

00386



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA
FACULTAD DE CIENCIAS
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

**HIDRODINÁMICA, Y
MAGNETOHIDRODINÁMICA
DE DISCOS GALÁCTICOS
GASEOSOS
EN RESPUESTA A LA ONDA DE
DENSIDAD ESPIRAL**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE

DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A

MIGUEL ANGEL YÁÑEZ MARTÍNEZ



DIRECTOR DE TESIS: DR. MARCO ANTONIO MARTOS NÚÑEZ DE
CÁCERES

M: 350795



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

A mis Padres

Agradecimientos

Quiero agradecer a las personas que de una u otra forma han contribuido a la realización del presente trabajo con el que cierro un ciclo de mi vida.

Al Dr. Marco Martos por haber dirigido esta tesis, por lidiar con mi difícil carácter y por haberme ayudado a conseguir un posdoc.

A mis sinodales los Drs. Alejandro Raga, Edmundo Moreno, Enrique Vázquez, Gilberto Gómez, Marco Martos, Margarita Rosado y Rosa Amelia González, por haber enriquecido este manuscrito con sus acertados comentarios y sugerencias. A todos ustedes, muchas gracias.

A mi familia por todo el apoyo que me brindaron, el cariño que me profesan me impulsa a salir adelante. Muchas gracias Papá, Mamá, Guillermo, Leti, Mari, Ricardo, Pamela, Ricardo y Ángel.

A Valeria Buenrostro. Por que siempre me has hecho sentir seguro y me has apoyado en momentos realmente difíciles en los que quería renunciar a esto. Gracias por que me alientas a siempre superarme. Por todo el cariño que me has dado, muchas gracias, Valeria... tú haces las cosas nuevas para mí.

Quiero agradecer de manera especial a Bárbara Pichardo cuyo trabajo de tesis doctoral dio paso al mío y también por ser una excelente amiga durante todo este tiempo. Mil gracias, Bárbara

A mis amigos, los voy a extrañar muchísimo, pero el tiempo que pasamos juntos siempre se quedará en mí. Arlene, Renato, Gabriel, Abril y Rosa. A mis "porros" con quienes disfruté tanto mi estancia en el Instituto, Alejandro, Erendira, Ignacio, Iliana, Isidro, Jorge, Mario, Sergio y Sinhué. Especialmente a ti, Araceli, porque todo lo nuestro fue muy hermoso.

A la UNAM en general, por la formación que he recibido de ella, y al Instituto de Astronomía en particular, por las facilidades prestadas para la realización de esta tesis. También agradezco a la DGEP y al CONACyT por el apoyo económico, sin el cual este trabajo no hubiera podido ser realizado.

Índice General

Agradecimientos	iii
1 Introducción	1
1.1 Estructura de la tesis	3
2 Equilibrio Hidrostático	7
2.1 El Equilibrio Hidrostático en Nuestra Galaxia	7
2.2 Modelos	9
2.2.1 Construcción de modelos	9
2.2.2 Resultados numéricos	11
2.2.3 Análisis de resultados	11
3 Brazos Espirales	19
3.1 Introducción	19
3.2 Teoría lineal	21
3.3 Choques Galácticos	25
3.4 Teoría MHD de propagación de ondas espirales	29
3.4.1 Análisis MHD de ondas de densidad espirales	29
4 La respuesta hidrodinámica a un potencial espiral	33
4.1 Simulaciones Numéricas del Flujo de Gas ante un Potencial Espiral Realista	33
4.1.1 El Potencial	33
4.2 La Construcción Numérica	37
4.2.1 Los parámetros de los experimentos numéricos	39
4.3 A Plausible Galactic Spiral Pattern and its Rotation Speed	39
4.3.1 Introduction	41
4.3.2 Orbital Self-Consistency Modeling, Inferring Ω_p	43
4.3.3 Calculating the Gaseous Response to the Best Fit Potential	44
4.3.4 Recent independent determinations of Ω_p	46
4.3.5 Discussion	47
5 Los efectos de la Ω_p y el campo magnético Galáctico	51
5.1 Introducción	51
5.2 Los parámetros de las simulaciones	51
5.3 La respuesta hidrodinámica: la influencia de Ω_p	52
5.4 Simulaciones MHD	59

5.5	Análisis y discusión de resultados	65
6	Respuesta del gas a variaciones de los parámetros estructurales	75
6.1	El efecto de variar el ángulo de avance	75
6.2	El efecto de cambiar la distancia de término de la espiral	78
6.3	El efecto de variar el parámetro M_B/M_D	80
6.4	Resumen y conclusiones	82
7	Conclusiones	85
7.1	Trabajo a futuro	90
A	El Código ZEUS	93
	Bibliografía	95

Índice de Figuras

2.1	Casos representativos de la serie de experimentos correspondientes a la Tabla2.1. Estos casos tienen una temperatura constante. En escala logarítmica se presentan los valores del campo magnético necesarios para un modelo en equilibrio contra el radio. Hemos superpuesto con rombos los valores de la intensidad del campo que queremos ajustar.	15
2.2	Casos representativos de la serie de experimentos correspondientes a la Tabla2.2. Estos casos tienen una ley de temperatura exponencial. En escala logarítmica se presentan los valores del campo magnético necesarios para un modelo en equilibrio contra el radio. Hemos superpuesto con rombos los valores de la intensidad del campo magnético que queremos ajustar. . .	16
2.3	Ley de campo obtenida para el equilibrio. Modelo 5 de la Tabla 2.2 . . .	17
3.1	Solución de choques estacionarios de gran escala. Obtenida y tomada de Roberts [79].	27
3.2	Variación de la densidad normalizada como función del ángulo fase η con una $a_0 = 8 \text{ km s}^{-1}$. La compresión secundaria surge debido a que la respuesta es afectada por la resonancia ultrarmónica $n^{-1} = -1/2$. Tomada de Shu, Milione & Roberts [85].	28
4.1	Campo de fuerzas producido por el patrón espiral impuesto. Los ejes han sido normalizados. La extensión física de la gráfica es de 30 kpc por lado. .	36
4.2	Simulación correspondiente al equilibrio radial del sistema en el sistema de referencia que rota con el patrón espiral. En grises están los isocontornos de densidad y el campo de velocidades está indicado por las flechas. El tamaño de la máxima flecha corresponde a una velocidad de 200 km s^{-1} . Las unidades de densidad son $\log M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$	40
4.3	Self-consistency analysis for $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. The proposed spiral locus is shown with open squares. A set of periodic orbits are traced with continuous lines, and the maxima in the response density are the filled (black) squares. The frame of reference is the rotating one where the spiral pattern is at rest.	48
4.4	Simulation with the ZEUS code of the gas response to a spiral pattern with $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, open squares, shown in the rotating frame of the spiral pattern after 2.55 Gyr of evolution. The arrows give the velocity field, their size being proportional to the speed, with the maximum speed shown being 212 km s^{-1} . Dense zones correspond to dark regions.	49

5.1	Caso correspondiente a $\Omega_p=10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 150 Maños.	53
5.2	Caso correspondiente a $\Omega_p=10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3100 Maños.	54
5.3	Caso correspondiente a $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 30 Maños. Superpuesto a esta Figura tenemos el lugar geométrico de la espiral impuesta, marcado con cuadrados.	55
5.4	Caso correspondiente a $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 150 Maños. Superpuesta a esta Figura tenemos las posiciones de las resonancias interna de Lindblad y la 4:1.	56
5.5	Caso correspondiente a $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3100 Maños. Superpuesto a esta Figura tenemos el lugar geométrico de la espiral, marcado con cuadrados.	57
5.6	Caso correspondiente a $\Omega_p=30 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 150 Maños.	58
5.7	Caso correspondiente a $\Omega_p=30 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3100 Maños.	59
5.8	Curva de rotación obtenida para nuestro mejor modelo. Se grafica la velocidad azimutal como función del radio para los ángulos 0, 45, 90 y 135°.	60
5.9	Caso correspondiente a $\Omega_p=10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y la intensidad y dirección del campo magnético con flechas. Tiempo de evolución= 150 Maños.	61
5.10	Caso correspondiente a $\Omega_p=10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y la intensidad y dirección del campo magnético con flechas. Tiempo de evolución= 2000 Maños.	62
5.11	Caso correspondiente a $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y la intensidad y dirección del campo magnético con flechas. Tiempo de evolución= 30 Maños.	63
5.12	Caso correspondiente a $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y la intensidad y dirección del campo magnético con flechas. Tiempo de evolución= 150 Maños.	64
5.13	Caso correspondiente a $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y la intensidad y dirección del campo magnético con flechas. En la posición de corrotación podemos notar el nacimiento de la inestabilidad que está marcado como una zona de baja densidad en corrotación. Tiempo de evolución= 1380 Maños.	65
5.14	Caso correspondiente a $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y la intensidad y dirección del campo magnético con flechas. Tiempo de evolución= 6000 Maños.	66

5.15	Curva de rotación obtenida para nuestro mejor modelo en el caso mhd. Se grafica la velocidad azimutal como función del radio para los ángulos 0, 45, 90 y 135°	67
5.16	Caso correspondiente a $\Omega_p=30 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y la intensidad y dirección del campo magnético con flechas. Tiempo de evolución= 3100 Maños.	68
5.17	Curvas de resonancias en el modelo Galáctico de Allen y Santillán. Las líneas horizontales denotan los valores de $\Omega_p=10, 15 \text{ y } 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$	69
5.18	Casos correspondientes a $\Omega_p=10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (izquierda) y $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (derecha). La densidad está indicada en una escala de grises y se grafica el campo de velocidades con flechas en el sistema de referencia inercial. Tiempo de evolución=120 Maños para ambos casos	70
5.19	Casos correspondientes a $\Omega_p=10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (izquierda) y $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (derecha). La densidad está indicada en una escala de grises y se superpone con flechas únicamente la componente radial del campo de velocidades. Tiempo de evolución=120 Maños para ambos casos	71
5.20	Parámetro de Toomre contra distancia Galactocéntrica (R) a los ángulos 0, 45, 90 y 135°. Gráfica elaborada para un tiempo de evolución de 1 Gaño.	72
5.21	Criterio de inestabilidad Kelvin-Helmholtz magnético, $M_s < 4$ para inestabilidad, contra la posición Galactocéntrica para los ángulos 0, 45, 90 y 135°. Tiempo de evolución de un Gaño.	73
6.1	Caso correspondiente a $i_p = 8^\circ$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3.1 Gaños.	76
6.2	Caso correspondiente a $i_p = 30^\circ$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3.1 Gaños.	77
6.3	Caso correspondiente a una distancia de término de la espiral impuesta de 11 kpc. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3.1 Gaños.	79
6.4	Caso correspondiente a una distancia de término de la espiral impuesta de 7 kpc. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3.1 Gaños.	80
6.5	Caso correspondiente a una razón de masa de brazo a disco $M_B/M_D=0.05$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3.1 Gaños.	81

Índice de Tablas

2.1	Tabla con los resultados de los experimentos numéricos para un disco de temperatura uniforme.	12
2.2	Tabla con los resultados de los experimentos numéricos para un disco de temperatura no-uniforme.	13
2.3	Tabla con los resultados de los experimentos numéricos para un disco de temperatura no-uniforme con un halo caliente.	14

Capítulo 1

Introducción

“It’s a dangerous business, Frodo, going out of your door. You step into the road, and if you don’t keep your feet, there is no knowing where you might be swept off to.”

“I will take the ring, though I do not know the way.”

J. R. R. Tolkien, The lord of the rings.

Un sistema estelar se define como un conjunto de estrellas gravitacionalmente ligadas. Un sistema estelar va desde un sistema binario hasta cúmulos de galaxias. Una galaxia es un sistema estelar que tiene entre 10^6 y 10^{12} miembros. Nuestra estrella, el Sol, está localizada en la Vía Láctea o la Galaxia. La Galaxia contiene alrededor de 10^{11} estrellas, las cuales tienen órbitas más o menos circulares. La mayor parte de las estrellas de la Galaxia están en una estructura aplanada, casi axisimétrica y con forma de disco, conocida como disco Galáctico. El plano medio de este disco es llamado el plano Galáctico. Nuestro Sol se encuentra a una distancia estimada del centro del plano de 8 ± 1 kpc. La velocidad de una estrella en una órbita circular en el plano Galáctico es, aproximadamente, de 220 km s^{-1} , excepto por las regiones centrales. El espesor del disco Galáctico es diferente para diferentes tipos de estrellas; así las estrellas de tipo O y B que son masivas y jóvenes están distribuidas con un espesor de 200 pc, mientras que estrellas de tipo G, como el Sol, ocupan un espesor de unos 700 pc. Se piensa que esta correlación surge debido a que los encuentros con los brazos espirales o nubes moleculares gradualmente incrementan la velocidad aleatoria de las estrellas del disco (Binney y Tremaine, 1994, Wielen, 1977).

La Galaxia contiene también una componente central llamada esferoide, que es una distribución esférica de estrellas que tienen una composición química y una cinemática distintas a las de las estrellas del disco, pues contienen menos elementos químicos pesados y exhiben mayores velocidades aleatorias. Otra componente es el halo estelar, compuesto de cúmulos globulares y estrellas de campo que tienen importantes componentes de velocidad en la dirección perpendicular al plano Galáctico. Se dice que un sistema estelar como éste, sin estrellas jóvenes, es de población II; mientras que un sistema estelar en donde hay estrellas jóvenes, generalmente encontradas en los discos de las galaxias espirales, acompañadas de polvo y gas, se denomina de población I.

La Galaxia contiene, también, una componente gaseosa con, aproximadamente, $10^{10} M_{\odot}$. La mayor parte es hidrógeno neutro, que tiene, en la vecindad solar, una densidad promedio de 1 cm^{-3} y una temperatura cinética de alrededor de 80°K . El hidrógeno neutro tiende a estar en regiones separadas o “nubes”. Otro constituyente del medio interestelar (MIE) es el polvo, que es una colección de pequeñas partículas sólidas o granos que absorben y dispersan la luz proveniente de las estrellas. La sección recta para este proceso incrementa al disminuir la longitud de onda de la luz incidente. De esta manera la luz de las estrellas es selectivamente disminuida y dispersada.

El hidrógeno molecular (H_2) es otro constituyente del medio interestelar y tiene una temperatura menor. Esta componente es importante porque es dentro de estas nubes de hidrógeno molecular que nacen las estrellas.

Cerca de estrellas de alta temperatura superficial existe hidrógeno ionizado, y tales regiones se denominan HII. También existe hidrógeno ionizado difuso, y aunque su densidad es muy baja en el plano, tiene una escala de altura de $\sim 1 \text{ kpc}$. A mayor altura sobre el plano, las parcelas de gas sienten mayor atracción del disco que las más cercanas a él. Luego la presión requerida para sostenerlas es de mayor magnitud, lo cual hace al medio interestelar más grueso y con mayor presión de la que se creía hasta descubrir esta componente.

Existe, también, en el MIE, un campo magnético de gran escala junto con una componente fluctuante, mayor en intensidad que el campo ordenado. Este campo magnético Galáctico produce un alineamiento de los granos de polvo y está atado a la componente neutra vía colisiones.

Atados al campo magnético de gran escala están los rayos cósmicos. Los rayos cósmicos son partículas de alta energía, en su mayor parte protones; le siguen en número las partículas alfa y núcleos de elementos más pesados. Las colisiones de tales partículas energéticas con el gas interestelar producen rayos gamma y cascadas de partículas en la zona de interacción.

Hasta este momento hemos presentado una imagen sobre simplificada de la Galaxia; un examen más detallado de la distribución de la componente gaseosa de nuestra Galaxia muestra que, aún a grandes escalas, el hidrógeno neutro no está distribuido uniformemente en azimut, que el disco Galáctico no tiene una escala de altura constante, sino que a grandes distancias del centro la escala de altura crece y el disco gaseoso muestra un alabeo. También se encontró que existen zonas donde el gas tiene una densidad significativamente más alta y debido a la distribución de estas zonas se pudo identificar la estructura espiral de nuestra Galaxia. Los brazos espirales, al producir zonas de mayor densidad, tanto en la capa gaseosa como en la estelar, producen perturbaciones en el potencial gravitacional, que a su vez se reflejan en movimientos no circulares de ambas componentes. Sin embargo, la evidencia de movimientos no circulares más fuertes proviene del centro de la Galaxia. La velocidad del gas muestra velocidades no circulares del orden de cientos de kilómetros por segundo. Tales anomalías en la velocidad fueron interpretadas, originalmente, como gas siendo expulsado de una manera muy violenta del centro Galáctico, pero, dado que observaciones de galaxias espirales muestran que, al menos un tercio son barradas, se puede concluir que los movimientos no circulares del centro de la Vía Láctea son inducidos por una barra y, por tanto, asociados a órbitas no circulares

en un fuerte campo gravitacional no axisimétrico.

Ahora bien, aún cuando existe un consenso sobre la naturaleza espiral de nuestra Galaxia, no lo hay sobre la forma detallada del patrón espiral. Por ejemplo, utilizando como trazadores de los brazos a las regiones HII, Georgelin & Georgelin (1976) [46] encuentran un patrón de cuatro brazos con un ángulo de avance de 12° , mientras que, utilizando observaciones en la banda K, Drimmel (2000) [31] ajusta un patrón de dos brazos, con un ángulo de avance de 15.5° , al patrón espiral de nuestra Galaxia. En el mismo artículo, sin embargo, Drimmel argumenta que, utilizando datos de emisión del polvo a $240\mu\text{m}$, el mejor ajuste resulta en un patrón de cuatro brazos con un ángulo de avance menor. La diferencia entre los ajustes de Drimmel radica en que el polvo está mezclado con el gas interestelar y por tanto se encuentra, al igual que el gas, mayormente aglutinado en los brazos espirales y puede delinear la distribución del material interestelar; la distribución estelar, por lo contrario, al estar compuesta mayormente por estrellas viejas, se delinea mejor en la banda K. En general, los artículos publicados al respecto del número de brazos de nuestra Galaxia y su ángulo de avance resultan en un patrón que va de 6 a dos brazos, con un ángulo de avance que varía de 6 a 20° (ver Valleé 2002) [92]. Los ajustes incluso cambian dependiendo de la interpretación que se les dé a los datos; por ejemplo, sobre la base de los mismos datos de Georgelin & Georgelin, Bash (1981) ajusta un patrón de dos brazos a la Galaxia. Esto ha conducido a que, en estudios más recientes, el potencial de la Galaxia se piense menos simplista. Basados en esta premisa, Lépine, Mishurov y Dedikov (2001) [58] propusieron que la Vía Láctea podría tener una superposición de estructuras de dos y cuatro brazos, con diferentes ángulos de avance. Drimmel (2000), a través de observaciones en la banda K y a $240\mu\text{m}$, propuso que una espiral logarítmica de dos brazos domina la estructura estelar no axisimétrica de la Galaxia (que es la que provee el potencial de la espiral), y que una estructura de cuatro brazos se desarrolla en el MIE como resultado a esta perturbación. Para entender estos resultados recordemos que la morfología óptica está generalmente delineada por las propiedades del medio interestelar; el campo gravitacional está dominado por estrellas relativamente viejas, mejor delineadas en la banda K. Ahora bien, desde el punto de vista observacional, se encuentra que en galaxias ricas en gas la morfología espiral en el infrarrojo puede ser distinta a la de imágenes ópticas (Bertin, 2000).

La conclusión de estos estudios observacionales indica que la respuesta del gas, ante la perturbación inducida por los brazos espirales, es muy complicada y no tiene que, necesariamente, seguir al patrón impuesto.

1.1 Estructura de la tesis

Para probar la hipótesis de que la respuesta gaseosa a un potencial espiral detallado es tal que el patrón espiral gaseoso resultante puede ser más complicado que el patrón impuesto, pero aún así depender de él y que coexistan, un patrón espiral de fondo que provea el potencial no axisimétrico y una respuesta más complicada, realizamos simulaciones numéricas utilizando un potencial espiral resultante de una distribución de masa impuesta. Este potencial es el de Pichardo et al. (2003) [74] y es un modelo autoconsistente en el sentido orbital. Nuestras simulaciones hidro y

magnetohidrodinámicas fueron realizadas con el código ZEUS-3D (Clarke, Norman y Fiedler, 1994) el cual está basado en el código bidimensional ZEUS-2D (Stone y Norman 1992 a,b).

En el capítulo dos de esta tesis comenzamos por realizar un análisis del equilibrio hidrostático en nuestra Galaxia, utilizando un modelo de potencial axisimétrico, el de Allen y Santillán (1991), que posteriormente utilizaremos para el potencial de fondo de nuestras simulaciones. El objetivo de este análisis de equilibrio hidrostático radica en obtener una ley de campo magnético, en el plano de la Galaxia, que satisfaga la condición de equilibrio hidrostático y sea consistente con los valores reportados por Beck (2001) para algunas posiciones galactocéntricas, además de ser consistente, de manera asintótica, con el valor del campo magnético extragaláctico local. Posteriormente utilizaremos dicha ley para las simulaciones magnetohidrodinámicas, en el plano.

En el capítulo tres se describe la teoría de ondas de densidad espirales, para mostrar cómo es el flujo de gas ante una perturbación espiral no-axisimétrica. Después abordamos la teoría de ondas de choque de gran escala en el MIE como respuesta necesaria a una perturbación espiral. También mostramos resultados no-lineales, producto de experimentos numéricos realizados por otras personas trabajando en el tema, no contemplados en la teoría de ondas de densidad espirales, con el objeto de mostrar que la respuesta del gas ante perturbaciones de la onda de densidad espiral, es muy complicada.

En el capítulo cuatro se detalla la forma en que se realizaron las simulaciones numéricas concernientes a la respuesta del gas ante la perturbación espiral, que el autor desarrolló. Primero describimos la forma en que construimos el disco en equilibrio radial, luego la forma de introducir la perturbación espiral en el sistema de referencia que corrotta con los brazos. Una vez hecho esto describimos los resultados numéricos obtenidos para la respuesta gaseosa al mejor modelo del potencial, en el sentido de autoconsistencia orbital, dado por Pichardo et al(2003), que también es nuestro mejor modelo. Este modelo se caracteriza por una velocidad angular del patrón impuesto de $20 \text{ kms}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, una distancia de término del patrón espiral de 12 kpc y un ángulo de avance de 15.5° . Tales simulaciones validan la hipótesis de que los discos estelar y gaseoso coexisten en un estado tal que el patrón impuesto puede tener dos brazos y la respuesta gaseosa a este potencial cuatro brazos. Para los experimentos magnetohidrodinámicos incluimos la ley del campo magnético obtenida en el capítulo dos. Todos los experimentos realizados en la sección de experimentos hidrodinámicos se repitieron con esta ley de campo con una geometría circular y el comportamiento hidrodinámico concerniente a la formación de la estructura de cuatro brazos de los brazos gaseosos se mantiene en presencia de este campo de gran escala. Nuevos resultados aparecen en este tipo de simulaciones, en la posición de corrotación, que sugieren una inestabilidad de origen magnético. Discutimos su origen y comportamiento al variar los parámetros.

En el capítulo quinto detallamos los resultados de los experimentos numéricos al explorar el espacio de parámetros estructurales libres. Nuestros modelos tienen como parámetros libres, el ángulo de avance de la espiral i_p , la razón de masa contenida en los brazos a la del disco M_B/M_D y la distancia de término de la espiral impuesta r_d . Tal exploración nos permitió concluir que la respuesta del gas ante la

perturbación espiral depende fuertemente de dos parámetros: la velocidad angular del patrón impuesto y el ángulo de avance. Además de mostrarnos que experimentos en donde aumentamos la fuerza relativa de la espiral al fondo axisimétrico, inducen distorsiones ovales de densidad en las regiones internas del disco gaseoso.

El capítulo séptimo está dedicado a recopilar los resultados de los capítulos anteriores así como proponer trabajo a futuro.

Capítulo 2

Equilibrio Hidrostático

2.1 El Equilibrio Hidrostático en Nuestra Galaxia

Numerosos fenómenos que ocurren en la Galaxia depositan su energía en el medio interestelar, perturbando la dinámica del gas (algunos ejemplos de estos fenómenos se pueden revisar en Martos, 2001 [60]); fenómenos de pequeña y gran escala lo perturban y hacen que el medio sea inestable localmente, pero, a gran escala, se espera que las distintas componentes del medio interestelar se encuentren, en un sentido de promedio temporal, en una configuración de equilibrio.

Para formarnos una idea sobre cómo debe ser esta configuración de equilibrio, debemos tomar en cuenta que las distintas componentes del medio interestelar están relacionadas entre sí: la distribución de masa Galáctica atrae al gas hacia el plano de la Galaxia; a su vez, el campo magnético está confinado a esta componente gaseosa a través de una componente ionizada, y los rayos cósmicos, siendo partículas con carga, siguen a las líneas de campo. Los rayos cósmicos, el campo magnético y el gas tienen asociada una presión y la suma de todas ellas nos da la presión total del medio interestelar; para que exista una situación de equilibrio, esta presión debe ser balanceada por el peso mismo de la columna de la mezcla de estas componentes. Sin embargo, debemos hacer notar que acabamos de describir una imagen sobre simplificada de la Galaxia, pues el acoplamiento de las componentes del medio interestelar se ve perturbado, en el plano de la Galaxia, por la rotación Galáctica, la propagación de ondas de densidad espirales en el medio interestelar, la presencia de la barra, etc. A grandes distancias verticales del plano Galáctico, existen otros fenómenos como la acreción de material extragaláctico y nubes de alta velocidad. Otro aspecto a tomar en cuenta es la presencia de un campo magnético de gran escala. La importancia de tal campo en las consideraciones de equilibrio fue ya enfatizada por Parker (1966) [69], pues al menos en la posición local la presión del campo magnético es comparable a la presión cinética y a la de rayos cósmicos. Es por ello que, al ponderar las condiciones de equilibrio en la Galaxia, se puede hablar de un equilibrio magnetohidrostático. Sin embargo, otra forma de ver este proceso plantea que la continua inyección de energía, por parte de las estrellas al medio interestelar, mantiene un régimen turbulento convectivo, en el cual la estructura vertical del disco es una consecuencia de la ebullición del gas y el movimiento inducido en el medio frío. Luego, el promedio temporal de la distribución instantánea

de gas es lo que se reporta como la distribución vertical (Vázquez-Semadeni, 2002). Nosotros nos apegamos a la primera forma de discutir el equilibrio hidrostático, pues el propósito del presente trabajo consiste en encontrar una ley de campo magnético de gran escala, que sea consistente con una configuración de equilibrio.

Ahora bien, desde el punto de vista matemático, si vamos a construir un sistema en equilibrio, necesitamos que el gradiente de presión, en la dirección vertical, se vea compensado por el peso de la columna de gas y campo magnético, para cada posición Galactocéntrica. Esto nos lleva a la condición de equilibrio hidrostático:

$$\frac{dP_{tot}(z)}{dz} = -\rho(z)g(z); \quad (2.1)$$

en donde P_{tot} se refiere a la suma de los diferentes tipos de presión y representa la presión total del sistema, suponiendo que las líneas de campo magnético son paralelas al plano de la Galaxia, ρ es la densidad del gas, g es la aceleración debida a la distribución de masa estelar y z es la coordenada vertical que nos da la distancia al plano Galáctico. La presión total se encuentra al integrar esta ecuación, de donde

$$P_{tot}(z_{max}) - P_{tot}(z) = - \int_z^{z_{max}} \rho(z)g(z)dz. \quad (2.2)$$

En un trabajo pionero, Parker (1966) [69] construyó modelos en equilibrio, en los que la altura de escala observada del gas, de acuerdo a las mediciones de su tiempo, la densidad de rayos cósmicos y la intensidad del campo magnético, en la vecindad solar, eran consistentes con la suposición de equilibrio hidrostático. Demostró que tal equilibrio se encuentra sujeto a una inestabilidad que ocurre si el disco tiene un soporte magnético importante y hoy en día esta inestabilidad lleva el nombre de inestabilidad de Parker. Tal inestabilidad ocurre al introducir una perturbación en el disco gaseoso, con una longitud de onda suficientemente grande. El gas comienza a resbalar por las líneas del campo deformado y su peso incrementa la amplitud de la deformación. De esta manera el gas se empieza a concentrar en los valles magnéticos producidos por las líneas deformadas del campo, lo comprime y lo arrastra. Al mismo tiempo se forman porciones elevadas del campo que, libres del peso del gas que ha resbalado, tienden a formar arcos magnéticos (ver Santillán, 1999).

El siguiente paso en este tipo de estudios fue hecho por Bloemen (1987) [19], quien introdujo información más confiable sobre $g(z)$ y sobre la distribución vertical de hidrógeno atómico y molecular en la posición local. Construyó de esta manera configuraciones de equilibrio estables, o sea, que ya no son afectadas por la inestabilidad de Parker. Necesita, sin embargo, incluir la existencia de un halo de gas caliente y predice su perfil de temperatura con la coordenada vertical, z . Este halo tiene una escala de altura de 5 kpc y a esa altura tiene una temperatura de 8×10^5 K.

El descubrimiento de una capa de hidrógeno ionizado difuso con una escala de altura de ~ 1 kpc (Reynolds, 1989 [78]) nos hizo ver que el medio interestelar es más grueso y tiene una presión mayor de la que se pensaba. Esto condujo a Boulares y Cox (1990) [20] a revisar el problema. Incluyendo esta componente de gas ionizado difuso e invocando la tensión magnética resultante del campo magnético no paralelo al plano de la Galaxia, para proveer soporte al gas, encontraron un estado de

equilibrio para la componente gaseosa sin necesidad del halo caliente de Bloemen; arguyeron, además, que la existencia de tal halo no está bien apoyada por las observaciones. Sus modelos favorecen una gravedad más baja que en modelos previos, lo cual implica una menor cantidad de materia oscura local de la supuesta. Los rasgos esenciales de sus modelos son que la distribución vertical de rayos cósmicos, campos magnéticos y una componente significativa de la masa interestelar tienen una escala de altura ≥ 1 kpc. Una de sus predicciones más importantes nos dice que, a grandes alturas sobre el plano, el campo magnético Galáctico debe tener una componente vertical significativa.

