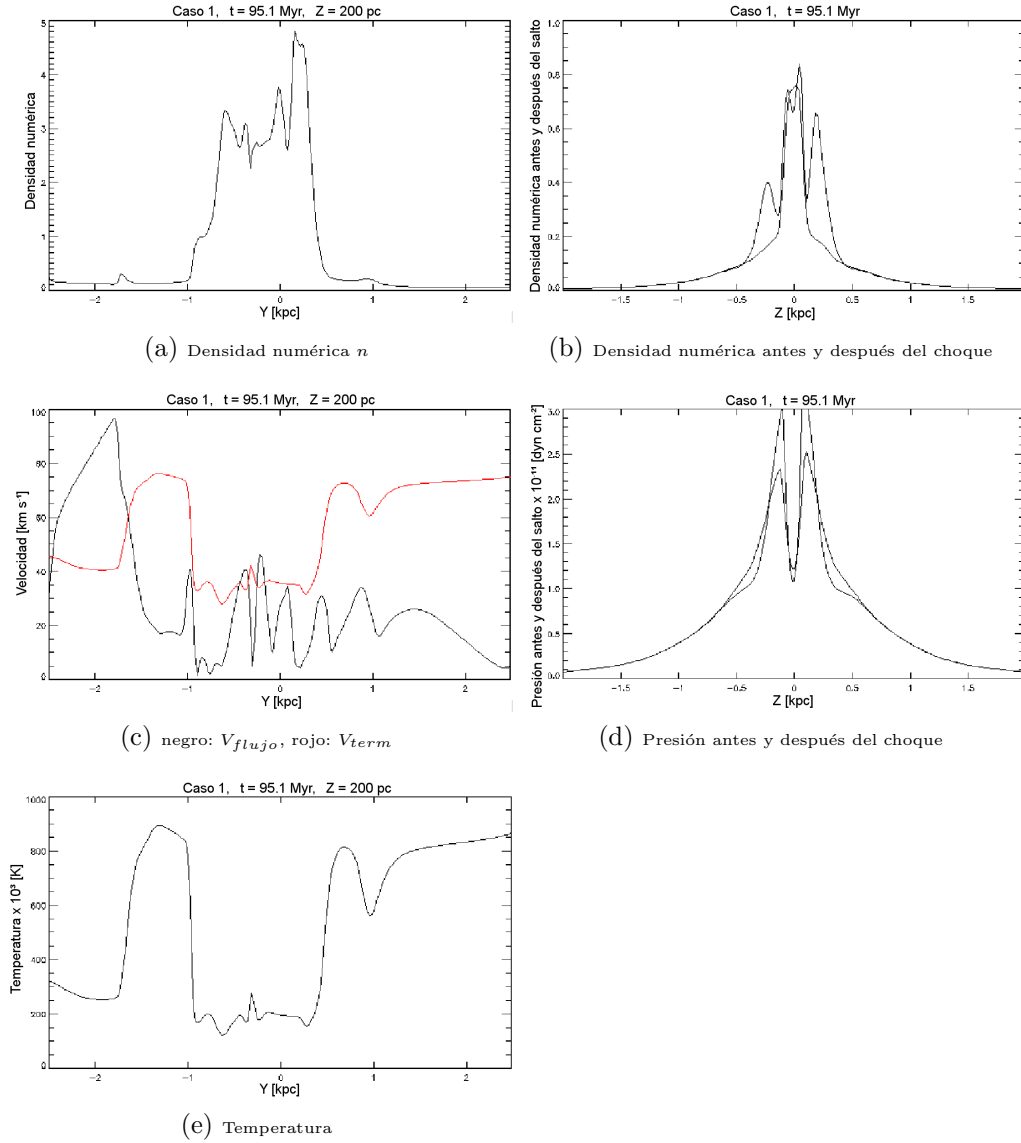
Este caso como el anterior es hidrodinámico, pero difiere en que el tipo de modelo empleado aquí es isotérmico lo cual hace que mayores compresiones sean posibles (la densidad máxima reportada para este caso es de 1.9×10^{-23} gr cm $^{-3}$). En este caso se pueden observar los dos principales fenómenos estudiados en este trabajo, primero un choque supersónico del gas en $Y \sim -2$ kpc que provoca que la velocidad (c) caiga de 100 hasta 60 km s $^{-1}$, esto genera una expansión en la capa de gas provocando que la temperatura (e) se incremente. Después de esto, a una altura de $Z = 200$ pc el gas se encuentra

con la sobredensidad (a) debida al pozo del potencial galáctico y salta ($Y \sim -1$ kpc) por encima de este (c) lo cual es provocado, como en el caso anterior, por la diferencia en el gradiente de presión térmica (d) antes ($Y = -1$ kpc) y después ($Y = -90$ pc) del salto. El valor de la velocidad del flujo que entra de izquierda a derecha antes del salto es de 40 km s^{-1} , mientras que la velocidad de aguas poco profundas que corresponde a la altura a la que este sucede es de aproximadamente 37 km s^{-1} por lo que el número de Froude correspondiente es de $\text{Fr} = 1.08$. Con el valor de este parámetro calculamos la altura esperada del salto, siendo esta de 220 pc , valor menor del que se obtiene en la simulación. Al observar los cortes verticales de densidad (b) antes ($Y = -1$ kpc) y después ($Y = -90$ pc) del choque se puede observar un incremento en ésta que es asimétrico con respecto al plano medio.

También para este caso se realizó un análisis de autogravedad en el punto con coordenadas $(-1, 0.34)$ kpc; resultando los siguientes datos:

$$\begin{aligned} |\mathbf{a}_{*a}|_z &= -22.5 \times 10^{-9}; & |\mathbf{a}_{*b}|_z &= -6.8 \times 10^{-9}; \\ |\mathbf{a}_*|_z &= |\mathbf{a}_{*a}|_z + |\mathbf{a}_{*b}|_z = -29.4 \times 10^{-9}; & |\mathbf{a}_{sg}|_z &= -2.94 \times 10^{-9}; \\ |\mathbf{a}_\nabla|_z &= [30.6 - 38.05] \times 10^{-9}; & \Rightarrow |\mathbf{a}_*|_z + |\mathbf{a}_{sg}|_z &< |\mathbf{a}_\nabla|_z; \end{aligned}$$

de estos datos se concluye que la fuerza de autogravedad para el punto donde el salto comienza no impedirá que el material salte.



Gráficas para el análisis del caso 1 (Fig.7)

5.3. Casos con B normal al plano de movimiento

R=3 kpc, MHD, \mathbf{B}_\perp , $\gamma = 1$, WARM, T= 84,545 K, $v_{in} = 30 \text{ km s}^{-1}$

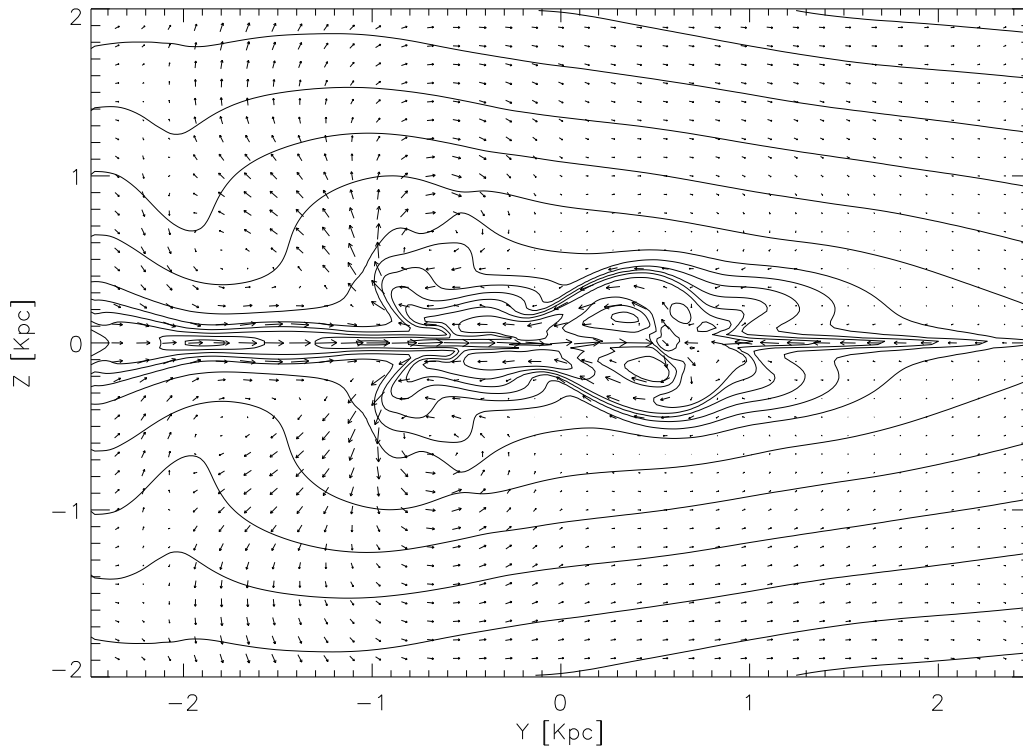
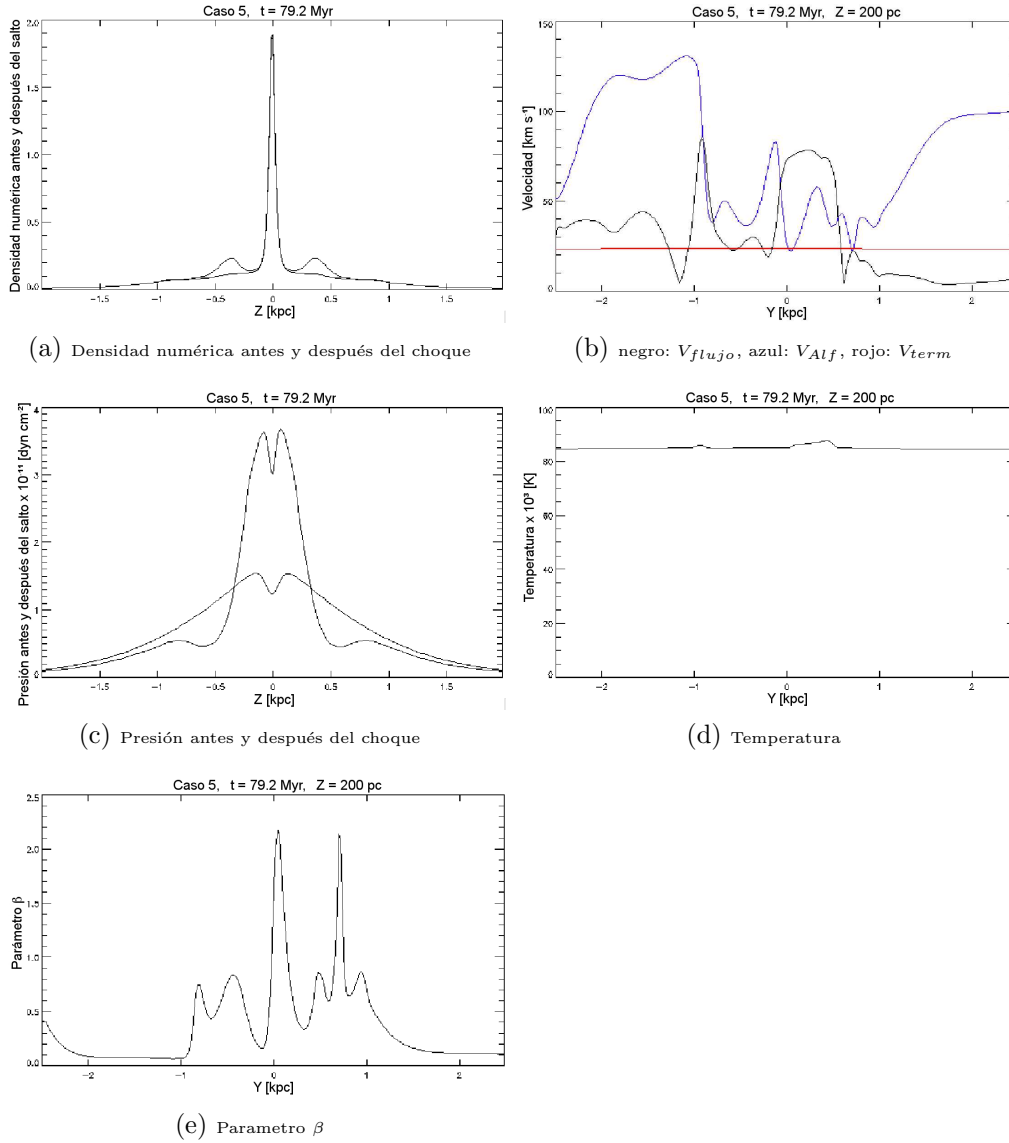


Fig.8 Instantánea correspondiente al caso 5 de la tabla 4.1 con $t = 79.2 \text{ Myr}$, $\rho_{max} = 1.2 \times 10^{-23} \text{ gr cm}^{-3}$. La flecha de máxima velocidad en Y corresponde a 118 km s^{-1} . Los valores extremos de velocidad vertical son 89 y -89 km s^{-1} .

Debido a que para este caso y los que siguen las líneas de campo magnético son perpendiculares al plano de movimiento, este sólo contribuirá a la dinámica del gas en forma de presión magnética que es isotrópica, por lo que se debería observar un comportamiento parecido al caso puramente hidrodinámico, lo cual se puede constatar al comparar la forma de las superficies de isodensidad de éste con el caso de la Fig.6, Instantánea que es tomada al mismo tiempo que para este caso. Aún así por tratarse este de un caso con

$\gamma = 1$ las compresiones del gas serán mayores (la máxima densidad registrada aquí es 1.3 veces la del caso de la Fig.6). También se pueden observar algunas “islas” y formación de estructuras densas, tanto en el plano medio como cerca de este, además del choque característico en $Z=0$ que es debido al encuentro del flujo de entrada de izquierda a derecha con la sobredensidad debida al pozo de potencial gravitacional galáctico. El comportamiento de ola rompiendo que se da a $Y \sim 1$ kpc permite la expansión de la capa de gas aún siendo la temperatura (d) en este caso constante por tratarse del modelo tibio. Observando las gráficas de la presión total (c), antes (-1.5 kpc) y después (-900 pc) de dicha expansión se puede deducir que la expansión de la capa es aquí debida también al gradiente de presión que en este caso es la suma de la componente térmica y la magnética, de hecho el parámetro β se mantiene por debajo de 1 en varios rangos de la coordenada Y , lo cual muestra que la presión magnética juega un papel importante para casos de este tipo. Como en el caso de la **Fig.6**, se puede observar una eyección de material desde una distancia $Z= 200$ kpc ($Y \sim -1$ kpc) que se aleja del plano medio a ambos lados de este con velocidades (b) cercanas a los 80 km s^{-1} , por encima de la velocidad del sonido y por debajo de la velocidad de Alfvén, dicha eyección como ya se explicó, es formada probablemente por el “rompimiento” de la ola de gas contra el plano medio, después de lo cual este gas vuelve a caer por efecto del potencial galáctico formando vórtices a ambos lados de los chorros eyectados. Observando cortes verticales en la densidad (a) antes (-1.1 kpc) y después (1 kpc) de la expansión del gas se observa el aumento de ésta que alcanza un máximo en $Z \sim 400$ pc.



Gráficas para el análisis del caso 5 (Fig.8)

R=3 kpc, MHD, \mathbf{B}_\perp , $\gamma=1$, WARM, T= 84,545 K, $v_{in} = 30 \text{ km s}^{-1}$

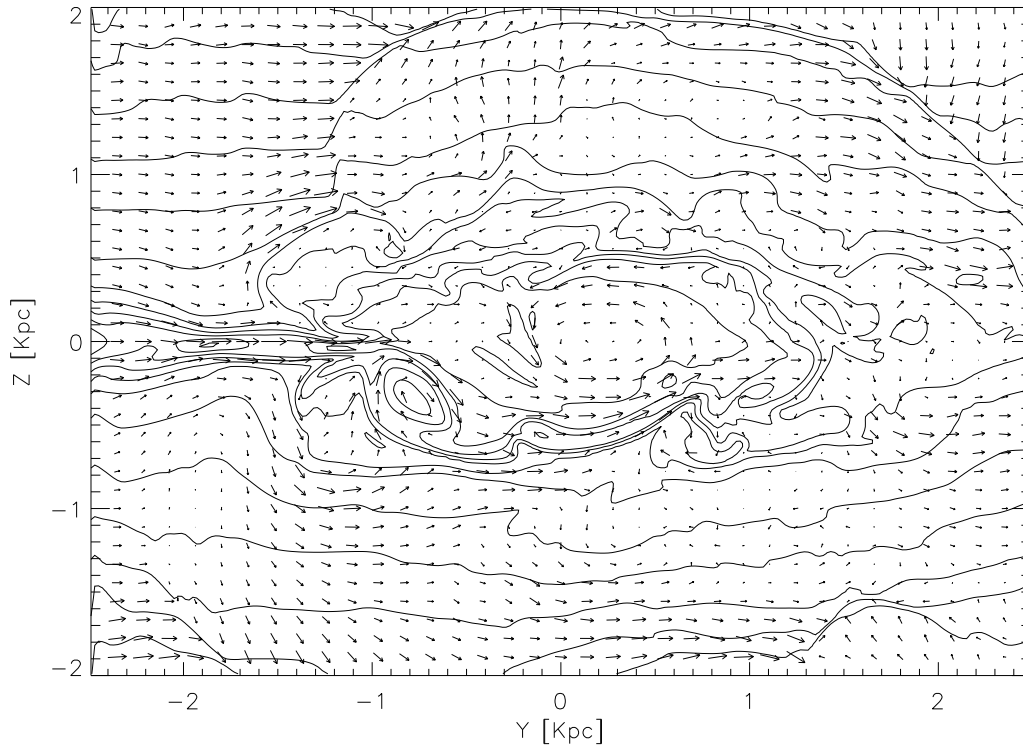


Fig.9 Instantánea correspondiente al caso 5 de la tabla 4.1 con $t=190.2 \text{ Myr}$, $\rho_{max} = 8.07 \times 10^{-24} \text{ gr cm}^{-3}$. La flecha de máxima velocidad en Y corresponde a 112 km s^{-1} . Los valores extremos de velocidad vertical son 66 y -83 km s^{-1} .