Sin embargo, en estos trabajos la consideración de equilibrio hidrostático se prueba sólo localmente, esto es, los valores de la densidad de masa y potencial son aquellos medidos para la posición solar, pero los modelos no toman en cuenta que tanto el potencial como la densidad de masa cambian en la dirección radial. Por esta razón Kalberla y Kerp (1998) [52] retoman el análisis en la forma realizada por Parker. Introduciendo información más confiable sobre la distribución radial de gas, obtenida de diferentes estudios y modificando el potencial de Kuijken y Gilmore (1989) [57] para ajustarlo a distintas posiciones galactocéntricas, construyen modelos en equilibrio hidrostático consistentes con sus observaciones.

Sin embargo, la forma de introducir la dependencia del potencial respecto a la coordenada radial es un poco artificial, dado que no tienen un modelo de distribución de masa y la dependencia del potencial con la dirección radial es *ad hoc*. Por esta razón se necesita revisar el problema tomando un modelo Galáctico que nos dé la fuerza que ejerce la distribución de masa en cada punto de la dirección vertical y radial, respetando las constricciones observacionales sobre la componente gaseosa. Esta es la motivación que nos condujo a abordar el problema desde esta perspectiva. En la siguiente sección describiremos la forma en que se llevó a cabo la construcción de modelos en equilibrio hidrostático bajo estas condiciones.

2.2 Modelos

2.2.1 Construcción de modelos

La idea principal para retomar el problema del equilibrio magnetohidrostático, en nuestra Galaxia, consiste en incluir un modelo de distribución de masa que nos proporcione la gravedad en función de la distancia galactocéntrica, r , y de la distancia respecto al plano de la Galaxia, z . Nosotros adoptamos el modelo de Allen y Santillán (1991) [1] para obtener estas expresiones para la gravedad. Este modelo de distribución de masa consiste en un bulbo y un disco aplanado, de la forma propuesta por Miyamoto y Nagai (1975) [65], además de un halo masivo de forma esférica. La razón por la cual escogimos este modelo de potencial radica en que las expresiones para el potencial y la fuerza son completamente analíticas en cada punto.

Para imponer la condición de equilibrio hidrostático utilizamos la ecuación 2.2. Ahora, como ya lo hemos mencionado, la presión total del sistema consiste en contribuciones de rayos cósmicos, campo magnético, y una presión asociada al gas. Debido a nuestro conocimiento limitado de la distribución radial de estas componentes, decidimos incluir las distintas contribuciones a la presión (i.e., térmica y

rayos cósmicos) a través de una “temperatura efectiva”, en una manera análoga a como lo hacen Martos y Cox (1998) [61]. Dado que las densidades promedio del medio interestelar son muy bajas, podemos considerar que éste se comporta como un gas ideal; de esta forma, la presión térmica se calcula utilizando la expresión $P = nkT$, y en nuestra simplificación los distintos tipos de presión se incluyen en esta expresión a través de la relación $P = nkT_{eff}$, en donde T_{eff} es la temperatura efectiva. Suponiendo además que las líneas de campo son paralelas al plano de la Galaxia, la ecuación de equilibrio hidrostático puede reescribirse como

$$P(r, z_{max}) - P(r, z) + \frac{B^2(r, z_{max})}{8\pi} - \frac{B^2(r, z)}{8\pi} = - \int_z^{z_{max}} \rho(r, z)g(r, z)dz. \quad (2.3)$$

Ahora podemos suponer que, a grandes distancias verticales, la presión es despreciable; asintóticamente se iguala a la presión del medio intergaláctico, la cual debe ser muy pequeña. Artificialmente pondremos esta cota, z_{max} , en $z = 10$ kpc; de esta forma y haciendo los cálculos para $z = 0$ kpc podemos obtener los valores de las variables en el plano, así que reescribimos la ecuación anterior como

$$P(r, z = 0) + \frac{B^2(r, z = 0)}{8\pi} = \int_0^{10} \rho(r, z)g(r, z)dz. \quad (2.4)$$

Debemos tomar en cuenta que el medio interestelar tiene varias componentes, pero, para nuestros propósitos, es más conveniente trabajar con un medio que se pueda tratar como un solo fluido. Para lograr esto supondremos que el MIE consiste en una mezcla de 90 % H y 10 % He, lo cual nos lleva a la relación $\rho = 1.27m_H n$, en donde m_H es la masa del átomo de hidrógeno, n es la densidad numérica y hemos incluido el peso molecular medio de la mezcla. En este trabajo haremos la suposición de que la distribución de densidad en la dirección vertical es la misma, independientemente de la posición radial, a falta de conocimiento observacional sobre la variación de $\rho(z)$ con r . La distribución de densidad en la dirección vertical local, por su parte, la tomamos de Boulares y Cox (1990) [20], con información más confiable sobre la capa de hidrógeno ionizado difuso o capa de Reynolds (1997) [77]. Para la componente radial de la densidad escogimos una ley exponencial con una escala que puede variar para distintos casos; de esta forma, la densidad se puede expresar como $\rho(r, z) = 1.27m_H n_o \exp(-r/r_d)n(z)$ (Sparke y Gallagher, 2000) en donde

$$\begin{aligned} n(z) = & 0.6 \exp \left[-\frac{z^2}{2(70pc)^2} \right] + 0.3 \exp \left[-\frac{z^2}{2(135pc)^2} \right] + 0.07 \exp \left[-\frac{z^2}{2(135pc)^2} \right] \\ & + 0.1 \exp \left[-\frac{z}{400pc} \right] + 0.025 \exp \left[-\frac{z}{900pc} \right] + 0.015 \exp \left[-\frac{z}{70pc} \right]. \end{aligned} \quad (2.5)$$

En esta ecuación, los términos, en forma secuencial, representan las contribuciones a la densidad vertical de hidrógeno molecular, hidrógeno neutro frío, nubes de hidrógeno neutro tibio, hidrógeno neutro tibio internubes, la capa de hidrógeno ionizado difuso y regiones de hidrógeno ionizado, en ese orden.

Otra restricción que consideramos es el valor del campo magnético en el plano de la Galaxia. Al respecto consideramos los valores del campo dados por Beck (2001) [8], quien sostiene que la intensidad promedio del campo magnético total es $B = 6\mu\text{G}$, localmente, y $10\mu\text{G}$ a una distancia galactocéntrica de 3 kpc. Los valores reportados en la Figura 1 del artículo de Beck se limitan a radios Galácticos < 20 kpc, sin embargo, para imponer un valor a la frontera de la intensidad del campo necesitamos una estimación del campo extragaláctico local, la cual tomamos de la referencia [2]. En este artículo se da un valor que es de aproximadamente $10^{-2}\mu\text{G}$. Como no existe un valor preciso del radio al cual termina la Galaxia, supondremos que este valor del campo extragaláctico local debe ser un valor asintótico del campo Galáctico. Tomaremos un radio de 100 kpc para este valor asintótico, pues el modelo de Allen y Santillán (1991), que usamos para la distribución de masa estelar, termina de forma artificial, el halo a esta distancia.

2.2.2 Resultados numéricos

Hasta este momento, dada la forma en que hemos construido los modelos, tenemos dos parámetros libres: el factor de escala de la densidad (r_d) y la T_{eff} . Ajustando estos parámetros y comparando con las restricciones observacionales para el campo magnético, se pueden discernir los mejores valores para r_d y T_{eff} . A continuación mostramos los resultados de explorar el espacio de parámetros.

La Tabla 2.1 se obtiene suponiendo que la temperatura efectiva es uniforme, esto es $T_{eff} = \text{cte}$. La notación "NAN" se utiliza para indicar posiciones en las cuales el valor cuadrático del campo magnético es negativo, lo cual indica que en esas regiones el medio está sobrepresurizado, esto es, la densidad de masa impuesta y la temperatura efectiva elegida son tales que, en esas regiones, la presión es mayor que el peso de la columna de gas, haciendo innecesario un campo magnético.

La Tabla 2.2 se obtiene suponiendo que la temperatura efectiva sigue una ley exponencial, tal que $T_{eff} = T_o \exp(-r/r_o)$; reportamos los valores de T_o , r_o y r_d .

Un punto para notar en esta etapa es el señalado en los artículos de Kalberla y Kerp (1998) [52] y Fletcher y Shukurov (2001) [43] sobre la hipotética existencia de un halo de material ionizado caliente con una escala de altura de 4.4 kpc. En el artículo de Boulares y Cox la tensión magnética originada por la componente vertical del campo magnético hace innecesaria la existencia de tal halo ionizado caliente, a diferencia del trabajo de Bloemen (1987) en donde esta componente es necesaria para construir modelos en equilibrio. Dado que el presente estudio es para comparar modelos, añadimos una sección que incluya esta componente, que a la densidad dada por Boulares & Cox, en z , ec.(2.5), sume una contribución de $0.0025 \exp(-r/4.4 \text{ kpc})$ (Kalberla y Kerp, 1998 y Fletcher y Shukurov, 2001). Los resultados de estos experimentos se muestran en la Tabla 2.3.

2.2.3 Análisis de resultados

Al examinar la tabla 2.1 podemos ver que un modelo que suponga una temperatura uniforme no es consistente con los datos de la magnitud del campo magnético reportados por Beck, ya que para R pequeñas predice un valor del campo muy al-

Tabla 2.1: Tabla con los resultados de los experimentos numéricos para un disco de temperatura uniforme.

	T_{eff}	r_d (kpc)	B_r (μ G)	3.	8.5	20	100 kpc
Caso 1	1.2e4	3	43.16	6.0	NAN	NAN	
Caso 2	1.2e4	4	34.32	6.0	NAN	NAN	
Caso 3	1.2e4	6	27.29	6.0	NAN	NAN	
Caso 4	1.2e4	10	22.72	6.0	NAN	NAN	
Caso 5	1.2e4	15	20.73	6.0	NAN	NAN	
Caso 6	8.e3	3	44.25	7.16	NAN	NAN	
Caso 7	8.e3	6	27.98	7.16	NAN	NAN	
Caso 8	8.e3	10	23.29	7.16	NAN	NAN	
Caso 9	8.e3	15	21.25	7.16	NAN	NAN	
Caso 10	1.e3	3	46.1	8.83	0.39	NAN	
Caso 11	1.e3	10	24.27	8.83	1.5	NAN	
Caso 12	1.e3	15	22.14	8.83	1.82	NAN	
Caso 13	46	3	46.35	9.0	.48	3.4e-9	
Caso 14	46	10	24.4	9.0	1.85	1.5e-4	
Caso 15	46	15	22.26	9.0	2.23	6.8e-4	

to, siempre. También observamos que para temperaturas esperadas del MIE (i.e. $\sim 1 \times 10^4$ K) asintóticamente se produce siempre una sobrepresión que hace innecesario un campo magnético, razón por la cual no se reporta un valor de B para $R > 15$ kpc. Las temperaturas para las cuales se elimina esta sobrepresión son demasiado bajas, pues como podemos ver, se necesitan valores de la temperatura efectiva del orden de 50 K para ello, además de que el valor asintótico del campo es demasiado bajo. En la Figura 2.1 observamos casos representativos de esta serie de experimentos y notamos que, en efecto, este tipo de modelos no reproduce, de manera adecuada, los datos reportados en la literatura. Por estas razones desechamos este tipo de modelos en consideraciones de equilibrio magnetohidrostático, bajo las suposiciones que ya hemos comentado.

Al examinar la Tabla 2.2 encontramos modelos que ya se acercan bastante a los valores del campo reportados. En especial los modelos que tienen una escala radial pequeña para la temperatura y grande para la densidad son muy buenos candidatos, en especial el Caso 5 con $T_o = 2.e5$, $r_o = 3$ kpc, y $r_d = 15$ kpc nos da un muy buen ajuste al campo reportado por Beck. Nos encontramos también con que los modelos que tienen una longitud de escala grande en la temperatura tienen regiones de sobrepresión, razón por la cual no hay un valor del campo magnético en ciertas regiones del disco. Estos modelos dan en general un buen ajuste, pero debido a estas regiones de sobrepresión debemos descartarlos por parecernos no-físicos. Sin embargo, en este punto tal vez valga la pena un poco de especulación. En el artículo de Fletcher y Shukurov (2001) [43], uno de sus modelos de equilibrio hidrostático tiene una sobrepresión notable en la región 1 – 6 kpc en la dirección vertical. Ellos arguyen que si este efecto fuese real, entonces contribuiría a impulsar una “fuen-

Tabla 2.2: Tabla con los resultados de los experimentos numéricos para un disco de temperatura no-uniforme.

	T_o, r_o	r_d (kpc)	B_r (μ G)	3.	8.5	20	100 kpc
Caso 1	2.e5, 3	3	19.81	6.0	.46	9.9e-7	
Caso2	2.e5, 3	4	15.76	6.0	.75	4.5e-5	
Caso 3	2.e5, 3	6	12.53	6.0	1.21	2.e-4	
Caso 4	2.e5, 3	10	10.43	6.0	1.77	4.3e-3	
Caso 5	2.e5, 3	15	9.52	6.0	2.15	2.e-2	
Caso 6	6.5e4, 5	3	36.	6.0	.37	1e-7	
Caso 7	6.5e4, 5	10	19.	6.0	1.43	4.3e-3	
Caso 8	6.5e4, 5	15	17.3	6.0	1.72	2.e-2	
Caso 9	3.e4, 9.2	3	40.4	6.0	NAN	9.9e-8	
Caso 10	3.e4, 9.2	10	21.27	6.0	NAN	4.3e-3	
Caso 11	3.e4, 9.2	15	19.4	6.0	NAN	1.97e-2	
Caso 12	2.8e3, 10	3	40.67	6.0	NAN	9.8e-8	
Caso 13	2.8e3, 10	5	28.18	6.0	NAN	4.4e-5	
Caso 14	2.8e3, 10	10	21.4	6.0	NAN	4.3e-3	
Caso 15	2.8e3, 10	15	19.53	6.0	NAN	2.e-2	
Caso 16	2.1e3, 15	3	41.7	6.0	NAN	6.5e-8	
Caso 17	2.1e3, 15	5	28.9	6.0	NAN	2.9e-5	
Caso 18	2.1e3, 15	10	21.94	6.0	NAN	2.8e-3	
Caso 19	2.1e3, 15	15	20.	6.0	NAN	1.23e-2	

te Galáctica". En nuestro caso la sobrepresión aparece en el plano, a distancias galactocéntricas grandes, a las cuales se observa un alabeo (warp)(Binney, 1992). Una de las soluciones posibles a nuestro problema de sobrepresión sería, precisamente, incrementar la escala de altura de la densidad en estas regiones; es decir, si nuestro problema de sobrepresión fuese físico, podría resolverse con un alabeo. En la Figura 2.2 podemos observar el comportamiento de modelos representativos de los diferentes casos. Podemos ver que ajustando adecuadamente los parámetros, se puede llegar a modelos que satisfagan por un lado el estado de equilibrio, y por el otro ajusten los valores reportados del campo.

El incorporar un halo gaseoso caliente no mejora las cosas, pues las mismas características de los modelos de la Tabla 2.2 se reproducen en la Tabla 2.3. La única diferencia es el incremento en la temperatura efectiva. Por esta razón, la familia de modelos propuestos no puede discernir entre la existencia o no existencia del halo gaseoso caliente.

Concluimos entonces que los modelos que tienen una distribución exponencial de la temperatura efectiva, con una longitud de escala pequeña y una distribución también exponencial de gas, con una longitud de escala grande, son los mejores candidatos. Esta distribución de temperatura efectiva puede entenderse por el incremento mismo de la temperatura del gas hacia el centro galáctico, así como por el aumento de otras contribuciones, como rayos cósmicos o turbulencia; diferentes

Tabla 2.3: Tabla con los resultados de los experimentos numéricos para un disco de temperatura no-uniforme con un halo caliente.

T_o, r_o	r_d (kpc)	B_r (μ G)	3.	8.5	20	100 kpc
3.7e5, 3	3	NAN	6.0	.63	1.6e-7	
3.7e5, 3	6	NAN	6.0	1.64	3.4e-4	
3.7e5, 3	10	NAN	6.0	2.4	7.1e-3	
3.7e5, 3	15	NAN	6.0	2.9	3.3e-2	
1.19e5, 5	3	34.3	6.0	0.5	1.6e-7	
1.19e5, 5	10	18.1	6.0	1.9	7.1e-3	
1.19e5, 5	15	16.5	6.0	2.3	3.3e-2	
3.8e4, 15	3	44.6	6.0	NAN	1.3e-7	
3.8e4, 15	5	30.9	6.0	NAN	5.7e-5	
3.8e4, 15	10	23.47	6.0	NAN	5.6e-3	
3.8e4, 15	15	21.42	6.0	NAN	2.6e-2	
2.8e3, 10	3	42.86	6.0	NAN	1.6e-7	
2.8e3, 10	5	29.7	6.0	NAN	7.3e-5	
2.8e3, 10	10	22.56	6.0	NAN	7e-3	
2.8e3, 10	15	20.59	6.0	NAN	3.2e-2	

contribuciones, por otro lado, no tienen por qué escalarse de la misma forma, así que podría suceder que una componente incrementara más rápido que las demás hacia el centro galáctico, razón por la cual la longitud de escala es tan pequeña.

A continuación damos la ley de campo total (aleatorio más la componente ordenada) necesaria para el equilibrio en nuestro mejor modelo, el modelo 5 de la Tabla 2.2. Decimos que es el mejor modelo, pues se ajusta a los valores que reporta Beck para el valor del campo magnético total y asintóticamente alcanza el valor que tomamos para el campo magnético extragaláctico local. El mejor ajuste lo obtenemos de una combinación lineal de secantes hiperbólicas, de la forma

$$B_{tot} = B_1 \operatorname{sech}^2(r/r_1) + B_2 \operatorname{sech}^2(r/r_2). \quad (2.6)$$

Aquí $B_1 > B_2$ y $r_1 < r_2$, con B_1, B_2 en μ G y r, r_1, r_2 en kpc. Cuantitativamente $B_1=8.4$, $B_2=1.35$, $r_1=11.5$ y $r_2=39$ y B_{tot} está expresada en microgauss. En la Figura 2.3 mostramos el comportamiento del campo magnético necesario para el equilibrio, en la dirección radial.

Sin embargo, en este punto, tenemos que hacer notar varios puntos débiles de nuestra argumentación. Primero, estos modelos de equilibrio fueron derivados bajo la suposición de que el campo magnético es paralelo, todo el tiempo, al plano de la Galaxia. Para z 's relativamente grandes, o sea $z > 1$ kpc, esta suposición no es estrictamente cierta; ver por ejemplo la discusión de Boulares y Cox (1990) [20]. Sin embargo, la mayor parte de los trabajos sobre equilibrio vertical la han tomado. Segundo, los resultados obtenidos son muy sensibles al modelo de distribución de masa utilizado. Si el modelo de Allen y Santillán, que es el que utilizamos, no reproduce

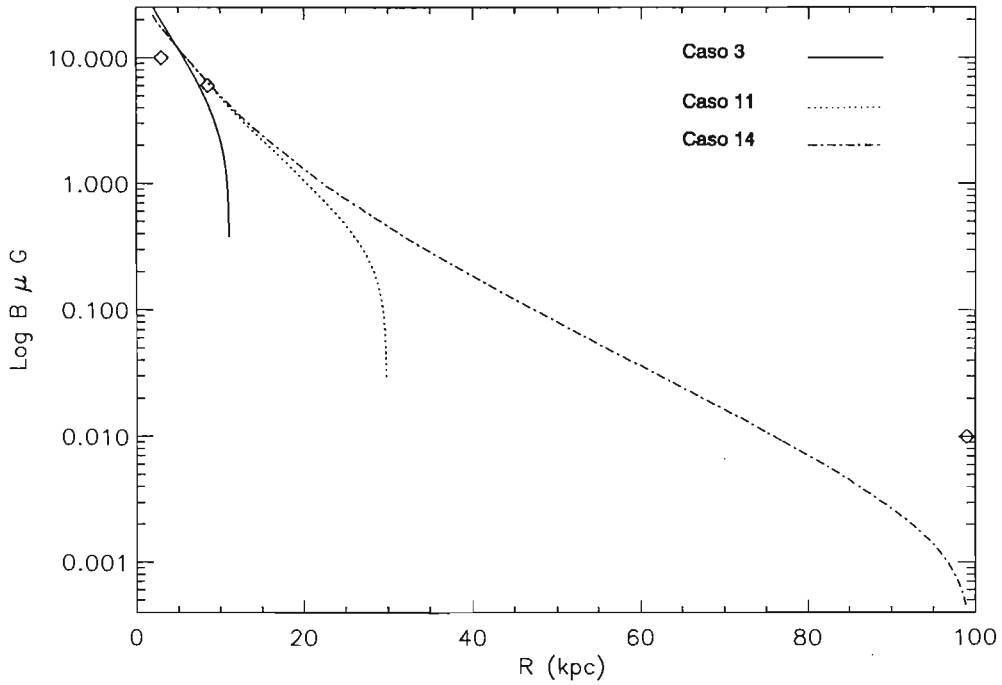


Figura 2.1: Casos representativos de la serie de experimentos correspondientes a la Tabla 2.1. Estos casos tienen una temperatura constante. En escala logarítmica se presentan los valores del campo magnético necesarios para un modelo en equilibrio contra el radio. Hemos superpuesto con rombos los valores de la intensidad del campo que queremos ajustar.

adecuadamente la gravedad a distintas posiciones galactocéntricas, entonces la ley de campo obtenida no tendría una realidad física asociada. En tercer lugar, tampoco hemos incluido en nuestro modelo de potencial las perturbaciones asociadas con los brazos espirales y la barra Galácticos. Estas componentes, aunque no perturban significativamente la gravedad, sí perturban la dinámica del gas afectando las distribuciones de densidad. Cuarto, tampoco hemos hecho una exploración completa del espacio de parámetros, pues únicamente hemos tratado dos familias de modelos. Sin embargo combinaciones lineales de exponenciales, en la temperatura efectiva, podrían reproducir los resultados descritos.

Por otro lado, hemos logrado alcanzar algunas conclusiones. Primera, que al incluir una gravedad que varíe con R y no sólo con z , un disco de temperatura uniforme no es consistente con la suposición de equilibrio hidrostático. Hemos encontrado también que es posible construir modelos que sean consistentes con la suposición de equilibrio magnetohidrostático y que respeten los valores del campo magnético reportados observacionalmente. En este tenor hemos encontrado que las distintas componentes del MIE deben variar con la distancia galactocéntrica, incrementando hacia el centro de la Galaxia; probablemente no escalen de la misma forma, pero no podemos suponer que estas componentes se mantienen constantes. Hemos visto, también, que la inclusión de un halo caliente con una escala de altura de 4.4 kpc

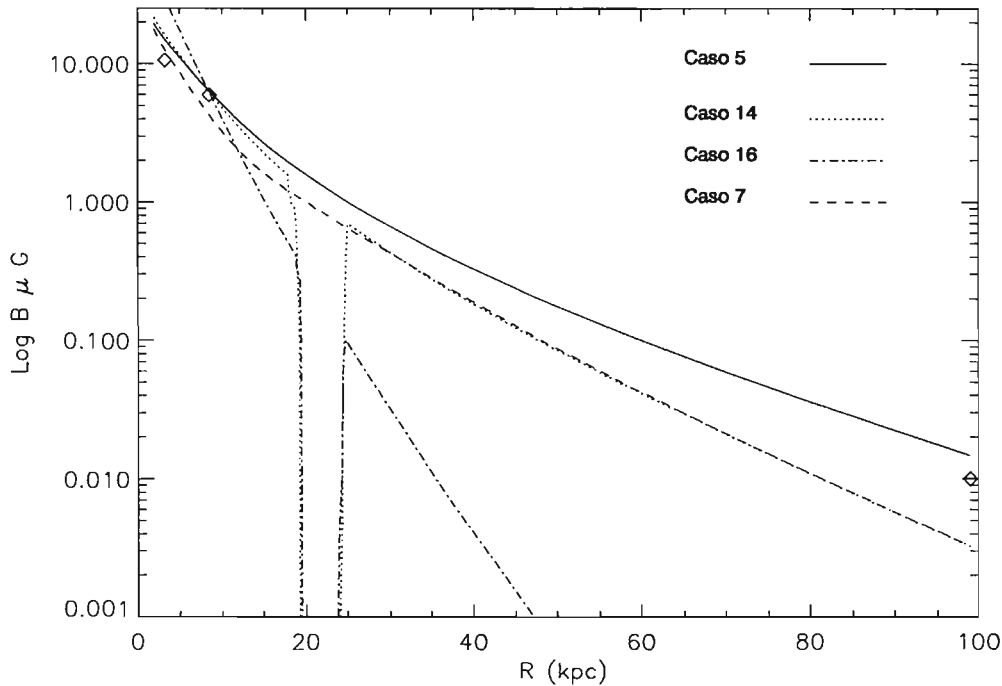


Figura 2.2: Casos representativos de la serie de experimentos correspondientes a la Tabla 2.2. Estos casos tienen una ley de temperatura exponencial. En escala logarítmica se presentan los valores del campo magnético necesarios para un modelo en equilibrio contra el radio. Hemos superpuesto con rombos los valores de la intensidad del campo magnético que queremos ajustar.

no altera los resultados y no es necesaria su existencia, *a priori*, para poder construir modelos en equilibrio hidrostático global. Asimismo, hemos construido una ley de campo magnético, restringida al plano de la Galaxia, que es consistente con los valores reportados observacionalmente, con el valor extragaláctico local y que es consistente con la condición de equilibrio. Es evidente que el avance hasta este punto es limitado, pero debemos tomar en cuenta que es la primera vez que se intenta construir modelos de equilibrio hidrostático con un modelo que nos da la aceleración de la gravedad vertical como función de R y z . La aproximación usual, como ya lo hemos mencionado, considera únicamente la gravedad local y valores locales de la densidad y campo magnético.

Una consideración importante, a tomar en cuenta, radica en que el estudio aquí mostrado se hizo para obtener una ley de campo magnético en el plano de la Galaxia, y se limita a una capa de gas en equilibrio con un campo gravitacional que varía en las direcciones vertical y radial. Por el contrario, el problema completo del equilibrio hidrostático en la Galaxia incorpora el movimiento del gas en la dirección azimutal. Para ello deben resolverse, simultáneamente, las ecuaciones de equilibrio en la dirección radial y en la dirección vertical. Solamente conocemos un trabajo que aborda el problema desde esta perspectiva y que incluye un potencial gravitacional que varía en ambas direcciones, radial y vertical. Este trabajo (Gómez

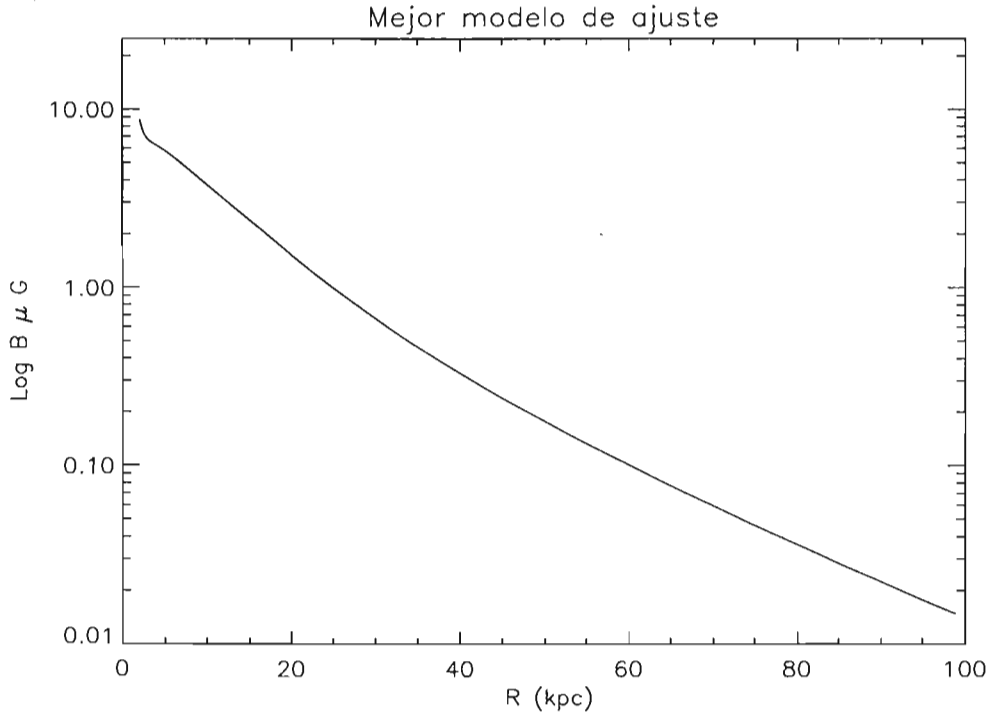


Figura 2.3: Ley de campo obtenida para el equilibrio. Modelo 5 de la Tabla 2.2

y Cox 2002) supone que la presión es función solamente de la densidad y concluye que la diferencia entre el cuadrado de la velocidad azimutal con el cuadrado de la velocidad de Alfvén es constante, para cada z . Sin embargo, debemos mencionar que la implementación de tal estado de equilibrio resultó ser muy inestable en sus simulaciones numéricas, pues las corridas que reportan no alcanzan grandes evoluciones temporales (del orden de 400 Myr) y presentan severos problemas de valores a la frontera, así como la necesidad de implementar algunos artefactos numéricos para poder mantener la corrida. Tal estudio debe tomarse con cuidado y analizarse; pero queremos recalcar que es el único estudio que conocemos que intenta resolver, simultáneamente, el equilibrio radial y vertical.

Capítulo 3

Brazos Espirales

3.1 Introducción

Las así llamadas galaxias espirales se componen de un disco aplanado con una concentración de brillo en su centro y de espirales con mayor luminosidad que el resto del disco; estos son los brazos espirales. Una espiral barrada contiene, interior a los brazos espirales, una distribución de masa en forma de barra. Rodeando a estos sistemas hay además un halo de materia oscura. De acuerdo a la combinación de tres criterios se hace una subdivisión de este tipo de galaxias. Este esquema fue introducido por Hubble y modificado posteriormente. Las galaxias espirales pueden separarse en dos grandes grupos: barradas (SB) y no barradas o normales (denotadas SA por de Vaucouleurs, y solamente con la letra S por otros investigadores, incluyendo a Hubble). Estos grupos se subdividen posteriormente de acuerdo a tres características; a saber: (a) la importancia relativa del bulbo central respecto al disco que lo contiene en la producción total de la luz de la galaxia; (b) el grado de enrollamiento de los brazos espirales (en este manuscrito utilizaremos el término “ángulo de avance” para referirnos al grado de enrollamiento de los brazos espirales) y (c) el grado al cual los brazos espirales pueden resolverse en estrellas y regiones H II. Los mayores subtipos se denotan por “a”, “b”, “c” y “d” (con un subtipo “m” en el esquema de de Vaucouleurs, y una clase especial “0” para galaxias lenticulares). Una galaxia espiral de tipo “a” tendrá un bulbo nuclear prominente, brazos espirales muy enrollados y poca condensación en estrellas o regiones HII. Desde el tipo “a” hasta el tipo “d” encontramos lo siguiente: (a) el bulbo nuclear se hace más pequeño en tamaño, relativo a los brazos espirales; (b) los brazos se vuelven más abiertos y estructurados; (c) la cantidad de gas contenido en la galaxia aumenta y (d) la concentración de los brazos y disco en estrellas y regiones HII incrementa. La secuencia espiral de índices, corre entonces como: SAa, SAb, SAc y SAd (o, para galaxias barradas, SBa, SBb, SBc y SBd). Tipos intermedios también son posibles, tales como SAc.

Con el conocimiento observacional de las primeras dos décadas del siglo pasado, se había llegado a la conclusión de que nuestra galaxia era un sistema estelar aplanado, esto es, tiene forma de disco, y una vez que Hubble en la década de los 30 estableció la naturaleza de las nebulosas espirales, se llegó a la conclusión de que la nuestra era una galaxia similar a las nebulosas espirales. Fue con el trabajo de Oort, Kerr

y Westerhout (1958) [68] en que la distribución de densidad del hidrógeno mostró la estructura espiral vista en otras galaxias. En trabajos posteriores se utilizó otro tipo de trazadores de los brazos, como son las regiones H II (Georgelin y Georgelin, 1976) [46], distribuciones de estrellas jóvenes, cúmulos abiertos y campos magnéticos de gran escala. Estos últimos están basados en que en otras galaxias los campos magnéticos delimitan a los brazos espirales (ópticos), luego la determinación de la dirección de las líneas magnéticas nos da una determinación de la localización de los brazos. Artículos de revisión sobre estos métodos (Elmegreen (1985) [36], Vallée (1995) [93] y Vallée (2002)) no son conclusivos en el sentido de que no existe un número establecido para los brazos de la Galaxia o para su ángulo de enrollamiento. En general resulta que si se utilizan trazadores de población estelar vieja, en la banda K, el mejor ajuste da como resultado un patrón de dos brazos con un ángulo de avance mayor que 15° , mientras que si se utilizan trazadores ópticos el mejor ajuste resulta en un patrón de cuatro brazos con ángulo de avance alrededor de 12° .

Ahora bien, los brazos espirales pueden clasificarse por su orientación relativa a la dirección de rotación de la galaxia que los contiene. Un "brazo retrógrado (trailing)" es aquel que apunta en dirección opuesta al sentido de rotación galáctica; se llama "brazo prógrado (leading)" al caso contrario. En general los brazos son retrógrados, y en nuestra Galaxia no son la excepción (Binney y Tremaine, 1994). Desde el punto de vista analítico también se necesita que las galaxias sean retrógradas, pues es un requerimiento para el transporte de momento angular (Goldreich y Lynden-Bell 1965).

Para explicar la estructura espiral de las galaxias de gran diseño, se han sugerido varias teorías. Actualmente, las que reciben más atención son tres. La teoría de las ondas de densidad espirales introduce la idea de que los brazos espirales son una zona de compresión del material estelar e interestelar. Esta zona de compresión continua existiendo mientras que la materia fluye a través de ella, y las estrellas que alguna vez pertenecieron al brazo espiral pronto pasan a formar parte del medio interbrazo. De esta manera el fenómeno de los brazos espirales se visualiza como una compresión o un fenómeno de una onda de densidad. Esta idea, junto con la hipótesis de que los patrones espirales son de larga duración (la hipótesis de la estructura espiral cuasi estacionaria), es lo que se denomina la hipótesis de Lin y Shu. Esta hipótesis ha sido el punto de partida para el desarrollo de la teoría de estructura espiral. La teoría modal supone que, al propagarse las perturbaciones en un disco axisimétrico, en una escala temporal pequeña el disco muestra una variabilidad muy rápida. El observar el disco a escalas de tiempo mayores, las perturbaciones ya habrán alcanzado a llegar a las fronteras del disco y las inhomogeneidades habrán dado lugar a patrones de onda estacionarios. Luego, se espera un comportamiento de gran escala del disco perteneciente a uno de sus modos de vibración. La estructura espiral es vista como una manifestación de un modo global del disco (Bertin y Lin 1996). El tercer acercamiento para explicar la estructura espiral es una extensión de la teoría de ondas de densidad espirales aplicada a espirales abiertas. En una serie de artículos, el grupo de Contopoulos y Grosbøl (1986, 1988) desarrolló una serie de modelos autoconsistentes que terminan la espiral en la resonancia 4:1. Al aplicar estos modelos a una muestra de galaxias (Patsis, Contopoulos y Grosbøl 1991), encuentran que en efecto, pueden explicar rasgos interbrazo únicamente en el

caso en que terminan la espiral estelar en la resonancia 4:1.

En la siguiente sección nos abocaremos al estudio de las ondas de densidad espirales. El estudio de la propagación de ondas en discos con rotación diferencial es llamado la teoría de ondas de densidad. En la siguiente sección revisaremos la teoría lineal sobre la respuesta del gas ante estas ondas de densidad espirales.

3.2 Teoría lineal

El tema tratado en esta sección puede revisarse, en una forma más amplia, en el compendio "Lectures Notes in Physics: Lectures on Density Wave Theory" (Rohlfis, 1977). Por simplicidad se aproxima al disco Galáctico como un disco infinitesimalmente delgado. La densidad de masa en el disco es σ . Comenzamos por utilizar las ecuaciones de la hidrodinámica en coordenadas cilíndricas, z, r, θ . Considerando las derivadas de los vectores unitarios la ecuación de momento se puede escribir como

$$\sigma \left(\frac{\partial w_r}{\partial t} + w_r \frac{\partial w_r}{\partial r} + w_\theta \frac{\partial w_r}{r \partial \theta} - \frac{w_\theta^2}{r} \right) = -\frac{\partial P}{\partial r} - \sigma \frac{\partial \Psi_T}{\partial r}, \quad (3.1)$$

$$\sigma \left(\frac{\partial w_\theta}{\partial t} + w_r \frac{\partial w_\theta}{\partial r} + w_\theta \frac{\partial w_\theta}{r \partial \theta} + \frac{w_\theta w_r}{r} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} - \frac{\sigma}{r} \frac{\partial \Psi_T}{\partial \theta}; \quad (3.2)$$

en donde w_r es la componente de la velocidad en la dirección radial, w_θ es la componente de la velocidad en la dirección azimutal, r la coordenada radial, P la presión y Ψ_T el potencial total del sistema. La ecuación de continuidad se escribe como

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(r\sigma w_r)}{\partial r} + \frac{\partial(\sigma w_\theta)}{\partial \theta} \right) = 0; \quad (3.3)$$

una suposición adicional es considerar a la densidad como axisimétrica, o sea $\sigma = \sigma(r)$. Ahora se considera el término de presión como $P = a_o^2 \sigma$, donde a_o es la velocidad del sonido del medio. Para investigar el comportamiento del sistema ante perturbaciones de amplitud infinitesimal introducimos en estas ecuaciones las cantidades de perturbación σ_1 , v_r y v_θ , las cuales cumplen con que $|\sigma_1/\sigma| \ll 1$, $|v_r/w_r| \ll 1$ y $|v_\theta/w_\theta| \ll 1$. Después de introducir estos términos en las ecuaciones 3.1, 3.2 y 3.3 linealizamos, esto es, nos quedamos solamente con términos de primer orden. Las ecuaciones de perturbación así obtenidas son

$$\frac{\partial \sigma_1}{\partial t} + \Omega \frac{\partial \sigma_1}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(r\sigma v_r)}{\partial r} + \frac{\partial(\sigma v_\theta)}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + \Omega \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - 2\Omega v_\theta = -\frac{a_o^2}{\sigma} \frac{\partial \sigma_1}{\partial r} - \frac{\partial \Psi_1}{\partial r} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + \Omega \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{k^2}{2\Omega} v_r = -\frac{1}{r} \left(\frac{a_0^2}{\sigma} \frac{\partial \sigma_1}{\partial \theta} + \frac{\partial \Psi_1}{\partial \theta} \right); \quad (3.6)$$

en donde $\kappa^2 = (2\Omega^2)(1 + \frac{r}{2\Omega} \frac{d\Omega}{dr})$ es la frecuencia epicíclica y hemos supuesto que el potencial total puede considerarse como compuesto de la suma de un potencial Galáctico promedio y un término de perturbación asociado con la espiral, Ψ_1 . Aun cuando el sistema de ecuaciones 3.4, 3.5 y 3.6 es más simple que el sistema original, no se conoce una solución exacta, así que debe hacerse una suposición adicional. Utilizamos pues la aproximación de una espiral apretada. Consideremos el potencial de la forma

$$\Psi_T = \Psi_0(r) + A(r) \exp i(\omega t - m\theta + \phi(r)) \quad (3.7)$$

en donde Ψ_0 representa al término axisimétrico del potencial y $|A| \ll |\Psi_0|$. La aproximación de la espiral apretada nos dice que el cambio de una cantidad arbitraria en la dirección azimutal es mucho menor que el cambio en la dirección radial. Si ambas derivadas aparecen en una combinación lineal se puede, por tanto, despreciar la derivada azimutal comparada con la derivada en la dirección radial. Como tenemos un sistema de ecuaciones diferenciales parciales homogéneo, el principio de superposición se aplica y se puede hacer un análisis de modos normales, esto es, se supone que una perturbación arbitraria es una superposición de varios modos de la forma

$$q = \text{Re}[\hat{q}(r) \exp i(\omega t - m\theta + \phi(r))], \quad (3.8)$$

en donde q puede ser cualquiera de las cantidades σ , v_r , v_θ .

Introduciendo estas aproximaciones en las ecuaciones 3.4, 3.5, 3.6 se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones lineales para las funciones de amplitud definidas en 3.8:

$$\begin{vmatrix} \nu & \frac{k\sigma}{\kappa} & 0 \\ 0 & i \left(1 - \frac{k^2 a_0^2}{\kappa^2 \nu} \right) & -\frac{2\Omega}{\kappa} \\ 0 & \frac{\kappa}{2\Omega} & i\nu \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \hat{\sigma} \\ \hat{v}_r \\ \hat{v}_\theta \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ i k A \\ 0 \end{vmatrix}, \quad (3.9)$$

en donde hemos usado la notación $k = \frac{d\phi(r)}{dr}$ y $\nu = \frac{1}{\kappa}(\omega - m\Omega) = \frac{m}{\kappa}(\Omega_p - \Omega)$. Ω es la velocidad angular asociada al movimiento circular en la componente axisimétrica del potencial y Ω_p es la velocidad angular del patrón espiral. Luego ν es la frecuencia con la cual una partícula, que rota a la velocidad angular circular ve pasar a la perturbación espiral, expresada en unidades de la frecuencia epicíclica. La solución a este sistema de ecuaciones es

$$\frac{\hat{\sigma}_1}{\sigma} = -\frac{k^2 A}{\kappa^2} \frac{1}{1 - \nu^2 + \nu} \quad (3.10)$$

$$\hat{v}_r = \frac{kA}{\kappa} \frac{\nu}{1 - \nu^2 + x} \quad (3.11)$$

$$\hat{v}_\theta = \frac{ikA}{2\Omega} \frac{1}{1 - \nu^2 + x}, \quad (3.12)$$

en donde $x = \frac{k^2 a_0^2}{\kappa^2}$ es el parámetro de estabilidad de Toomre. El factor $i = \sqrt{-1}$ indica que la variación de v_θ está 90° fuera de fase con la variación de σ y v_r [81].

Ahora, el potencial gravitacional correspondiente al término de perturbación puede aproximarse por la siguiente relación

$$\Psi_1 = A(r) \cos[2(\Omega_p - \Omega(r))t + \phi(r)], \quad \text{donde} \quad \phi = \frac{2 \ln(r/r_0)}{\tan i_p} + 2\theta, \quad (3.13)$$

para un potencial espiral logarítmico de dos brazos. Al sustituir en las ecuaciones 3.10, 3.11, 3.12 encontramos la densidad y el campo de velocidades de las ondas de densidad espirales

$$\sigma_1 = -\frac{k^2 A \sigma \cos[2(\Omega_p - \Omega)t + \phi]}{\kappa^2 - 4(\Omega_p - \Omega)^2 + k^2 a_0^2}, \quad (3.14)$$

$$v_r = \frac{2kA(\Omega - \Omega_p) \cos[2(\Omega_p - \Omega)t + \phi]}{\kappa^2 - 4(\Omega_p - \Omega)^2 + k^2 a_0^2}, \quad (3.15)$$

$$v_\theta = \frac{kA\kappa^2 \sin[2(\Omega_p - \Omega)t + \phi]}{2\Omega[\kappa^2 - 4(\Omega_p - \Omega)^2 + k^2 a_0^2]} \quad (3.16)$$

En el centro geométrico del brazo, el potencial debe tener un mínimo local. De acuerdo a la ecuación 3.13 esto sucede si $2(\Omega_p - \Omega)t + \phi = \pi$, con este valor la densidad es máxima y v_r es negativa dentro de corrotación, así que el movimiento es hacia dentro y $v_\theta = 0$. En la región que hay entre un brazo y otro $2(\Omega_p - \Omega)t + \phi = 0$ (pues el potencial debe tener un máximo ahí) y la densidad es mínima, $v_r > 0$ dentro de corrotación, así que el movimiento es hacia afuera y $v_\theta = 0$. Luego el movimiento tangencial se desacelera conforme se acerca a un brazo del lado cóncavo dentro de corrotación y acelera del otro lado conforme deja el brazo. La respuesta en la densidad a un potencial espiral está en fase con el potencial; el máximo de densidad ocurre en el mínimo de potencial. Luego la densidad puede producir el potencial espiral y responder a él (Elmegreen, 1992). Claro que hasta este punto hemos descrito la respuesta del gas ante la perturbación espiral en el régimen lineal, pero estos resultados cambian al permitir al gas chocar.

La amplitud de la respuesta de σ_1 , v_r y v_θ a la perturbación del potencial varía con la frecuencia ν , pues de las ecuaciones 3.10, 3.11 y 3.12 podemos ver que hay

resonancias en donde $\nu^2 = 1 + x$, esto es, la amplitud de la respuesta crece más allá de todos los límites. Las posiciones donde esto sucede son llamadas las resonancias de Lindblad. Allí $\nu = \frac{m}{\kappa}(\Omega_p - \Omega) = \sqrt{1 + x}$, si $x \ll 1$ (lo cual implica un número de Toomre pequeño) entonces $\nu_{res} = \pm 1$ y las resonancias de Lindblad son

$$\Omega_p = \Omega(r) - \frac{\kappa}{m} \quad (3.17)$$

$$\Omega_p = \Omega(r) + \frac{\kappa}{m}. \quad (3.18)$$

Estas resonancias son posiciones en donde un punto que se mueve a la velocidad circular va pasar al patrón espiral con una frecuencia que es un múltiplo de la frecuencia epicíclica. Otro punto de resonancia ocurre cuando $\Omega_p = \Omega(r)$, o sea en el punto de corrotación.

En una última consideración, si ahora tomamos la ecuación de Poisson y buscamos soluciones a ella, podemos usar el hecho de que es lineal y buscar soluciones de la forma

$$\begin{aligned} \sigma &= \bar{\sigma}(r) \exp[i(\lambda f(r) - m\theta)] \\ \Psi(r, \theta, 0) &= A(r, 0, \lambda) \exp[i(\lambda g(r, 0) - m\theta)], \end{aligned}$$

en donde si vamos a representar una onda de densidad apretada, debemos pedir que $\lambda \ll 1$. Introduciendo estas expresiones en la ecuación de Poisson y buscando soluciones que dependan linealmente en λ , se llega a una aproximación al potencial en función de σ

$$\Psi(r, \theta) = -2\pi G \frac{\bar{\sigma}}{|\Psi_1|} \exp i(\phi(r) - m\theta). \quad (3.19)$$

Si ahora eliminamos A de la ecuación 3.10 y las dos expresiones anteriores, obtenemos que

$$\frac{|k|}{k_0} = 1 - \nu^2 + x, \quad (3.20)$$

en donde $k_0 = \kappa^2/2\pi G\sigma_0$. Si sustituimos el valor de x obtenemos la relación de dispersión para ondas de densidad hidrodinámicas apretadas:

$$(\omega - m\Omega)^2 = \kappa^2 + a_0^2 k^2 - 2\pi G\sigma_0 |k|. \quad (3.21)$$

Utilizaremos esta relación en secciones posteriores.

Como el medio es dispersivo, las ondas de densidad que se propaguen en él deben encontrar una forma de retroalimentarse para poder subsistir. El método que se ha empleado para explicar la persistencia de las ondas de densidad es el del amplificador del péndulo ("swing amplifier") y consiste en que las ondas pueden alcanzar las resonancias importantes, como la resonancia externa de Lindblad y corrotación, reflejarse ahí y transmitirse con una amplitud mayor (Binney y Tremaine 1994).

3.3 Choques Galácticos

En las galaxias espirales hay una contigüidad entre regiones HII y brazos espirales. Las asociaciones estelares jóvenes aparecen, igual que las regiones HII, a lo largo de la parte interna de los brazos espirales. Es por ello que los brazos espirales son considerados los principales sitios de formación estelar [14]. Para explicar el mecanismo físico que da lugar a esta formación estelar a lo largo de los brazos espirales, Roberts (1969) [79] mostró que el flujo de gas a través de ondas de densidad espirales es tal que produce frentes de choque estacionarios, esto es, frentes de choque que son estacionarios respecto a la onda de densidad que los causa. El flujo de gas en una onda de densidad espiral se calcula utilizando las ecuaciones 3.1, 3.2, 3.3 y adoptando un potencial gravitacional espiral de la forma dada por la ecuación 3.13. Ahora, se supone que el patrón rota como un cuerpo rígido, así que es conveniente describir el flujo de gas desde un sistema de referencia que se mueve a la velocidad del patrón (Ω_p). Las coordenadas en este sistema son paralelas (ξ) y perpendiculares (η) a las equipotenciales; dada la ecuación 3.13, estas coordenadas son

$$\begin{aligned}\eta &= \ln(r/r_0) \cos i + (\theta - \Omega_p t) \sin i \\ \xi &= -\ln(r/r_0) \sin i + (\theta - \Omega_p t) \cos i,\end{aligned}$$

y las componentes de velocidad en estas coordenadas son

$$\begin{aligned}w_{\perp 0} &= (\Omega - \Omega_p)r \sin i, & w_{\perp} &= v_r \cos i + v_{\theta} \sin i, \\ w_{\parallel 0} &= (\Omega - \Omega_p)r \cos i, & w_{\parallel} &= -v_r \sin i + v_{\theta} \cos i.\end{aligned}$$

Las componentes de velocidad marcadas con el subíndice 0 son las que se observarían si solamente estuviera presente la componente axisimétrica del potencial. Introduciendo de nueva cuenta cantidades de perturbación en las variables, σ , w_r , w_{θ} e introduciendo estas componentes en las ecuaciones 3.4, 3.5 y 3.6 se obtiene la respuesta del gas a la perturbación del potencial espiral

$$(w_{\perp 0} + w_{\perp}) \frac{\partial \sigma_1}{\partial \eta} + (\sigma_0 + \sigma_1) \frac{\partial w_{\perp}}{\partial \eta} = 0 \quad (3.22)$$

$$(w_{\perp 0} + w_{\perp}) \frac{\partial w_{\perp}}{\partial \eta} - 2\Omega r w_{\parallel} + \frac{a_o^2}{\sigma_0 + \sigma_1} \frac{\partial \sigma_1}{\partial \eta} + \frac{\partial \Psi_1}{\partial \eta} = 0 \quad (3.23)$$

$$(w_{\perp 0} + w_{\perp}) \frac{\partial w_{\parallel}}{\partial \eta} + \frac{\kappa^2}{2\Omega} r w_{\perp} = 0. \quad (3.24)$$

Escribiendo ahora $f = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi_1}{\partial \eta}$ se encuentra que $f = F r \Omega^2 \sin(\frac{2}{\sin i} \eta + \phi)$, en donde $F = \frac{2A}{r \sin i} \frac{1}{r \Omega^2}$ es la amplitud de la perturbación como una fracción del campo gravitacional axisimétrico medio. De esta manera las ecuaciones 3.22-3.24 se reescriben como

$$\frac{\partial w_{\perp}}{\partial \eta} = -\frac{(w_{\perp 0} + w_{\perp})(2\Omega r w_{\parallel} + r f)}{a_0^2 - (w_{\perp 0} + w_{\perp})^2} \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial w_{\parallel}}{\partial \eta} = -\frac{\kappa^2 r w_{\perp}}{2\Omega(w_{\perp 0} + w_{\perp})}, \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial \eta} = \frac{w_{\parallel 0} + w_{\parallel}}{w_{\perp 0} + w_{\perp}} \quad (3.27)$$

es la ecuación de las características de 3.22-3.24. Una solución al sistema de ecuaciones 3.25-3.27 nos da una solución al problema.

Sin embargo no estamos interesados en cualquier solución a este sistema, así que se imponen restricciones al tipo de solución que buscamos. Estamos interesados en un tipo de solución del flujo no-lineal de gas que satisfaga los siguientes requerimientos:

1. Debe permitir el flujo de gas a través de dos ondas de choque periódicamente localizadas, las cuales deben coincidir con las curvas equipotenciales en el disco.
2. Los vectores de velocidad de flujo w_{\perp} y w_{\parallel} deben ser funciones únicas de la posición, esto es, se prohíben líneas de flujo intersectantes.
3. La solución debe asegurar la cerradura de las líneas de flujo del gas de tal forma que no haya una transferencia neta radial de masa, momento o energía a lo largo de una línea de flujo, en el sistema de coordenadas espirales adoptado.

Una tal solución está descrita por cinco parámetros independientes, que son:

- i_p , el ángulo de avance del patrón espiral
- Ω_p , la velocidad angular del patrón espiral
- F , la amplitud del patrón espiral tomada como una fracción fija del campo gravitacional axisimétrico
- r , el radio promedio de la línea de flujo
- $a_0(r)$, la velocidad media turbulenta de dispersión del gas a lo largo de la línea de flujo.

Al especificar estos parámetros y satisfacer las restricciones la posición del choque está determinada.

A través de cálculos numéricos que van de 4 a 12 kpc, Roberts [79] confirmó la presencia de dos choques que están localizados a lo largo del patrón espiral impuesto de dos brazos. Como se puede apreciar en la Figura 3.1 los choques obtenidos por

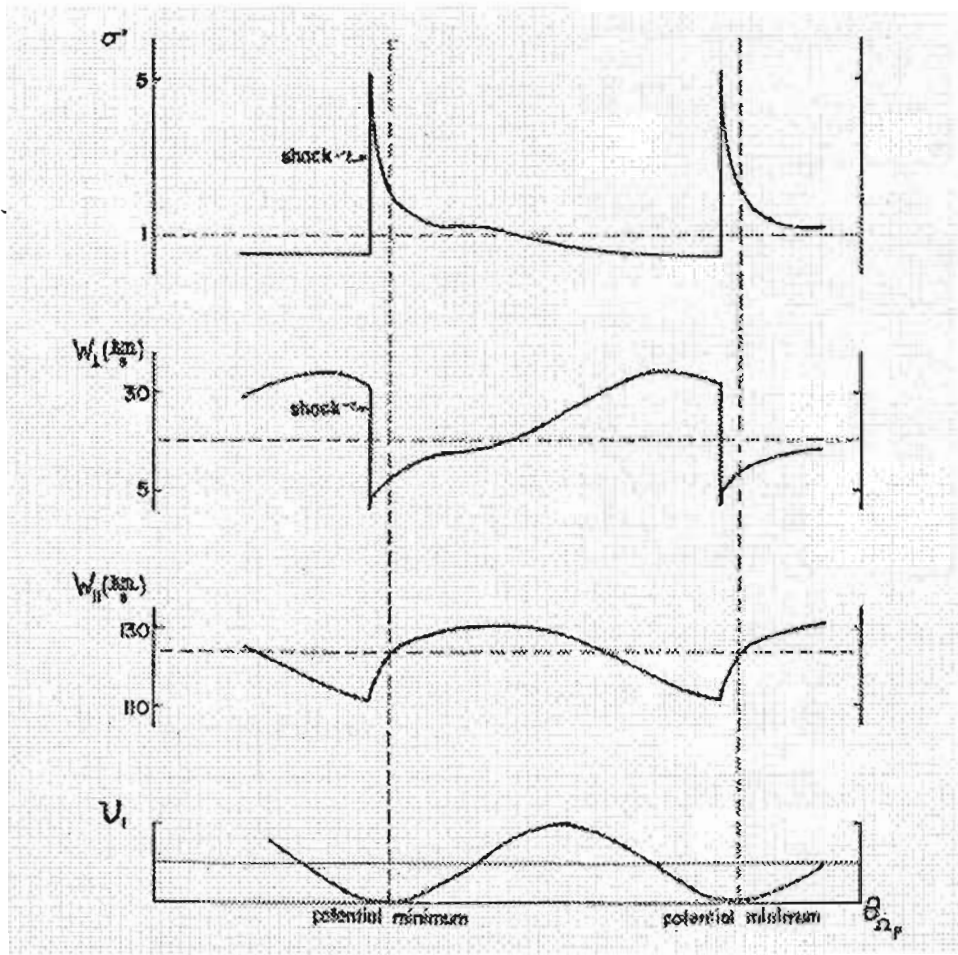


Figura 3.1: Solución de choques estacionarios de gran escala. Obtenida y tomada de Roberts [79].

Roberts, de manera numérica, están en el lado cóncavo interno de los brazos del mínimo del potencial espiral.

Un tratamiento analítico del régimen ligeramente no-lineal de estas ecuaciones fue hecho por Shu, Milione y Roberts [85]. Ellos comenzaron por buscar soluciones en donde el parámetro $f \ll 1$ y buscando soluciones al sistema de ecuaciones 3.25-3.27 de la forma de una expansión en series de potencias de f tales que

$$w_{\perp} = \sum_{s=1}^{\infty} f^s w_{\perp s}, \quad w_{\parallel} = \sum_{s=1}^{\infty} f^s w_{\parallel s}. \quad (3.28)$$

La sustitución de estas ecuaciones en el sistema 3.25-3.27 nos permite buscar soluciones periódicas en η en las cuales w_{\perp} es una función par y w_{\parallel} es una función impar. Si, en particular, nos restringimos a soluciones en las cuales las funciones admitan una expansión en series de Fourier, se observa que dichas soluciones son divergentes en un número infinito de puntos; esto es debido a la presencia de coeficientes que se anulan en posiciones resonantes llamadas ultrarmónicas, localizadas en donde el gas

encuentra a la onda de densidad espiral a una frecuencia que es $1/n$ veces la frecuencia epicíclica. En tales posiciones la respuesta del n -ésimo armónico se espera sea grande. Este punto se ilustra a través de simulaciones numéricas a un radio fijo cerca de la resonancia $n^{-1} = -1/2$. En la Figura 3.2 se graficó la variación de la densidad normalizada σ/σ_0 para diferentes intensidades del campo gravitacional y para una línea de flujo con un radio de 11 kpc. En la Figura se aprecia una diferencia notable respecto a la teoría lineal: el desarrollo de dos picos de compresión. Se plantea la hipótesis de que la segunda compresión del gas interestelar podría generar rasgos espirales secundarios. Resonancias de orden superior, $n^{-1} = -1/3, -1/4, \dots$, producen concentraciones gaseosas mucho más pequeñas. Nótese que el pico secundario desaparece cuando $F=3\%$.