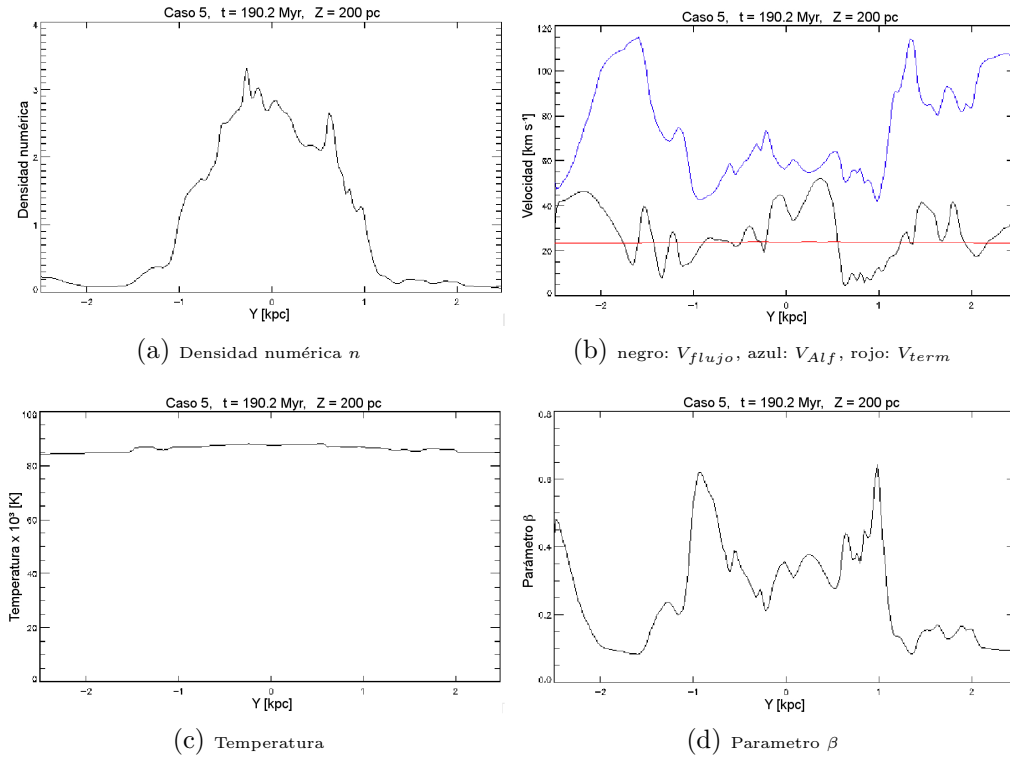
Esta figura representa el mismo caso de la figura anterior pero a un tiempo más evolucionado. El gas empieza a moverse por la malla formando una estructura mayor (a), lo que se puede constatar al observar el valor de la máxima densidad registrada ($8.07 \times 10^{-24} \text{ gr cm}^{-3}$). Como se mencionó anteriormente, al tratarse del modelo tibio la temperatura permanece constante (c). A una $Z = 200 \text{ pc}$ el flujo de entrada se encuentra con la sobredensidad, que a su vez producirá un gradiente de presión (a) lo que genera un salto con velocidades verticales (b) de hasta 40 km s^{-1} por encima de la velocidad

sónica y por debajo de la velocidad de Alfvén para todos los valores de la coordenada Y a esta altura. El parámetro β se mantiene siempre por debajo de 1 lo que indica que al pasar el tiempo la presión térmica se incrementará a causa del aumento en la densidad (a) jugando un papel cada vez mas importante por sobre la presión magnética. El choque en el plano medio ($Z = 0$) sigue presente como es de esperarse. Se observan islas de sobredensidad y rompimiento de la simetría lo que genera un vórtice que gira en contra de las manecillas del reloj con una escala de 500 pc en el centro de la estructura formada por el gas y que es debida al pozo de potencial galáctico. Otro comportamiento que se puede observar en este caso, es que el flujo de gas que cae también puede construir una región de sobredensidad que soporta un salto secundario cuando el gas en regiones más bajas se encuentra con él, produciendo una segunda expansión de la capa de gas. El valor de la velocidad del flujo que entra de izquierda a derecha antes del salto es de 40 km s^{-1} , mientras que la velocidad de aguas poco profundas que corresponde a la altura a la que este sucede es de aproximadamente 34 km s^{-1} por lo que el número de Froude correspondiente es de $\text{Fr}=1.17$. Con el valor de este parámetro calculamos la altura esperada del salto, siendo esta de 246 pc, lo cual esta por debajo del valor que se obtiene en la simulación, esto puede deberse a que en este caso se este convirtiendo más energía cinética en vórtices y turbulencia que en energía potencial.

Para este caso se realizó un análisis de autogravedad en el punto con coordenadas (0.02 , 1.56) kpc donde ocurre el salto; resultando los siguientes datos:

$$\begin{aligned} |\mathbf{a}_{*a}|_z &= -30.5 \times 10^{-9}; & |\mathbf{a}_{*b}|_z &= -14.8 \times 10^{-9}; \\ |\mathbf{a}_*|_z &= |\mathbf{a}_{*a}|_z + |\mathbf{a}_{*b}|_z = -45.3 \times 10^{-9}; & |\mathbf{a}_{sg}|_z &= -4.53 \times 10^{-9}; \\ |\mathbf{a}_{\nabla}|_z &= [84.5 - 89.8] \times 10^{-9}; & \Rightarrow |\mathbf{a}_*|_z + |\mathbf{a}_{sg}|_z &< |\mathbf{a}_{\nabla}|_z; \end{aligned}$$

de estos datos se concluye que la fuerza de autogravedad para el punto donde el salto comienza no impedirá que el material salte.



Gráficas para el análisis del caso 5 (Fig.9)

R=2 kpc, MHD, \mathbf{B}_\perp , $\gamma=1$, HOT, $1.2 \times 10^5 \leq T \leq 12 \times 10^5$ K, $v_{in} = 88 \text{ km s}^{-1}$

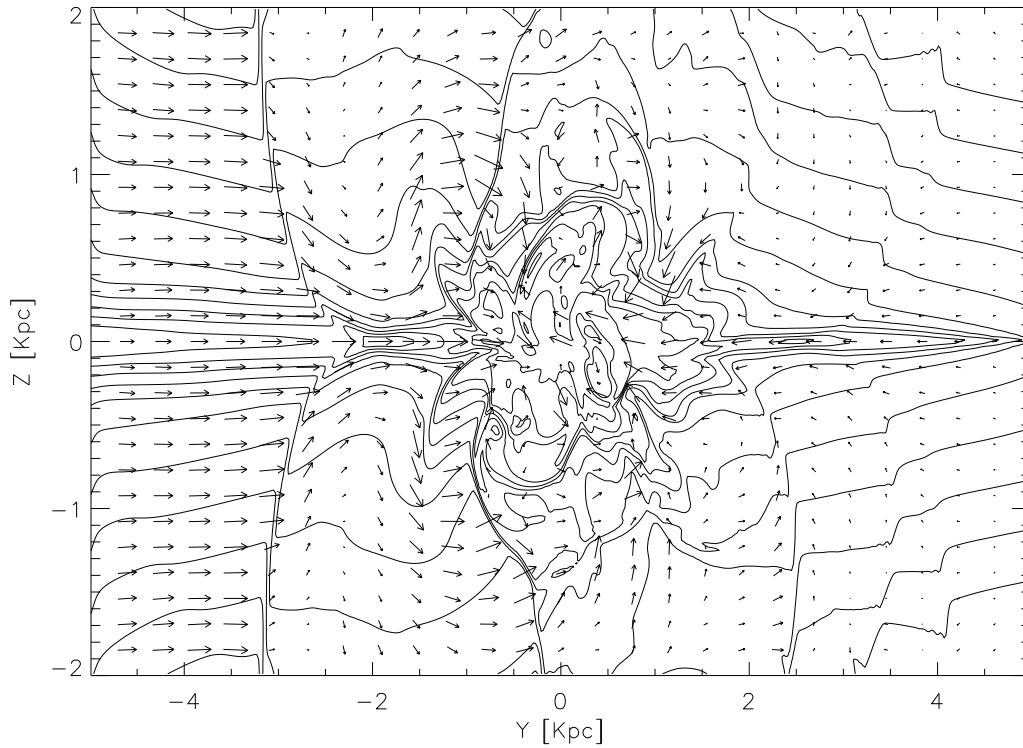
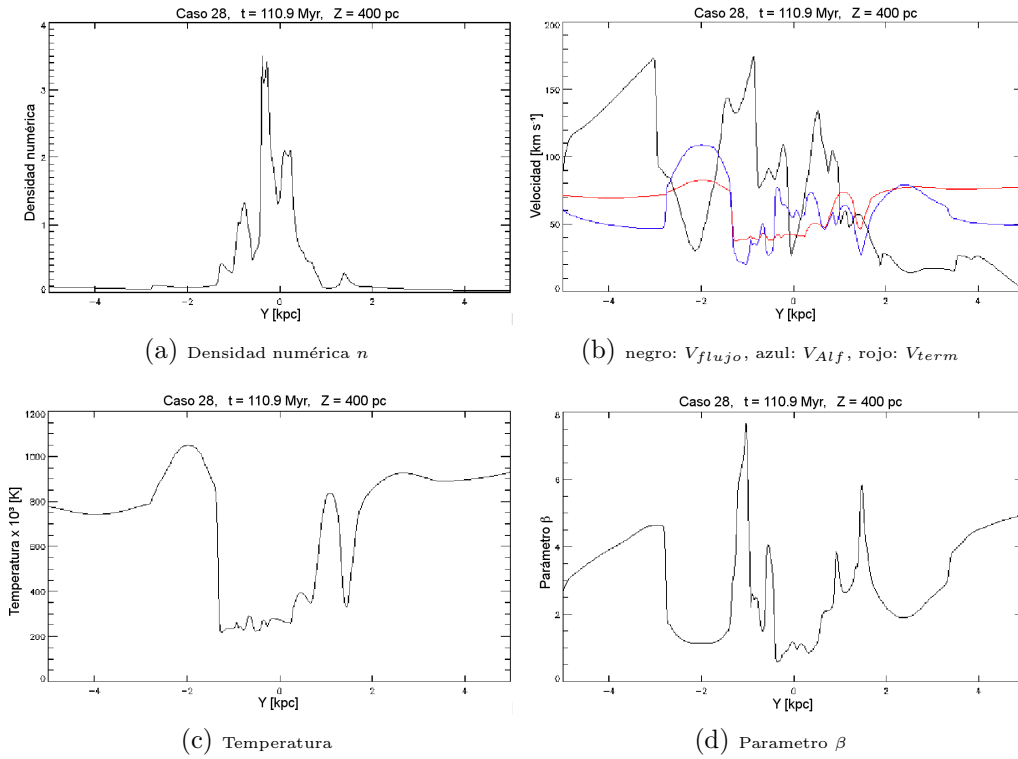


Fig.10 Instantánea correspondiente al caso 28 de la tabla 4.1 con $t=110.9$ Myr, $\rho_{max} = 1.5 \times 10^{-23} \text{ gr cm}^{-3}$. La flecha de máxima velocidad en Y corresponde a 224 km s^{-1} . Los valores extremos de velocidad vertical son 115 y -133 km s^{-1} .

Para este caso la distancia al centro galáctico es mayor (2 kpc) por lo que tanto la velocidad de *inflow* como el pozo del potencial gravitacional serán mayores que para el caso anterior. Además, por tratarse un modelo caliente la presión térmica aumentará (d) con respecto a la presión magnética, permitiendo esto que la capa de gas se expanda más al aumentar la temperatura (c). De la misma forma que para el modelo hidrodinámico de la Fig.7 se puede observar aquí un choque ($Y \sim -3 \text{ kpc}$) tanto supersónico como super

alfvénico con velocidades (b) que llegan hasta los 170 km s^{-1} en $Z = 400$ pc para bajar a los 100 km s^{-1} después de este, generando una expansión en la capa de gas, permitiendo como ya se mencionó, que la temperatura aumente (c). Después del choque el gas cae y se encuentra con la sobre densidad ($1.5 \times 10^{-23} \text{ gr cm}^{-3}$) producida por el pozo de potencial generandose un salto ($Y \sim -1 \text{ kpc}$) con velocidades verticales de hasta 120 km s^{-1} . El valor de la velocidad del flujo que entra de izquierda a derecha antes del salto es de 120 km s^{-1} , mientras que la velocidad de aguas poco profundas que corresponde a la altura a la que este sucede es de aproximadamente 80 km s^{-1} , por lo que el número de Froude correspondiente es de $Fr = 1.5$. Con el valor de este parámetro calculamos la altura esperada del salto, siendo esta de 668 pc , valor que concuerda aproximadamente con lo que se observa en la simulación. Después del salto el gas cae produciendo turbulencia debido a la conversión de energía cinética en energía potencial más turbulencia. Entonces podemos concluir que una mayor velocidad junto con un obstáculo denso, gracias al valor de γ y el aumento de la temperatura con la altura que permite el modelo caliente dan lugar a una más rica y variada fenomenología.



Gráficas para el análisis del caso 28 (Fig.10)

R=2 kpc, MHD, \mathbf{B}_\perp , $\gamma=1$, HOT, $1.2 \times 10^5 \leq T \leq 12 \times 10^5$ K, $v_{in} = 88$ km s $^{-1}$

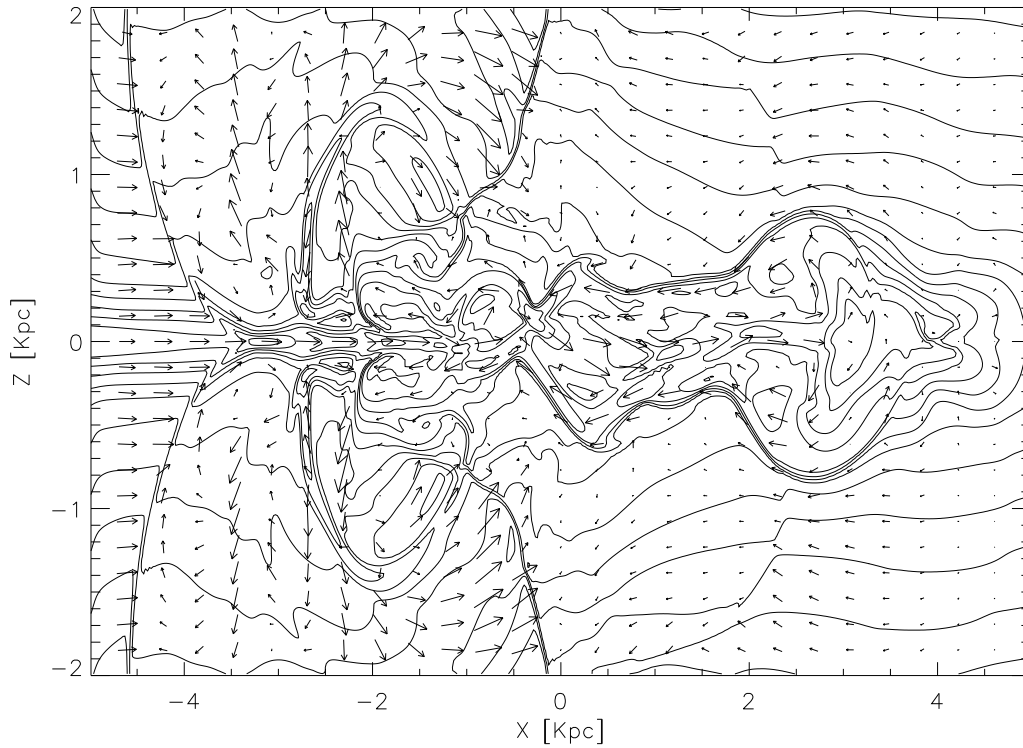
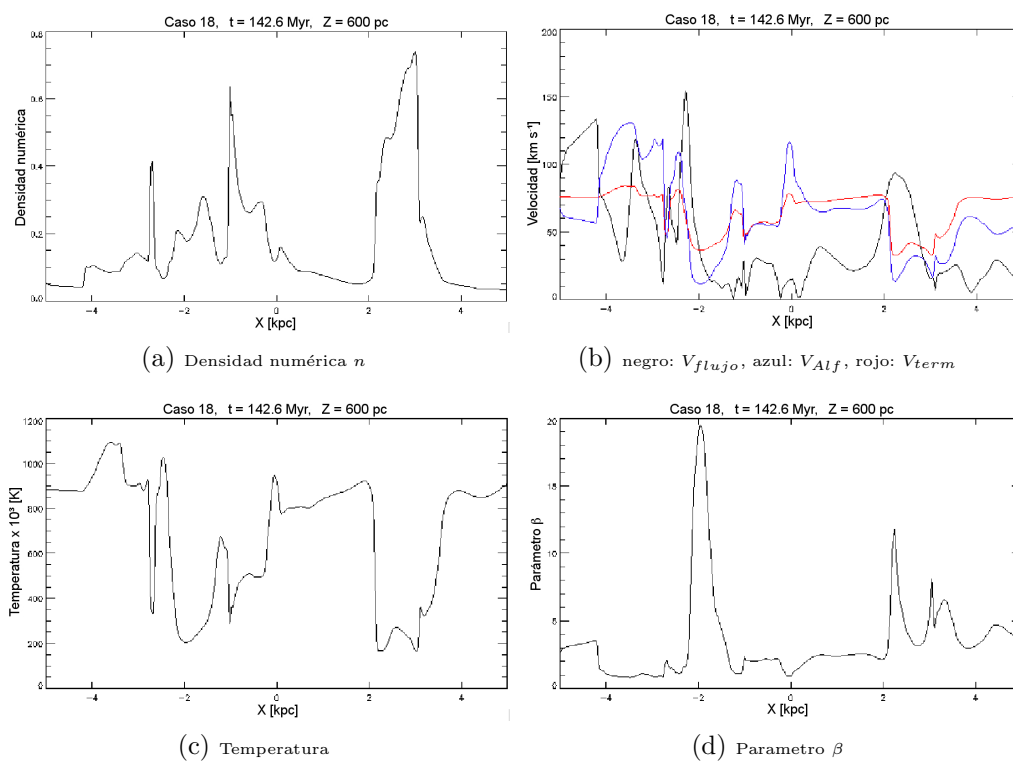


Fig.11 Instantánea correspondiente al caso 18 de la tabla 4.1 con $t= 142.6$, Myr $\rho_{max} = 1.39 \times 10^{-23}$ gr cm $^{-3}$. La flecha de máxima velocidad en X corresponde a 205 km s $^{-1}$. Los valores extremos de velocidad vertical son 158 y -152 km s $^{-1}$.

La única diferencia con la figura anterior y ésta es la alineación del plano con respecto a la barra estelar galáctica. En esta figura el eje mayor de la barra está alineado paralelamente con el plano de simulación por lo que pueden observarse estructuras turbulentas más elongadas y una fuerte actividad de saltos y expansión del gas, lo cual es reflejo mismo de la forma de la barra estelar galáctica. Aún así la fenomenología es muy parecida a la de los casos de las Fig.7 y 10. Se puede observar un choque ($X \sim -4$ kpc) más hacia

la izquierda, debido a que es el eje mayor de la barra el que está contenido en el plano de simulación, por lo que también las velocidades (b) prechoque serán menores (135 km s^{-1}) pues el gas choca antes de adquirir la velocidad de los casos anteriores, provocando que la temperatura aumente (c) ya que se trata del modelo caliente, lo cual hace que el parámetro β adquiera valores (d) mayores en esta zona. Después de esto, a una altura de 600 pc el gas se encuentra con una mayor sobredensidad (a), lo que provoca un salto ($X \sim -2 \text{ kpc}$) con una velocidad (b), super alfvénica y supersónica que va de los 150 km s^{-1} y baja después de éste hasta los 40 km s^{-1} . El valor de la velocidad del flujo que entra de izquierda a derecha antes del salto es de 150 km s^{-1} , mientras que la velocidad de aguas poco profundas que corresponde a la altura a la que este sucede es de aproximadamente 80 km s^{-1} , por lo que el número de Froude correspondiente es de $\text{Fr} = 1.8$. Con el valor de este parámetro calculamos la altura esperada del salto, siendo esta de 1.3 kpc, valor que concuerda aproximadamente con lo que se observa en la simulación.



Gráficas para el análisis del caso 18 (Fig.11)

R=5 kpc, MHD, \mathbf{B}_\perp , $\gamma = 1$, HOT, $0.4 \times 10^5 \leq T \leq 6.5 \times 10^5$ K, $v_{in} = 83$ km s⁻¹

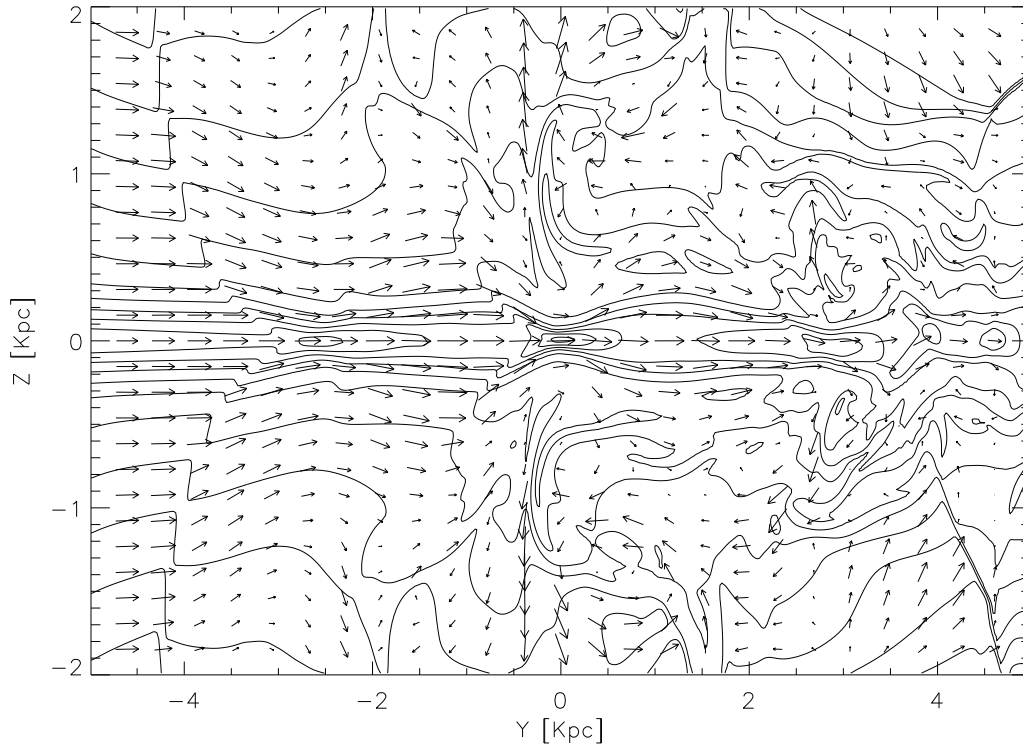
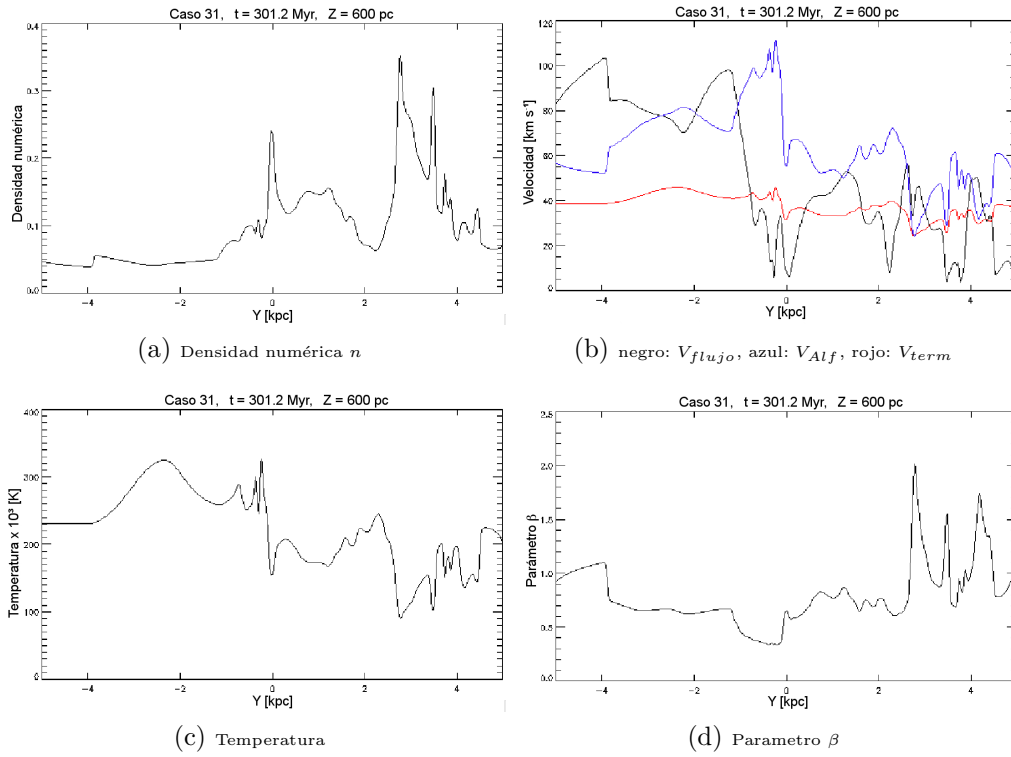


Fig.12 Instantánea correspondiente al caso 12 de la tabla 4.1 con $t=301.2$ Myr, $\rho_{max} = 8.8 \times 10^{-24}$ gr cm⁻³. La flecha de máxima velocidad en Y corresponde a 127 km s⁻¹. Los valores extremos de velocidad vertical son 98 y -100 km s⁻¹.

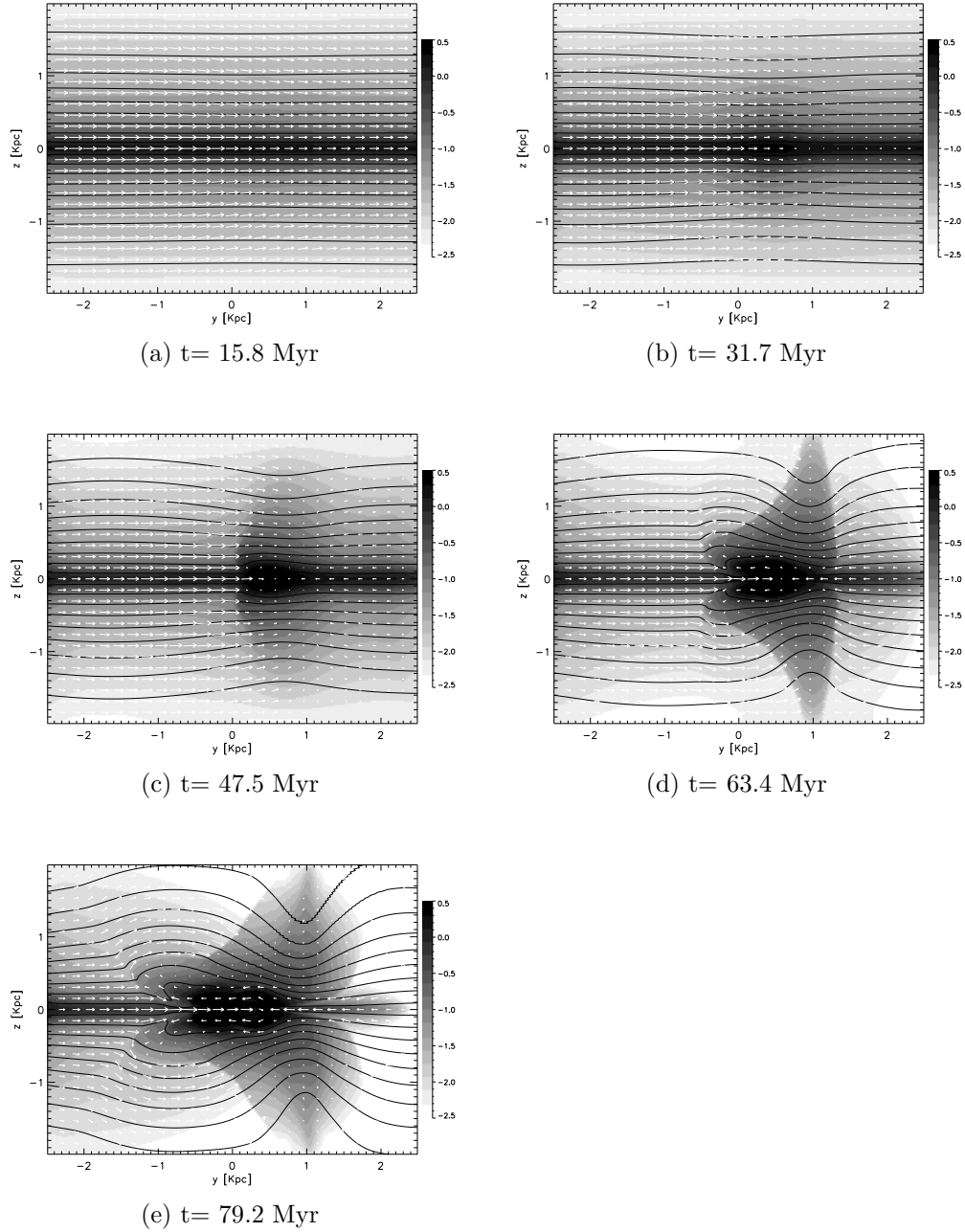
Por último, este caso muestra lo que pasa a una distancia mucho mayor del centro galáctico (5 kpc) con un modelo caliente: el pozo de potencial gravitacional es más débil; debido a esto no se forma una estructura central tan densa como en los casos anteriores (la máxima densidad reportada es de 8.8×10^{-24} gr cm⁻³). Aún así es posible ver saltos a $Z = 600$ pc para $Y \sim -4$ y -1 kpc con velocidades (b) supersónicas y superalfvénicas que llegan a los

100 km s⁻¹ para descender hasta los 70 y 40 km s⁻¹ respectivamente, formados por pequeñas estructuras de sobredensidad (a) que empiezan a formarse en el plano medio, provocando que la temperatura ascienda (c). El parámetro β (d) se mantiene por debajo de 1 para casi todos los valores de Y lo que refleja la menor relevancia de la presión térmica con respecto a la magnética para este caso. En $Y = 0$ se aprecia, como en otros casos anteriores, eyección de material que se aleja del plano medio en ambas direcciones del eje Z con velocidades verticales (b) de hasta 45 km s⁻¹. Debido a la gran distancia del centro galáctico la vorticidad ocurre a tiempos muy largos y la perturbación debida a la barra estelar es muy débil en comparación con experimentos a menor distancia, por lo que la forma de ésta es imperceptible y la vorticidad es más elongada.



Gráficas para el análisis del caso 31 (Fig.16)

$R=3$ kpc, MHD, \mathbf{B}_{\parallel} , $\gamma = \frac{5}{3}$, WARM; $T= 84,545$ K, $v_{in} = 30$ km s $^{-1}$



Sec.1 Secuencia de “snapshots” para el caso 9. (Fig. 1)

En esta serie de “snapshots” se puede apreciar el comportamiento general y evolutivo para las condiciones físicas del caso 9:

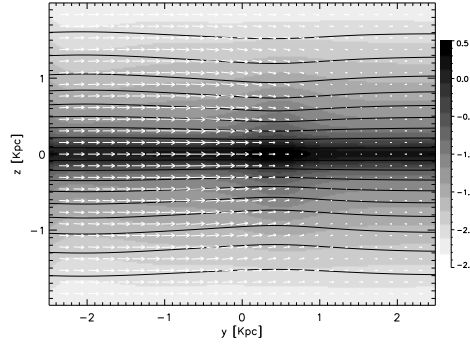
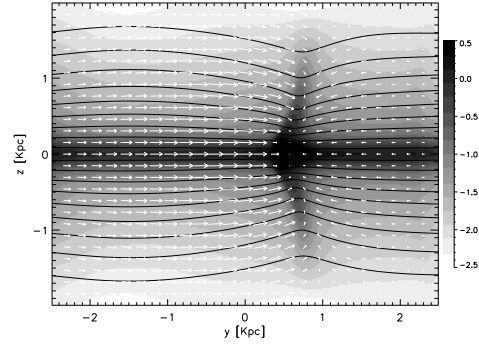
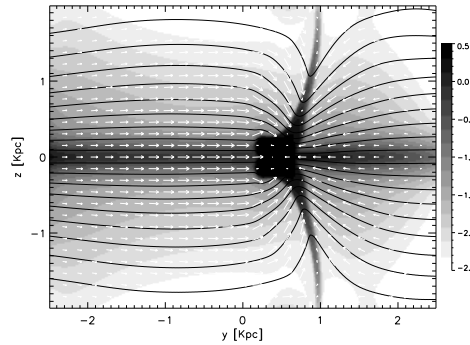
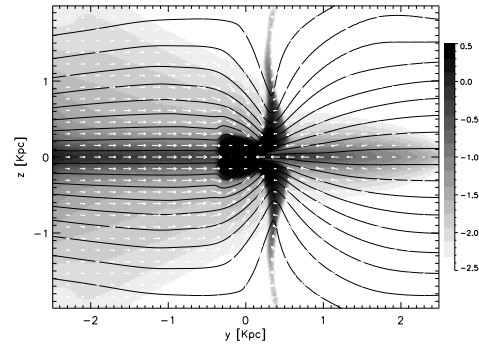
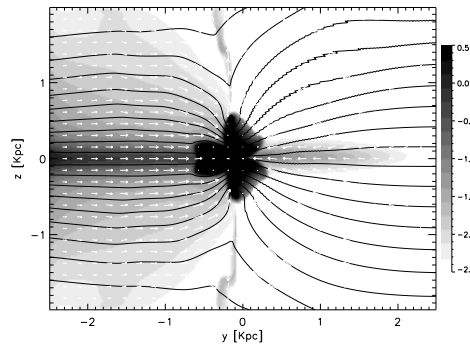
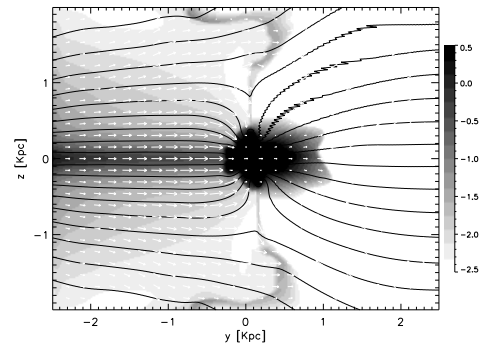
El experimento empieza en equilibrio magnetohidrostático, con una velocidad constante en todo el grid y un campo magnético cuyas líneas son paralelas a la velocidad y cuya magnitud desciende conforme la altura sobre el plano medio aumenta (a).

A medida que se va introduciendo en su totalidad el potencial asociado a la barra estelar, el gas siente la presencia de la sobredensidad generada por este por lo que la magnitud de la velocidad desciende abruptamente provocando que el material se acumule, en este caso, donde se ubica el mínimo del potencial asociado a la perturbación (b).

Conforme el tiempo avanza y debido a que el modelo es WARM (i.e. inestable en el sentido de Parker), el gas estará más soportado por presión magnética conforme la altura sobre el plano medio aumente y debido a que el campo magnético es también más débil al aumentar la altura, será en las partes altas donde las líneas de este se deformarán más, provocando que el material caiga a lo largo de éstas (c) y (d).

La evolución continúa, y ya que el experimento no tiene una naturaleza simétrica con respecto al eje Y ya que el campo de velocidad apunta hacia la derecha, la estructura de material apilado no tendrá simetría con respecto a este, el material seguirá las líneas de campo magnético que cada vez se doblarán más, y se acumulará más material tanto como la compresión, en este caso adiabática, lo permita o se generen grandes vacíos que el código no puede manejar, produciendo pequeñas ondas que resultan de la amplificación del ruido numérico (e).