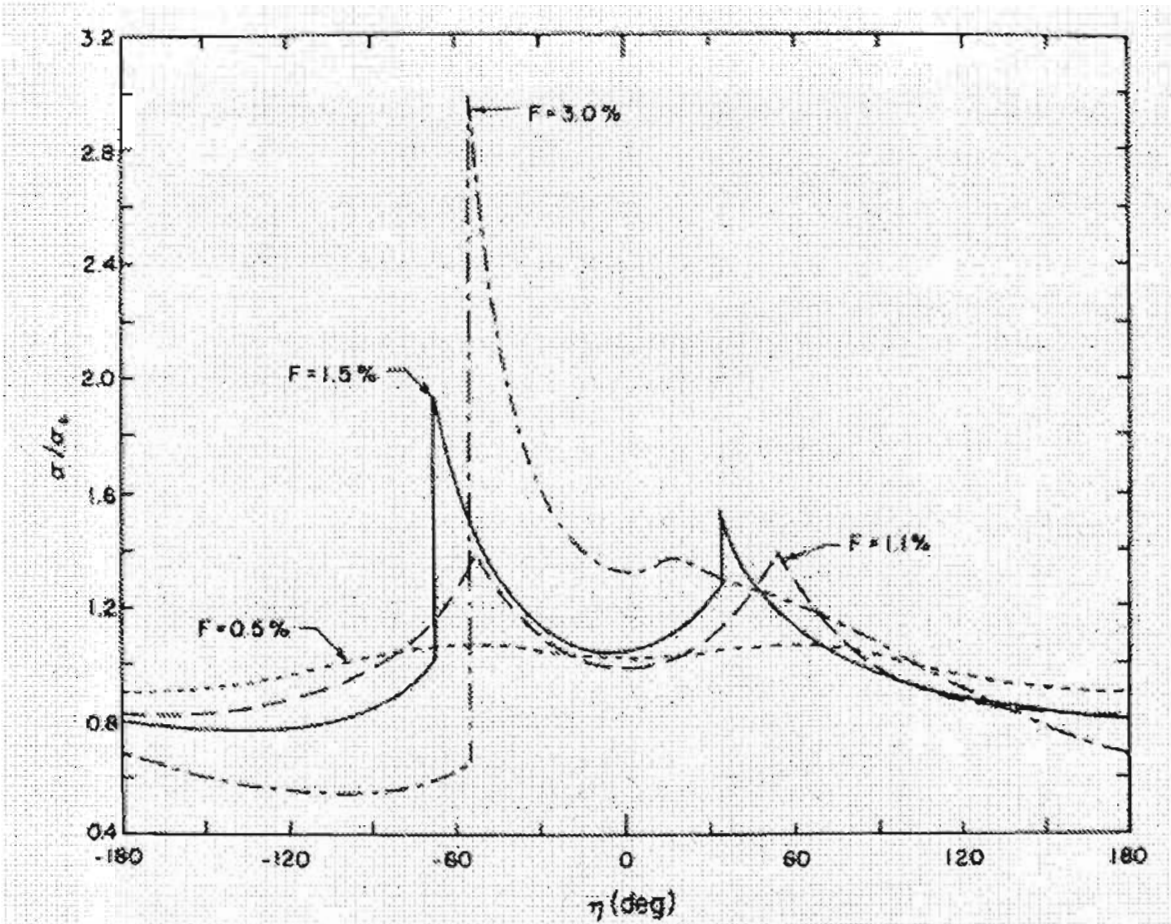


Figura 3.2: Variación de la densidad normalizada como función del ángulo fase η con una $a_0 = 8 \text{ km s}^{-1}$. La compresión secundaria surge debido a que la respuesta es afectada por la resonancia ultrarmónica $n^{-1} = -1/2$. Tomada de Shu, Milione & Roberts [85].

3.4 Teoría MHD de propagación de ondas espirales

Hasta este momento, hemos hablado de la propagación de ondas espirales de una forma completamente hidrodinámica. Si incluimos un campo magnético al disco galáctico gaseoso, necesitamos hacer un análisis similar al precedente. El estudio de la dinámica de un gas magnetizado es concerniente a la teoría magnetohidrodinámica. La magnetohidrodinámica ideal es el estudio del movimiento de un fluido altamente conductor en la presencia de un campo magnético. Ahora bien, el movimiento del fluido a través del campo magnético induce corrientes eléctricas en él que modifican al campo magnético; esto a su vez, resulta en fuerzas mecánicas que modifican el flujo del fluido. Es este acoplamiento entre fuerzas mecánicas y electromagnéticas lo que caracteriza a los fenómenos hidromagnéticos; la magnetohidrodinámica debe sus peculiaridades e interés a esta interacción entre el campo y el movimiento.

Los efectos hidromagnéticos son más pronunciados en grandes masas conductoras, tales como los cuerpos celestes. Debido a los largos tiempos disponibles en problemas cósmicos, las fuerzas mecánicas de origen electromagnético, aunque pequeñas, son capaces de producir efectos importantes. Por estas razones, ideas derivadas de experimentos de laboratorio ordinarios son una mala guía en problemas cósmicos; y las razones son que las limitaciones de los experimentos, tanto en espacio como en tiempo, son tales que dichos experimentos no pueden más que sugerir lo que puede ocurrir en condiciones cósmicas. Es por ello que las observaciones de fenómenos cósmicos deben tomar el lugar de los experimentos de laboratorio. Los experimentos controlados son, por supuesto, imposibles en el campo cósmico, pero no por ello debemos conformarnos únicamente con lo que la naturaleza nos puede proveer, pues los experimentos numéricos son nuestro único laboratorio para estudiar la estructura Galáctica magnetohidrodinámica (Cowling 1957).

3.4.1 Análisis MHD de ondas de densidad espirales

Las ecuaciones de la magnetohidrodinámica ideal son las ecuaciones de la hidrodinámica y la teoría electromagnética, modificadas para tomar en cuenta la interacción del movimiento del fluido y el campo magnético. En un marco de referencia inercial y en donde las velocidades del plasma sean mucho menores que la de la luz, se satisfacen las ecuaciones (en un sistema de unidades emu)¹:

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (3.29)$$

$$\nabla \times B = \frac{4\pi}{c} J \quad (3.30)$$

¹utilizando las ecuaciones 3.29, 3.31 y 3.33 se llega al importante resultado de la conservación del flujo magnético.

$$\nabla \times E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (3.31)$$

$$J = \sigma \left(E + \frac{v \times B}{c} \right). \quad (3.32)$$

En donde c es la velocidad de la luz y J la densidad de corriente. Ahora, si ρ es la densidad y ϕ el potencial, tenemos

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = 0 \quad (3.33)$$

$$\rho \left[\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla)v \right] = -\nabla p - \rho \nabla \phi + \frac{J \times B}{c}. \quad (3.34)$$

Para hacer un análisis de la propagación de ondas de densidad espirales en un disco galáctico magnetizado, consideraremos un disco gaseoso delgado con un perfil de rotación soportado por la gravedad total debida a la distribución de masa del sistema entero. El disco tiene asociado un campo magnético azimutal de gran escala. El análisis se lleva a cabo en un sistema de referencia rotante, tal que la perturbación espiral permanece estacionaria en este marco de referencia. De una forma completamente análoga al caso hidrodinámico, se introducen cantidades de perturbación, de una amplitud infinitesimal, en el sistema de ecuaciones 3.29- 3.34. Tomando en cuenta que ahora tenemos una componente de campo magnético azimutal, $B_\theta(r)$, y el término de perturbación asociado es simplemente $\mathbf{b} = (b_r, b_\theta)$, se llega a una serie de ecuaciones similares a las del caso puramente hidrodinámico. Para encontrar los modos normales se supone, nuevamente, que las variables de perturbación tienen una dependencia de la forma $\exp i(k \cdot r - \omega t)$, en donde ω es la frecuencia angular en un marco de referencia inercial y m es un entero que caracteriza la variación azimutal. Se puede demostrar que con estas suposiciones, las ecuaciones 3.29- 3.34 nos dan la relación de dispersión (Fan y Lou, 1997)

$$\omega^2 = \kappa^2 - 2\pi G \sigma_0 |k| + k^2 (C_s^2 + C_A^2), \quad (3.35)$$

en donde κ es la frecuencia epicyclica y C_A es la velocidad de Alfvén. Esta relación de dispersión representa la relación frecuencia-longitud de onda para ondas de densidad MHD rápidas y es muy similar a la del caso hidrodinámico (3.21), excepto por la modificación debida a la presencia del campo magnético. En el caso de un disco con una rotación rígida se obtiene una ecuación de dispersión cuártica en ω (Fan y Lou, 1997 [39])

$$\omega^4 - \omega^2 \left[\kappa^2 + k^2 \left(C_A^2 + C_s^2 - \frac{2\pi G \sigma_0}{|k|} \right) \right] + k^4 C_A^2 \left(C_s^2 - \frac{2\pi G \sigma_0}{|k|} \right) = 0. \quad (3.36)$$

Esta relación de dispersión tiene dos soluciones para ω^2 que representan los modos de propagación de las ondas MHD rápidas y lentas. Con estas relaciones se pueden hacer experimentos numéricos para encontrar el efecto del amplificador de péndulo (swing amplifier) sobre la propagación de paquetes de este tipo de ondas (Fan y Lou 1996; Fan y Lou 1997; Lou, Yuan y Fan 2001). El efecto del amplificador del péndulo es crucial debido a que ondas que se propagan como prógradas llegan a la resonancia externa de Lindblad en donde son reflejadas como ondas retrógradas, pero con mayor amplitud. De esta manera se retroalimenta a las ondas de densidad espirales. Como mostraremos más adelante estos paquetes de ondas se absorben en corrotación y transfieren energía al campo magnético, disparando de esta manera una inestabilidad.

Las conclusiones de estos trabajos nos dicen que, en muchos aspectos, las ondas MHD rápidas se comportan de una forma completamente análoga a las ondas de densidad hidrodinámicas, mientras que las ondas MHD lentas tienen un comportamiento distinto. En el caso de las ondas MHD rápidas se puede reemplazar la velocidad del sonido C_s de las ondas de densidad hidrodinámicas por la velocidad magnetosónica rápida $(C_s^2 + C_A^2)^{\frac{1}{2}}$. En el caso de las ondas MHD lentas, el factor de amplificación se incrementa en porciones del disco con una rotación diferencial débil. En general las ondas MHD rápidas dominan la solución después de la amplificación de péndulo. Pero en discos de rotación casi rígida, si una pequeña fracción de ondas MHD lentas domina inicialmente, entonces el disco puede ser dominado por este modo de propagación después del proceso de amplificación.

Las relaciones de fase entre la perturbación de densidad y campo magnético son coincidentes para el caso de ondas MHD rápidas, pero en el caso de ondas MHD lentas hay una diferencia de fase significativa. Se ha propuesto en este escenario (por el equipo de trabajo de Fan, Lou y Yuan) que esta diferencia en el comportamiento de las ondas MHD podría discernir, desde un punto de vista observacional, cuando, en un disco gaseoso galáctico, domina la componente MHD rápida o la lenta. Otro aspecto importante, a tomar en cuenta, es el papel de la fuerza tangencial de cizallamiento, pues se espera que tal fuerza dé lugar a varias inestabilidades asociadas con perturbaciones no axisimétricas. Un tal estudio fue llevado a cabo por Lou, Yuan y Fan (2001) y se hizo a través de incluir, en la ecuación de momento, un término inercial atribuido a la rotación diferencial del disco. Para perturbaciones no axisimétricas en un disco hidrodinámico, esta fuerza tangencial de cizallamiento puede dar lugar al así llamado modo de onda de densidad abierta, el cual es pertinente en galaxias espirales barradas, cerca de corrotación (para la Ω de la barra); en un modelo galáctico este modo, superpuesto a un bulbo central, nos da la apariencia de una galaxia barrada.

La subestructura asociada a galaxias espirales es estudiada a través de simulaciones numéricas, en particular las "espinas". A través de incluir autogravedad en simulaciones MHD, Kim y Ostriker(2002 [55]) encuentran estas espuelas entre los brazos, y dentro de éstas pueden crecer condensaciones densas. Ellos suponen que las espinas surgen como una consecuencia natural de la inestabilidad gravitacional dentro de los brazos espirales. El mecanismo principal es la inestabilidad magneto-Jeans, en donde la tensión magnética, arguyen, rompe con las órbitas epicíclicas que dan estabilidad al sistema en un caso puramente hidrodinámico.

Capítulo 4

La respuesta hidrodinámica a un potencial espiral

4.1 Simulaciones Numéricas del Flujo de Gas ante un Potencial Espiral Realista

En este capítulo presentamos resultados de las simulaciones hidrodinámicas correspondientes a la respuesta de gran escala del medio interestelar, ante el potencial espiral desarrollado por Pichardo et al. (2003 [74]). Las simulaciones numéricas son bidimensionales y son realizadas bajo el potencial espiral ya citado, que no corresponde con la aproximación de una espiral enrollada. Este modelo de potencial induce un modo de vibración, en el disco gaseoso, cuya característica principal es que da lugar a una superposición de cuatro brazos espirales; los brazos principales que surgen como respuesta al potencial espiral impuesto más dos brazos gaseosos inducidos por una distorsión oval central. Las consecuencias de dicho hallazgo son discutidas a lo largo del capítulo.

4.1.1 El Potencial

El potencial que utilizamos para las simulaciones consta de la superposición de dos componentes: la primera es un potencial de fondo axisimétrico que ensambla tres partes: un bulbo con una distribución de masa esférica, un disco y un halo masivo; este modelo de potencial lo tomamos de Allen y Santillán (1991) [1]. La parte del bulbo está dada por la expresión

$$\phi_1(r, z) = -\frac{M_1}{(r^2 + z^2 + b_1^2)^{1/2}}. \quad (4.1)$$

El potencial para el disco esta descrito por la expresión

$$\phi_2(r, z) = -\frac{M_2}{r^2 + [a_2 + (z^2 + b_2^2)^{1/2}]^2}^{1/2}. \quad (4.2)$$

Finalmente, la contribución al potencial del halo es

$$\phi_3(R) = - \left(\frac{M(R)}{R} \right) - \left(\frac{M_3}{1.02a_3} \right) \left[- \frac{1.02}{1 + (R/a_3)^{1.02}} + \ln(1 + (R/a_3)^{1.02}) \right]_R^{100} \quad (4.3)$$

en donde

$$M(R) = \frac{M_3(R/a_3)^{2.02}}{1 + (R/a_3)^{1.02}}. \quad (4.4)$$

La ventaja de este modelo radica en que es completamente analítico y con expresiones matemáticas simples para las tres componentes y representa muy bien la curva de rotación. La masa total es de $9 \times 10^{11} M_\odot$ y los valores de las constantes de Oort son $A = 12.95 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ y $B = -12.93 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$.

La segunda parte corresponde a la estructura espiral. De manera general se modela la componente espiral como un término de perturbación de forma cosenoidal al potencial axisimétrico; la razón de ello consiste en que desde el punto de vista matemático es tratable y no se conoce una forma más simple para ello. Sin embargo, esta aproximación tiene sus limitaciones, a saber: sólo es autoconsistente para ángulos de avance pequeños, por lo cual únicamente es adecuada para modelar galaxias de tipo temprano; además, es un potencial bidimensional, esto es, sólo es aplicable al plano Galáctico. Este modelo de potencial no considera su propia auto-gravedad y supone los mínimos de potencial como en un modelo de brazo local, o sea, presupone que solamente los efectos locales del potencial espiral influyen la dinámica del gas; presupone además que los mínimos de potencial corresponden al centro geométrico exacto del brazo espiral, pero esto no necesariamente es cierto si incluimos la contribución total del potencial espiral, como veremos más adelante.

Es por estas razones que hemos decidido emplear el potencial tridimensional de una distribución de masa espiral impuesta. Para las simulaciones discutidas en este trabajo hemos empleado el potencial propuesto por Pichardo et al. (2003) [74]. El potencial propuesto por ellos consiste en la superposición de esferoides oblatos inhomogéneos (esto quiere decir que la ley de densidad del esferoide no es constante) colocados a lo largo de un lugar geométrico (locus) espiral dado. Los esferoides están colocados de tal forma que se traslapan y, de esta manera, representan una distribución de masa arbitrariamente suave. Utilizando el principio de superposición se puede calcular la fuerza, sobre una partícula de prueba, en cada punto del disco, como la suma de las fuerzas producidas por cada esferoide.

Para comenzar la superposición de los esferoides es necesario dar un lugar geométrico espiral. El locus espiral adoptado para estas simulaciones es el ajuste, dado por Drimmel (2000) [31], a datos en la banda K para nuestra Galaxia y que corresponde a una espiral de dos brazos con un ángulo de avance de 15.5° . En este mismo artículo, Drimmel presenta evidencia de que el mejor ajuste en $240 \mu m$, para emisión del polvo, corresponde a un patrón de cuatro brazos. Ahora bien, como queremos hacer simulaciones en un potencial que emule a nuestra Galaxia, y la nuestra al igual que la mayoría de las galaxias espirales es barrada, Pichardo et al. utilizaron una función de fase, para la geometría del patrón, tal que al inicio es lineal como una

4.1. SIMULACIONES NUMÉRICAS DEL FLUJO DE GAS ANTE UN POTENCIAL ESPIRAL

barra y a una cierta distancia se comporta como una espiral logarítmica. La fase del argumento cosenoidal que contiene la información sobre la geometría fue tomada de Roberts, Huntley y van Albada (1979) [80] y es de la forma

$$g(r) = -\frac{2}{N \tan i_p} \ln[1 + (r/r_s)^N], \quad (4.5)$$

en donde i_p es el ángulo de avance cuando $r \rightarrow \infty$ y r_s es la distancia a la cual comienzan los brazos; para nuestros experimentos esta distancia se mantuvo fija en 3.3 kpc. N se toma como 100. En cuanto a las características y dimensiones de los esferoides oblatos, podemos decir que estos se colocan a lo largo del locus espiral, de tal manera que el eje menor de cada esferoide es perpendicular al plano Galáctico y los semiejes menor y mayor de los esferoides tienen una longitud de 0.5 kpc y 1 kpc, respectivamente, con una separación entre los centros de los esferoides, a lo largo del locus, de 0.5 kpc. En lo que toca a la extensión de los brazos espirales, se tomó la distancia radial máxima de los brazos espirales observados por Drimmel en la banda K; de esta manera, si la distancia del Sol al centro Galáctico se toma como 8.5 kpc, entonces la mencionada distancia de término de los brazos espirales es de 12 kpc. La longitud de escala, de la caída en densidad de los brazos espirales, se ha elegido como, $\Delta = 2.5 \text{ kpc}$ (Pichardo et al. 2003), que corresponde a la longitud de escala del disco de la Vía Láctea (Freudenreich, 1998) [45]. Como el potencial de Pichardo et al. es una distribución de masa, se puede calcular la masa total de los brazos y cambiarla, variando únicamente la distancia entre los esferoides. De esta manera se define la razón de la masa contenida en los brazos con respecto al disco como el cociente M_B/M_D y es de nueva cuenta un parámetro variable. En la Figura 4.1, se ha graficado el campo de fuerzas producido por la distribución de masa impuesta; los ejes están normalizados. Podemos notar que el campo de fuerzas es muy complicado, con regiones, cerca de los brazos, en donde el campo cambia de signo repentinamente; podemos notar también la prevalencia de la fuerza radial y el debilitamiento del campo hacia zonas externas.

Ahora bien, una vez que ya se cuenta con el potencial de los brazos espirales, se requiere comprobar que en la evolución temporal éste resulta autoconsistente, esto es, que el potencial perdura sin incrementar su masa o debilitarse hasta desaparecer. Para demostrar que el potencial es autoconsistente se necesita calcular la respuesta en densidad a dicho potencial. Esta nueva densidad se utiliza para calcular el potencial producido por ella y de esta manera se compara la densidad inducida con la densidad impuesta. El proceso se itera hasta encontrar una solución autoconsistente. Sin embargo, no existe una expresión matemática, tratable, para el potencial y la fuerza de una distribución de masa como la dada por el modelo de Pichardo et al., así que el camino propuesto resulta inviable. En cambio se recurre a la demostración de la autoconsistencia desde un punto de vista orbital. Las órbitas estelares pueden dar tres tipos de soporte a una estructura como la propuesta: el primero consiste en que la forma de las órbitas sea de la forma de la estructura que apoyan; el segundo tipo de soporte es el apoyo por amontonamiento, que se refiere al tiempo que pasan las estrellas en ciertas regiones. Finalmente, el tercer tipo de apoyo se llama amontonamiento orbital y se refiere al amontonamiento de las órbitas

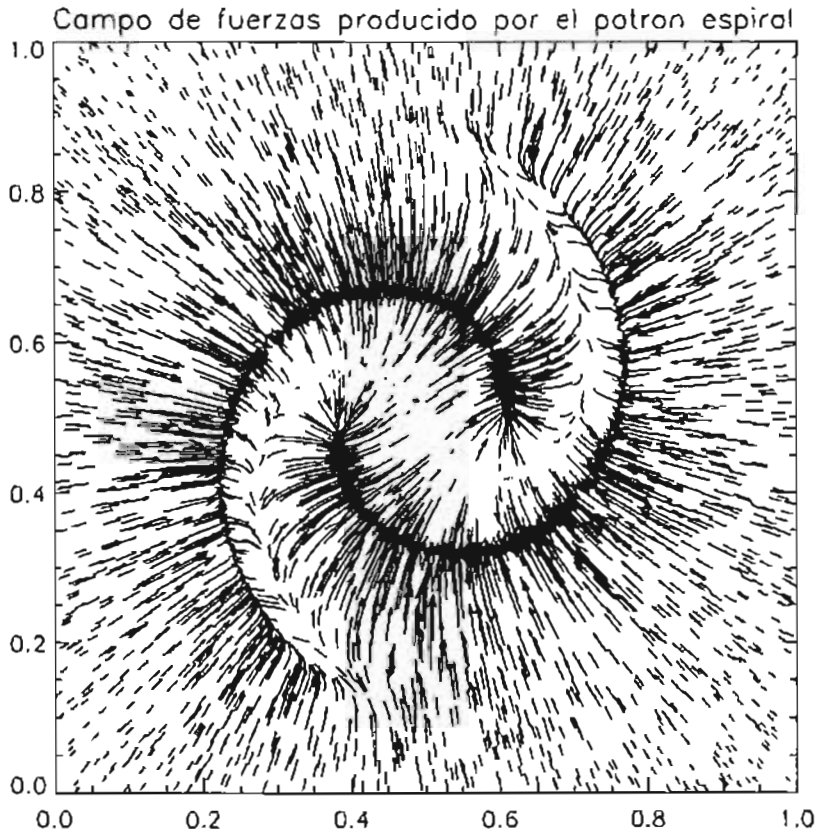


Figura 4.1: Campo de fuerzas producido por el patrón espiral impuesto. Los ejes han sido normalizados. La extensión física de la gráfica es de 30 kpc por lado.

en ciertas regiones para aumentar la densidad. Para el análisis de autoconsistencia, Pichardo et al. encontraron primero las posiciones de los máximos en la densidad de respuesta en el plano y compararon estas posiciones con el locus espiral. Al igual que en trabajos previos, encontraron que los máximos en la respuesta se retrasan con respecto a los brazos espirales. Una vez hallados estos máximos se calcula la densidad de respuesta promedio, ρ_{resp} , y se compara con la densidad impuesta, ρ_{mod} , que es la suma de la densidad del disco de Allen y Santillán y la de los brazos espirales; para asegurar la autoconsistencia, el cociente de estas cantidades debe estar cercano a 1. Encontraron una excelente solución para el caso de $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ y la razón de masa de brazo a disco de $M_B/M_D = 0.0175$. En la siguiente sección nos referiremos a estos valores como aquellos del mejor modelo de ajuste.

4.2 La Construcción Numérica

Para los experimentos numéricos aquí presentados utilizamos el código ZEUS-3D (Clarke, Norman y Fiedler, 1994, Stone y Norman, 1992a, b [87][88]; Stone, Mihalas y Norman, 1992 [89]), ver 3.4.2 en la supercomputadora Silicon Graphics Origin-2000 de DGSCA y el cluster de computadoras *bisgal* del Instituto de Astronomía. En el apéndice A se describen las características del código.

Todas las simulaciones presentadas en este trabajo se restringen a dos dimensiones y se realizan en un sistema de coordenadas polares. Para comenzar con las simulaciones, construimos un disco gaseoso en equilibrio radial con el potencial axisimétrico de Allen y Santillán. La ecuación que interviene en este caso es la ecuación de equilibrio centrífugo

$$\rho \frac{v^2}{r} = -\frac{\partial p}{\partial r} - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial r}. \quad (4.6)$$

Para especificar el estado de equilibrio inicial necesitamos proveer ciertos parámetros. Para especificar la densidad del disco gaseoso suponemos que la capa de gas que simulará el medio interestelar está compuesta de 90% H y 10% He. Entonces, el peso molecular medio de esta mezcla es de $(14/11)m_H$, con m_H la masa del átomo de hidrógeno. Esta capa de gas tiene una caída exponencial con una longitud de escala radial de 15 kpc (Kalberla y Kerp, 1998 [52]). Se escogió una ecuación de estado isotérmica, con una temperatura uniforme inicial del de 8000 K, como la dada para la capa de gas difuso ionizado tibio (Reynolds, 1989 [78]). La resolución de las simulaciones, mostradas en este capítulo, es de 500×500 zonas, y la extensión física de las mismas de 1 a 15 kpc en la dirección radial y de 0 a 2π en la dirección azimutal. Para los cálculos se hicieron simulaciones hasta de 1000×1000 zonas para asegurarnos que la resolución no afectaba nuestros resultados drásticamente. Las condiciones a la frontera se tomaron como de salida-salida en la dirección radial y cíclicas en la dirección azimutal. El disco se evolucionó durante 3 Gyr, para asegurarnos de que no se introdujeran inestabilidades numéricas y ver si el estado de equilibrio radial se mantenía durante largos períodos de tiempo, y después poder introducir la perturbación espiral. No aparecieron en ningún tiempo inestabilidades numéricas y el disco mantuvo su estado de equilibrio durante los 3 Gyr que se le pidieron. Ahora bien, la estructura espiral se introdujo con una velocidad angular constante, Ω_p , de tal manera que rotara como un cuerpo rígido, así pues, encontramos conveniente realizar las simulaciones desde un sistema de referencia en que la estructura espiral se mantuviese inmóvil. De esta manera, para proveer las condiciones iniciales adecuadas para la simulación, debemos suministrar los términos fuente adecuados. Con este fin debemos reescribir la ecuación de momento en un sistema rotante a una velocidad angular Ω_p ; las ecuaciones de transformación a este sistema, que tiene su origen en el centro Galáctico, son

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} - \Omega_p \times \mathbf{r}' \quad (4.7)$$

$$\mathbf{a}' = \mathbf{a} - 2\Omega_p \times \mathbf{v}' - \Omega_p \times (\Omega_p \times \mathbf{r}'), \quad (4.8)$$

en donde las cantidades primadas son aquéllas correspondientes al sistema rotante. \mathbf{a} , \mathbf{a}' son las aceleraciones, \mathbf{v} , \mathbf{v}' las velocidades, $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$ es la coordenada radial y Ω_p es la velocidad angular del patrón espiral.

Ahora bien, los términos son

$$\Omega_p \times (\Omega_p \times \mathbf{r}') = -\Omega_p^2 r' \hat{e}_r \quad (4.9)$$

y

$$\Omega_p \times \mathbf{v}' = -\Omega_p v'_\theta \hat{e}_r + \Omega_p v'_r \hat{e}_\theta. \quad (4.10)$$

Por tanto, los términos fuente que deben ser proveídos al código son

$$a'_r = f_{r_{AS}} + f_{r_{e,s}} - 2\Omega_p v'_\theta + \Omega_p^2 r' \quad (4.11)$$

$$a'_\theta = f_{\theta_{e,s}} + 2\Omega_p v'_r, \quad (4.12)$$

en donde $f_{r_{AS}}$ es la componente de fuerza dada por el modelo de Allen y Santillán y $f_{r_{e,s}}$, $f_{\theta_{e,s}}$ son las componentes de fuerza de la distribución de masa impuesta en las direcciones radial y azimutal, respectivamente.

Ahora, para las condiciones iniciales es necesario recalcular la ecuación de Euler en el sistema rotante. En este sistema, se imponen las condiciones iniciales $v'_r = v'_z = 0$ y, de la ecuación 4.7, $r'\dot{\phi}' = r\dot{\phi} - \Omega_p \times r'$. El término $\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}$ se hace cero pues queremos equilibrio independiente del tiempo. El operador $\mathbf{v}' \cdot \nabla$ que actúa sobre \mathbf{v} es

$$\begin{aligned} (\mathbf{v}' \cdot \nabla) \mathbf{v}' &= \dot{r}' \frac{\partial \mathbf{r}'}{\partial r} \hat{e}_r + (\dot{\phi}' - \Omega_p) \frac{\partial \mathbf{r}'}{\partial \phi} \hat{e}_r + \dot{r}' \frac{\partial r'(\dot{\phi}' - \Omega_p)}{\partial r} \hat{e}_\phi + (\dot{\phi}' - \Omega_p) \frac{\partial r'(\dot{\phi}' - \Omega_p)}{\partial \phi} \hat{e}_\phi \\ &= -r'(\dot{\phi}' - \Omega_p)^2 \hat{e}_r. \end{aligned} \quad (4.13)$$

De esta manera, la ecuación de equilibrio radial en el sistema rotante se reduce a

$$-\frac{\partial p}{\partial r} + \rho \left[-\frac{\partial \Phi}{\partial r} + r'(\dot{\phi}' - \Omega_p)^2 \right] = 0. \quad (4.14)$$

Con estas relaciones construimos el estado de equilibrio del disco gaseoso en el sistema rotante. En la Figura 4.2 podemos ver la evolución del sistema a un tiempo largo. Los contornos en grises indican la densidad y el código de la paleta de grises está incluido en la Figura. Las unidades de la densidad son $\log M_\odot \text{ pc}^{-2}$. El campo

de velocidades está dibujado en flechas y el tamaño de la flecha corresponde a la magnitud de la velocidad. Como podemos ver, el campo de velocidades se mantiene circular todo el tiempo. En las pruebas que hicimos, el equilibrio radial se mantiene para distintas condiciones a la frontera, a saber: reflejantes-salida, salida-reflejantes, reflejantes-reflejantes. Esto asegura que podemos introducir la perturbación espiral, y que los movimientos no circulares se deberán enteramente a la perturbación.

4.2.1 Los parámetros de los experimentos numéricos

Como vimos en la sección referente al potencial espiral, de acuerdo con el estudio de autoconsistencia los mejores valores de los parámetros de la distribución de masa impuesta son: $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, $i_p = 15.5^\circ$, $M_B/M_D = 0.0175$, distancia de termino del patrón espiral, $r_e = 12 \text{ kpc}$ y una longitud de escala radial para la masa, a lo largo del patrón espiral de $r_d = 2.5 \text{ kpc}$. Estos valores conforman lo que llamamos nuestro mejor modelo. Los resultados del experimento con estos parámetros fueron publicados en la revista *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 350, pág. L47, y a continuación los transcribimos.