$R=3$ kpc, MHD, \mathbf{B}_{\parallel} , $\gamma = 1$, WARM, $T = 84,545$ K, $v_{in} = 30$ km s $^{-1}$

(a) $t = 31.7$ Myr(b) $t = 47.5$ Myr(c) $t = 63.4$ Myr(d) $t = 79.2$ Myr(e) $t = 95.3$ Myr(f) $t = 110.9$ Myr

Sec.2 Secuencia de “snapshots” para el caso 4 (Fig.2)

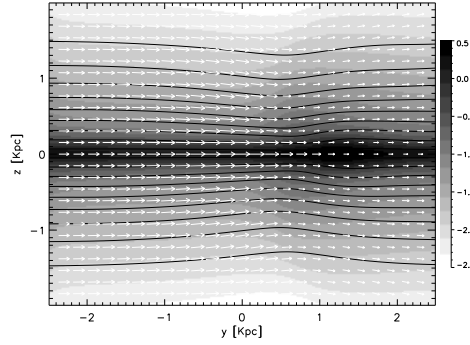
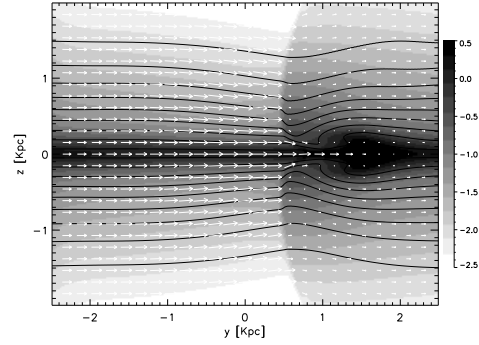
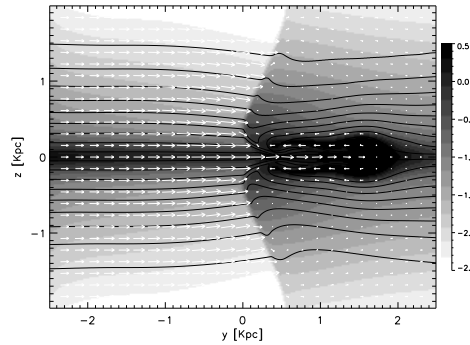
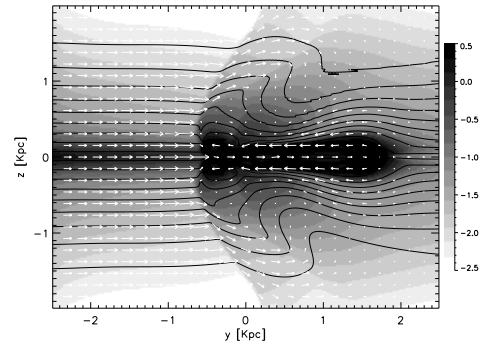
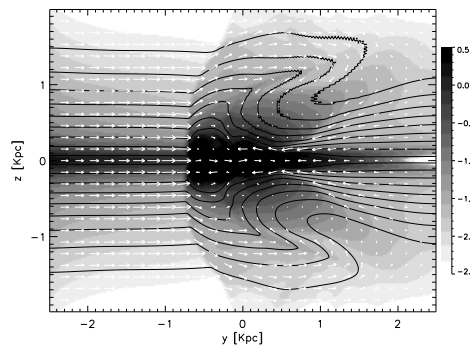
En esta serie de “snapshots” se puede apreciar el comportamiento general y evolutivo para las condiciones físicas del caso 4:

Este caso tiene las mismas características que la de la secuencia anterior exepcto por el valor de γ , que para este caso da lugar a un modelo isotérmico. Al igual que en la secuencia anterior, el experimento empieza con equilibrio magnetohidrodinámico y el comportamiento no se diferencia mucho al principio. El material cae hacia el plano medio siguiendo las líneas del campo magnético, apilandose en el mínimo del potencial debido a la barra estelar (a) y (b).

Debido a que un modelo isotérmico provee de una mayor compresión al gas, el material podrá formar estructuras más compactas, láminas de gas delgadas y más densas perpendiculares al plano medio, que a su vez deformarán aún más, en comparación con la secuencia anterior (caso adiabático), las líneas de campo magnético, provocando que el gas caiga con más velocidad, formando un vacío de lado derecho donde no hay un flujo de gas que entre y “alimente” de material al grid (c) y (d).

Conforme el tiempo avanza el material continuará cayendo, las largas láminas de gas formado caerán también debido a la fuerte deformación de las líneas magnéticas. Se generan grandes vacíos tanto por arriba como por debajo del plano medio y también por el lado derecho, ya que son estas fronteras las que no tienen un flujo entrante de material que alimente al pozo de potencial gravitacional de la barra estelar. Las líneas magnéticas se deformarán tanto como el código lo pueda manejar (permitiendo la formación de ondas espurias), llegando a dar indicios incluso de reconexión (e) y (f).

$R=2$ kpc, MHD, \mathbf{B}_{\parallel} , $\gamma=1$, HOT, $v_{in} = 88$ km s $^{-1}$

(a) $t= 31.7$ Myr(b) $t= 47.5$ Myr(c) $t= 63.4$ Myr(d) $t= 79.2$ Myr(e) $t= 95.3$ Myr

Sec.3 Secuencia de “snapshots” para el caso 2 (Fig.3)

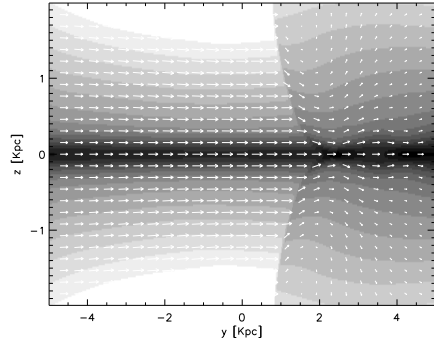
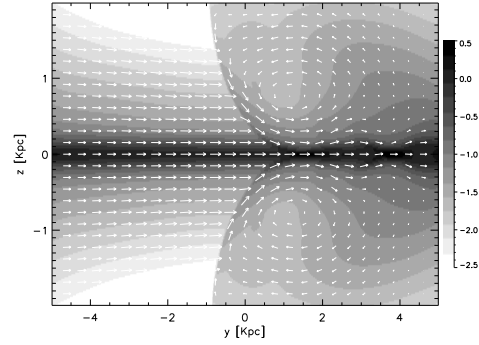
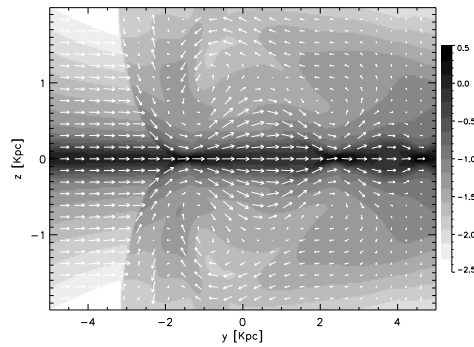
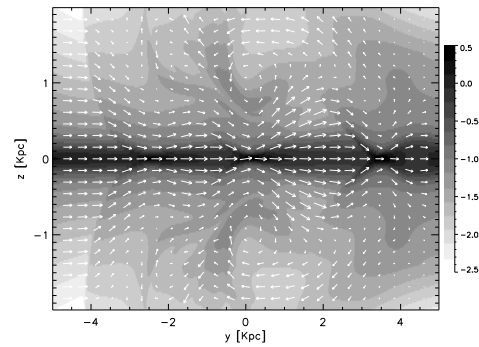
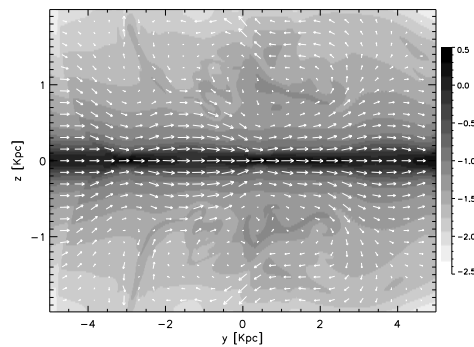
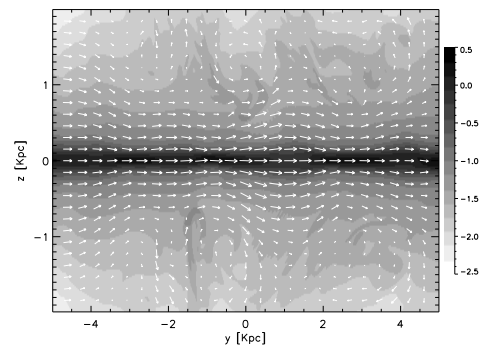
En esta serie de “snapshots” se puede apreciar el comportamiento general y evolutivo para las condiciones físicas del caso 2:

Aunque este caso también es isotérmico como la secuencia anterior, la distancia al centro galáctico es menor, por lo que el pozo de potencial gravitacional debido a la barra estelar será mas grande que la secuencia pasada. El modelo es HOT por lo que la temperatura se incrementará conforme la altura aumente, esto genera un choque antes de que el gas se encuentre con la sobredensidad debida a la barra, este aumento en la densidad hace que las líneas de campo empiecen a doblarse hacia abajo y ya que la temperatura no es constante, este experimento no será inestable en el sentido de Parker (a) y (b).

Cuando el locus de sobredensidad y el frente de choque se encuentran se produce un salto de material, que deforma las líneas de campo hacia arriba lo cual refuerza el salto ya que el gas tiende a seguir a éstas. Tenemos un escenario en el que las líneas se deforman primero hacia abajo debido a la sobredensidad del choque y después hacia arriba debido al salto del gas, lo cual forma una especie de onda en las líneas, por donde el material primero sube para después bajar atraído por el pozo de potencial (c) y (d).

Debido de nuevo a que el flujo de velocidad va de izquierda a derecha las líneas se verán deformadas por este primero hacia la derecha y después hacia la izquierda debido al pozo de potencial gravitacional y la falta de flujo de entrada por el lado derecho. Aún siendo un modelo compresivo, el incremento de la temperatura con la altura impedirá la formación de estructuras filamentosarias tipo Parker como ocurrió en las dos secuencias anteriores (WARM), por lo que la evolución continuará hasta que se formen vacíos que el código no pueda manejar (e).

$R=5$ kpc, MHD, \mathbf{B}_\perp , $\gamma=1$, HOT, $v_{in} = 83$ km s $^{-1}$

(a) $t= 190.2$ Myr(b) $t=253.6$ Myr(c) $t= 317.1$ Myr(d) $t= 380.5$ Myr(e) $t= 443.9$ Myr(f) $t= 507.3$ Myr

Sec.4 Secuencia de “snapshots” para el caso 31 (Fig.16)

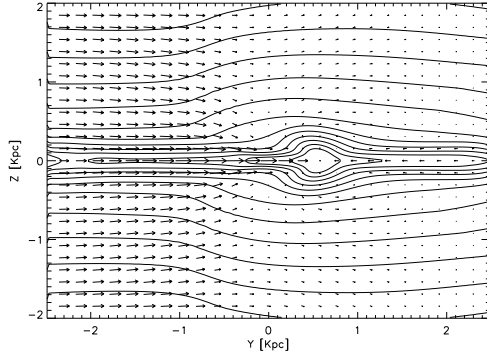
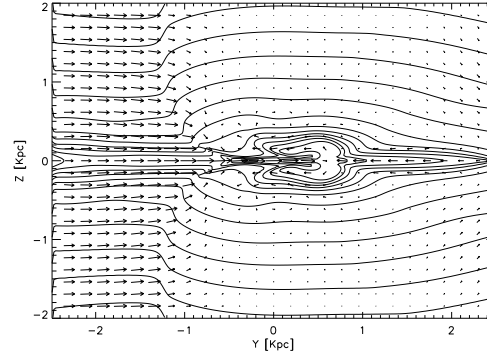
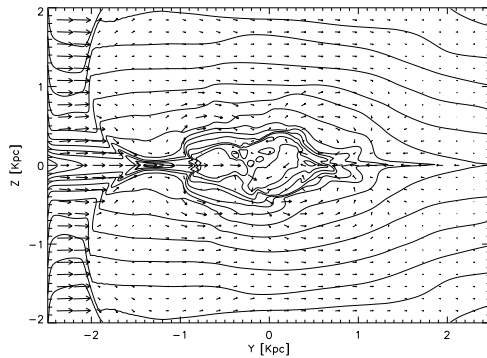
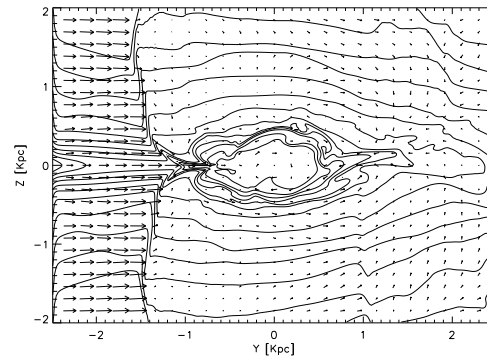
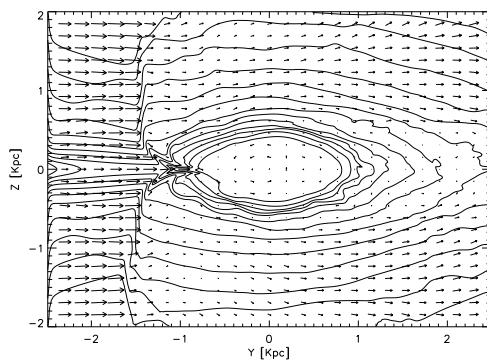
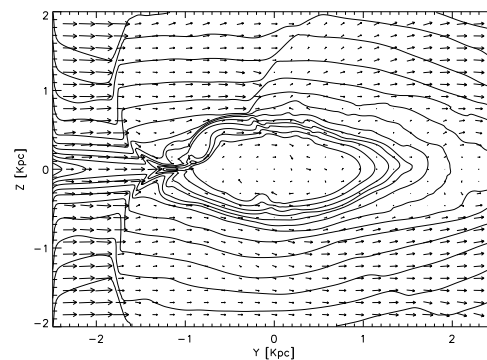
En esta serie de “snapshots” se puede apreciar el comportamiento general y evolutivo para las condiciones físicas del caso 31:

Este experimento tiene el campo magnético perpendicular al plano de movimiento por lo que la tensión que impedía el movimiento del gas en dirección perpendicular a las líneas ya no está presente y éste podrá expandirse más en la dirección vertical aún a tiempos cortos. La dinámica del gas solo se ve afectada entonces por las presiones térmica y magnética. El hecho de que la temperatura pueda aumentar con la altura provoca un choque, al no existir tensión que proporcione rigidez al movimiento vertical del gas, éste se mueve hacia arriba expandiéndose (a) y (b).

Otra diferencia con respecto a las secuencias anteriores es la gran distancia del centro galáctico a la que está el plano de movimiento. Esto tiene varias consecuencias: la velocidad de entrada es mayor y la fuerza debida al pozo de potencial gravitacional es menor, por lo que el gas será atraído por la barra estelar dependiendo de su velocidad, dando lugar a vórtices y saltos que formarán islas de sobredensidad a lo largo del plano medio. Conforme la altura aumenta y debido a la estratificación de la densidad y el aumento en la temperatura los vórtices dan lugar a movimientos turbulentos. (c) y (d).

Este comportamiento continuará y al no existir líneas de campo que refuercen la caída de material a un solo punto, la vorticidad seguirá creciendo, pues el pozo de potencial por sí solo no es lo suficientemente grande como para impedir que el material se mueva de esta manera (e) y (f).

$R=3$ kpc, HD $\mathbf{B}=0$, $\gamma=1$, $0.8 \times 10^5 \leq T \leq 9 \times 10^5$ K, $v_{in} = 30$ km s $^{-1}$

(a) $t= 47.5$ Myr(b) $t= 63.4$ Myr(c) $t= 95.1$ Myr(d) $t= 158.5$ Myr(e) $t= 634.2$ Myr(f) $t= 951.3$ Myr

Sec.5 Secuencia de “snapshots” para el caso 1 (Fig.8)

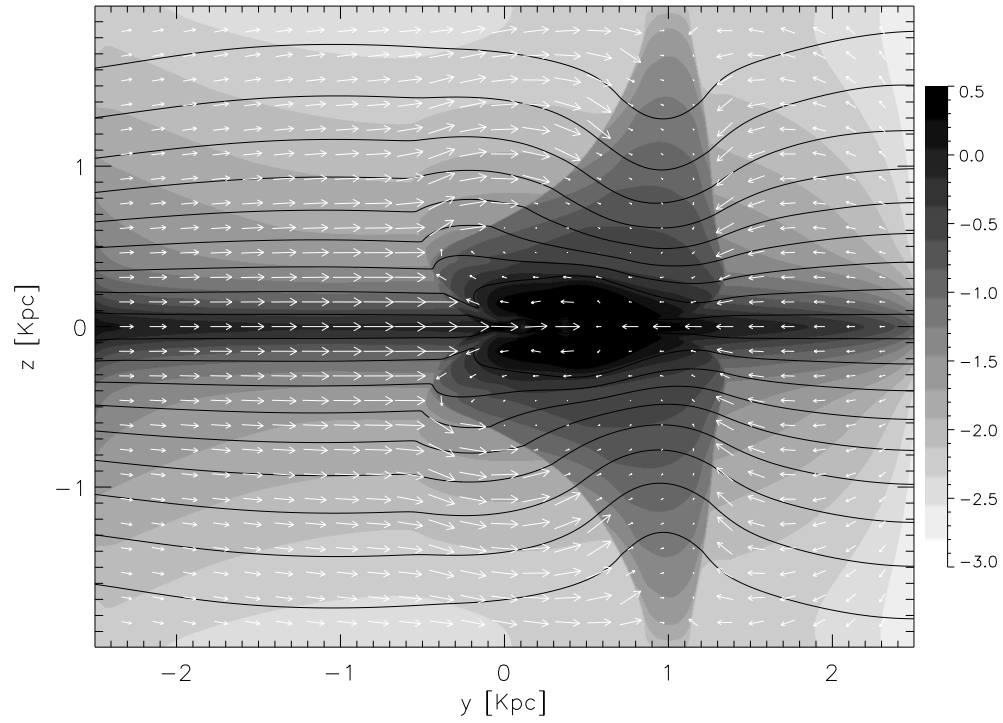
En esta serie de “snapshots” se puede apreciar el comportamiento general y evolutivo para las condiciones físicas del caso 1:

En este experimento el campo magnético es nulo por lo que el peso del gas esta soportado únicamente por la presión térmica, al inicio existe equilibrio hidrodinámico en la dirección vertical, conforme el tiempo avanza, se observa caída de material hacia el centro de la malla debido al potencial gravitacional, lo cual permite la formación de una estructura central de sobredensidad cuyo comportamiento asemeja al rompimiento de una ola cerca del plano medio de la galaxia, se aprecia la formación de un choque de lado izquierdo debido al encuentro del flujo de gas con esta estructura (a) y (b).