El objetivo de este artículo es mostrar evidencia a favor de que la Ω_p del patrón espiral debe de tener un valor cercano a $20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Además se muestra que, simulaciones numéricas con ese valor de Ω_p , son consistentes con la distribución de densidad que citamos de diferentes fuentes. Dado que las simulaciones numéricas hidrodinámicas reportadas para este artículo fueron realizadas, en su totalidad, por el autor de esta tesis, transcribimos aquí los resultados.

4.3 El mejor modelo de ajuste: A Plausible Galactic Spiral Pattern and its Rotation Speed

Resumen

Reportamos cálculos de la respuesta estelar y gaseosa a un modelo de distribución de masa de la Vía Láctea, incluyendo un patrón espiral, con un locus como el trazado por las observaciones de la banda K, superpuesto en las componentes axisimétricas en el plano del disco. El estudio estelar extiende cálculos de trabajos previos sobre la autoconsistencia del patrón. La respuesta estelar a la masa espiral impuesta es estudiada vía cálculos de la familia central de órbitas periódicas como función de la velocidad de rotación del patrón, Ω_p , entre otros parámetros.

Una partición fina de valores de Ω_p fue explorada entre 12 y $25 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La autoconsistencia dinámica es altamente sensible al valor de Ω_p , con el mejor ajuste en $20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Damos cuenta de piezas recientes independientes de trabajo observacional y teórico que son dependientes del valor de Ω_p , todas las cuales son consistentes con el valor encontrado aquí; la historia de formación estelar reciente de la Vía Láctea, inferencias locales de las variaciones locales del flujo de rayos cósmicos y patrones de abundancia Galácticos. La respuesta gaseosa, la cual es también una función de Ω_p , fue calculada vía simulaciones hidrodinámicas 2D con el código ZEUS. Para $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, la respuesta a un patrón de dos

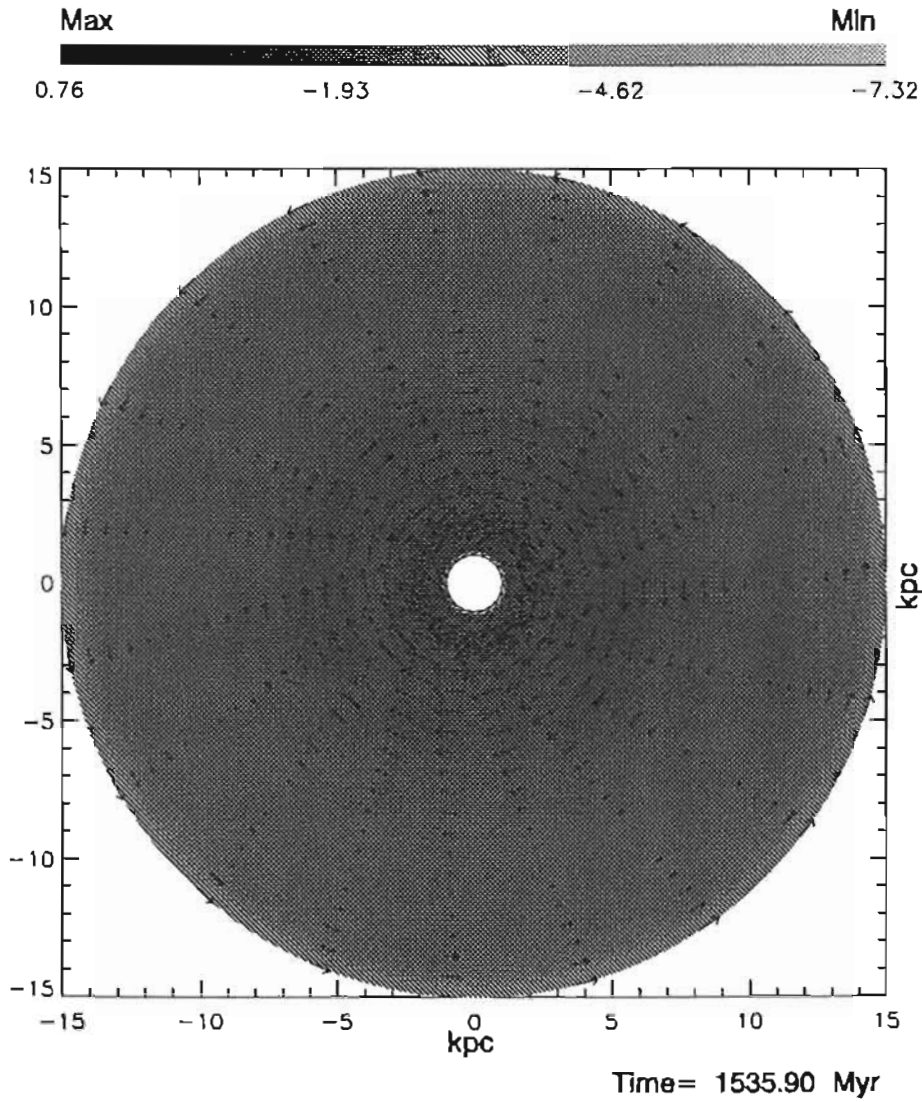


Figura 4.2: Simulación correspondiente al equilibrio radial del sistema en el sistema de referencia que rota con el patrón espiral. En grises están los isocontornos de densidad y el campo de velocidades está indicado por las flechas. El tamaño de la máxima flecha corresponde a una velocidad de 200 km s^{-1} . Las unidades de densidad son $\log M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$

brazos es un patrón estructurado de cuatro brazos, con bifurcaciones a lo largo de los brazos y rasgos intrabrazo. El patrón emula cualitativamente los brazos ópticos observados en nuestra Galaxia y otras galaxias. El complejo patrón gaseoso parece estar ligado a resonancias en órbitas estelares. Entre éstas, la resonancia 4:1 juega un papel importante, ya que ésta determina la extensión del patrón espiral estelar en el estudio de autoconsistencia aquí presentado. Nuestros hallazgos parecen confirmar las predicciones de Drimmel y Spergel (2001), basados en datos de la banda K.

A Plausible Galactic Spiral Pattern and its Rotation Speed

M. Martos, X. Hernandez, M. Yáñez, E. Moreno and B. Pichardo

Abstract

We report calculations of the stellar and gaseous response to a Milky Way mass distribution model including a spiral pattern with a locus as traced by K-band observations, over imposed on the axisymmetric components in the plane of the disk. The stellar study extends calculations from previous work concerning the self-consistency of the pattern. The stellar response to the imposed spiral mass is studied via computations of the central family of periodic and nearby orbits as a function of the pattern rotation speed, Ω_p , among other parameters.

A fine grid of values of Ω_p was explored ranging from 12 to 25 km s⁻¹ kpc⁻¹. Dynamical self-consistency is highly sensitive to Ω_p , with the best fit appearing at 20 km s⁻¹ kpc⁻¹. We give an account of recent independent pieces of theoretical and observational work that are dependent on the value of Ω_p , all of which are consistent with the value found here; the recent star formation history of the Milky Way, local inferences of cosmic ray flux variations and Galactic abundance patterns. The gaseous response, which is also a function of Ω_p , was calculated via 2D hydrodynamic simulations with the ZEUS code. For $\Omega_p = 20$ km s⁻¹ kpc⁻¹, the response to a two-armed pattern is a structured pattern of 4 arms, with bifurcations along the arms and interarm features. The pattern resembles qualitatively the optical arms observed in our Galaxy and other galaxies. The complex gaseous pattern appears to be linked to resonances in stellar orbits. Among these, the 4:1 resonance plays an important role, as it determines the extent of the stellar spiral pattern in the self-consistency study here presented. Our findings seemingly confirm predictions by Drimmel and Spergel (2001), based on K band data.

4.3.1 Introduction

The comparison of near-infrared and optical images of external galaxies reveal interesting differences. Striking examples are M81 and NGC 2997 (see pictures in Elmegreen, D., 1981; and Block et al 1994, respectively). It is common to observe a smooth, simple 2-armed K band pattern but a more complex pattern in the optical blue band, often suggesting more arms and bifurcations (segments of arms that appear to be connected to a K band arm but are not detectable in the infrared). A two-armed smooth structure underlying a more complex morphology also appeared in the work of Grosbøl, Pompei and Patsis (2002): in a K band study of 53 nearby

spirals, most galaxies displayed a grand-design, two-armed, symmetric pattern in their inner regions which often breakups into tighter winded, multiple arms further out. Nonlinear effects were invoked to explain such morphology.

In recent work, data from COBE-DIRBE have shed light into the Milky Way spiral pattern. Drimmel (2000), and Drimmel & Spergel (2001) have presented a comprehensive picture of how this pattern is like, presenting emission profiles of the Galactic plane in the K band and at $240 \mu\text{m}$. The former data set, which suffers little absorption and traces density variation in the old stellar population, is dominated by a two-armed structure with a minimum pitch angle of 15.5° . At $240 \mu\text{m}$, the pattern is consistent with the standard four-armed model, that corresponding to the distribution of the youngest stellar populations delineated by HII regions.

The conventional picture of the spiral pattern of our Galaxy maps at least 4 arms, named Norma, Crux-Scutum, Carina-Sagittarius and Perseus (for a recent review see Vallée 2002, who also reports a likely pitch angle of 12° for this pattern). Additionally, features such as the Orion spur at the Solar neighborhood have been revealed (Georgelin & Georgelin 1976). Drimmel (2000) laid down, from the comparison, the hypothesis that the 4-armed structure is the gas response to the 2-armed “stellar” pattern.

Assuming that indeed the K band data is by far a better tracer of mass than the optical data of spiral structure, in this work we model the spiral pattern from the locus and pitch angle of Drimmel (2000) and study its self-consistency, a requirement we consider it must satisfy. As the answer strongly depends on the pattern speed, this study should yield a value for this fundamental Galactic parameter.

The value of the pattern speed of the Galaxy has been a matter of controversy for a long time. From the values proposed by Lin, Yuan & Shu (1969) of $\Omega_p = 11 - 13 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, numbers in the range of $10\text{-}60 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ have been used in the literature. In a previous paper (Pichardo et al 2003, hereafter P1), we explored the stellar dynamics in a full axisymmetric model for our Galaxy superimposing our modeling of mass distribution for the spiral pattern: the locus of Drimmel (2000), the optical locus of Vallée (2002), and a superposition of both. P1 did not assume the usual simple perturbing term (a cosine term for the potential) that had been used in the literature in the modeling of spiral arms: it is precisely the very prominent spiral structure in red light what suggests to us that such structure should be considered an important galactic component worthy of a modeling effort beyond the simple perturbing term. P1 modeling consists of a superposition of oblate spheroids for the spiral. Two different values of $\Omega_p = 15, 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, were tried. The best self-consistency was achieved with $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ for the locus and pitch angle of Drimmel (2000). Figure 7 of P1, a mosaic of our self-consistency test – explained below – for parameters including the global spiral mass and loci, exhibits a remarkably good response for this case which rules out the other 3 cases in the panel. In fact, the behavior at $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ is so good that one can hardly envision an improvement on general theoretical grounds. The question that comes to mind is, given the spiral locus and pitch angle of Drimmel (2000), our adopted mass distribution modeling, and the spiral mass implied by observations of external galaxies applied to those parameters, now fixed, are there other values of Ω_p which also satisfy our self-consistency criterion to that accuracy? In this paper,

we extend the self-consistency calculations to a finer range of values of Ω_p in order to answer that question. Once the best value is found, we put it to the test in two ways: calculating the gaseous response to find out whether it is consistent with the observed optical Galactic spiral pattern, which amounts to a test of Drimmel's hypothesis. Finally, we review recent work using independent data sets which are sensitive to the value of Ω_p . This is another way of testing our prediction against "nature", and not only versus different modeling approaches, as the subjects of those independent studies are quite different from our Galactic modeling effort.

A continued line of work by Contopoulos and collaborators (see, v.g. Patsis, Grosbøl and Hiotelis 1997 and references therein) has provided the framework to study the response of gaseous disks to spiral perturbations. In that paper, a comparison between SPH models with Population I features observed on B images of normal, grand design galaxies, showed that the 4:1 resonance generates a bifurcation of the arms and interarm features. Furthermore, Contopoulos & Grosbøl (1986,1988) had shown that the central family of periodic orbits do not support a spiral pattern beyond the position of the 4:1 resonance, which thus determines the extent of the pattern. Weak spirals can extend their pattern up to corotation, from linear theory. A phenomenological link between resonances, the angular speed, and the stellar and gas patterns in spirals is complemented by the study of Grosbøl and Patsis (2001) using deep K band surface photometry to analyze spiral structure in 12 galaxies. They find that the radial extent of the two-armed pattern is consistent with the location of the major resonances: the inner Lindblad resonance (ILR), the 4:1 resonance, corotation and the outer Lindblad resonance (OLR). For galaxies with a bar perturbation, the extent of the main spiral was better fitted assuming it is limited by corotation and the OLR. Using $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, the pattern speed was found to be for the entire sample of the order of $20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, and remarkably, not a sensitive function of morphological type or total mass.

In the following section we describe our results for the stellar orbital response to the imposed spiral pattern, through which Ω_p is determined.

4.3.2 Orbital Self-Consistency Modeling, Inferring Ω_p

As in P1 our axisymmetric Galactic model is that of Allen & Santillán (1991), which includes a bulge and a flattened disk proposed by Miyamoto & Nagai (1975), together with a massive spherical dark halo. We coupled to this mass distribution a spiral pattern modeled as a superposition of inhomogeneous oblate spheroids along a locus that fits the K band data of Drimmel (2000), with a pitch angle of 15.5° . P1 describes in detail the parameters of the spheroids, which briefly are: the minor axis of the spheroids is perpendicular to the Galactic plane and its length is 0.5 kpc; the major semi-axes have a length of 1 kpc. Each spheroid has a similar mass distribution. Different density laws, linear and exponential, were analyzed, finding no important differences.

The total mass in the spiral is fixed such that the local ratio of spiral to background (disk) force have a prescribed value. Seeking sensible values for this ratio, we used the empirical result of Patsis, Contopoulos and Grosbøl (1991), where self-consistent models for 12 normal spiral galaxies are presented, a sample including Sa,

Sb and Sc galaxies. Their Figure 15 shows a correlation between the pitch angle of the spiral arms and the relative radial force perturbation. The forcing, proportional to the pitch angle, is increasing from Sa to Sc types in a linear fashion. For our pitch angle of 15.5° , the required ratio for self-consistency is between 5% and 10%. As shown in P1, the ratio is a function of galactocentric distance R . The authors consider strong spirals those in which the ratio is 6% or more.

We found that, in order to obtain relative force perturbations in the 5% to 10% range, our model requires a mass in the spiral pattern of $0.0175 M_D$, where M_D is the mass of the disk. With that choice, our model predicts a peak relative force of 6%, and an average value, over R , of 3%. Other spiral masses were explored, but the analysis favours this case, borderline but on the weak side of the limit separating linear (weak) and non-linear (strong) regimes considered by Contopoulos & Grosbøl (1986, 1988). It is worth noticing that previous results were obtained using rather simplified galactic models, in which the relative amplitude of the spiral perturbation was taken as a fixed few percent of the axisymmetric force at all radii. To illustrate a reference value, Yuan (1969) proposed 5%.

We follow the technique of Contopoulos & Grosbøl (1986) to compute the ratio of the average density response and the imposed density, $\rho_r/\rho_i(R)$, calculating a series of central periodic orbits and using flux conservation between every two successive orbits. A dynamically self-consistent model will be one in which $\rho_r/\rho_i(R)$ does not deviate significantly from unity at any R ; it will be a potential in which the orbits of stars will produce density enhancements in phase with the imposed pattern. Hence, $\rho_r/\rho_i(R)$ is a merit function for the dynamical self-consistency of the proposed spiral pattern. We then sample the unknown parameter Ω_p throughout a fine grid of values, and determine its optimal value as the one for which $\rho_r/\rho_i(R)$ is as flat and as close to unity as possible over the range $R: [3.3, 12]$ kpc. This yields $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ as a prediction of our analysis. The response is quite sensitive to Ω_p : nearby values such as 19 or 21 $\text{km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ showed noticeable differences. The range explored spanned values from 12 to 25 $\text{km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$.

In Figure 1 we show the results for the case $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. On the Galactic plane, the assumed spiral pattern and a set of stellar periodic orbits are drawn, with response density maxima shown by black squares. Notice the close coincidence of these with the locus of the imposed pattern within the boxy-like orbit which marks the 4:1 resonance. In the old kinematic-wave interpretation of orbital support for the spiral, one can see support inside the resonance, and an abrupt change corresponding to an off-phase response to the spiral outside it. Also dependent on Ω_p , is the fact here displayed that the pattern would be dynamically terminated at the position of the 4:1 resonance (here at $R = 7 \text{ kpc}$), as predicted by Contopoulos and collaborators.

4.3.3 Calculating the Gaseous Response to the Best Fit Potential

Having determined shape, number of arms and total mass content of the spiral pattern from observations, and having inferred the optimal Ω_p from dynamical self-consistency, we now study the response of the gaseous disk to such a spiral potential

through hydrodynamical simulations.

Figure 2 shows the gas response to the imposed pattern with $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. The locus is indicated with open squares. We performed 2D numerical simulations in polar coordinates using the ZEUS code (Stone & Norman, 1992, a,b), without including gas self gravity. The numerical grid covers 2π radians and a radial range from 1 to 15 Kpc; however, we disregard results internal to $R = 3.3 \text{ kpc}$, due to the influence of boundary conditions (b.c.). The calculation is made in the rotating spiral pattern frame of reference. Resolution is 500×500 zones and the b. c. are inflow-outflow (inner to outer) in R and periodic in the azimuth ϕ . The temperature was fixed at 8000 K, and the simulation is isothermal given the short cooling timescales compared to the dynamical timescales. The disk reaches a nearly steady state rapidly, which was followed in this case for 3 Gyr. The system is initialized with velocities from the Galactic model rotation curve, adding the spiral source terms through an input table for ZEUS, and an exponential gas density law with a radial scale length of 15 kpc and a local value of about 1.1 cm^{-3} (see Martos & Cox 1998).

In between the imposed two-armed pattern, another two-armed pattern emerges, which displays a sharp shock with a maximum strength along the spiral between, roughly, 5 and 7 kpc in R . At R around 5 kpc, the arm bifurcates, and the shock strength weakens near $R = 7 \text{ kpc}$. This position is quite close to the 4:1 resonance. On each side, this new “optical” two-armed pattern ends up in a corotation island. In the figure, the Solar position is along a radial line from the Galactic center (the origin of both the inertial and the rotating frames) at 20° from the primed (rotating) x axis (Freudenreich 1998). Following the “K band” pattern there is a slightly offset gaseous response to the imposed potential, making the gas response a four-armed pattern.

A number of caveats apply to our gas simulation: one is that the strength of the shocks will considerably diminish in a full 3D, MHD simulation (the inclusion of the vertical direction and magnetic field was considered in Martos & Cox 1998). Recent simulations in full, realistic Galactic models are scarce: Gómez & Cox (2002) employed the Galactic model of Dehnen and Binney (1998). However, their value of Ω_p ($12 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$) places the 4:1 resonance beyond 22 kpc, far out from the observed pattern extent. For that Ω_p , bifurcations and much of the rich structure is removed and the pattern becomes ring-like (Yáñez & Martos 2004). Another important component not included yet in these simulations is the Galactic bar, which we recently modeled (Pichardo, Martos & Moreno 2004, hereafter P2). Englmaier & Gerhard (1999) studied the gas dynamics in the bar potential determined by data. Their value of Ω_p is $60 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. This work reproduces many features of the inner Galaxy. There is then a large difference in the angular speeds of bar and spiral. The bar-spiral coupling was considered by Bissantz, Englmaier & Gerhard (2003) in a comprehensive study that assembles the available data sets and SPH simulations in gravitational potentials determined from the near-infrared luminosity of the bulge and disk, and in some cases, an outer halo and a spiral model for the disc. This work contains models allowing for different pattern speeds for bar and spiral. Their optimal values, at the same position of the bar corotation and bar orientation adopted here, are found to be 60 and $20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ for the bar and

the spiral, respectively.

For the spiral pattern, Drimmel & Spergel (2001) find that the arm strength begins to fall off at about $.85R_{\text{Sun}}$. This is just too close to the $R = 7$ kpc position of the 4:1 resonance (for our determined Ω_p) to dismiss it as an accident. It seems to favor a scenario in which the details of the coupling bar-spiral are not crucial to the dynamics at radii greater than 7 kpc or so. P2 proposes three different models for the Galactic bar mass distribution: an inhomogeneous ellipsoid, a prolate spheroid, and a superposition of ellipsoids fitting the observed boxy isophotes. There are strong model-dependent kinematics near the bar. Follow up work indicates to us that, while there is a large dispersive effect on orbits inside or near the bar region, at the Solar position the effect is minor. For instance, bar-induced vertical dispersive motion occurs only inside $R=4$ kpc. However, see Mühlbauer and Dehnen (2003), who conclude that at least the lowest order deviations from axisymmetric equilibrium in the local kinematics can be attributed to the bar. The comparison with the effects of the spiral structure is deferred to a future paper. We argue that the result obtained by Bissantz, Englmeier & Gerhard (2003), in a study incorporating dynamics of bar and spiral, is a strong support to our claim that, even without the presence of the bar in our model, our predicted value should provide a valid comparison to first order with independent studies relying on Ω_p at the Solar position and beyond.

4.3.4 Recent independent determinations of Ω_p

From the data in Figure 2 one can directly obtain the gas surface density along a circle with the radius of the Sun's orbit. In the most simplistic circular approximation (the orbit has radial excursions of the order of 2 kpc), there are two main peaks of similar densities, and several local maxima of lower density. The mass contrast is consistent with K-band observations (Kranz, Slyz & Rix 2001), who quote an arm/interarm density contrast for the old stellar population of 1.8 to 3 for a sample of spiral galaxies. Interestingly, these two peaks have surface densities in reasonable agreement with the expected threshold density for star formation, a value of approximately $10 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ (Kennicutt 1989), in which we are considering the reduction in the shock compression due to the magnetic field and 3D dynamical effects. Other local maxima are factors of 3 or more below that value, making any associated burst of star formation a less likely event.

With $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, the time baseline in the rotating frame for a circular orbit of that radius is very approximately 1 Gyr at our assumed Solar radius. We found that the two density peaks mentioned above are separated in time by ≈ 0.5 Gyr. We expect then that periodicity for enhanced star formation. We note that if self gravity were included the density contrast would increase, making the predicted periodicity for star formation more evident.

It is interesting to compare this prediction with recent results of direct inferences of the star formation history of the solar vicinity. Hernandez, Valls-Gabaud and Gilmore (2000) analyze the colour-magnitude diagram of the solar neighbourhood as seen by the Hipparcos satellite, and using Bayesian analysis techniques derive the star formation history over the last 3 Gyr. These authors find an oscillatory component with a period of 0.5 ± 0.1 Gyr. By studying the age distribution of

young globular clusters, de la Fuente Marcos & de la Fuente Marcos (2004) obtain a periodicity in the recent star formation history at the solar circle of 0.4 ± 0.1 Gyr. It is remarkable that two distinct and independent assessments of the recent star formation history at the solar circle yield a periodicity which is perfectly consistent with the density arm crossing period we derive in this study.

Shaviv (2002) finds that the cosmic ray flux reaching our Solar System should periodically increase with each crossing of a Galactic spiral arm. Along the same lines of last section, over a time baseline of the past 1 Gyr, we added our estimated magnetic field compression from Martos & Cox (1998) to plot the expected synchrotron flux variations moving along the Solar circle and assuming the mass distribution fixed in time. We find 6 local maxima with fluxes that are higher than today's flux. This is the same number of peaks satisfying that condition in Shaviv's work, who plots the ratio cosmic ray flux/today's cosmic ray flux obtained from a sample of 42 meteorites, which they relate to climate changes in Earth. Shaviv (2002) reports a period of 143 Myr for the episodes (crossings) from meteorites data, which leads to a value of $|\Omega_p - \Omega_{Sun}| \geq 9.1 \pm 2.4 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, which is marginally consistent with our preferred value.

Andrievsky et al. (2004) report on the spectroscopic investigation of 12 Cepheids situated at Galactic radii of 9 to 12 kpc, where they find an abrupt change in metallicity. The region 10 to 11 kpc appears to be the most important, and the change in metallicity is explained in terms of the assumed position of corotation. That position is precisely the location of corotation in our modeling, if the value $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ is adopted. However, it is worth noticing that the assumed R_{Sun} is 7.9 kpc, 0.6 kpc less than the value for this fundamental parameter in our Galactic model. This difference might not alter their results for the change in metallicity level in the vicinity of corotation, given the large width of the density enhancement caused by the corotation islands at about $R = 11$ kpc in two extended regions of our Figure 2.

4.3.5 Discussion

As found by Contopoulos & Grosbøl (1988), self-consistency is improved by introducing velocity dispersion; this is a realistic effect that can only be neglected by arguing that in strong spirals nonlinearity dominates. For our Galaxy, the observations of Drimmel & Spergel (2001) suggesting the termination of the spiral at the position of the 4:1 resonance indicate a marginally strong spiral in Contopoulos & Grosbøl's (1988) framework. On the opposite side, our best self-consistent model is found at the lowest spiral mass considered in P1, $0.0175 M_D$, for which no stochastic motion was found. From this fact, a weak spiral and a linear regime come to mind. A possible solution to this issue could be that, while the strength of the spiral begins to fall at the 4:1 resonance, termination occurs at corotation, as predicted for the weak case in that framework. However, the quite different modeling of the galactic – particularly, spiral – mass distribution used in their studies and ours could make an interpretation of our results in their framework an unfair one. At any rate, the response at our best Ω_p is so flat that there appears no need to invoke velocity dispersions. In an analysis based on periodic orbits, such as ours, such dispersion will

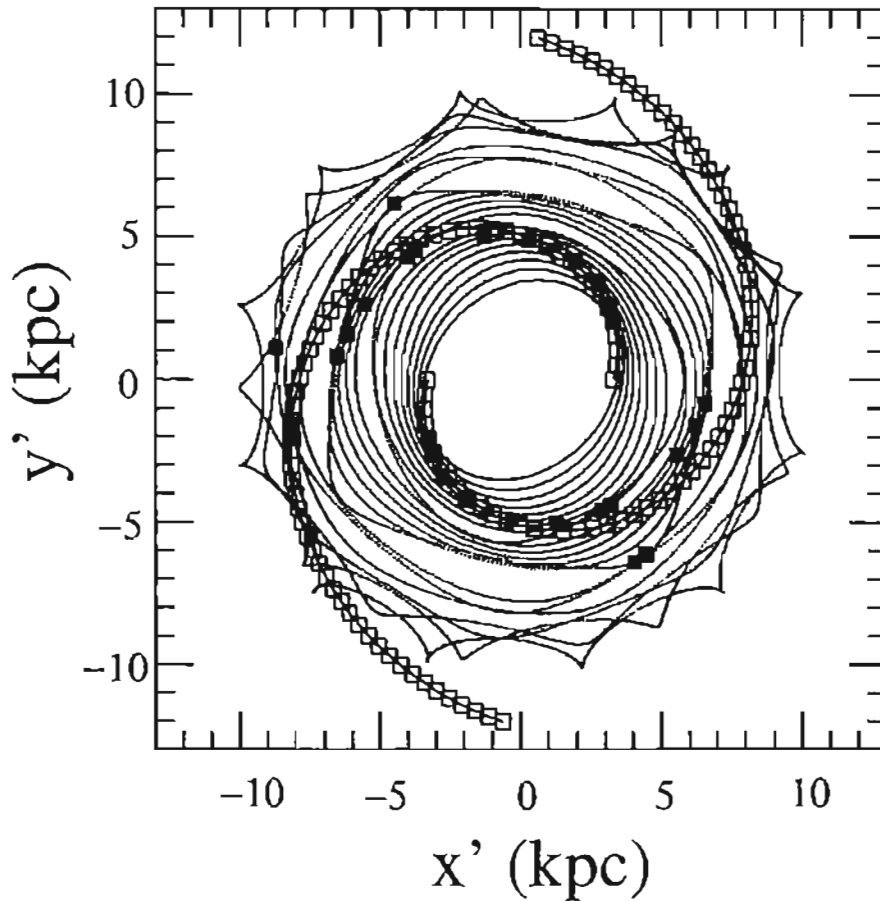


Figura 4.3: Self-consistency analysis for $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. The proposed spiral locus is shown with open squares. A set of periodic orbits are traced with continuous lines, and the maxima in the response density are the filled (black) squares. The frame of reference is the rotating one where the spiral pattern is at rest.

be small. Other close values of Ω_p could be improved by this effect in a study out of the scope of this work, involving many orbits departing from the periodic ones and hence subjected to larger velocity dispersions.

We conclude that a two-armed density spiral imposed taking into account observational restrictions from K-dwarf distributions yields an optimal dynamically self-consistent model, for values close to $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. The fact that various independent estimates of this quantity, sensitive to highly distinct physics, yield values for Ω_p in agreement with our estimation, gives us confidence in the result. In regard to the gaseous response, we notice that the independent studies we quote for comparison are not only consistent with the value found here for Ω_p , but also with a density distribution corresponding to a 4-armed gaseous pattern with structural features reminiscent of optical observations of our Galaxy and other spirals.