Una vez formado el choque este se mantiene en el mismo lugar aproximadamente de forma estacionaria, pasado este el gas se encuentra con la sobredensidad de gas central, saltando por encima de este, para bajar de nuevo debido al potencial de la barra, deshaciendo la estructura de pequeña escala y dejando en su lugar un gran vórtice que gira en contra de las manecillas del reloj (c) y (d).

Este comportamiento continuará, haciendo que el vórtice central crezca, lo que provocará que el material al interior de la estructura central homogenice su densidad y se haga más grande, se observa que el choque de lado izquierdo se mantiene estacionario incluso al final de la simulación (e) y (f).

5.4. Alta resolución espacial: 1000×800 zonas



Alta resolución espacial: 1000×800 zonas Caso 9 **Fig.1**

Capítulo 6

Discusión y Conclusiones

Como se mencionó en la introducción de este trabajo, la información observacional que se tiene de la Vía Láctea a la fecha no ha sido suficiente para modelar y explicar su comportamiento característico, llámese la naturaleza y formación de los brazos espirales, la creación o nacimiento de fenómenos de altas energías encontrados por detectores de rayos cósmicos o la importancia de la gravedad y reconexión magnética en la dinámica del disco así como la naturaleza de los efectos que produce la barra estelar sobre la dinámica del gas y la compresión de éste. Aún así, con ayuda de modelos teóricos y numéricos es posible reproducir la fenomenología que se observa tanto en otras galaxias como al interior de la nuestra.

Para tal fin en el presente trabajo se incorporó un modelo más detallado de nuestra galaxia, compuesto por un potencial gravitacional axisimétrico con bulbo, disco y halo (Allen & Santillán 1991) y un potencial gravitacional de barra estelar (Pichardo et al. 2004). Con este modelo se realizaron simulaciones numéricas 2D en coordenadas Cartesianas, tanto hidrodinámicas (HD) como magnetohidrodinámicas (MHD) utilizando el código ZEUS (Stone & Norman 1992a; 1992b; Stone, Mihalas & Norman 1992). Para el caso MHD la geometría del campo magnético con respecto al plano de la simulación podía ser perpendicular o paralelo a éste. Además de esto, el modelo podía ser tibio o caliente ya fuera que se tratara de un modelo donde la temperatura se mantuviera constante en la expresión para la presión térmica o bien, se postulara una presión magnética $P_B = \exp\left[\frac{R_\odot - R}{5.39}\right] \frac{B_o^2}{8\pi} \operatorname{sech}^2\left(\frac{z}{0.8}\right)$ (Boulares & Cox 1990), con $B_o = 6 \mu\text{G}$ la magnitud del campo magnético en la vecindad solar (incluyendo la componente aleatoria y la ordenada) en el plano galáctico

(referencias dentro de Beck 2008). La distribución de densidad utilizada incluyó la contribución de varias componentes del medio interestelar (Boulares & Cox 1990) cuyo disco gaseoso resultante tiene una escala de altura de 1 kpc.

Para la inicialización de las simulaciones, se construyó en el potencial axi-simétrico la solución de equilibrio hidrostático vertical a cada R , tanto para el modelo MHD como HD y entonces el soporte contra la gravedad galáctica fue asistido por ambas, presión magnética y térmica o sólo por esta última.

Después de construir el equilibrio vertical se sumó la perturbación del potencial debido a la barra estelar de manera lineal, siendo ésta introducida totalmente a los 100 Myr. Se realizaron diferentes experimentos para diferentes distancias R al centro galáctico. En la exploración de parámetros se modificó además la orientación del plano de simulación con respecto a la barra estelar, y la geometría del campo magnético con respecto al plano de la simulación como ya se mencionó anteriormente.

Los isocontornos de densidad o la escala de grises, según sea el caso, muestran el comportamiento inherente a todos los saltos encontrados en este trabajo. El plano medio está muy lejos de la uniformidad; en la mayoría de los experimentos se encuentra lo mismo: crestas o láminas de sobredensidad se forman perpendicularmente al flujo de gas entrante, a veces a una gran distancia de donde los choques se producen. Estas estructuras pueden ser causadas por ondas de densidad en la estructura del disco, acumulando material en el lugar donde el gas cae. Como se observa en algunos casos, el movimiento de caída del gas puede producir regiones de sobredensidad a z más alta que pueden soportar un salto secundario cuando el flujo de gas se encuentra con éstas.

Aunque la mayoría de las estructuras gaseosas formadas en las simulaciones de este trabajo resultan ser transitorias, se pueden encontrar varios casos en los que éstas permanecen estacionarias, incluso al tiempo de fin de la simulación. Conforme las simulaciones avanzan se puede observar que la estructura de pequeña escala formada por la ola que rompe va desapareciendo, no así la envolvente a gran escala de ésta, que tiende a volverse más homogénea en densidad y aumentar su tamaño. La condición a la frontera en z ha sido escogida como de salida (out) para minimizar los efectos de ondas reflectivas que pudieran contaminar la evolución dinámica del gas. El material denso más pesado a alta z tiende a comprimir al material que se encuentra

por debajo de éste, lo que se nota más en los lugares donde el gas se estanca detrás del choque o el salto según sea el caso. Aunque la ruptura del equilibrio hidrostático es predecible de manera cualitativa, la vasta fenomenología de interacción de flujos, choques y saltos al parecer sólo puede ser tratada de manera numérica. El aumento en la densidad que se obtiene al pasar el flujo de gas por encima de la barra estelar persiste en la mayoría de los experimentos a tiempos grandes.

Uno de los fenómenos que se presentan, sobre todo en los casos donde el campo magnético no es paralelo al flujo del gas, es la ruptura de la simetría y formación de turbulencia, mayor conforme el tiempo de la simulación avanza. Esto puede ser debido a la viscosidad numérica del código. A este respecto Fromang (2009) hace un estudio sobre turbulencia en discos de acreción usando el código ZEUS, de lo que obtiene un número de Reynolds magnético (Re_M) del orden de 3×10^4 . Con este parámetro podemos calcular la difusividad o resistividad magnética $\eta \sim \frac{c_s H}{Re_M}$ que para nuestro caso, con los valores típicos de velocidad $c_s \sim 10^7 \text{ cm s}^{-1}$ y longitud $H \sim 6 \times 10^{19} \text{ cm}$ (el tamaño de cada zona) da un valor de $2 \times 10^{22} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Este valor explica el rompimiento de la simetría y la cantidad de turbulencia observada en las simulaciones.

6.1. Trabajo a futuro

Ya que el trabajo que se presenta aquí está restringido a:

1. Una topología del campo magnético que es paralela o perpendicular al plano de la simulación.
2. Las simulaciones son realizadas en coordenadas Cartesianas en 2D.
3. Los procesos que se estudian no incluyen ningún efecto de calentamiento o enfriamiento del gas.
4. Los efectos de la autogravedad no son tomados en cuenta.
5. La reconexión magnética no es seguida por el código.

Un siguiente paso a seguir de manera natural para avanzar en nuestra investigación, es generalizar el problema a tres dimensiones en coordenadas cilíndricas, lo cual demandaría la paralelización del código para eficientar los

cálculos y reducir los tiempos de cómputo. Con esto esperaríamos ser capaces de dar más detalles sobre la transferencia de masa y momento angular con este tipo de simulaciones, que incluirán por construcción términos centrífugos y de Coriolis. La topología del campo magnético en tres dimensiones podría ser modelada de forma más adecuada, por ejemplo con una componente dipolar y otra cilíndrica y se podría incluir además la componente aleatoria que se observa en la Galaxia. Con esto se podrían comprobar las condiciones para que el modelo se mantuviera en estado estacionario así como la posibilidad de formación de brazos espirales desde el final de la barra estelar y la localización de las zonas de mayor compresión del gas tanto en el plano del disco como en la dirección vertical.

Otro de los aspectos importantes a estudiar a futuro es la adición de la autogravedad, lo cual respondería una de las preguntas que más nos interesan, esto es ¿Qué tan importante es el papel de ésta tanto para la compresión del gas como para la dinámica en general del medio interestelar de nuestra Galaxia?, así como las zonas y escalas en las que se puede despreciar.

Por último se podría adicionar el cálculo de los efectos de enfriamiento y calentamiento del medio interestelar así como implementar el problema en algún código que tome en cuenta la reconexión magnética para ver que energías se desprenden de ésta y cotejar estos resultados con las observaciones de rayos cósmicos que se desprenderán de experimentos como el obserbatorio de rayos gamma HAWC donde el Intituto de Astronomía tiene una participación importante.

Apéndice A

El Campo Magnético Galáctico

La mayor parte de la materia visible en el universo se encuentra en estado ionizado; esto tiene como consecuencia que los campos magnéticos sean fácilmente generados y debido a la ausencia de monopolos magnéticos, difíciles de destruir. Los campos magnéticos han sido detectados y medidos en prácticamente todos los tipos de objetos celestes, ya sea a través de medidas in-situ tomadas por naves espaciales o a través de la radiación magnética (sincrotrón) que generan los rayos cósmicos, gas y polvo embebidos en éste. La Tierra, el Sol, los planetas solares, pulsares, la Vía Láctea, las galaxias cercanas, las más lejanas radio galaxias, cuasares y aún el espacio intergaláctico en los *clusters* de galaxias, tienen campos magnéticos de magnitud significativa. La información sobre los campos magnéticos cósmicos se ha incrementado enormemente como resultado del rápido desarrollo de los métodos observacionales, especialmente aquellos que se refieren a la radioastronomía.

En la Vía Láctea, se ha descubierto una gran cantidad de fenómenos magnéticos, solo parcialmente relacionados con objetos visibles en otros intervalos espectrales. La estructura a gran escala del campo magnético galáctico se encuentra aún en debate. Los datos disponibles para galaxias externas se pueden explicar con amplificación y ordenamiento del campo debido a dínamos. Las magnitudes medidas de los campos y la similaridad entre los patrones de las líneas y el flujo del gas difuso ionizado son un fuerte indicativo de que los campos magnéticos galácticos son dinámicamente importantes; éstos pueden afectar la formación de brazos espirales, “outflows” y la evolución general de las galaxias. A pesar del incremento en el conocimiento de los campos magnéticos, varias preguntas importantes sobre el origen y evolución de es-

tos, su aparición en galaxias jóvenes o la existencia de campos intergalácticos de gran escala permanecen sin respuesta. Las actuales mejoras en los instrumentos de medición que existen actualmente, así como varios proyectos de radioastronomía que se están llevando a cabo, sitúan al magnetismo cósmico como uno de los proyectos científicos clave de los próximos años.

A.1. Determinación de B en la Galaxia

El campo magnético total de la galaxia B_t , presenta dos componentes; una componente uniforme B_u y otra aleatoria B_a de tal forma que $B_t = B_u^2 + B_a^2$. Los trazadores observacionales que se utilizan para detectar los campos magnéticos son la emisión de sincrotrón, la polarización de la luz de las estrellas, la rotación de Faraday y el efecto Zeeman. Estos indicadores solo dan información sobre alguna de las componentes del campo: ya sea de la componente proyectada sobre el plano del cielo B_\perp , o de la componente paralela a la visual B_\parallel . De manera que la combinación de todos ellos nos permite obtener la información necesaria para determinar las intensidades y direcciones del campo.

A.1.1. Sincrotrón

La intensidad de la radiación de sincrotrón, I_s , se utiliza para calcular la magnitud del campo magnético en nuestra galaxia y otras galaxias. Ésta depende de la densidad de energía de los electrones relativistas $N(E)$ en un intervalo dado de energía, y de B_\perp^x , donde el exponente x depende del espectro de energía de los electrones; típicamente $x \sim 1.8$ tal que $I_s \sim B_\perp^2$. En la práctica $N(E)$ es difícil de calcular, y por tanto, no se puede determinar la componente B_\perp , a menos que se hagan una serie de suposiciones. Por ejemplo, la de “energía total mínima”, en ese caso $I_s = K B_\perp^{7/2}$, donde K es una constante (Ginzburg & Syrovatskii 1965; Zweibel & Heiles 1997).

Beuermann, Kanbach, & Berkhuijsen (1985; BKB), hicieron un modelo tridimensional de la emisión en radio de la Vía Láctea usando la emisión en continuo a 408 MHz. Éste modelo de galaxia espiral consiste de dos componentes: Un disco delgado que llamamos simplemente disco y que está asociado al disco grueso y estelar de nuestra galaxia; y un disco grueso o halo con una escala de altura que va incrementándose con el radio galactocéntrico y que

tiene un valor ~ 1.5 kpc en el círculo solar.

BKB encuentran que el halo de la Vía Láctea contribuye aproximadamente con el 90 % de la emisión de radio a 408 MHz, y el 10 % restante es producido por el disco, además de que el patrón espiral de la galaxia, que se presenta en ambas componentes es visible en la emisión de sincrotrón. En las partes externas de la galaxia, es decir, del círculo solar hacia afuera, los valores de la emisividad, y por tanto de B_t disminuyen en las regiones interbrazos (figuras 7 y 8 de BKB).

En la zona interna del disco galáctico, a radios galactocéntricos $R_{gal} \leq 4$ kpc, cerca del anillo con fuerte actividad de formación estelar, la emisividad de sincrotrón aumenta respecto a los valores del círculo solar por factores de ~ 5 para el disco y de ~ 3 para el halo (digamos, globalmente como un factor 4 arriba del total). De aquí se infiere que el valor de B_t aumente hacia el centro de nuestra galaxia.

Dado que el disco rota de manera diferencial, el campo magnético se enrolla continuamente y genera una componente azimutal. Utilizando los valores de la emisividad de sincrotrón del modelo de BKB, Heiles (1996a, b) calculó la intensidad del campo magnético total B_t cerca del sol ($R_{gal} \sim 8.5$ kpc) y en la zona interna de la galaxia encontrando los siguientes valores: en los brazos espirales cerca del círculo solar $B_t \sim 4.2 \mu G$; finalmente en $R_{gal} \sim 4$ kpc el promedio zimutal es de $B_t \sim 8 \mu G$.

Por otro lado, determinaciones de la polarización de la radiación sincrotrón, p , a altas frecuencias de radio (donde los efectos de la rotación de Faraday son pequeños), permiten determinar la dirección del campo magnético proyectada en el plano del cielo de nuestra galaxia B_\perp . Además se puede obtener información sobre el grado de uniformidad del campo magnético. Conociendo la polarización de sincrotrón observada p_{obs} , comparándola con la polarización máxima que se esperaría si el campo magnético fuera perfectamente uniforme $p_{max} \approx 0.75$, y considerando el efecto de las fluctuaciones aleatorias del campo magnético, se puede determinar el cociente de intensidades B_u/B_t con la siguiente relación (Burn 1966)

$$\frac{p_{obs}}{p_{max}} = \frac{B_u^2}{B_u^2 + \frac{2}{3}B_a^2} \quad (A.1)$$

Utilizando los datos observacionales de la componente polarizada linealmente de las emisiones en radio de nuestra galaxia a la frecuencia de 1411 MHz (Spoelstra 1984), Heiles (1996a, b) encuentran que el cociente $B_u^2/B_a^2 \approx 0.29$ ($B_u \sim 0.55B_a$) es decir que la componente aleatoria del campo magnético domina sobre la componente uniforme en la posición $R_{gal} = 8.5$ kpc por un factor de ~ 2 .

A.1.2. Polarización

La dirección y curvatura del campo magnético uniforme local B_u puede obtenerse a partir de la polarización de la luz de las estrellas. Si la luz está polarizada linealmente, se puede describir como una onda electromagnética plana cuya parte magnética tiene la forma $\vec{B} = \hat{e}B_0e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-wt)}$. Esta expresión nos dice que el vector de campo magnético está oscilando en la dirección del vector de polarización \hat{e} , que junto con la dirección de propagación de la onda electromagnética \vec{k} definen el plano de polarización. Con la orientación de los vectores de la polarización de la luz estelar se puede obtener información sobre la orientación del campo magnético uniforme del medio interestelar, ya que son paralelos a las líneas del campo proyectadas en el plano del cielo. A partir de los datos de polarización estelar compilados por Matherson & Ford (1970), Heiles (1996a, b) determinó la dirección y la curvatura local de las líneas del campo magnético galáctico.

Cuando observamos a lo largo de estas líneas de campo, los vectores de polarización, aproximadamente paralelos entre sí parecen converger hacia un punto. Despreciando cualquier curvatura en las líneas de campo, Heiles (1996a, b) encuentra que el punto de convergencia tiene las siguientes coordenadas galácticas $(l_0, b_0) = (77.4^\circ \pm 1.8^\circ, 0.4^\circ \pm 0.5^\circ)$. Esto define la dirección de la componente uniforme en la vecindad solar.

A partir de los resultados obtenidos por la polarización de la luz de las estrellas podemos decir que las líneas de campo magnético de nuestra galaxia son espirales con un radio de curvatura de ~ 9 kpc y un ángulo de inclinación con el plano medio galáctico de $\sim 7^\circ$ (Heiles 1996a, b) Esto es, localmente el campo es casi toroidal con el centro de simetría cercano al centro de la galaxia.

A.1.3. Faraday

Las medidas de rotación de Faraday de señales polarizadas linealmente de fuentes de radio (pulsares por ejemplo) que viajan a través de un medio ionizado, proporcionan información sobre la componente del campo magnético $B_{u\parallel}$ que es paralela a la visual. La dirección de rotación indica el signo de $B_{u\parallel}$ (la convención usada es que campos positivos están caracterizados por medidas de rotación negativas). Sin embargo, su intensidad está determinada a menos que tengamos información sobre la distribución de los electrones libres n_e .

El modelo más reciente y completo que describe la estructura del campo magnético galáctico, está basado en un análisis de medidas de rotación y medidas de dispersión de pulsares, y fue realizado por Rand & Lyne (1994). Los pulsares son excelentes candidatos para detectar el campo magnético galáctico, por varias razones. Primero, son pequeños y podemos despreciar la rotación de Faraday intrínseca a su atmósfera. Por lo tanto las medidas de rotación de Faraday estarán asociadas únicamente al medio por donde viajan las ondas. Segundo, sus distancias pueden calcularse a partir de sus medidas de dispersión o de absorciones de HI. Tercero, el campo magnético a lo largo de la visual, pesado por la densidad electrónica puede calcularse a partir de las medidas de rotación y las medidas de dispersión (Rand & Kulkarni 1989; Rand & Lyne 1994). Cuarto, se encuentran en cúmulos globulares con distancias conocidas. Quinto, tienen frecuencias de emisión muy bien medidas.