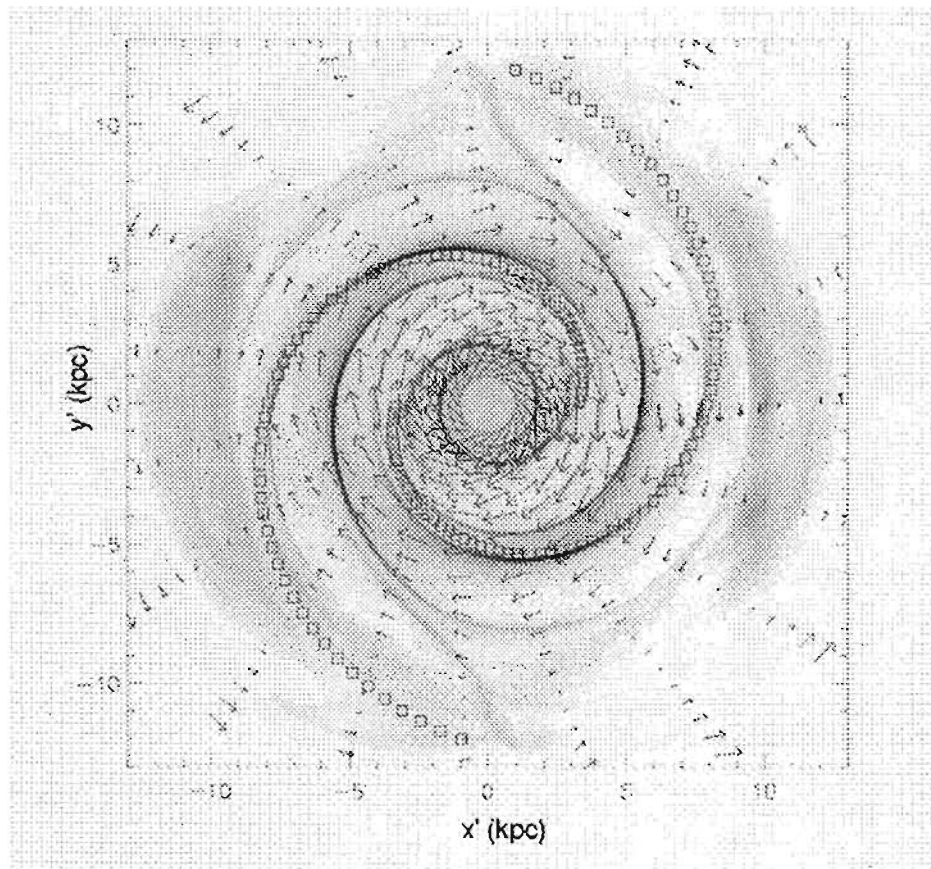


Figura 4.4: Simulation with the ZEUS code of the gas response to a spiral pattern with $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, open squares, shown in the rotating frame of the spiral pattern after 2.55 Gyr of evolution. The arrows give the velocity field, their size being proportional to the speed, with the maximum speed shown being 212 km s^{-1} . Dense zones correspond to dark regions.

Capítulo 5

Los efectos de la Ω_p y el campo magnético Galáctico

5.1 Introducción

En este capítulo estudiamos la superposición de cuatro brazos gaseosos que, a un valor fijo de la velocidad angular del patrón espiral Ω_p , se induce en el medio interestelar como respuesta al patrón espiral de Pichardo et al. En este capítulo describimos simulaciones numéricas hidro y magnetohidrodinámicas para estudiar la respuesta del gas ante la perturbación espiral, variando Ω_p . El resultado principal del presente estudio indica que, para valores de $\Omega_p < 15 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, la respuesta del gas ante el potencial espiral es tal que sigue al patrón impuesto, en extensión y ángulo de avance. Pero, para valores mayores de Ω_p , la respuesta del gas es tal que se induce un par de ondas de choque más en el medio que, superpuestas a las ondas de choque que siguen el lugar geométrico de los brazos impuestos, nos dan una apariencia de cuatro brazos gaseosos que se mantienen en una configuración de equilibrio durante tiempos de evolución del orden de 3 Gaños. La inclusión de un campo magnético azimutal de gran escala no altera la situación descrita para tiempos de evolución cortos. Pero, para tiempos de evolución grandes (del orden de un par de Gaños), el gas magnetizado muestra una inestabilidad que comienza en la posición de corrotación y la región de influencia de esta inestabilidad se extiende, eventualmente, al disco gaseoso en las porciones exteriores.

5.2 Los parámetros de las simulaciones

De nueva cuenta, para los experimentos descritos en este capítulo utilizamos el potencial de fondo axisimétrico de Allen y Santillán (1991) y la componente no axisimétrica es la dada por Pichardo et al. (2003). Para la serie de experimentos presentados en esta sección hemos mantenido fijos los parámetros del mejor modelo autoconsistente de Pichardo et al., pero hemos variado la Ω_p . Las implicaciones de este estudio son relevantes en tanto que, al aumentar Ω_p , las posiciones radiales de las resonancias cambian. La velocidad angular del patrón impuesto se toma como 10, 15, 20 y 30 $\text{km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. El ángulo de avance de la espiral impuesta

es de $i_p=15.5^\circ$, la razón de masa de brazo a disco es de $M_B/M_D=0.0175$ y con esta elección el modelo de potencial espiral nos da una fuerza relativa pico de 6% y en promedio 3%; la distancia de término de los brazos es de 12 kpc y la longitud radial de escala, para la caída en densidad de los brazos, es de 2.5 kpc. Es claro que cambiar estos parámetros estructurales afectará la respuesta gaseosa, pero un tal estudio paramétrico se reserva para el siguiente capítulo.

La malla de cálculo tiene, para los casos hidrodinámicos, 1024^2 zonas y 512×1024 zonas en los casos magnetohidrodinámicos. La extensión física de la malla es de 1 a 15 kpc en la dirección radial y de 0 a 2π en la dirección azimutal. Las condiciones a la frontera, en los casos hidrodinámicos, requirieron una implementación especial para evitar efectos indeseables en las primeras zonas de la malla de cálculo; tuvimos que implementar condiciones de entrada con velocidad negativa y densidad constante, en las zonas fantasma de la frontera interna para evitar reflexiones de ondas y apilamiento de material en esa región. Se utilizaron condiciones de salida en la frontera externa. Se utilizaron condiciones cíclicas para la dirección azimutal y condiciones de salida en la frontera interna para las simulaciones magnetohidrodinámicas (de ahora en adelante mhd) y de salida en la frontera externa.

Las simulaciones se realizan en un sistema de referencia que rota a la velocidad del patrón impuesto. Una vez más, el campo de fuerzas del patrón espiral se introduce en un disco en equilibrio radial. Aún cuando la perturbación de la espiral se introduce a tiempo cero, se hicieron simulaciones en donde se introduce de forma gradual en un intervalo de 100 Myr y los resultados son los mismos. Típicamente las simulaciones tienen un tiempo de evolución de 3 Gyr, pero se siguieron hasta 6 Gyr en los casos hidrodinámicos, para verificar que no aparecieran efectos posteriores que destruyeran la configuración de equilibrio alcanzada por el sistema. En los casos mhd no se alcanza una configuración de equilibrio. La ley de densidad impuesta tiene una longitud de escala radial de 15 kpc, y en la posición local nos da un valor numérico de 1 cm^{-3} . La temperatura del medio se fija uniforme a 8000 K y la evolución se mantiene isotérmica. La ley para la intensidad del campo magnético que se utiliza para las simulaciones mhd, es la obtenida en el capítulo 2, y está dada por la ecuación 2.6. Los valores de los coeficientes utilizados en esta ecuación son $B_1=8.4$, $B_2=1.35$, $r_1=11.5$ y $r_2=39$. Esta ley de campo decae, con la distancia Galactocéntrica, de una forma mucho más lenta que la ley de densidad que empleamos (ver Figura 2.3). La geometría inicial con que imponemos el campo magnético de gran escala es circular. El proceso de desarrollo de las ondas de choque de gran escala se ve, en principio, afectado por esta geometría del campo, pues tiende a circularizar el movimiento del gas. Pero, la intensidad del campo no es suficiente para afectar, de manera directa, la dinámica del gas inicialmente. Es a tiempos de evolución largos que los efectos del campo magnético se hacen evidentes.

5.3 La respuesta hidrodinámica: la influencia de Ω_p

En esta sección ilustramos la respuesta gaseosa a la distribución espiral de masa impuesta. Comenzamos por mostrar la respuesta gaseosa en el caso en que $\Omega_p =$

10 km s⁻¹ kpc⁻¹. Este valor de Ω_p (y valores muy cercanos a él) fue usado desde los primeros experimentos numéricos que trataban de demostrar la existencia de choques Galácticos inducidos por la propagación de ondas de densidad espirales (Roberts 1969, Shu, Milione y Roberts 1973). En las Figuras 5.1 y 5.2 podemos ver la evolución del sistema a 153 y 3100 Maños, respectivamente. En estas Figuras la densidad superficial está representada por los contornos en grises y está en unidades de log M_⊙ pc⁻². Sobrepuesto a los contornos está indicado el campo de velocidades con flechas, el tamaño de la flecha es proporcional al valor de la velocidad relativa en ese punto.

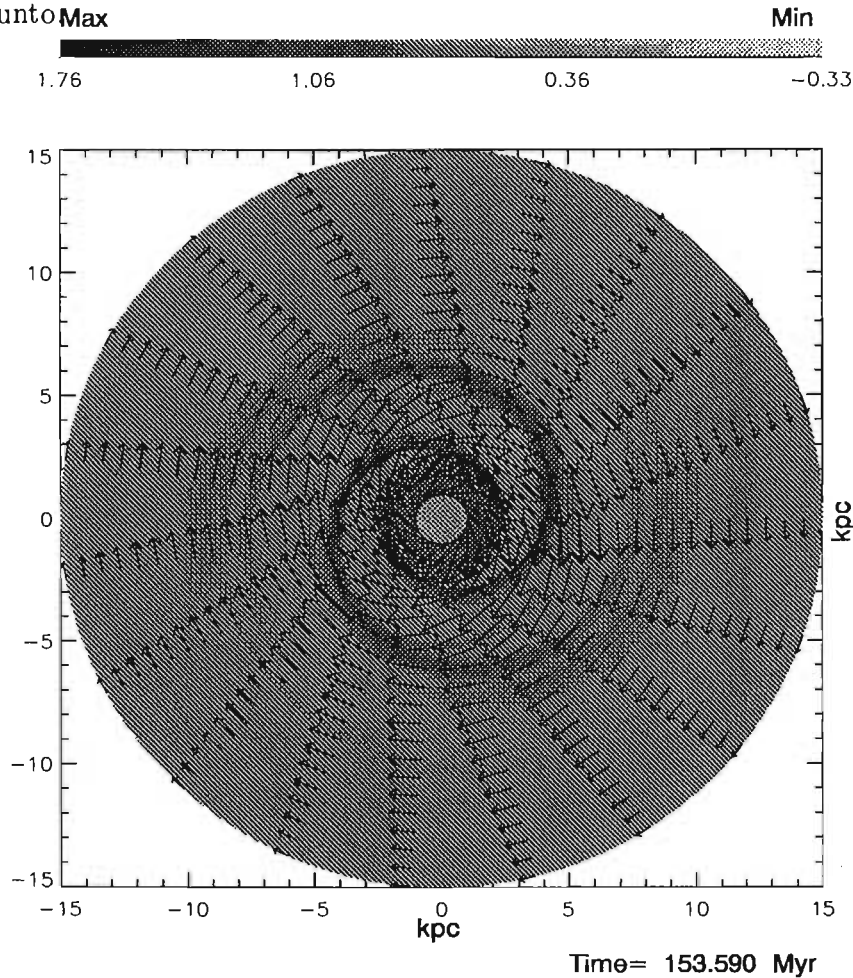


Figura 5.1: Caso correspondiente a $\Omega_p=10$ km s⁻¹ kpc⁻¹. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 150 Maños.

En la Figura 5.1 podemos ver que, inicialmente, se forman dos ondas de choque en respuesta al patrón impuesto. Hay una tendencia de las puntas de los brazos así formados a bifurcarse. La extensión y ángulo de avance de los brazos gaseosos formados es muy similar a la de los brazos impuestos. Podemos ver que la estructura de brazos gaseosos se forma a tiempos muy tempranos y mayores rasgos que las ondas de choque no se observan en la simulación. En la Figura 5.2 podemos observar la evolución del disco gaseoso a tiempos de evolución muy largos. La estructura de

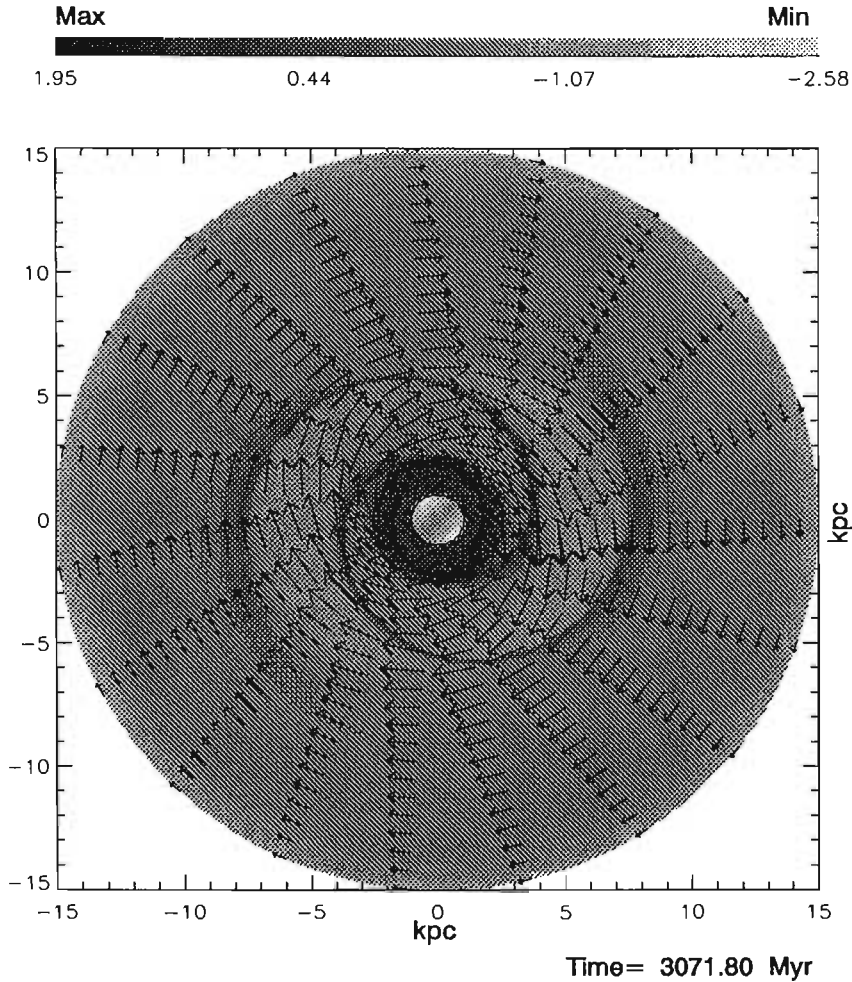


Figura 5.2: Caso correspondiente a $\Omega_p=10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3100 Maños.

dos ondas de choque de gran escala se mantiene prácticamente sin cambios tanto en la extensión de las mismas, como en ángulo de avance, como en posición de las mismas. La evolución del sistema es muy simple: a tiempos muy cortos de evolución se forman un par de ondas de choque en respuesta al patrón espiral impuesto; estas ondas de choque siguen el lugar geométrico del patrón impuesto y se mantienen, sin destruirse y sin variar de forma muy apreciable, hasta los 3 Giga años de evolución que se piden de ellas. En concordancia con los resultados semianalíticos dados por Roberts (1969). El mismo tipo de resultados fue obtenido, en el plano de la Galaxia, usando un valor de $\Omega_p=12 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ por Gómez y Cox (2002).

Ahora, si variamos el valor de la velocidad angular a $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, encontramos que a tiempos de evolución cortos se forman, de nueva cuenta, dos choques de gran escala. Esto se puede apreciar en la Figura 5.3. El campo de velocidades está dominado por la componente azimutal excepto en la región interior a 3 kpc, en donde una importante componente radial es notoria. Hasta este punto la evolución del disco gaseoso es muy parecida al caso anterior. Estos choques iniciales tienen un mayor grosor que el caso anterior y un contraste de densidad menor. Hemos

superpuesto, con cuadrados, el lugar geométrico de la espiral impuesta para resaltar el hecho de que los brazos iniciales coinciden con el patrón espiral estelar impuesto. Pero para tiempos de evolución ligeramente mayores encontramos un nuevo rasgo muy prominente.

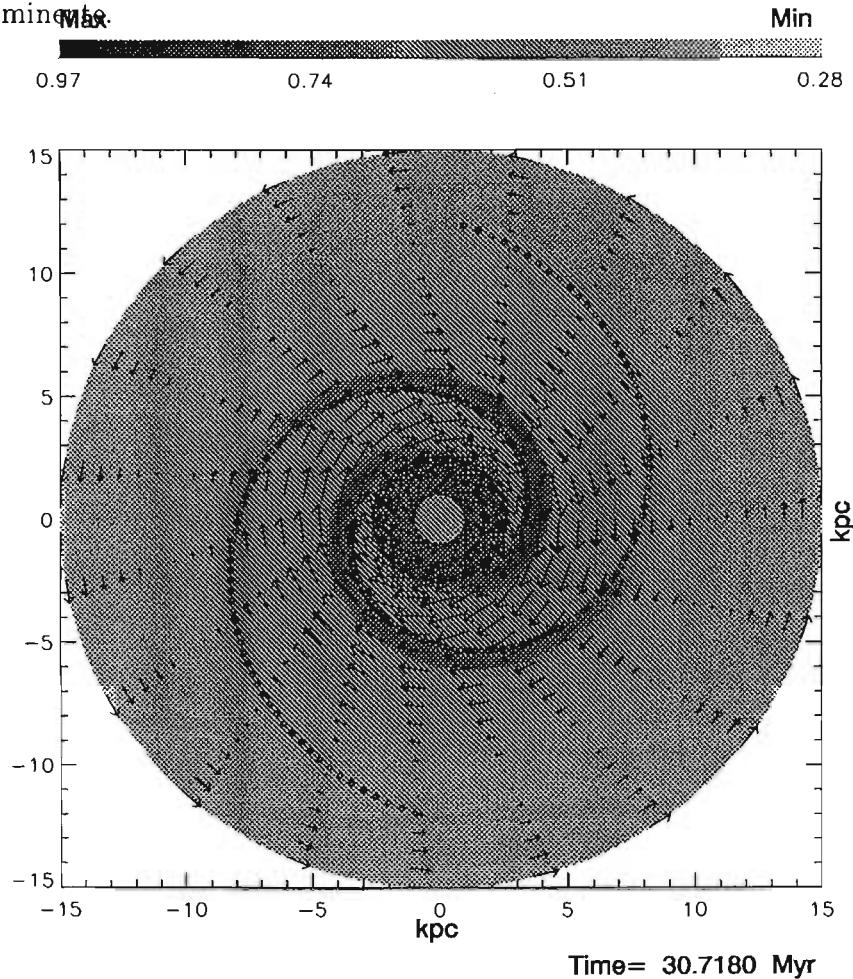


Figura 5.3: Caso correspondiente a $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 30 Maños. Superpuesto a esta Figura tenemos el lugar geométrico de la espiral impuesta, marcado con cuadrados.

En la Figura 5.4 observamos la evolución del disco a 150 Maños de evolución. Aún existen dos ondas de choque que siguen el patrón, en el sentido de que su ángulo de avance y extensión es similar a él. Sin embargo, ahora encontramos dos nuevos choques que tienen una extensión limitada a la región interior a 7 kpc (la posición de la resonancia 4:1 para este valor de Ω_p) y que en general muestran un contraste de densidad menor que los choques que siguen al patrón impuesto. Esta estructura de cuatro brazos se mantiene a lo largo de los 3 Gaños que se deja correr la simulación, como se puede apreciar en la Figura 5.5. Como podemos notar, los cuatro brazos inducidos en el disco gaseoso se mantienen estables y prácticamente sin cambios en posición o extensión, lo cual es un resultado notable, pues como se puede ver, los brazos que siguen al patrón impuesto permanecen siempre muy cercanos a él y el

otro par no se enrolla ni se disipa, al menos durante el tiempo de evolución pedido del sistema. **Max** **Min**

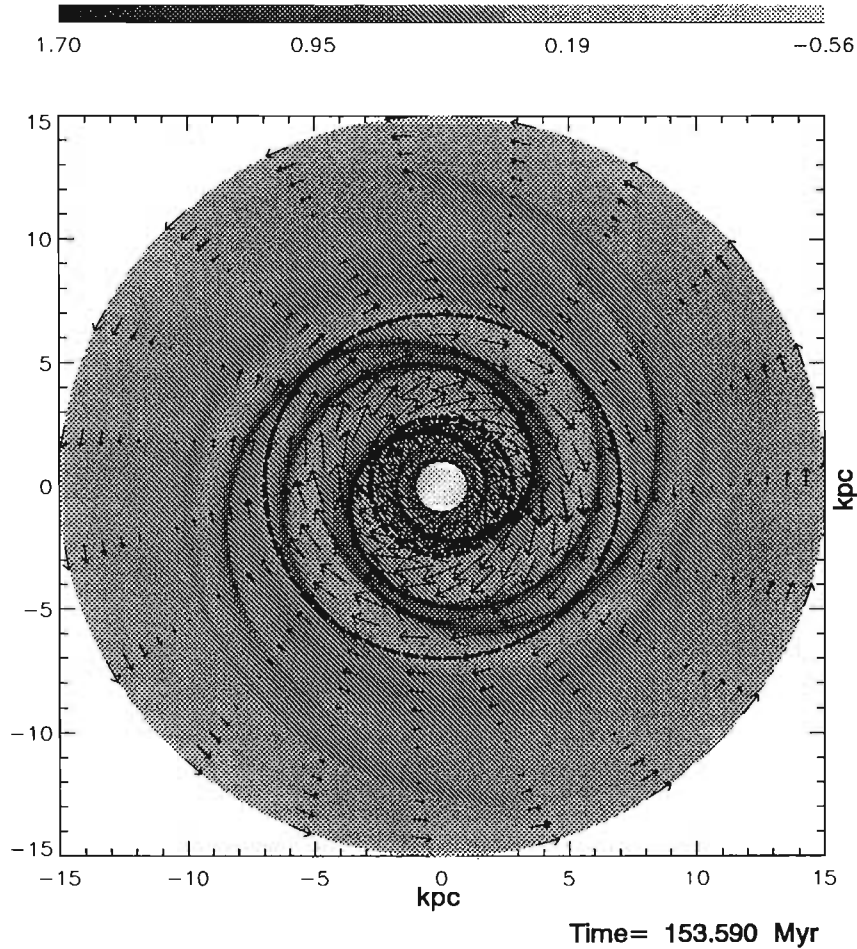


Figura 5.4: Caso correspondiente a $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 150 Maños. Superpuesta a esta Figura tenemos las posiciones de las resonancias interna de Lindblad y la 4:1.

Como consideración final queremos resaltar un punto. La dinámica del gas a grandes distancias galactocéntricas está dominada por la presencia del halo de materia oscura. Esto se refleja en la curva de rotación plana que obtenemos del modelo de Allen y Santillán (1991). La presencia de las ondas de choque de gran escala que surgen en el disco gaseoso como respuesta a la perturbación del potencial espiral impuesto es un fenómeno que, en principio, no debe afectar de manera especialmente notable la dinámica del gas, pues las curvas de rotación observadas son planas. Consideramos importante, pues, mostrar la curva de rotación obtenida en nuestras simulaciones para saber de qué manera afecta la presencia de los brazos la dinámica del gas en el plano.

Como podemos observar en la Figura 5.8, la curva de rotación se mantiene con valores para la velocidad azimutal del orden de 200 km s^{-1} , pero ya no es plana. Perturbaciones asociadas con los brazos espirales son notorias, especialmente en las

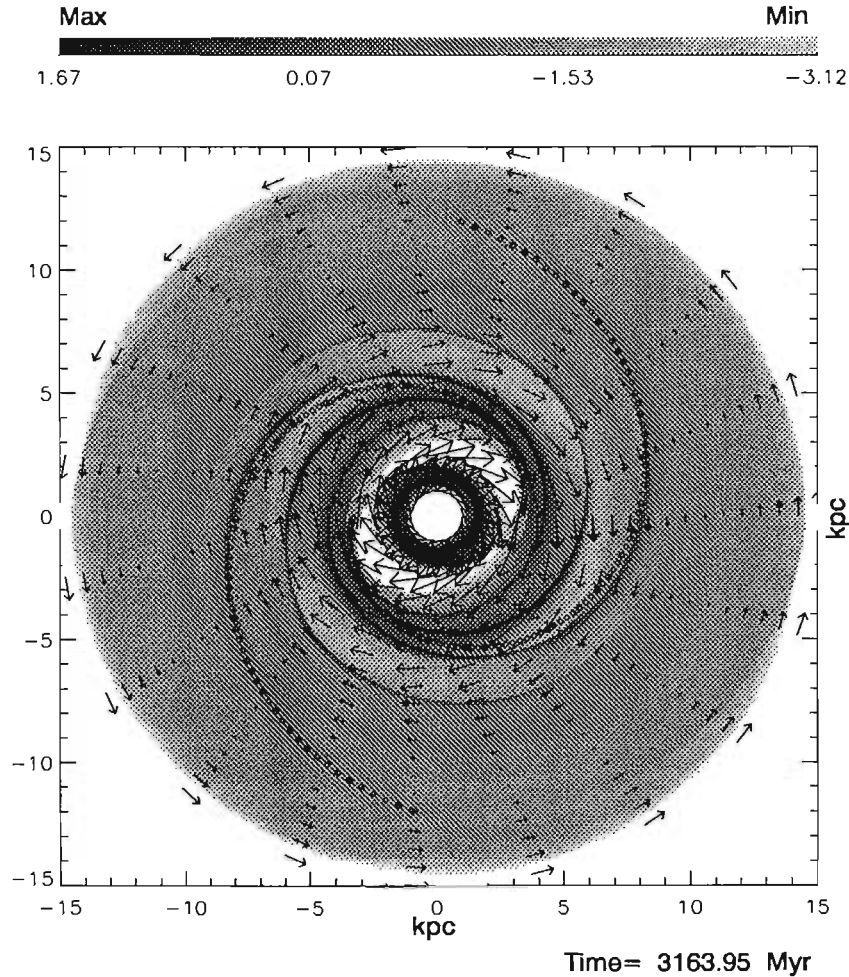


Figura 5.5: Caso correspondiente a $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3100 Maños. Superpuesto a esta Figura tenemos el lugar geométrico de la espiral, marcado con cuadrados.

regiones internas. A grandes distancias Galactocéntricas la masa contenida en la espiral es mínima y por tanto ya no afecta de manera apreciable la dinámica del gas. Una comparación directa de la curva de rotación obtenida para estas simulaciones con observaciones de curvas de rotación de galaxias no sería muy útil, pues las compresiones obtenidas en estas simulaciones son muy grandes. Esperamos que la inclusión de un campo magnético de gran escala disminuya el valor de las compresiones; así mismo esperamos que la inclusión de la coordenada vertical también disminuya las compresiones obtenidas. La relevancia de exhibir aquí la curva de rotación asociada con nuestras simulaciones radica en que muestra que, en efecto, la estructura espiral no afecta de manera catastrófica la dinámica del gas y que irregularidades en la curva de rotación pueden ser asociadas con la presencia de los brazos espirales gaseosos. Estas irregularidades se muestran como “saltos” en las curvas de rotación. Las posiciones de tales irregularidades sí que pueden ser obtenidas con modelajes como el presente.

Si seguimos variando el valor de Ω_p , y esta vez nos fijamos en el caso corres-

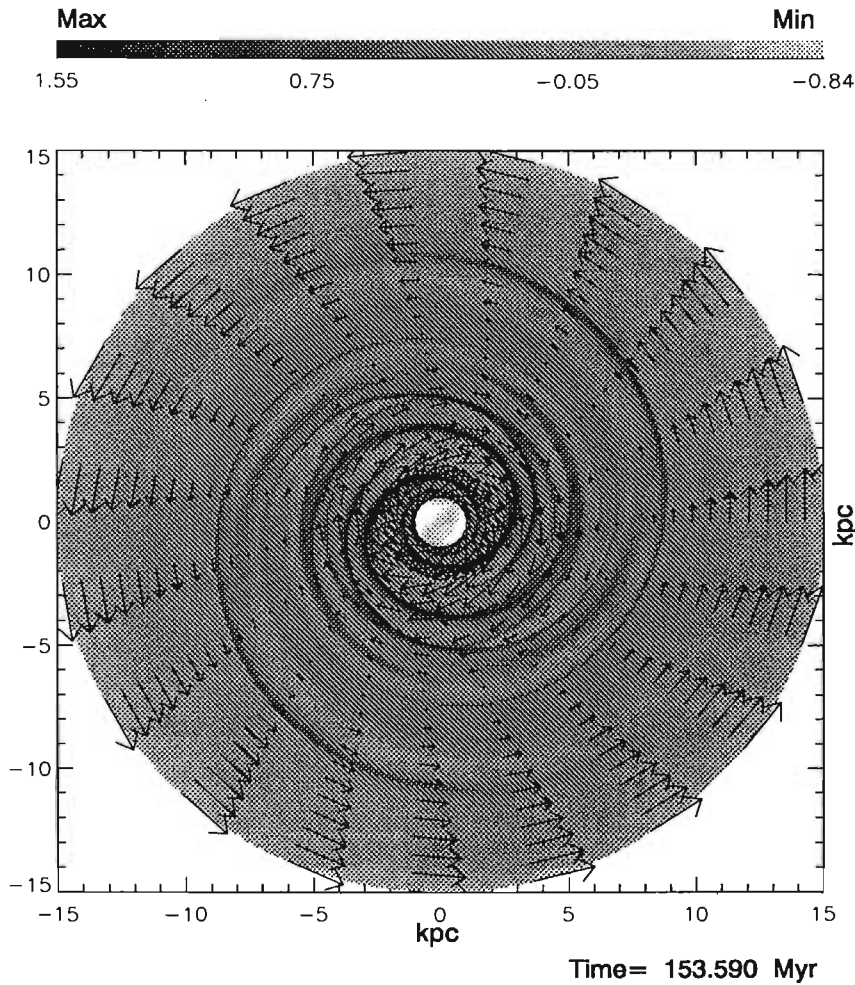


Figura 5.6: Caso correspondiente a $\Omega_p=30 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 150 Maños.

pondiente a $\Omega_p=30 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, confirmamos el comportamiento descrito en el caso anterior. En la Figura 5.6 observamos el comportamiento del disco gaseoso a un tiempo de evolución corto. Dos frentes de choque en el lado cóncavo, dentro de corrotación, son la respuesta inicial al patrón impuesto. Estos brazos siguen, en extensión y ángulo de avance al patrón espiral. Al seguir evolucionando el disco gaseoso, surgen dos brazos adicionales que tienen una extensión menor y un ángulo de avance menor que las ondas que siguen al patrón impuesto. Este comportamiento se mantiene, prácticamente sin cambios, durante los 3 Gaños que se piden de la evolución del disco gaseoso. No aparecen nuevos rasgos que alteren el comportamiento anteriormente descrito, excepto porque el patrón de cuatro brazos esta vez no es tan claro y ahora tenemos una zona de transición que separa a los brazos gaseosos internos de aquellos que están más allá de corrotación; todo esto se puede apreciar en la Figura 5.7.