A partir de las medidas de dispersión de una muestra de aproximadamente 227 pulsares, Rand & Lyne (1994) realizan un análisis detallado del campo magnético local obteniendo los siguientes resultados: El campo magnético presenta tres cambios de dirección localizados en los siguientes radios galactocéntricos 5.5, 8.1 y ≥ 9.4 kpc (Heiles 1996a, b), donde las intensidades correspondientes son de $1.4 \mu G$ cerca del sol, $\sim 3.5 \mu G$ dentro del primer cambio de dirección ($5.5 \leq R_{gal} \leq 8.1$ kpc) y $\sim 6.5 \mu G$ dentro de la segunda inversión ($R_{gal} \leq 5.5$ kpc). Para localizar los cambios de dirección que presenta el campo magnético galáctico se utiliza un modelo de anillos concéntricos (Simard-Normandin & Kronberg 1980); la finalidad de este modelo es encontrar las variaciones sistemáticas de las medidas de rotación a lo largo del plano y a partir de estos datos localizar las inversiones que presenta el campo magnético de la galaxia dentro y fuera del círculo solar. El modelo supone

que la intensidad de campo magnético y la densidad electrónica permanecen constantes dentro de cada anillo y la dirección del campo es tangente a estos, ya sea en la dirección de las manecillas del reloj o en dirección contraria. Con este modelo se puede predecir la contribución de las medidas de rotación a lo largo de las diferentes direcciones de la visual, si se conoce la densidad electrónica y la intensidad del campo magnético.

A.1.4. Zeeman

En principio la intensidad del campo magnético galáctico podría calcularse a partir del desdoblamiento que sufre la línea de 21 cm del HI, en dos líneas polarizadas circularmente en direcciones opuestas, debido al efecto Zeeman. Vershuur (1969) fue la primera persona que detectó el efecto Zeeman en el espectro de la línea de absorción de 21 cm en cuatro fuentes de radio, estableciendo valores límites del campo magnético entre 3.5 y 70 μG . Posteriormente se realizaron una gran cantidad de trabajos donde podemos destacar el de Troland & Heiles (1982). Ellos investigaron el efecto Zeeman de la línea de 21 cm del hidrógeno neutro galáctico y determinaron el límite superior del campo magnético de varias regiones particulares del medio interestelar, por ejemplo en Cyg A y Cas A los valores son ~ 4.6 y $0.8 \mu G$, respectivamente. Finalmente, utilizando las líneas de absorción de HI y OH en la dirección de la nube molecular asociada a la región HII NGC2024 (Orion B) encontraron que la intensidad de la componente del campo magnético que está a lo largo de la visual tiene valores que están en el intervalo de 0–100 μG (Crutcher et al. 1999).

Pueden utilizarse otras moléculas para determinar la intensidad de los campos magnéticos por medio del efecto Zeeman. En 1996 Crutcher et al. estudiaron las propiedades físicas de las moléculas de CN y encontraron que es la indicada para inferir las intensidades de los campos magnéticos en nubes con densidades de 10^{5-6} cm^{-3} . Realizando observaciones del desdoblamiento Zeeman en las líneas de 3 mm de la molécula de CN se encuentra que la nube molecular de Orion tiene un campo magnético con magnitud de $-0.36 \pm 0.08 \text{ mG}$, en los núcleos de la nube molecular DR21OH de $-0.71 \pm 0.12 \text{ mG}$ y $-0.36 \pm 0.10 \text{ mG}$ y en M17SW de $-0.33 \pm 0.14 \text{ mG}$ (Crutcher et al. 1999).

A.2. B en Diferentes Regiones

Como hemos descrito, existen varios métodos observacionales que se utilizan para calcular la intensidad y geometría del campo magnético del medio interestelar en la Vía Láctea y las galaxias externas. A continuación presentamos ejemplos con valores aproximados, de la topología e intensidad del campo magnético de diferentes objetos; desde regiones específicas en nuestra galaxia hasta cúmulos galácticos.

A.2.1. Chorros de Gas

En el medio interestelar se han detectado en longitudes de onda de radio estructuras gaseosas delgadas y largas, que posiblemente estén confinadas por un campo magnético. Tal es el caso de la nube oscura Lynds 204 que es una estructura filamentaria de $\sim 4^\circ$ de longitud y ~ 15 ó menos de ancho asociada a un cascarón de HI en expansión (Lynds 1962). Por medio del desdoblamiento Zeeman de la línea de 21 cm, Heiles (1988) midió un valor de $\sim 12 \mu G$ para la intensidad de la componente proyectada a lo largo de la visual del campo magnético de esta región. Este valor es notablemente mayor al del medio interestelar promedio.

En discos protoestelares se detectan chorros de gas de alta velocidad que viajan en direcciones opuestas. Estos chorros empujan el gas molecular y el campo magnético que se encuentra en su camino formando paredes magnéticas que pueden modificar la evolución del chorro de gas. Como es el caso de los lóbulos de la región S106 donde Crutcher (1991) determinó, utilizando el efecto Zeeman, una intensidad de $\sim 1 mG$ en el lóbulo norte y de $\sim 0.6 mG$ en la parte sur.

A.2.2. Superburbujas

Es bien conocido que los vientos estelares de las estrellas pertenecientes a asociados OB y las explosiones de supernovas pueden formar grandes estructuras de gas. Una vez más, se pueden utilizar diferentes métodos observacionales para inferir los campos magnéticos de estas estructuras. Por medio de la rotación de Faraday y el efecto Zeeman, Vallé (1993) obtiene la intensidad del campo de ocho superburbujas interestelares (≤ 1000 pc). Los

valores encontrados van desde $2.2 \mu G$ en la Gum Nebula, hasta $17 \mu G$ en el Arco de Cetus.

A.2.3. Centro Galáctico

Dentro de 500 pc del centro de la galaxia existe un volumen importante del espacio que tiene un campo magnético cuya intensidad es de $\sim 130 \mu G$ (Spergel & Blitz 1992). En tanto que a una distancia de 50 pc del centro galáctico se han detectado en radio grandes filamentos o arcos que son perpendiculares al plano del disco y tienen un campo magnético que es paralelo a los filamentos y con una intensidad del orden de $1 mG$ (Yusef-Zadeh et al. 1984; Tsuboi et al. 1995).

A.2.4. Galaxias Cercanas

Las galaxias externas nos proporcionan una visión global del campo magnético, cosa que no podemos tener con la Vía Láctea ya que estamos inmersos en ella. La orientación y regularidad del campo en el plano del cielo, así como la intensidad y regularidad de la componente del campo que va a lo largo de la visual pueden derivarse utilizando la polarización y la rotación de Faraday de la radiación que emiten las galaxias. Por ejemplo, en el caso de M31, un estudio de la polarización óptica de la luz de las estrellas de 18 cúmulos globulares demuestra que su campo magnético está alineado al plano del disco y que las líneas de campo siguen los brazos espirales (Martin & Shavl 1982). Otro ejemplo es el de la galaxia espiral M51, Neininger (1992) realizó mediciones de la polarización lineal de esta galaxia mostrando la estructura a gran escala de su campo magnético en el disco observándose que los vectores de campo magnético están bien alineados con los brazos espirales. Respecto a la intensidad del campo en otras galaxias externas, se han determinado con la emisión de radiación polarizada linealmente y se han determinado campos cuyas intensidades van de $4 \mu G$ en M33 (Buczilowski & Beck 1991) hasta de $19 \mu G$ en NGC2276 (Hummel & Beck 1995).

A.2.5. Disco y Halo de Galaxias Espirales

Generalmente en las galaxias espirales se pueden identificar dos componentes; el disco y el halo. Berkhuisen et al. (1997) realizaron un análisis de las estructuras regulares (ordenadas) de los campos magnéticos en el disco

y halo de la galaxia espiral M51 utilizando las observaciones de polarización en diferentes longitudes de onda, 2.8, 6.2, 18 y 20.5 cm. Ellos encuentran que el halo (suponiendo que tiene geometría esférica) tiene asociado un campo magnético con una extensión radial de 10 kpc, es axisimétrico y horizontal. Sus líneas de campo son espirales que apuntan hacia el centro y generalmente se oponen a las líneas del campo asociadas al disco. La intensidad promedio del campo tiene un valor aproximado de $3 \mu G$ en un intervalo radial de 3–6 kpc. Por otro lado, la estructura azimutal del campo magnético en el disco es muy complicada, no es axisimétrica ni bisimétrica sino que puede ser representada por una combinación de estas dos. Las líneas de campo de la componente ordenada también son espirales pero generalmente apuntan hacia afuera. La intensidad promedio que se obtiene está en el intervalo de 5–10 μG .

A.2.6. Medio Intercúmulo

Los cúmulos de galaxias son los objetos más grandes y masivos que existen en nuestro universo; pueden estar formados por galaxias espirales, elípticas o irregulares. Los cúmulos de galaxias son conocidos porque una fracción importante de su masa está en forma de gas que emite en rayos X en el intervalo de temperaturas de 10^{7-8} K. El cúmulo de Abell 754 fue observado con el Timing Explorer RXTE, que junto con datos en la longitud de onda del radio, permitió determinar que el límite inferior de la intensidad del campo magnético del medio intercúmulo es de $\sim 0.2 \mu G$ (Valinia et al. 1999), aproximadamente un orden de magnitud menos que el detectado en el medio interestelar de nuestra galaxia.

Apéndice B

La barra estelar en la Vía Láctea

Actualmente se sabe que aproximadamente el 43 % de las galaxias de disco en el universo cercano contienen barras estelares brillantes con diámetros aproximadamente de 0.3 veces el diámetro de la galaxia (Sheth et al. 2008), y que estas barras estelares giran como cuerpos rígidos (otro 27 por ciento tiene estructuras elongadas a un lado y otro del núcleo, pero no se pueden describir como barras estelares de manera indiscutible). Estas estructuras internas son los ejemplos más comunes de sistemas triaxiales y aunque las preguntas más importantes respecto a las barras estelares, tales como su origen, los parámetros físicos iniciales que determinan su dimensión, velocidad angular, tiempo de vida etc. no han sido respondidas todavía de manera satisfactoria, en los últimos años se ha avanzado en el entendimiento de las propiedades de las galaxias barradas. Esto resulta de observaciones con mejor resolución y en nuevas bandas del espectro de distribución de luz, la cinemática del gas y estrellas en sistemas barrados (Sancisi, Allen & Sullivan 1979; Kormendy 1983; Sheth et al. 2002).

A diferencia del bulbo, disco y halo galácticos, cuyos parámetros resultan muy difíciles de determinar debido a que el sistema solar se encuentra inmerso dentro de esta estructura, la barra tiene muchos más parámetros estimados. Se presentan a continuación algunos de los utilizados en el modelo de barra de Pichardo et al. (2004) que incluimos a su vez en nuestro modelo para este trabajo.

B.0.7. Orientación de la Barra

Las observaciones tanto en infrarrojo como en conteos estelares de la Vía Láctea, muestran diferencias sistemáticas significativas a $l > 0$ y $l < 0$ en la dirección del centro galáctico, lo cual se ha interpretado como la existencia de una estructura no axisimétrica en el centro galáctico con las características de barra estelares observadas en otras galaxias. Aunque en un modelo dinámico la orientación de la barra estelar carece de importancia, al recibir la luz de una galaxia de disco con barra estelar, es indispensable estimar de la mejor manera posible el ángulo de posición del eje mayor, la inclinación del plano de la galaxia con respecto al plano del cielo, su diámetro a lo largo del eje mayor, su diámetro a lo largo del eje menor y si es posible, determinar observacionalmente la cinemática (indicando la orientación del semieje mayor con velocidades corridas hacia el rojo con respecto a la velocidad sistémica de la galaxia).

De modelos de conteo de estrellas en la banda K en el infrarrojo a una longitud de onda de 2.2 \AA ($10^\circ > |b| > 2^\circ$, $|l| < 15^\circ$) se obtienen valores entre $\varphi_{bar} = 12^\circ \pm 6^\circ$ (Lopez-Corredoira et al. 2000) y $20^\circ - 30^\circ$ (Nikolaev y Weinberg 1997; Stanek et al. 1997). Los mejores ajustes a la estructura de barra en nuestra Vía Láctea utilizando los modelos de Bissantz y Gerard (2002) para los datos del COBE/DIRBE en la banda L da el intervalo $\varphi_{bar} = 20^\circ - 25^\circ$. Los modelos de dinámica de gases y análisis orbital (Binney et al. 1991) dan $15^\circ \leq \varphi_{bar} \leq 35^\circ$. Mientras que las observaciones de microlentes favorecen un valor aproximado $\varphi_{bar} \sim 15^\circ$ (Zhao y Mao 1996). De esta forma $\varphi_{bar} \sim 20^\circ$ puede ser considerado como un valor aceptable (Gerhard 2002).

B.0.8. Longitud de la barra estelar de la Vía Láctea

Para un ángulo de posición de la barra respecto a nuestra línea de visión $\varphi_{bar} \sim 20^\circ$, los modelos basados en mapas del cercano infrarrojo del COBE/DIRBE, estiman el mejor ajuste del final de la barra alrededor de $R_f = 3.1 - 3.5 \text{ kpc}$ (Freuderich 1998; Binney, Gerhard y Spergel 1997; Bissantz y Gerhard 2002). Datos del COBE/DIRBE junto con un modelo galáctico han sido utilizados para estimar el radio de corrotación, con el mejor ajuste en $R_{cr} = 3.4 \text{ kpc}$ (Bissantz et al. 2003). Estos resultados son también congruentes con las observaciones de estrellas OH/IR (Sevenster 1999) y variables IRAS (Nikolaev y Weinberg 1997).

B.0.9. Razones axiales de los tres ejes de la barra estelar

Los modelos paramétricos del COBE/DIRBE, proporcionan razones axiales de aproximadamente 10:3 - 4:3. Esto resulta consistente con los modelos no paramétricos de Bissantz y Gerhard (2002). Binney, Gerhard y Spergel (1997) encuentran razones de 10:6:4. Por último, los conteos de estrellas dan una razón de 10:4:3 (Stanek et al. 1997) y 10:5.4:3.3 (López-Corredoira et al. 2000).

Para el análisis hecho en este trabajo se tomaron las razones axiales de uno de los mejores ajustes observacionales para la barra de la galaxia, que es el obtenido por Freudenreich (1998), a saber, 10:3.8:2.6 acorde con los valores obtenidos en otros trabajos.

B.0.10. Ley de Densidad

La ley de densidad de las barras estelares puede ir en general desde incluir barras estelares con densidad de flujo (de luz) constante hasta barras estelares con densidad de flujo (de luz) decreciente (ajustado por una función exponencial) (Elmegreen y Elmegreen 1985). Sin embargo, las barras estelares con densidad de flujo de luz decreciente como una función exponencial han sido más citadas en la literatura (Lerner, Sundin y Thomasson 1999; Combes y Elmegreen 1993). En el caso de la barra estelar galáctica, el modelaje se ha hecho también con perfiles exponenciales (Alard 2001 y Freudenreich 1998).

En particular para la ley de densidad de los modelos de barra, el modelo a seguir es el de Freudenreich (1998), quien además de lograr ajustar bien los datos del COBE/DIRBE (observaciones a longitudes de onda de 1.25, 2.2, 3.5, 4.9 μm), hace una comparación entre tres modelos de densidad que incluyen el caso de caída exponencial. El modelo adoptado en este trabajo sigue una ley de densidad $\rho \propto \text{sech}^2(R_S)$ con R_S el radio efectivo propuesto en el modelo S de Freudenreich (1998) para la barra estelar galáctica y está dado por

$$R_S = \left\{ \left[\left(\frac{|x|}{a_x} \right)^{C_\perp} + \left(\frac{|y|}{a_y} \right)^{C_\perp} \right]^{C_\parallel/C_\perp} + \left(\frac{|z|}{a_z} \right)^{C_\parallel} \right\}^{1/C_\parallel} \quad (\text{B.1})$$

Con una distancia del sol al centro de la galaxia de 8.5 kpc, las longitudes de escala en las direcciones x, y, z de la estructura esferoidal de la barra estelar de la Vía Láctea (los semiejes mayor, medio y menor respectivamente) son $a_x = 1.7$ kpc, $a_y = 0.64$ kpc, $a_z = 0.44$ kpc, y los exponentes son $C_\parallel = 3.5$, $C_\perp = 1.57$. El límite efectivo de la barra estelar sobre el eje x tiene un semieje mayor $a_{Bar} = 3.13$ kpc lo que deja la distancia de escala $R_{end_S} = a_{Bar}/a_x = 1.841$. En $R_S \geq R_{end_S}$ la densidad incluye una función adicional exponencial del tipo gaussiano con una longitud de escala $h_{end} = 0.46$ kpc. Esta función adicional da como resultado una caída en la densidad con un escalón suave para la región exterior como puede apreciarse en la siguiente gráfica.

El primer modelo construido fue triaxial para el caso general de las barras estelares extragalácticas, construido con un elipsoide con una distribución similar de masa (Schmidt 1956) para obtener la ley de densidad observada en la galaxia: $\rho \propto sech^2(R_S)$. De la misma manera se construyó un segundo modelo con forma prolata, que corresponde de manera aproximada a la barra estelar galáctica y con la misma estratificación de densidad como en el modelo elipsoidal. En ambos modelos se tomo $C_\parallel = C_\perp = 2$ en la ecuación (B.1) e igual longitud de escala en las direcciones y y z en el caso prolato. El tercer modelo, construido para aproximar la distribución de masa tipo caja (boxy) del modelo S de Freudenreich (1998) es una superposición de cuatro elipsoides con la misma ley de densidad de los modelos elipsoidal y prolato.

B.0.11. Masa de la barra estelar en la Vía Láctea

La masa de la barra estelar es tal vez el parámetro galáctico mas difícil de determinar. Dwek et al. (1995), estiman fotométricamente usando observaciones del Telescopio Espacial Hubble, una masa para el bulbo-barra estelar galáctico de aproximadamente $1.3 \times 10^{10} M_\odot$. Matsumoto et al. (1982) y Kent (1992), estiman teóricamente con un modelo dinámico del bulbo como un esferoide oblató, una masa aproximada de $1 \times 10^{10} M_\odot$.