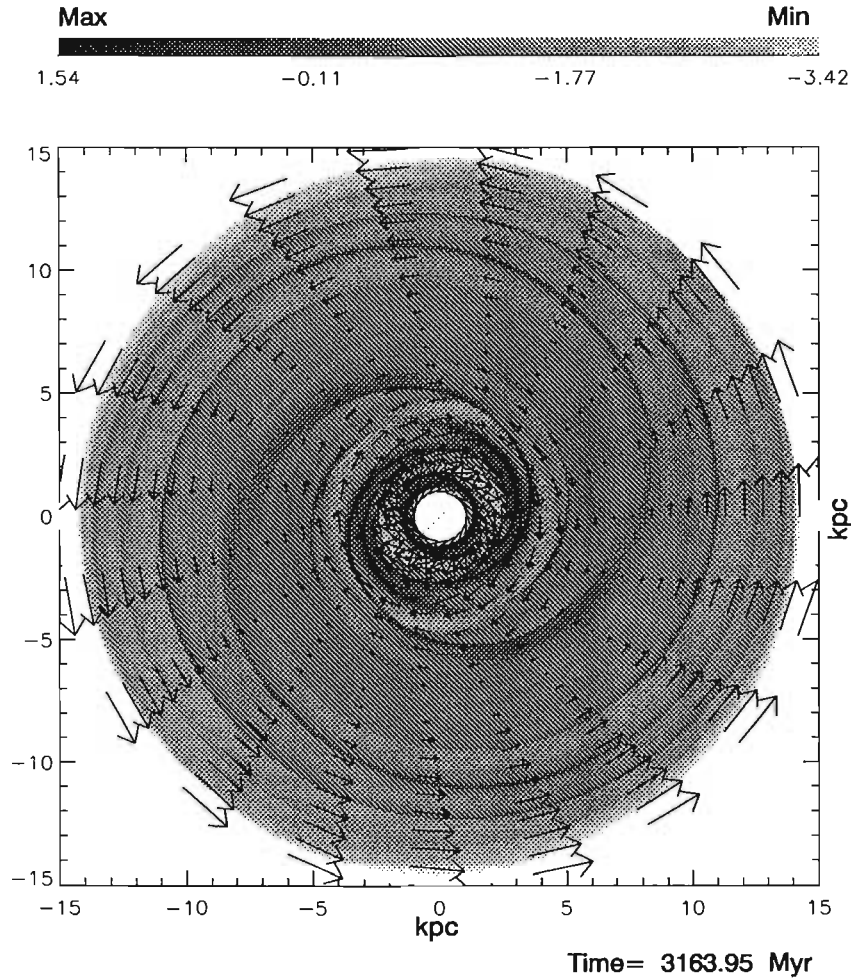


Figura 5.7: Caso correspondiente a $\Omega_p=30 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3100 Maños.

5.4 Simulaciones MHD

En esta sección presentamos los resultados de los simulaciones numéricas referentes a la respuesta de la mezcla de gas más campo magnético ante la perturbación espiral. Estos experimentos son pertinentes, pues se ha argumentado que un campo magnético de gran escala, con una intensidad como la que tiene el campo Galáctico, no puede influir de manera significativa en la evolución del disco gaseoso de la Galaxia (ver, por ej. Binney y Tremaine, 1994). Sin embargo, simulaciones numéricas en donde se incluye un campo magnético muestran formación de estructura adicional (ver, e. g. Martos y Cox 1998). Para dar respuesta a la pregunta sobre cuál es el papel del campo magnético Galáctico en la evolución del disco gaseoso, hemos incluido un campo magnético de gran escala y de geometría azimutal en nuestras simulaciones. La comparación directa con los resultados hidrodinámicos descritos en la sección precedente nos darán los efectos que son debidos puramente a los efectos hidromagnéticos.

En la Figura 5.9 podemos observar el comportamiento inicial del disco gaseoso

Time= 1843.10

V azimutal contra radio para angulos=0,45,90, 135 grados, respectivamente

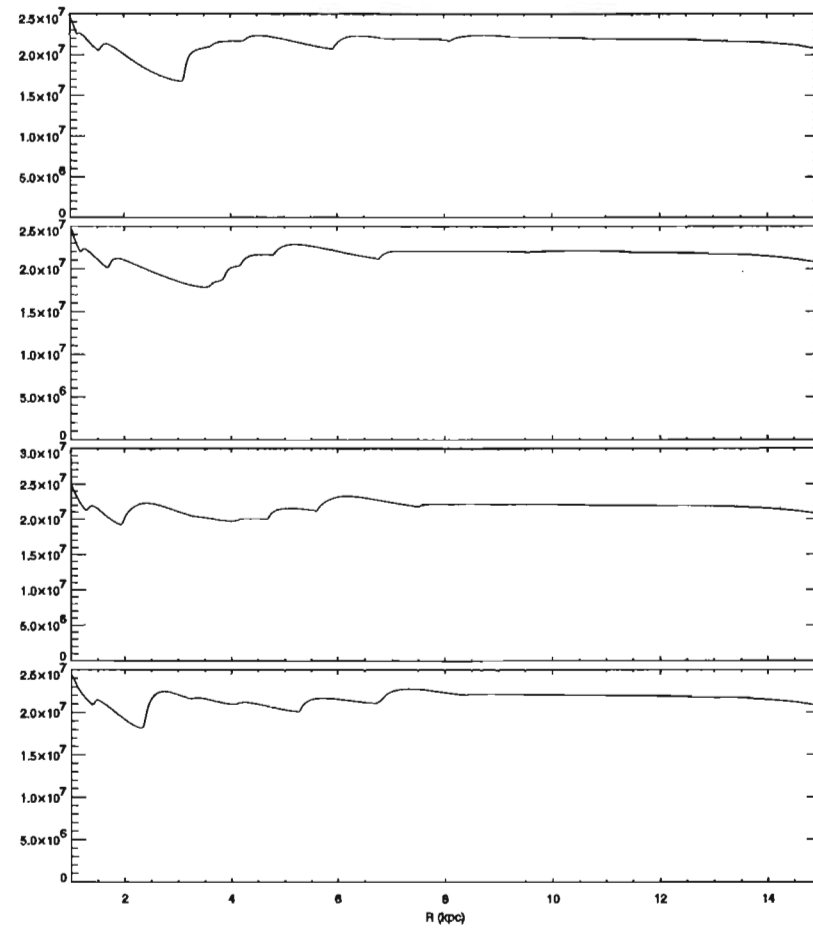


Figura 5.8: Curva de rotación obtenida para nuestro mejor modelo. Se grafica la velocidad azimutal como función del radio para los ángulos 0, 45, 90 y 135°.

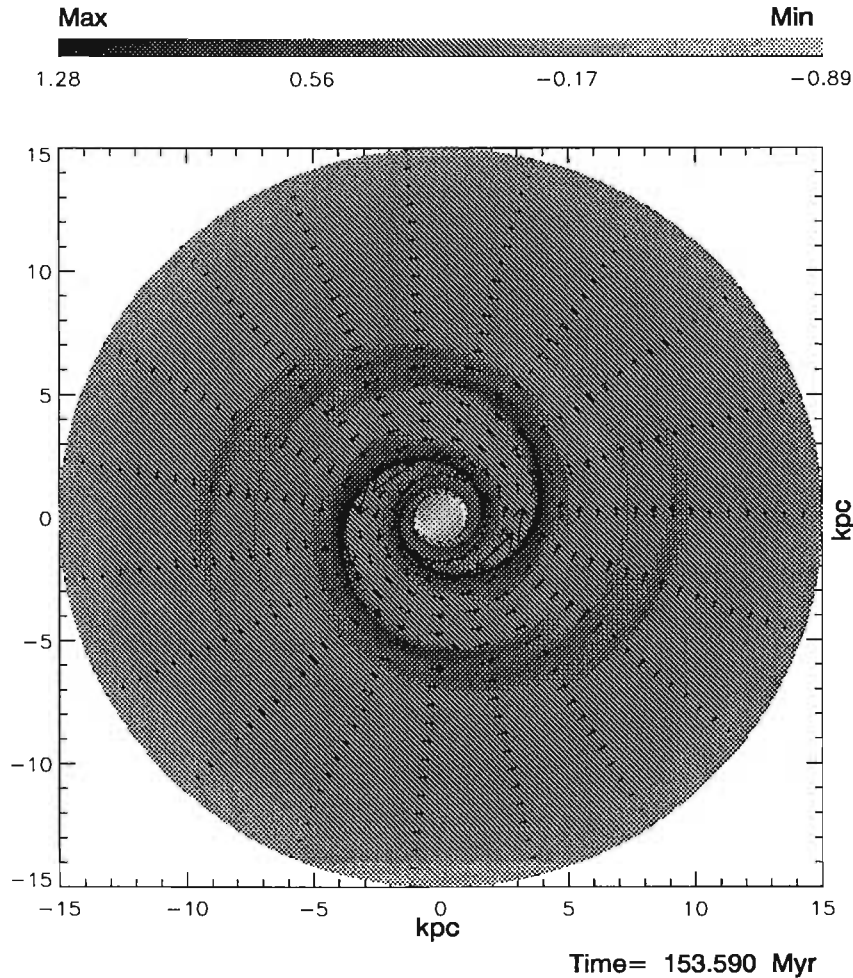


Figura 5.9: Caso correspondiente a $\Omega_p=10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y la intensidad y dirección del campo magnético con flechas. Tiempo de evolución= 150 Maños.

a $\Omega_p=10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en contornos de grises y esta vez las flechas indican la intensidad y dirección del campo magnético. Al igual que su contraparte hidrodinámica, esta simulación numérica muestra que dos choques que siguen el lugar geométrico del patrón impuesto son la respuesta del gas. Estos frentes de choque se mantienen estables durante los 3 Gaños que se pidieron de la simulación, sin destruirse ni cambiar su posición. La evolución del sistema es idéntica a la del caso hidrodinámico, pues no aparecen nuevos rasgos o cambios significativos con esas simulaciones.

Ahora revisaremos el caso mhd de $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Inicialmente la evolución del disco es muy similar al caso hidrodinámico, pues se forman dos ondas de choque que siguen al patrón impuesto, ver Figura 5.11. Otra vez se forman, para este valor de Ω_p , dos nuevos choques, que surgen de la frontera interna, que tienen un ángulo de avance y una extensión menores que los choques que siguen al patrón espiral, ver Figura 5.12. Esta configuración se mantiene estable hasta los tiempos más grandes que seguimos, del orden de 6 Gaños. Sin embargo, esta vez encontramos una diferencia notable con el caso hidrodinámico. Para tiempos de evolución

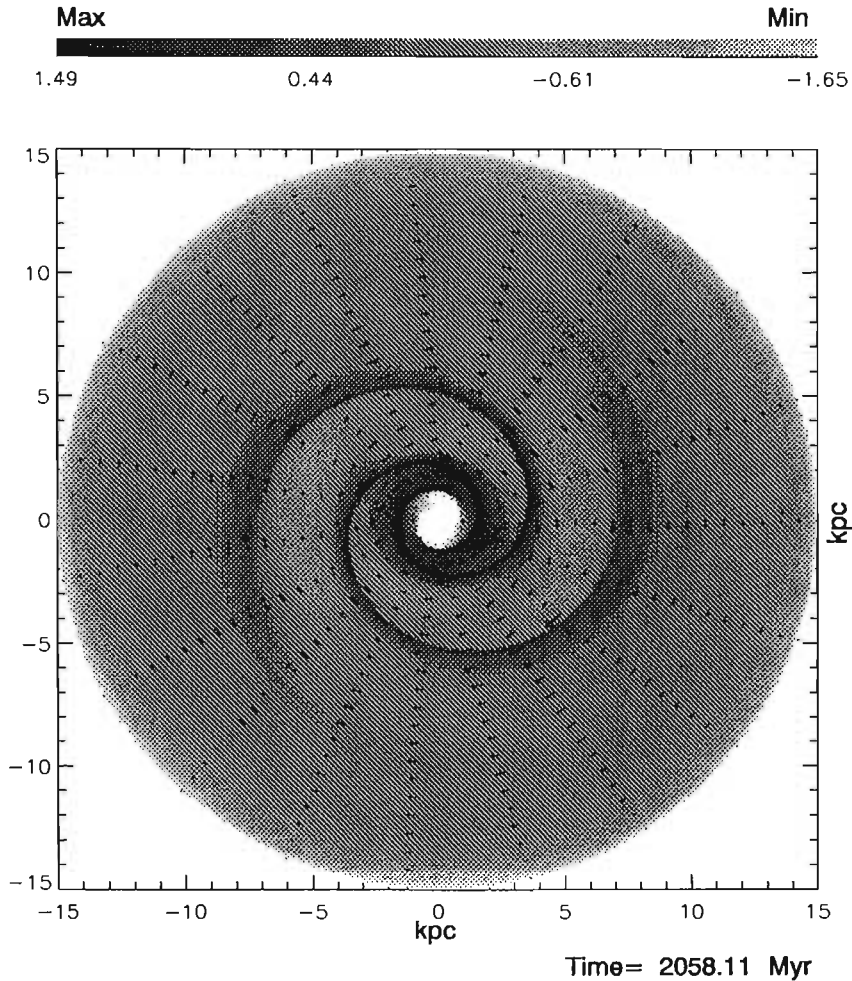


Figura 5.10: Caso correspondiente a $\Omega_p=10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y la intensidad y dirección del campo magnético con flechas. Tiempo de evolución= 2000 Maños.

mayores de un Gaño encontramos que se induce en el disco gaseoso una inestabilidad, alrededor de la posición de corrotación, que para este valor de Ω_p ocurre a 11 kpc. Esta inestabilidad se caracteriza, en su primera etapa alrededor de un Giga año de evolución, por perturbar las líneas del campo magnético de tal manera que dos perturbaciones en forma de anillo limitan una zona de rarefacción, a una distancia de 11 kpc. La estructura es bastante complicada pues las zonas de compresión muestran componentes importantes del campo magnético radial y continuamente se alternan zonas de compresión y rarefacción. Este comportamiento lo podemos observar en la Figura 5.13. Nos referiremos a este comportamiento como la zona del "vacío" en corrotación. En esa misma Figura podemos observar paquetes de ondas que se propagan radialmente hacia afuera. Algunas de estas ondas son absorbidas en la región de corrotación, pero otras se transmiten hasta alcanzar la posición de la resonancia externa de Lindblad. Ahí son reflejadas y al alcanzar nuevamente la zona de corrotación son absorbidas. La mezcla de gas y campo continúa su evolución y la inestabilidad se dispara alrededor de 2.7 Gaños de evolución. Esta inestabilidad induce, en el medio, perturbaciones y ondulaciones que aumentan de amplitud con el

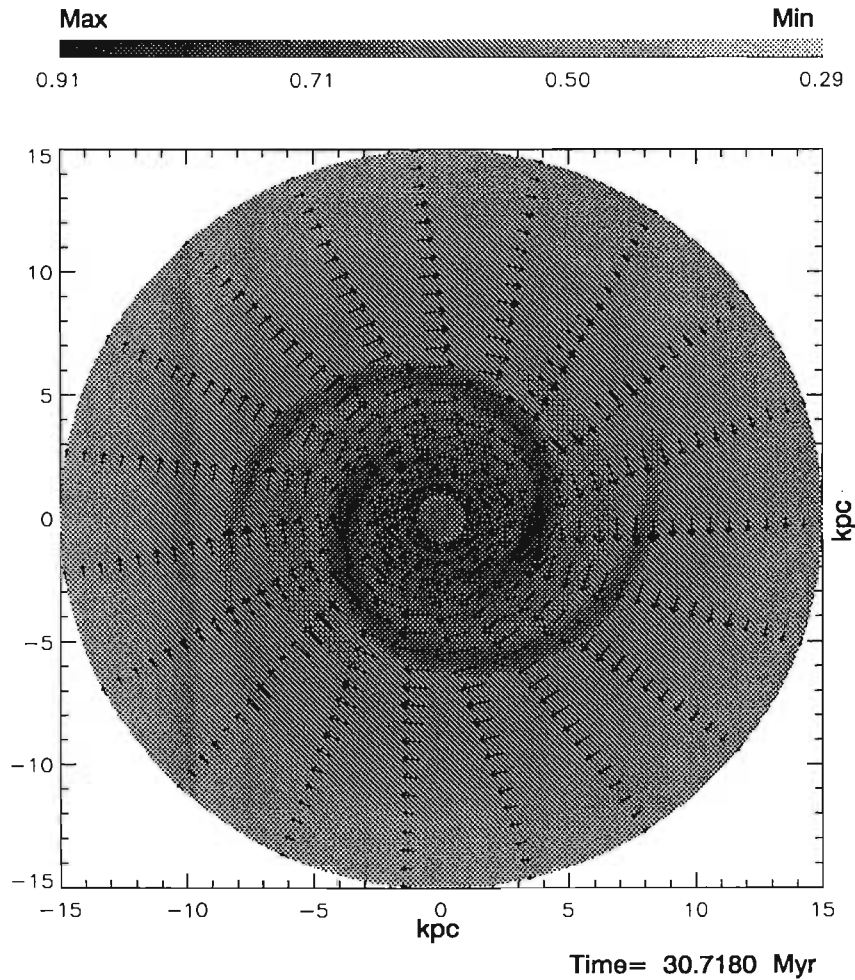


Figura 5.11: Caso correspondiente a $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y la intensidad y dirección del campo magnético con flechas. Tiempo de evolución= 30 Maños.

tiempo y que conducen a un ensanchamiento de la región que ocupa la inestabilidad. Es ésta la razón de que en este tipo de experimentos nunca se alcance un estado de equilibrio estacionario. En la Figura 5.14 observamos el comportamiento del disco después de 6 Gaños de evolución y observamos la forma que ha tomado la inestabilidad. También observamos que ahora la zona de influencia de la inestabilidad ocupa una región mucho más extensa y domina la evolución del disco a distancias Galactocéntricas grandes.

Incluimos aquí la curva de rotación obtenida para este caso. De nueva cuenta observamos las perturbaciones que las ondas de choque inducen en la curva de rotación que era plana. Notemos que la presencia del campo magnético no altera de forma significativa la curva de rotación, de tal manera que el campo no podría sostener una curva de rotación plana sin el halo de materia oscura, como suponen Battaner et al. (1992). Pero esta vez ya encontramos una perturbación, muy ligera, en la zona de corrotación. Esta perturbación está asociada con la inestabilidad en corrotación, y aunque no es muy prominente marca la zona en donde se genera la inestabilidad. Como podemos ver, aún cuando la inestabilidad comienza a generar

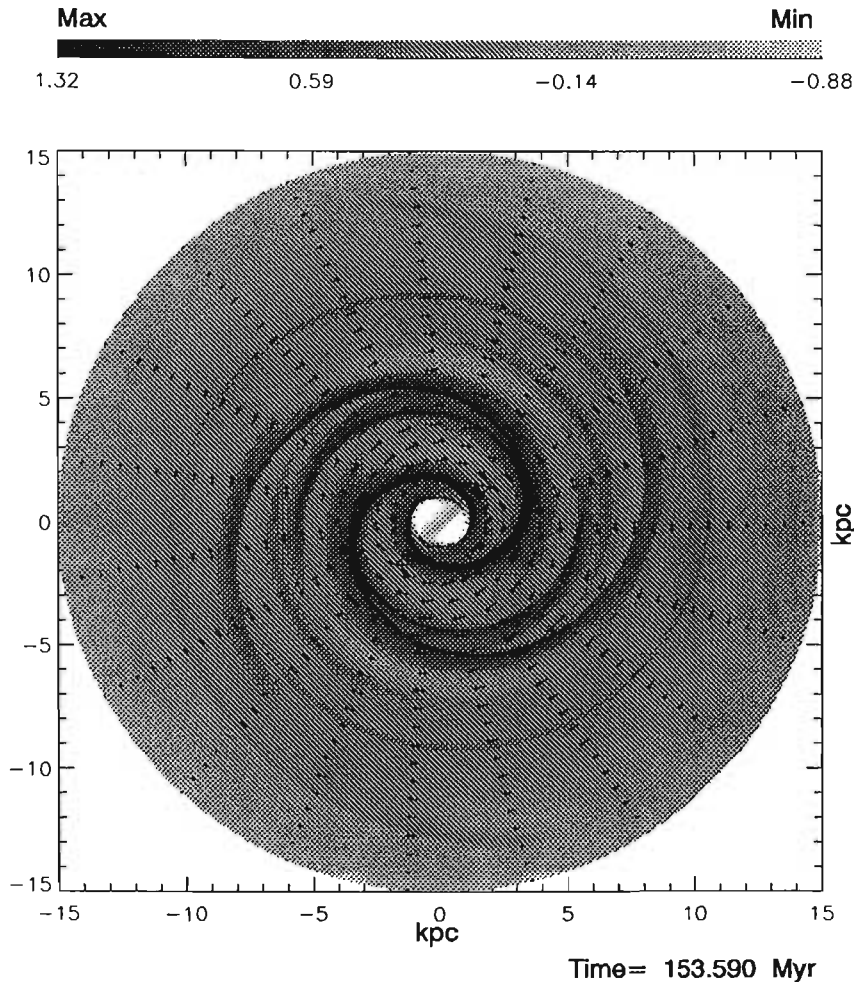


Figura 5.12: Caso correspondiente a $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y la intensidad y dirección del campo magnético con flechas. Tiempo de evolución= 150 Maños.

estructura, la velocidad del gas magnetizado no se ve afectada de manera especialmente notable en el sentido de que la curva de rotación muestra solamente pequeñas irregularidades a ese tiempo de evolución.

El experimento con $\Omega_p=30 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ es muy similar a este caso. Inicialmente no presenta diferencias con su contraparte hidrodinámica, pues se inducen dos ondas de choque que siguen al patrón espiral. Dos choques más se inducen en el medio que generan una superposición de cuatro brazos en el disco gaseoso. Esta configuración se mantiene estable durante toda la simulación. A tiempos de evolución largos, del orden de un Gaño, se induce en el medio una inestabilidad, que se caracteriza, inicialmente, por una región de vacío para la posición de corrotación, que a este valor de Ω_p está a 7 kpc. El origen y evolución de esta inestabilidad son idénticos a los del caso anterior, pues la región ocupada por la inestabilidad tiende a crecer y a dominar el disco a tiempos de evolución muy largos, impidiendo que se alcance un estado estacionario. Para observar el comportamiento del sistema nos referimos a la Figura 5.16.

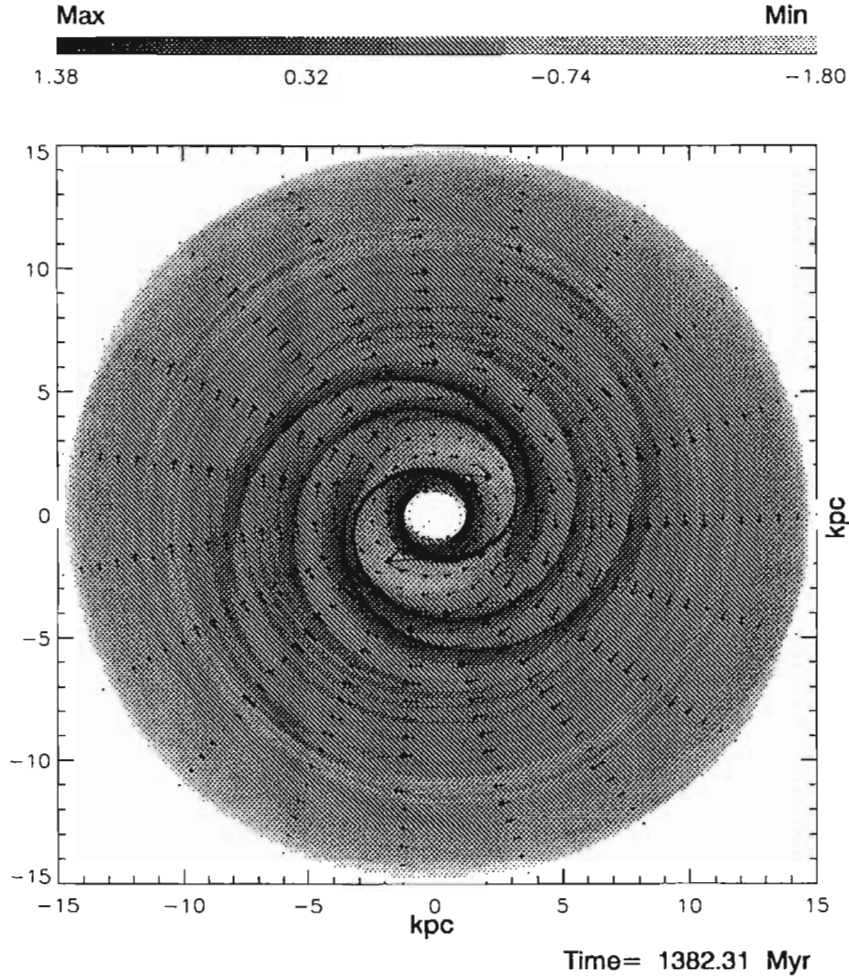


Figura 5.13: Caso correspondiente a $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y la intensidad y dirección del campo magnético con flechas. En la posición de corrotación podemos notar el nacimiento de la inestabilidad que está marcado como una zona de baja densidad en corrotación. Tiempo de evolución= 1380 Maños.

5.5 Análisis y discusión de resultados

En la sección anterior hemos presentado los resultados de los experimentos numéricos sobre la respuesta del disco gaseoso ante un potencial espiral detallado. Hemos visto que la respuesta hidro y magnetohidrodinámica es muy complicada y depende fuertemente del valor de Ω_p . Dos resultados son particularmente notables y serán analizados en esta sección. Primero, hemos encontrado que para ciertos valores de Ω_p , se induce en el disco gaseoso una superposición de cuatro brazos espirales en respuesta a un patrón de dos brazos. Segundo, la adición de un campo magnético azimutal de gran escala no altera el resultado hidrodinámico correspondiente a la estructura de cuatro brazos, pero sí induce un nuevo rasgo prominente: una inestabilidad que ocurre en la posición de corrotación, que de nueva cuenta está relacionada con el valor de Ω_p .