Zhao & Mao (1996), estiman a partir de ajustes a las observaciones de micro-lentes galácticos y modelos restringidos por observaciones del COBE/DIRBE,

una masa $> 2 \times 10^{10} M_{\odot}$ para su mejor modelo. Weiner y Sellwood (1999), presentan un modelo hidrodinámico (con una barra de Ferrers) que reproduce los diagramas $l - v$ de la galaxia y encuentran que solo una barra estelar masiva puede reproducir los enormes movimientos no circulares necesarios para poner al gas a las velocidades con valores diferentes de los esperados en el diagrama longitud velocidad para los diferentes cuadrantes observados. En su mejor modelo estiman que la masa de la barra estelar es de $9.8 \times 10^9 M_{\odot}$ y además estiman la masa del bulbo, que resulta de aproximadamente $5.4 \times 10^9 M_{\odot}$ (dentro de 1 kpc de radio donde se encuentra la mayor parte de la masa estelar).

B.0.12. Velocidad Angular de la barra de la Vía Láctea

La velocidad angular Ω_{bar} , es uno de los parámetros básicos de una galaxia de disco con barra estelar más importante y uno de los más difíciles de estimar observacionalmente directa ó indirectamente. Aunque diferentes trabajos reportan distintas velocidades angulares para la barra galáctica, en la última década el intervalo de velocidades posibles es $40 \leq \Omega_{bar} \leq 70 \text{ Km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Los métodos más importantes para la estimación de velocidades de las barras estelares son: Simulaciones hidrodinámicas (la técnica de hidrodinámica de partículas suavizadas, que en inglés se conoce por sus siglas SPH), el método de resonancias orbitales y el llamado método “directo”.

En el caso de las simulaciones hidrodinámicas se intenta reproducir los diagramas $l - v$ de la galaxia y estructuras tales como el brazo a 3 kpc para encontrar por ejemplo, la región de corrotación de la barra, donde la velocidad del gas en el sistema rotante de la barra estelar es cero, lo cual se usa para aproximar el valor de la velocidad angular. En las simulaciones de Englemaier y Gerhard (1999) y Fux (1999) se interpreta el brazo a 3 kpc como uno de los brazos laterales cercano a la barra, lo cual lo sitúa cerca de corrotación. Weiner y Sellwood (1999) utilizan una barra estelar de Ferrers e intentan con simulaciones hidrodinámicas reproducir las velocidades extremadamente altas en el centro galáctico buscando el mejor ajuste.

En el método de resonancias orbitales se busca relacionar observacionalmente las estructuras observadas en las imágenes de gas ionizado ó en imágenes con filtro ancho en los colores U (violeta), B (azul), R (rojo) e I (más rojo) en las galaxias tales como anillos circunnucleares determinando su diámetro, con la

curva de rotación angular Ω_{gas} con las curvas de $\Omega_{gas} - \kappa(r)/2$ y $\Omega_{gas} + \kappa(r)/2$ para encontrar el valor de Ω_{barra} (que es constante con la distancia desde el centro, suponiendo que rota rígidamente) para que al cruzarse con las curvas, se pueda localizar la distancia cerca de donde existen las Resonancias de Lindblad (Binney & Tremaine 1987; Dehnen 2000).

El llamado método “directo” (Tremaine y Weinberg 1984), es un método cinemático. La principal suposición de este modelo es que la densidad de luminosidad del trazador (estrellas, hidrógeno neutro etc.), obedece una ecuación de continuidad, esto es, la masa total del trazador se mantiene fija y su luminosidad por unidad de masa es constante. En su forma simple, el método requiere medir el brillo superficial y la velocidad radial a lo largo de varias líneas paralelas a la línea de nodos. Este método ha sido aplicado por Debatista, Gerhard y Sevenster (2002) a una muestra de trazadores (estrellas OR/IR) en la Vía Láctea. Para el modo empleado se tomó $\Omega_{bar} = 60 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (Bissantz, Englmaier, & Gerhard 2003). Para un resumen de los parámetros observacionales relevantes de la barra estelar en la Vía Láctea ver Gerhard (2002).

Apéndice C

Teoría utilizada por Martos y Cox (1998)

C.1. Choques, Saltos y Combinaciones

Un salto hidráulico (también llamado bore en inglés) es similar a una onda de choque ya que ambos fenómenos convierten energía cinética a otro tipo diferente de energía. Esta será energía térmica (acompañada de compresión del gas) en el caso del choque y energía potencial gravitacional y turbulencia para el caso de un salto hidráulico en un fluido incompresible. Por ejemplo, en un canal de agua con densidad ρ , la equivalencia de una onda de choque es un salto en la altura, escribiendo $h_2 = Yh_1$, con h_1 y h_2 la profundidad del agua antes y después del salto respectivamente, las ecuaciones de conservación de masa y momento a través de este, llevan a $v_2 = v_1/Y$ y $(\rho gh_1^2/2)(Y^2 - 1) = \rho v_1^2 h_1 (1 - 1/Y)$. Al igual que para el caso de choques, existen dos soluciones, una sin salto ($Y = 1$) y una con

$$Y(Y + 1) = 2v_1^2/(gh_1) \tag{C.1}$$

Mientras que los choques débiles equivalen a ondas de sonido con una velocidad s del orden de $\sim (p/\rho)^{1/2}$, la ecuación C.1 da una velocidad $v_{sw} = (gh_1)^{1/2}$ para ondas de gravedad en aguas poco profundas, con incrementos débiles ($Y \sim 1$) en la gravedad g para gravedad constante como en la tierra. En el caso galáctico, la gravedad normal al plano de simetría K_z , es lineal para $z \lesssim 200$ pc y después se vuelve aproximadamente constante. En los ríos las fuertes olas de marea o son paredes de agua detrás de las cuales el río fluye contra-

corriente. Estos procesos pueden ser vistos comúnmente en los fregaderos de las cocinas. En un gas compresible como el aire, los saltos hidráulicos son también posibles: la onda de cordillera conocida en inglés como sierra wave (Lighthill 1978) provee un ejemplo de salto hidráulico estacionario, una discontinuidad en la que el gas fluyendo a lo largo de la base pero perpendicular a la cordillera es repentinamente desacelerado. La analogía con la teoría de ondas de choque es preservada en el sentido de que el flujo pasa de supersónico a subsónico, las velocidades detrás y delante del salto son $v_1 > (gh_1)^{1/2}$ y $v_2 < (gh_2)^{1/2}$ respectivamente, y el flujo pasa de una altura h_1 a una más grande h_2 .

En un disco galáctico gaseoso, la escala de altura es determinada por la velocidad del sonido, produciendo una coincidencia muy cercana para las velocidades de aparición de saltos y choques y la necesidad de examinar una combinación de estos como función de z .

C.2. El problema físico

Un salto galáctico

En el disco galáctico las velocidades del sonido y de ondas gravitacionales pueden ser comparables en un gran intervalo de alturas sobre el plano medio, una situación muy diferente en comparación con los procesos de los ríos de la Tierra, donde s es mucho más grande que v_{sw} . Como se mencionó con anterioridad, cualquier transición significativa debería tener características tanto de salto como de choque.

Esta teoría se apoya en el trabajo de Boulares & Cox (1990) quienes exploraron las posibilidades para el equilibrio hidrostático del disco dentro de las constricciones dadas por las observaciones: las distribuciones en z de gas observado en la vecindad solar, la densidad media de rayos cósmicos, y las velocidades de rotación de fuentes extragalácticas. El resultado es que existe una solución hidrostática promedio que se ajusta a los datos observacionales. La presión en el plano medio resultó ser mayor que la calculada antes, con aproximadamente las mismas contribuciones de campo magnético, rayos cósmicos y términos turbulentos. La presión térmica total es relativamente pequeña a menos que sea dominada por gas muy caliente; esencial para la

estructura son los cambios en la escala de altura (del orden de 1 kpc) de los campos magnéticos, rayos cósmicos y la capa de HII a una temperatura de 10^4 K. Ya que la gravedad galáctica en la dirección z es una función creciente hasta 2 kpc, el peso de esta capa introduce un importante incremento a los valores de presión del plano medio encontrados en trabajos anteriores.

Otra consecuencia de su estudio es que la presión total debe caer con z más lentamente que la densidad. Entonces la velocidad del sonido efectiva s (incrementada por el campo magnético y los rayos cósmicos) crecerá abruptamente al mismo tiempo que decrece rápidamente la densidad del gas. del plano medio hasta unos pocos cientos de parsecs más arriba. A distancias grandes perpendiculares al plano galáctico la forma de $s(z)$ dependerá de la temperatura del halo así como de otros parámetros locales. El valor de v_{sw} , tan predecible como $g(z)$, crecerá de manera aproximadamente lineal desde cero en el plano medio.

Debido a que el trabajo realizado en esta tesis estamos considerando el efecto perturbativo de la barra galáctica estelar (hasta 2 kpc de escala en la dirección vertical) es válido proponer que la teoría de aguas poco profundas es aplicable al flujo en el disco galáctico para distancias perpendiculares al plano galáctico en el intervalo de 0 a unos pocos cientos de parsecs. Adoptamos $v_{gw} \sim [zg(z)]^{1/2}$ como un estimado de la velocidad de las ondas de gravedad. Si la velocidad v_{entry} del gas con respecto a la del brazo, para un cierto R , es comparable con $s(z)$ y con v_{gw} se podría esperar que: (1) Flujos supersónicos sean comunes cerca del plano medio galáctico y (2) un flujo balístico ($v_{entry} > v_{gw}$) podría ocurrir a mayores alturas. Tenemos entonces flujos que exceden la velocidad de la señal (ya sea la velocidad efectiva del sonido o la de ondas de gravedad) al interior de la capa del disco y como para el caso de choques, los efectos de la perturbación son propagados río abajo (en inglés downstream).

Una valoración más precisa de los parámetros de la transición requiere un modelo detallado para el disco, pero se pueden aplicar las condiciones del salto para el disco galáctico y estimar el rango de aumento en las densidades como una función de la compresibilidad del gas, notando que el índice politrópico efectivo γ (definido más adelante) será incrementado debido al campo magnético por una cantidad que depende de la geometría (ondas de compresión moviéndose a través de las líneas de campo tienen una $\gamma = 2$, por

ejemplo).

Las ecuaciones de masa y momento nos llevan a

$$(\sigma v)_1 = (\sigma v)_2 \quad (\text{C.2})$$

y

$$\phi_2 - \phi_1 = (\sigma v)(v_1 - v_2) \quad (\text{C.3})$$

donde $\sigma = \int_0^\infty \rho dz$, $\phi = \int_0^\infty pdz$, y $dp/dz = -\rho g$.

Con σ refiriéndose solo a la densidad superficial de un lado del plano galáctico ($z > 0$), se puede definir una altura de escala $h = \sigma/\rho(0)$. Suponiendo una gravedad lineal $g = g'z$ lo cual es una excelente aproximación para $z < 150$ pc, la presión en el plano medio es $p(0) = \int_0^\infty \rho g'z dz$. Introduciendo un factor de forma μ , esta puede ser escrita como $p(0) = \mu\rho(0)g'h^2$. Similarmente, $\phi = \int_0^\infty pdz = \beta\rho(0)g'h^3$, donde β es otro factor de forma. Para una distribución isotérmica por ejemplo, una función gaussiana normalizada $f(z)$, tal que $\rho(z) = \rho(0)f(z/h)$ llevará a $\beta = \mu = (2/\pi)^{1/2}$.

Definiendo $Y = \sigma_2/\sigma_1$ para el aumento de la densidad superficial, $X = \rho_2(0)/\rho_1(0)$ y $Z = h_2/h_1$ como los factores de aumento para la densidad y la escala de altura, tenemos $Y = XZ$. La ecuación para el momento toma entonces la forma

$$\frac{[(\beta_2/\beta_1)(Y^3/X^2) - 1]Y}{Y - 1} = \frac{v_1^2}{\beta_1 g' h_1^2} \quad (\text{C.4})$$

Para seguir avanzando debemos hacer más aproximaciones: la primera es suponer que las distribuciones de densidad de los dos lados tienen la misma forma (i.e. que son isomorfas) pero con diferentes escalas de altura es decir $\beta_2 = \beta_1$.

Finalmente, asumiendo un aumento politrópico en el plano medio tenemos que $p_2(0) = p_1(0)[\rho_2(0)/\rho_1(0)]^\gamma = p_1(0)X^\gamma$. Entonces, $p(0) = \mu\rho(0)g'h^2 = \mu\sigma g'h$, y $p_2(0)/p_1(0) = X^\gamma = YZ = Y^2/X$. Por lo que $X = Y^{2/(\gamma+1)}$.

Estas dos aproximaciones llevan a

$$\frac{[Y^\alpha - 1]Y}{Y - 1} = \frac{v_1^2}{\beta_1 g' h_1^2} \quad (\text{C.5})$$

donde $\alpha = (3\gamma - 1)/(\gamma + 1)$.

Hay algunos casos especiales de estas ecuaciones, como se puede observar a continuación:

1) *Un ejemplo rígido*, $\gamma = 3$. En este caso, $\alpha = 2$ y la ecuación para Y es idéntica en forma a la de saltos en fluidos incompresibles con gravedad constante, $[Y + 1]Y = 2[v_1/v_{gw}]^2$, donde la velocidad de ondas de gravedad es ahora $v_{gw} = [2\beta_1 g' h_1^2]^{1/2}$. En el caso galáctico, el aumento en la densidad columnar se da por aumentos pequeños e iguales en la compresión y altura de escala, esto es $X = Z = Y^{1/2}$.

2) *Un ejemplo altamente compresible*, $\gamma = 1$. En este caso tenemos que $\alpha = 1$ y $Y = (v_1^2)/(\beta_1 g' h_1^2)$. Con $p(0) = \mu\rho(0)g'h^2$, se tiene $Y = (v_1^2)/(\beta p(0)/[\mu\rho(0)])$. Pero para una estructura isotérmica, $\beta = \mu$ y la velocidad del sonido es $s = (p/\rho)^{1/2}$. Entonces $Y = (v_1^2)/(s^2)$, con $X = Y$ y $Z = 1$. En este caso la presión se incrementará tan rápido como la densidad lo haga y ningún incremento en el grosor de la capa de gas es requerido para la hidrostática. La transición será un choque isotérmico a todas las altitudes, el resultado obtenido por Soukup & Yuan (1981). El factor de compresión que es el cuadrado del número de Mach, válido para un campo magnético paralelo al flujo o una contribución despreciable de la presión magnética.

Este caso ejemplifica el comportamiento general: si existe un choque y en el gas post-choque la presión es mayor que la hidrostática, la capa de gas deberá expandirse y adquirir también las características de un salto hidráulico. Siempre que el medio interestelar como un todo sea más rígido que isotérmico, el salto llevará a un aumento o expansión de la escala de altura. Y, como en los saltos más conocidos que tienen lugar aquí en la Tierra, habrá movimientos verticales y circulares asociados a estos.

3) *Un ejemplo con dureza intermedia*, $\gamma = 2$. Se predice que las fuertes componentes de la presión interestelar en campos magnéticos y rayos cósmicos actuarán para hacer la γ efectiva significativamente más grande que 1.

Para un campo magnético transversal al movimiento del gas, éste es el caso que mejor describe el proceso estudiado en esta tesis. En este caso $\alpha = 5/3$ y la velocidad de ondas de gravedad es $v_{gw} = [(5/3)\beta_1 g' h_1^2]^{1/2}$. El aumento en la densidad y densidad columnar son respectivamente el cuadrado y el cubo de los aumentos en la altura. Se debería esperar que la estructura total fuera más del tipo de choque compresivo que de salto hidráulico.

C.3. Teoría de aguas poco profundas

Como se describió en la sección anterior, existe una notable analogía entre un flujo gaseoso y el flujo en un campo gravitatorio de un fluido incompresible con una superficie libre cuando la profundidad del fluido es pequeña (comparada con las dimensiones características del problema así como las dimensiones de las irregularidades en el fondo). En este caso, la componente vertical de la velocidad del fluido puede ser despreciada en comparación con la componente paralela a la superficie que puede ser considerada constante para cualquier profundidad. En esta aproximación hidráulica, el fluido puede ser considerado como un medio *bidimensional* caracterizado en cada punto por una velocidad v y una profundidad h .

Las ecuaciones que describen el comportamiento de un fluido de este tipo, que dependen de una sola coordenada x y del tiempo t son:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(vh)}{\partial x} = 0 \quad (\text{C.6})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -g \frac{\partial h}{\partial x} \quad (\text{C.7})$$

Las ondas de gravedad son en un sentido general, pequeñas perturbaciones del flujo que estamos considerando. Tales perturbaciones se propagan con una velocidad \sqrt{gh} relativa al fluido.

Esta velocidad toma el papel de la velocidad del sonido de la dinámica de gases. Podemos concluir que si el fluido se mueve con una velocidad $v < \sqrt{gh}$ (streaming flow), el efecto de las perturbaciones es propagado en ambas direcciones (upstream y downstream). Si el fluido se mueve con velocidad $v > \sqrt{gh}$ (shooting flow) el efecto de las perturbaciones se propagará solo en ciertas

regiones aguas abajo (downstream).

La presión P (medida desde la superficie donde su valor es el de la presión atmosférica) varía con la profundidad del fluido de acuerdo a la ley hidrostática $P = \rho g(h - z)$ siendo z la altura por encima del fondo. Si introducimos las cantidades

$$\bar{\rho} = \rho h \quad \bar{P} = \int_0^h P dz = \frac{1}{2} \rho g h^2 = \frac{g \bar{\rho}^2}{2\rho} \quad (\text{C.8})$$

Entonces las ecuaciones C.6 y C.7 se vuelven

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (v \bar{\rho})}{\partial x} = 0 \quad (\text{C.9})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} \quad (\text{C.10})$$

que son formalmente idénticas a las ecuaciones de flujo adiabático con $\gamma = 2$ (i.e. $\bar{P} \propto \bar{\rho}^2$) para un gas perfecto. Esto permite aplicar a la teoría de aguas poco profundas, todos los resultados de la dinámica de gases para fluidos sin ondas de choque. Si las ondas de choque están presentes, los resultados de la teoría de aguas poco profundas difiere de aquellos de la dinámica de gases perfectos.

Una onda de choque para un fluido viajando por un canal (llamado salto hidráulico) es una discontinuidad en la altura h del fluido, i.e. en la velocidad v de este. Las relaciones entre los valores de las cantidades a ambos lados de la discontinuidad pueden ser obtenidos de las condiciones de continuidad para los flujos de masa y momento. La densidad de flujo de masa (por unidad de anchura del canal) es $j = \rho v h$. La densidad de flujo de momento es obtenido integrando $P + \rho v^2$ en toda la profundidad del canal, y es

$$\int_0^h (P + \rho v^2) dz = \frac{1}{2} \rho g h^2 + \rho v^2 h \quad (\text{C.11})$$

Por tanto, las condiciones de continuidad dan las siguientes ecuaciones

$$v_1 h_1 = v_2 h_2 \quad (\text{C.12})$$

$$v_1^2 h_1 + \frac{1}{2} g h_1^2 = v_2^2 h_2 + \frac{1}{2} g h_2^2 \quad (\text{C.13})$$

De estas obtenemos las relaciones entre las cuatro cantidades v_1 , v_2 , h_1 y h_2 de las cuales dos pueden ser especificadas arbitrariamente. Expresando las velocidades v_1 y v_2 en términos de las alturas h_1 y h_2 obtenemos

$$v_1^2 = \frac{gh_2(h_1 + h_2)}{2h_1} \quad v_2^2 = \frac{gh_1(h_1 + h_2)}{2h_2} \quad (\text{C.14})$$

Los flujos de energía a ambos lados de la discontinuidad no son iguales y su diferencia es la cantidad de energía disipada en la discontinuidad por unidad de tiempo. La densidad de flujo de energía es

$$q = \int_0^h \left(\frac{P}{\rho} + \frac{1}{2}v^2 \right) \rho v \, dz = \frac{1}{2}j(gh + v^2) \quad (\text{C.15})$$

Usando las ecuaciones C.14, se encuentra que la diferencia esta dada por

$$q_1 - q_2 = \frac{gj(h_1^2 + h_2^2)(h_2 - h_1)}{4h_1h_2} \quad (\text{C.16})$$

El hecho de que la energía se disipe al moverse el fluido del lado 1 al lado 2 de la discontinuidad significa que $q_1 - q_2 > 0$ de lo que podemos concluir, con ayuda de la ecuación C.16 que

$$h_2 > h_1 \quad (\text{C.17})$$

i.e. el fluido se mueve de una altura menor a una mayor.

Otra forma en la que esto se puede ver es a partir de la segunda ley de la termodinámica y el hecho de que la entropía cumple la relación $S_2 > S_1$ a través de la discontinuidad. Lo cual implica que

$$\frac{1}{2}v_1^2 + gh_1 > \frac{1}{2}v_2^2 + gh_2 \quad (\text{C.18})$$

Con ayuda de la ecuación C.12 es fácil demostrar a partir de esta última ecuación que $v_1^2 - v_2^2 > 0$ por lo que llegamos al mismo resultado de la ecuación C.17.

Apéndice D

El Código ZEUS

ZEUS-3D (version 3.4.2) es un código magnetohidrodinámico tridimensional, desarrollado en el National Center for Supercomputing Applications (NCSA), en la Universidad de Illinois. Los autores del código son David Clarke, Michael Normann y Robert Fliedler.

El código está disponible a todo el público con fines académicos. Este código puede realizar simulaciones numéricas de problemas tridimensionales magnetohidrodinámicos no-relativistas para fluidos ideales (no viscosos, no resistivos). El código supone carga neutra todo el tiempo, suponiendo que el fluido está acoplado al campo magnético via colisiones, con una componente ionizada que nunca sufre una separación de cargas.

El sistema de ecuaciones diferenciales parciales acopladas, como función del tiempo y del espacio, que resuelve ZEUS-3D es el siguiente:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (\text{D.1})$$

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{S} \mathbf{v}) = \nabla \mathbf{p} - \rho \nabla \Phi + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (\text{D.2})$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot (e \mathbf{v}) = -\mathbf{p} \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (\text{D.3})$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{D.4})$$

donde

ρ = matriz de densidad

\mathbf{v} = campo del flujo de velocidades

$\mathbf{S} = \rho\mathbf{v}$ = campo vectorial de momento

p = presión térmica

Φ = potencial gravitacional

\mathbf{J} = densidad de corriente

\mathbf{B} = inducción magnética

e = densidad de energía interna (por unidad de volumen)

\mathbf{J} = densidad de corriente

\mathbf{B} = campo magnético

e = energía interna (por unidad de volumen)

Algunas de las principales características del código se enumeran a continuación:

1. Para resolver las ecuaciones MHD, el código utiliza el algoritmo de diferencias finitas explícito en el tiempo, en una malla euleriana.
2. Resuelve problemas en 1D, 2D y 3D, en coordenadas cartesianas, cilíndricas o esféricas.
3. Puede utilizarse para simulaciones en 1D o 2D con alguna de las coordenadas reducidas al eje de simetría.
4. Utiliza una malla alternada con los escalares (densidad y energía interna) centrados en cada zona y las componentes vectoriales (velocidad y campo magnético) centradas en las paredes de las zonas de la malla de cálculo.
5. Para el tratamiento de las ondas de choque utiliza la viscosidad artificial de Von-Neumann Richtmyer.
6. Maneja los siguientes tipos de condiciones a la frontera:
 - *Reflejantes o cerradas* Las componentes normales de la velocidad y el campo magnético son reflejadas en las fronteras. En tanto que, los valores de sus componentes tangenciales y de las variables físicas escalares se mantienen

continuos.

· *Periódicas* Todas las variables físicas, escalares y vectoriales, en la frontera tienen el mismo valor que las variables correspondientes que se encuentran en la frontera opuesta de la malla computacional.

· *Flujo entrante (inflow)* Todos los valores de las variables en la frontera donde se aplica esta condición, son iguales a un conjunto de valores predefinidos.

· *Flujo saliente o abierto (out flow)* Todos los valores de las variables físicas se mantienen con el valor que tenían en la frontera.

7. La evolución dinámica del flujo puede ser isotérmica o adiabática.

8. La presión térmica se considera isotrópica.

Bibliografía

- [1] Alfaro, E. J., Pérez, E., González D., Rosa M., Martos, M. A. & Franco, J., 2001, ApJ, 550, 253
- [2] Alard, C. 2001, A&A, 379, 44
- [3] Allen, C., & Santillán, A. 1991, RMxAA, 22, 255
- [4] Antoja T., Figueras F., Romero-Gómez M., Pichardo B., Valenzuela O., Moreno E., 2011, MNRAS, 418, 1423
- [5] Athanassoula, E., 2012 *Assembling the Puzzle of the Milky Way* EPJ Web of Conferences, Vol 19, id06004
- [6] Badhwar, G. D. & Stephens, S. A., 1977, 212, 497
- [7] Balbus, S. A. & Hawley, J. F., 1991, ApJ, 376, 214
- [8] Beck, R., Ehle, M., Shoutenkov, V. et al., 1999, *Nature*, 397, 324
- [9] Beck, R., Shoutenkov, V., Ehle, M. et al., 2002, A&A, 391, 83
- [10] Beck, R., 2008, *Proceedings of the 4th International Meeting on High Energy Gamma-Ray Astronomy* Vol. 1085, 83
- [11] Berkhuijsen, E. M., Horellou, C. et al., 1997, A&A, 318, 700
- [12] Beuermann, K., Kanbach, G. & Berkhuijsen, E. M., 1985, A&A 153, 17
- [13] Binney, James & Tremaine, Scott, 1987, *Galactic Dynamics*, 747 p.
- [14] Binney, J., Gerhard, O. E., Stark, A. A., Bally, J., & Uchida, K. I. 1991, MNRAS, 252, 210

-
- [15] Binney, J., Gerhard, O. E., & Spergel, D. N. 1997, MNRAS, 288, 365
- [16] Binney, James & Tremaine, Scott, 2008, Galactic Dynamics:Second Edition
- [17] Birk, G. T., Lesch, H. & Zimmer, F., 1998, PhST, 74, 89
- [18] Bissantz, N., Englmaier, P., & Gerhard, O. 2003, MNRAS, 340, 949
- [19] Bissantz, N., & Gerhard, O. 2002, MNRAS, 330, 591
- [20] Black, J. 1987, in *Proceedings Interstellar Processes Hollebach & Thronson eds.*, Reidel Publishing Co., p. 731 - 744
- [21] Bloemen, J. B. G. M., 1987, ApJ, 317, L15
- [22] Boley, A. C. & Durisen, R. H., 2006, ApJ, 641, 534
- [23] Boulares, A. & Cox, D. P., 1990, ApJ, 365, 544
- [24] Burn, B. J., 1996, MNRAS, 13, 67
- [25] Buczylowski, U. R. & Beck, 1991, A&A, 241, 47
- [26] Caswell, J. L. & Haynes, R. F., 1987, A&A, 171, 261
- [27] Chiba, M. & Lesch, H., A&A, 284, 731
- [28] Combes, F., & Elmegreen, B. G. 1993, A&A, 271, 391
- [29] Contopoulos, G., 1981, A&A, 102, 265
- [30] Crutcher, R. M., *Fragmentation of molecular clouds and star formation*, ed. E. Falgarone, Kluwer Acad. Publ. Dordrecht, Neth IAU Symp. 147, 61
- [31] Crutcher, R. M., Troland, T. H., Lazareff, B. & Kaz'es, I., 1996, ApJ, 456, 217
- [32] Crutcher, R. M., Roberts, D. A., Troland, T. H., & Goss, W. M., 1999, ApJ, 515, 275
- [33] Debattista, V. P., Gerhard, O., & Sevenster, M. N. 2002, MNRAS, 334, 355

-
- [34] Dehnen, W. 2000, *AJ*, 119, 800
- [35] Dwek, E., Arendt, R. G., Hauser, M. G., Kelsall, T., Lisse, C. M., Moseley, S. H., Silverberg, R. F., Sodroski, T. J., & Weiland, J. L. 1995, 445, 716
- [36] Elmegreen, B. G. & Elmegreen, D. M., 1985, *ApJ*, 288, 438
- [37] Englmaier, P., & Gerhard, O. 1999, *MNRAS*, 304, 512
- [38] Freudenreich, H. T. 1998, *ApJ*, 492, 495
- [39] Fromang, S. 2009, *ASP Conference Series*, Vol.406, p.9.
- [40] Fux, R. 1999, *A&A*, 345, 787
- [41] Gerhard, O. E. 2002, *ASP*, 273, 73
- [42] Ginzburg, V. L. & Syrovatskii, S. I., 1965, *Annu. Rev. Astronophys.*, 3, 297.
- [43] Gómez, Gilberto C. & Cox, Donald P., 2002, *ApJ*, 580, 235
- [44] Gómez, Gilberto C. & Cox, Donald P., 2004, *ApJ*, 615, 744
- [45] Gupta, A., Mathur, S., Krongold, Y., Nicastro, F. & Galeazzi, M., 2012, *ApJ*, 756, L8
- [46] Habing, H. J., Sevenster, M. N., Messineo, M., Van de Ven, G. & Kuijken, K., 2006, *A&A*, 458,151
- [47] Heiles, C., 1988, *ApJ*, 324, 321
- [48] Heiles, C., 1996a, *ApJ*, 462, 316
- [49] Heiles, C., 1996b, in *Polarimetry of the Interstellar medium*, ed. W. G. Roberge & D. C. B. Whittet, *PASP Conf Ser*, 97, 457
- [50] Hernández-Toledo, H. M., Zendejas-Domínguez, J. & Avila-Reese, V., 2007, *AJ*, 134, 2286
- [51] Hoyle, F. & Ellis, G. R. A., 1963, *AuJPh*, 16, 1
- [52] Hummel, E. & Beck, 1995, *A&A*, 303, 691

-
- [53] Kalberla, P. M. W. & Kerp, J., 1998, *A&A*, 339, 745
- [54] Kalberla, Peter M. W. & Kerp, Jürgen, 2009, *ARA&A*, 47, 27
- [55] Kent, S.M., 1992, *ApJ*, 387, 181
- [56] Kim, Jongsoo, Franco, José, Hong, S. S., Santillán, Alfredo & Martos, Marco A., 2000, 531, 873
- [57] Kormendy, J., 1983, *ApJ*, 275, 529
- [58] Kulesza-Zydzik, B., Kulpa-Dybe?, K., Otmianowska-Mazur, K., Soida, M. & Urbanik, M. , 2010, *A&A*, 522, A61
- [59] Kwee, K. K., Muller, C. A. et al. 1954, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 12, 211
- [60] Landau, L. D. & Lifshitz, E. M., 1985, *Fluid Dinamics* (Moscow: Pergamon)
- [61] Lerner, M. S., Sundin, M., & Thomasson, M. 1999, *A&A*, 344, 483
- [62] Lighthill, J., 1978, *Waves in Fluids* (Cambridge: Cambridge University Press), p. 468
- [63] López-Corredoira, M. et al. 2000, *MNRAS*, 313, 392
- [64] López-Corredoira, M., Cabrera-Lavers, A., Mahoney, T. J., Hammersley, P. L., Garzón, F. & González-Fernández, C., 2007, *AJ*, 133,154
- [65] Lynds, B. T., 1962, *ApJS*, 7,1
- [66] Martin, P. G. & Shawl, S. J., 1982, *ApJ*, 253, 86
- [67] Martos, M. A. 1993 PhD. Tesis, University of Wisconsin-Madison
- [68] Martos, M. A. & Cox, D. P. 1998, *ApJ*, 509, 703
- [69] Martos, M., Allen, C., Franco, J. & Kurtz, S., 1999, *ApJ*, 526, L89
- [70] Mathewson, D. S. & Ford, V. L. 1970, *Mem. Roy. Astron. Soc.* 74, 143

- [71] Matsumoto, T., Hayakawa, S., Koizumi, H., Murakami, H., Uyama, K., Yamagami, T., & Thomas, J.A., 1982, Proceedings of the Workshop *IN: The galactic center*, Pasadena, CA, p.48
- [72] Minchev, I. & Quillen, A. C., 2007, MNRAS, 337, 1163
- [73] Mishurov, Yu.N. 1991, Sov Astron 35, 33
- [74] Miyamoto, M. & Nagai, R., 1975, PASJ, 27, 533
- [75] Morgan, W.W., Sharpless, S., & Osterbrock, D. E., 1952, Astron J., 57, 3
- [76] Moss, D., Shukurov, A., Sokoloff, D., Beck, R. & Fletcher, A., 2001, A&A, 380, 55
- [77] Mouschovias, T. Ch., 1990, *Physical processes in fragmentation and star formation* Kluwer Acad. Publishers p.117-146
- [78] Neininger, N., 1992, A&A, 263, 30
- [79] Nikolaev, S., & Weinberg, M. D. 1997, ApJ, 487, 885
- [80] Oort, J. H., 1932, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 6, 349
- [81] Oort, J. H., Kerr, F. J., & Westerhout, G., 1958, MNRAS, 118, 379
- [82] Parker, E.N., 1966, ApJ, 145, 811
- [83] Peters, W. L., III, 1975, ApJ, 19, 617
- [84] Pichardo, B., Martos, M., & Moreno, E. 2004, ApJ, 609, 144
- [85] Rand, R. & Kulkarni, S., 1989, ApJ, 760, 343
- [86] Rand, R. & Lyne, A. G., 1994, MNRAS, 268, 497
- [87] Reynolds, R. J., 1989, ApJ, 345, 811
- [88] Roberts, W.W. & Yuan, C. 1970, ApJ, 161, 887
- [89] Roberts, W. W., Jr., Huntley, J. M., & van Albada, G. D. 1979, ApJ, 233, 67

-
- [90] Rougoor, G. W. & Oort, J. H., 1960, PNAS, 46, 1
- [91] Rougoor, G. W., 1964, BAN, 17, 381
- [92] Sancisi, R., Allen, R. J. & Sullivan, W. T. 1979, A & A, 78, 217
- [93] Santillán, A., Kim, Jongsoo, et al., 2000, ApJ, 545, 353
- [94] Scheffler, H. & Elsässer, H., 1988, Physics of the Galaxy and Interstellar Matter (Springer - Verlag), p. 285 - 297
- [95] Sevenster, M. N. 1999, MNRAS, 310, 629
- [96] Sheth, K., 2002, AJ, 124, 2581
- [97] Sheth, K. et al. 2008, ApJ, 675, 1141
- [98] Schmidt, M. 1956, B. A. N. 13, 15
- [99] Simard-Normandin, M. & Kronberg, P. P., 1980, ApJ, 242, 74
- [100] Soukup, J.E., & Yuan, C. 1981, ApJ, 246, 376 (SY)
- [101] Spergel, D. N. & Blitz, L. 1992, *Nature* 357, 665
- [102] Spolestra, T.A.T., 1984, A&A, 135, 238
- [103] Spitzer, L. 1968, Physical Processes in the Interstellar Medium (John Wiley & Sons), p. 133 - 143
- [104] Stanek, K. Z., et al. 1997, ApJ, 477, 163
- [105] Stone, James M. & Norman, Michael L., 1992, ApJS, 80, 753
- [106] Stone, James M. & Norman, Michael L., 1992, ApJS, 80, 791
- [107] Stone, James M., Mihalas, Dimitri & Norman, Michael L., 1992, ApJS, 80, 819
- [108] Tremaine, S., & Weinberg, M. D. 1984, ApJ, 282, 5
- [109] Troland, T. H. & Heiles, C., 1982, ApJ, 260, L19
- [110] Tsuboi, M., Kawabata, T. et al., 1995, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 47, 829

- [111] Tubbs, A.D. 1980,ApJ , 239, 892
- [112] Valinia, A., Henriksen, M. J. et al. 1999, ApJ, 515, 42
- [113] Valleé, J. P., 1993, ApJ, 419, 670
- [114] Verschuur, G. L., 1969, *Nature* 223,141
- [115] Weiner, B. J., & Sellwood, J. A. 1999, ApJ, 524, 112
- [116] Yáñez, M. A. 2005 PhD. Tesis, Instituto de Astronomía UNAM-CU
- [117] Yusef-Zadeh, F., Morris, M. & Chance, D., 1984, *Nature*, 310, 557
- [118] Zhao, H., & Mao, S. 1996, MNRAS, 283, 1197
- [119] Zweibel & Heiles C., 1997, *Nature*, 385, 131