Analicemos el primer punto. Para caracterizar el resultado concerniente a la aparición de la estructura de cuatro brazos, se realizaron simulaciones numéricas

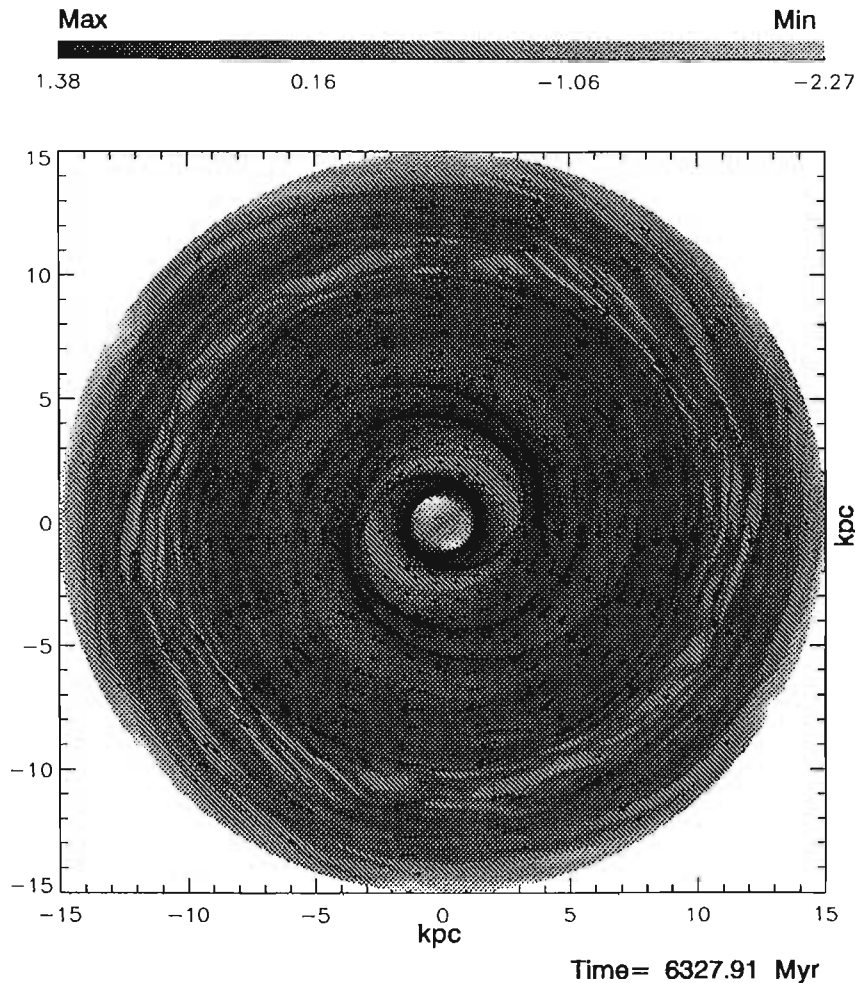


Figura 5.14: Caso correspondiente a $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y la intensidad y dirección del campo magnético con flechas. Tiempo de evolución= 6000 Maños.

para distintos valores de Ω_p , hasta encontrar el valor umbral de este parámetro que da origen a dicha estructura. Encontramos que si $\Omega_p < 15 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, la respuesta gaseosa es tal que sigue al patrón impuesto. Para valores mayores o iguales que esta Ω_p se inducen en el medio dos ondas de choque adicionales. Hemos graficado las posiciones de las resonancias más importantes en el disco gaseoso y el valor de la Ω_p para averiguar si existe alguna correlación. En la Figura 5.17 mostramos las curvas de resonancias en el modelo de Allen y Santillán (1991) y con líneas horizontales marcamos dos valores de Ω_p y el valor umbral al cual ocurre la superposición de cuatro brazos. Notamos que el valor de R en donde $\Omega_p = 15 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ intersecta a la curva de la resonancia interna de Lindblad, es de 3.5 kpc. Este valor es muy cercano a la distancia a la cual empezamos los brazos impuestos, que es de 3.3 kpc. Encontramos de esta manera que si la resonancia interna de Lindblad (riL) está localizada en la posición a la cual comienzan los brazos espirales o es interior a ella, sucede la superposición de cuatro ondas de choque. Esta es una condición necesaria para inducir una tal respuesta en el disco gaseoso, pues como veremos más adelante, el valor de Ω_p es el que controla este comportamiento, otros parámetros no afectan

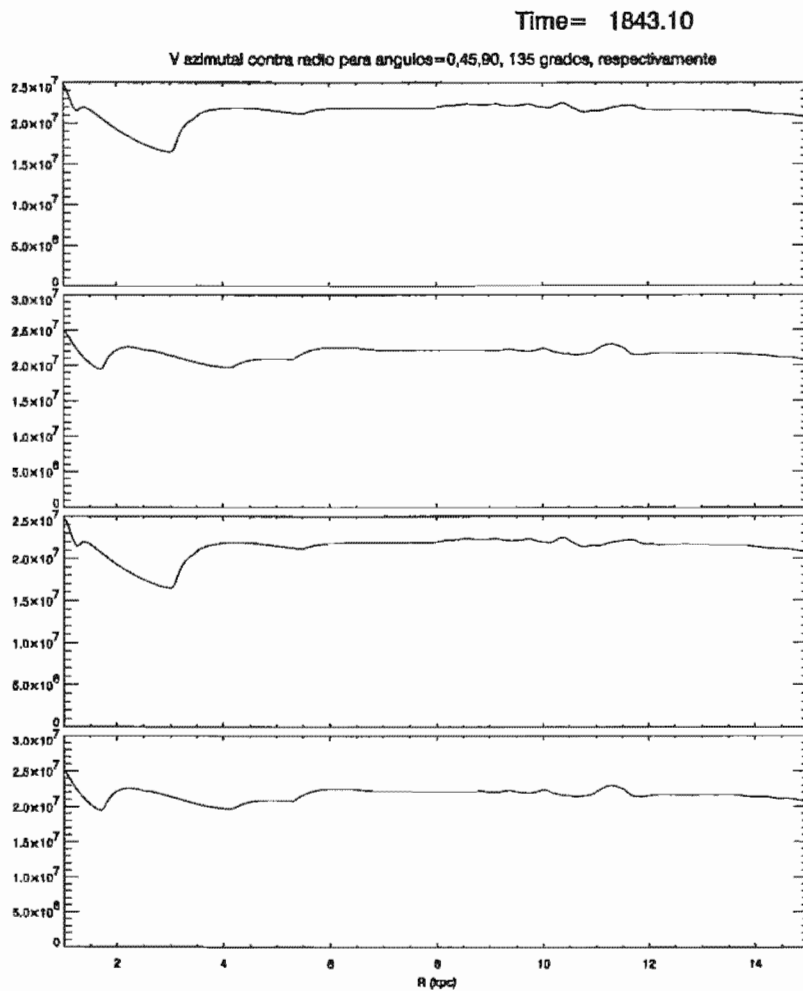


Figura 5.15: Curva de rotación obtenida para nuestro mejor modelo en el caso mhd. Se grafica la velocidad azimutal como función del radio para los ángulos 0, 45, 90 y 135°.

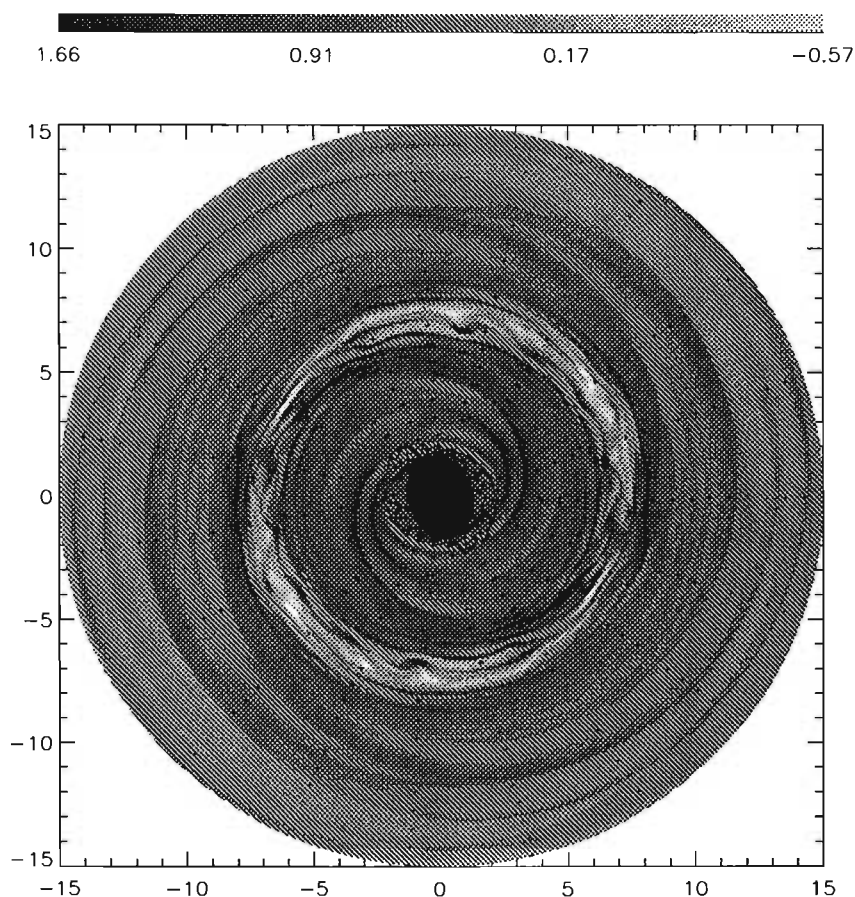


Figura 5.16: Caso correspondiente a $\Omega_p=30 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. La densidad está indicada en una escala de grises y la intensidad y dirección del campo magnético con flechas. Tiempo de evolución= 3100 Maños.

de manera tan drástica el resultado.

Inicialmente se puede pensar que los nuevos choques son una bifurcación de los brazos que siguen al patrón, pero un análisis más detallado sobre el origen de las ondas de choque descarta esta posibilidad. En la Figura 5.18 podemos observar el tiempo en que se originan las nuevas ondas de choque para dos valores de Ω_p . En esta Figura, para el caso $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, observamos que al momento de su aparición, los nuevos choques emergen de la región central en respuesta a una compleja dinámica del gas en esa región. Cerca de la frontera interna el gas tiene, en algunas regiones, una componente radial significativa; en otras regiones los choques que surgen en respuesta al patrón impuesto inducen una componente radial negativa. Cuando estos flujos se encuentran chocan y forman, de esta manera, las nuevas zonas de choque. Esta dinámica tan compleja del gas, cerca de la frontera interna, surge por la cercanía de la resonancia interna de Lindblad a una posición en donde el potencial asociado a los brazos espirales cambia de forma dramática. No queremos decir con esto que las nuevos choques se forman en la iLr, sino que en las regiones internas, en donde los choques son más fuertes, el flujo de gas se ve más

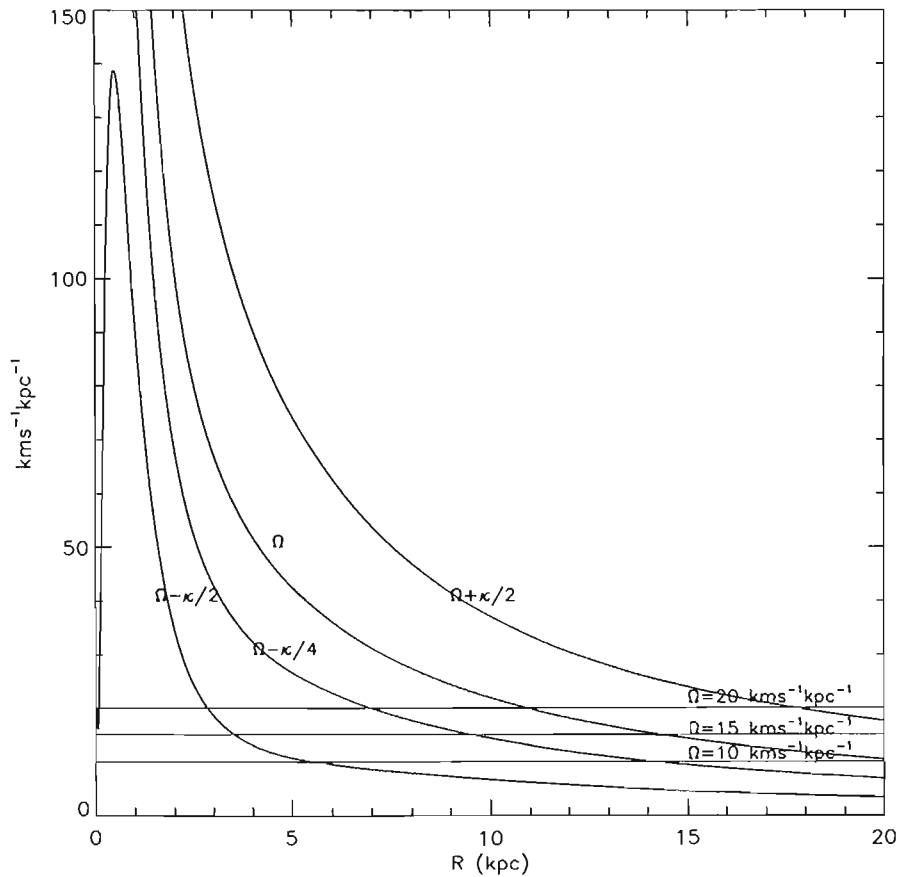


Figura 5.17: Curvas de resonancias en el modelo Galáctico de Allen y Santillán. Las líneas horizontales denotan los valores de $\Omega_p=10, 15$ y $20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$.

deformado que en las regiones externas. El flujo de gas se aleja de su configuración circular al pasar por los choques y al encontrarse con líneas de flujo, que también han sido desviadas de su trayectoria circular al pasar por los choques, forman los nuevos brazos, los cuales tienen menor intensidad y cuya extensión estará limitada a la zona en donde los choques principales distorsionan, de manera significativa, el flujo circular del gas. Las nuevas ondas de choque formadas evolucionan con el tiempo hasta encontrar el estado estacionario; cambiando su posición, ángulo de avance y contraste de densidad. Un rasgo más, asociado a la compleja dinámica del gas en la frontera interna, tiene que ver con que una vez establecida la configuración de equilibrio de las cuatro ondas de choque, se forma en la región interna a 3 kpc una distorsión oval de densidad de donde emergen las ondas de choque que tienen el menor contraste de densidad.

En las Figuras 5.18, 5.19 podemos observar que en el caso de $\Omega_p=10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, también sucede el comportamiento anteriormente descrito: en la frontera interna existen dos zonas que se caracterizan por tener componentes de velocidad radial de signo opuesto. El patrón impuesto induce material con velocidad radial

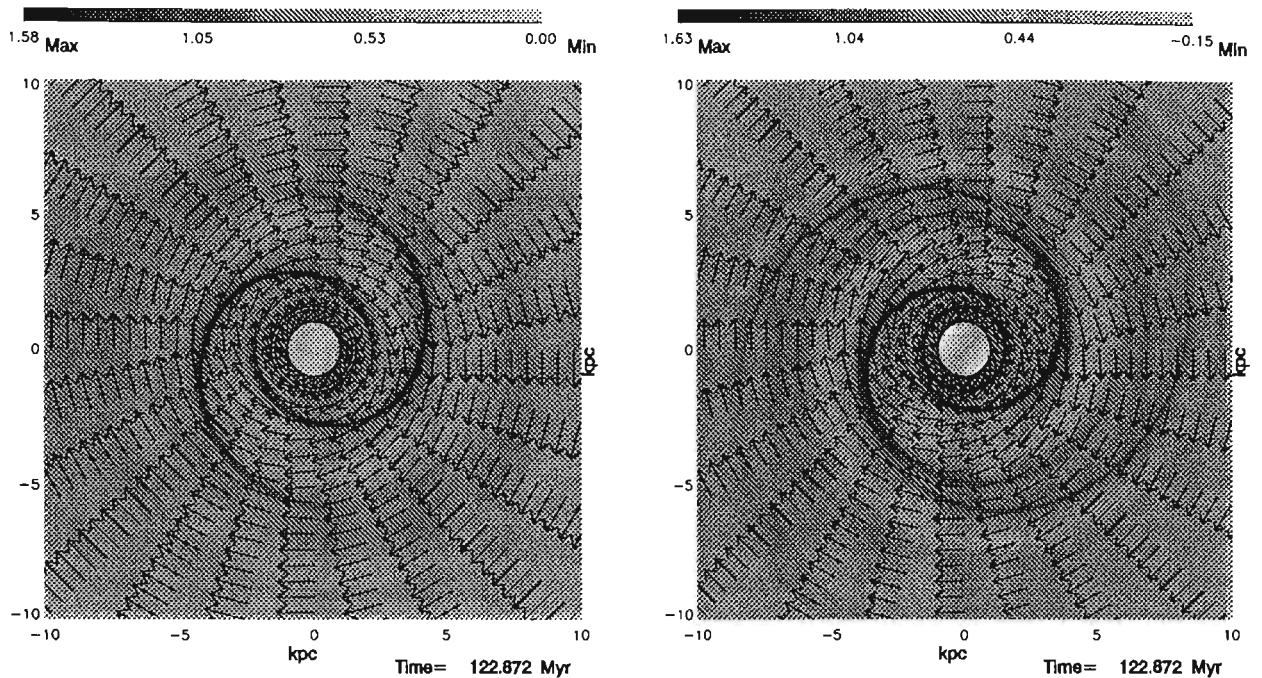


Figura 5.18: Casos correspondientes a $\Omega_p=10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (izquierda) y $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (derecha). La densidad está indicada en una escala de grises y se grafica el campo de velocidades con flechas en el sistema de referencia inercial. Tiempo de evolución=120 Maños para ambos casos

negativa que se encuentra con flujo emergente, pero en este caso las componentes de velocidad radial tienen menor magnitud, esto es, las desviaciones del movimiento circular del gas son menores que en el caso anterior. Este comportamiento es análogo al obtenido por Shu, Milione y Roberts (1973), en donde una compresión secundaria emerge en sus cálculos si la amplitud de la perturbación es menor a 3%, pero tal compresión secundaria desaparece para valores mayores de la amplitud. En nuestro caso el papel de ese parámetro lo toma Ω_p , pues a valores menores de Ω_p el gas entra con mayor velocidad al brazo impuesto. Una forma de entender este resultado sería hacer un análogo con los experimentos de Baker y Barker (1974) o como los de Martos y Cox (1998), en donde se muestra que la respuesta del gas ante un pozo de potencial depende tanto de la amplitud del pozo como de la velocidad de entrada del gas. Ellos muestran que si la velocidad de entrada del gas es muy grande entonces las perturbaciones inducidas en el medio no son muy importantes, esto es, que para que el pozo de potencial induzca una perturbación apreciable, la velocidad de entrada, del gas al pozo, debe estar en un cierto rango de parámetros comparables a la velocidad asociada con el pozo mismo. Los trabajos citados son unidimensionales y la extensión a dos dimensiones de tal criterio no es tan evidente, así que tal aseveración debe tomarse con reservas.

El segundo punto a analizar es el concerniente a la inestabilidad que surge en el disco magnetizado. Dicha inestabilidad surge únicamente en los casos que presentan la superposición de cuatro brazos. En los casos en que la respuesta del gas magnetizado es de dos brazos no se induce, al menos en los tiempos de evolución que seguimos, la inestabilidad. Esto nos lleva a pensar que las ondas mhd que se generan

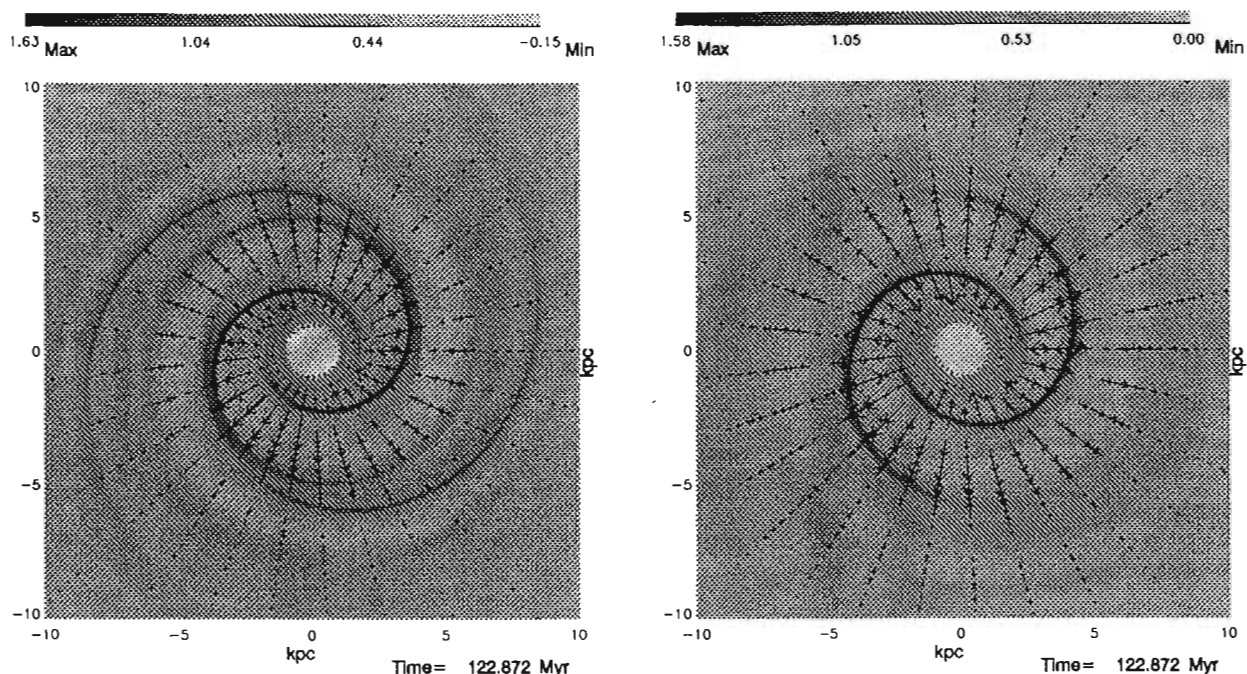


Figura 5.19: Casos correspondientes a $\Omega_p=10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (izquierda) y $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (derecha). La densidad está indicada en una escala de grises y se superpone con flechas únicamente la componente radial del campo de velocidades. Tiempo de evolución=120 Maños para ambos casos

en los casos de cuatro brazos son las responsables de iniciar la inestabilidad. Para indagar sobre el origen de la inestabilidad probamos un par de criterios. Primero calculamos el parámetro de Toomre del disco gaseoso con una $\Omega_p=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, a un tiempo de evolución en el cual la inestabilidad se origina, correspondiente a un Gaño. Como éste es un disco magnetizado usamos el criterio de Toomre correspondiente para estabilidad $Q_M^2 \equiv (c_s^2 + c_A^2)\kappa^2/(\pi G\mu_0)^2 > 1$ (Lou, Yuan y Fan 2001); aquí c_A es la velocidad de Alfvén local y μ_0 , la densidad superficial de masa. El disco magnetizado resulta ser estable siempre. En la Figura 5.20 podemos observar que, en efecto, el criterio de estabilidad de Toomre se cumple para todas las posiciones Galactocéntricas y a diferentes ángulos. Ahora bien, la forma que toma la inestabilidad, en que el material tiende a formar estructuras que parecen tener vorticidad, sugiere que la inestabilidad es del tipo Kelvin-Helmholtz magnética. Un análisis general de la inestabilidad de tipo Kelvin-Helmholtz en flujos cizallados mhd fue realizado por Miura y Pritchett (1982). Ellos demuestran que en el caso de que el campo magnético y el flujo de gas sean paralelos, deben cumplirse dos condiciones para que se desarrolle la inestabilidad: que $M_A^2 > 4$ y que $M_s^2 < 4$. M_A y M_s están definidos de tal manera que $M_s = V_0/c_s$ y $M_A = V_0/v_A$. Aquí V_0 es el salto total en velocidad. En la Figura 5.21 podemos apreciar el comportamiento del parámetro M_s para un tiempo de evolución en que la zona de cizallamiento ya se desarrolló en el disco, correspondiente a un tiempo de evolución de un Giga año, y vemos que no se cumple para ninguna distancia Galactocéntrica, ni algún ángulo, el criterio de inestabilidad. El comportamiento de este parámetro para tiempos de evolución posteriores es muy parecido, incluso cuando la inestabilidad ya se ha desarrollado

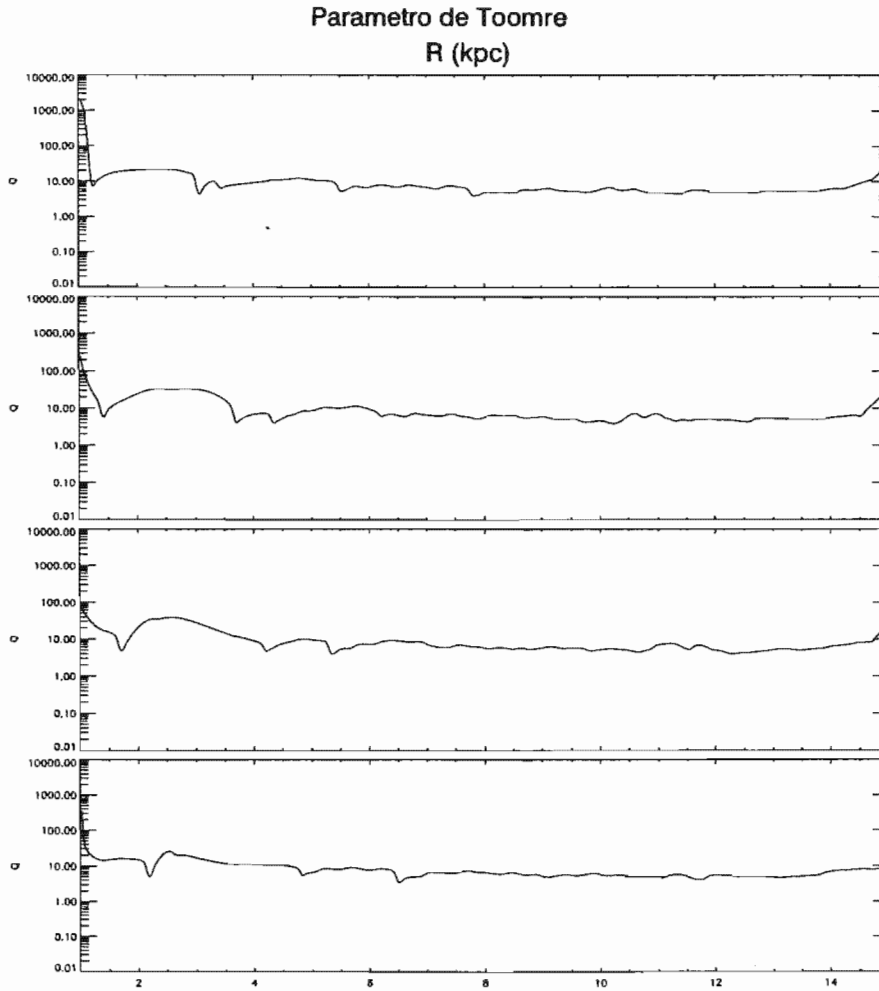


Figura 5.20: Parámetro de Toomre contra distancia Galactocéntrica (R) a los ángulos 0° , 45° , 90° y 135° . Gráfica elaborada para un tiempo de evolución de 1 Gaño.

por completo. El valor del salto total en V_0 debería ser diez veces más pequeño para que el criterio de inestabilidad se cumpliera. Esto descarta la posibilidad de que la inestabilidad encontrada en nuestras simulaciones sea de tipo Kelvin-Helmholtz magnética.

La presencia de esta inestabilidad marca otra diferencia entre el comportamiento de las estrellas y el gas. Usando las ecuaciones linealizadas para la respuesta del gas ante la propagación de ondas de densidad espirales, Bertin (2000) muestra que existe un término que se vuelve singular en el círculo de corrotación. Este término tiene que ver con la vorticidad del flujo ($\kappa/\sigma\Omega$) y contribuye al transporte de momento angular a través de corrotación; es esta propiedad lo que lo hace desestabilizante. Tagger (2001), estudiando la propagación de ondas de densidad en un disco, demuestra que este término causa que las ondas de densidad intercambien energía y momento angular en corrotación, lo que lleva al crecimiento de la amplitud de las ondas allí.

Ahora bien, como ya hemos mencionado, la etapa inicial de esta inestabilidad se caracteriza por una región de “vacío” en corrotación. La aparición de esta región se puede explicar como sigue: para posiciones interiores a corrotación tenemos que $\Omega >$

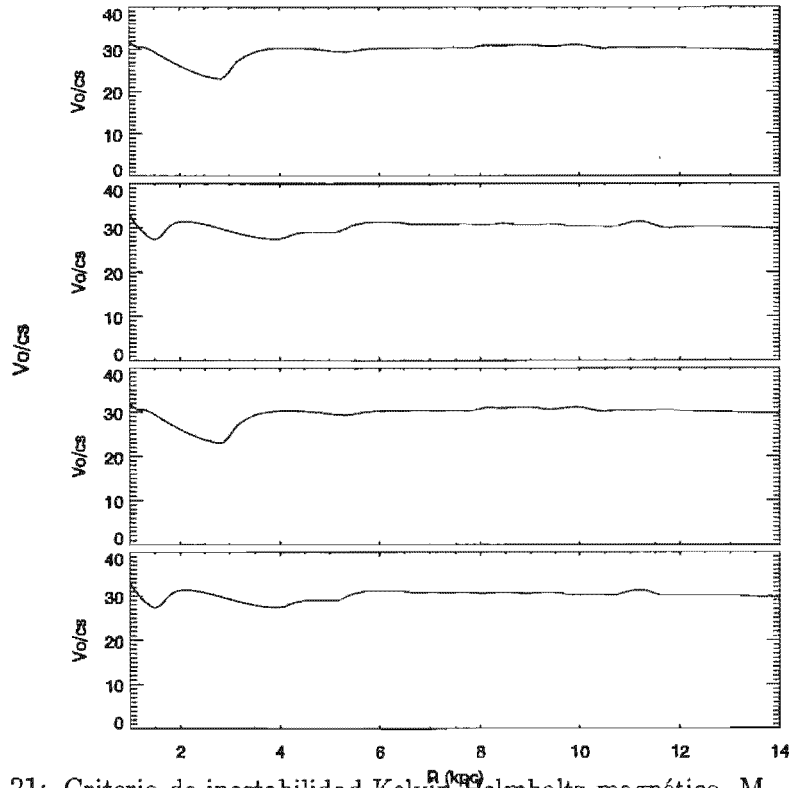


Figura 5.21: Criterio de inestabilidad Kelvin-Helmholtz magnético, $M_s < 4$ para inestabilidad, contra la posición Galactocéntrica para los ángulos $0, 45, 90$ y 135° . Tiempo de evolución de un Gaño.

Ω_p , luego es el gas el que alcanza a los choques espirales, entrando a ellos por el lado cóncavo. En los choques el gas es desacelerado y cae a posiciones Galactocéntricas menores. Pero, para posiciones mayores a corrotación, $\Omega < \Omega_p$, luego el proceso es inverso; son los choques espirales los que alcanzan al gas y le transfieren parte de su energía, causando que el gas se desplace a mayores distancias del centro Galáctico. Se espera entonces que, en corrotación, exista esta zona de vacío debida a este efecto (Lépine, Mishurov y Dedikov, 2001) y en nuestros experimentos numéricos tal zona de vacío aparece cerca del Gaño de evolución.

Ahora bien, al introducir la perturbación espiral, la presencia de ésta induce la propagación de ondas mhd; al llegar estas ondas a la posición de corrotación algunas son absorbidas y otras transmitidas. Las ondas transmitidas pueden llegar hasta la posición de la resonancia externa de Lindblad, en donde su dirección de propagación cambia y son reflejadas; al llegar nuevamente a la posición de corrotación son absorbidas. El carácter de las ondas mhd se traduce en compresiones y rarefacciones en la región de corrotación, pero estas compresiones no son homogéneas, pues la respuesta del medio ante la perturbación espiral es tal que se inducen dos pares de ondas de choque con ángulos de avance distintos. La interacción de los paquetes de ondas con estas ondas de choque produce que las ondas alcancen la región de corrotación con distintas fases, haciendo que las zonas de compresión y rarefacción estén alternadas, todo el tiempo. Esto a su vez se traduce en ondulaciones del campo magnético que crecen en amplitud conforme más paquetes de ondas alcanzan la región en que el

campo ya está undulado. El campo magnético actúa entonces como un reservorio de energía y la continua inyección de nuevos paquetes de onda hace que se dispare la inestabilidad y que por ende el disco magnetizado no alcance un estado de equilibrio estacionario. La región de inestabilidad crece conforme avanza el tiempo y el disco evoluciona continuamente bajo la influencia de esta inestabilidad.

Capítulo 6

Respuesta del gas a variaciones de los parámetros estructurales

En los dos capítulos precedentes hemos visto la respuesta del gas en nuestro mejor modelo de potencial y la variación de dicha respuesta conforme se cambia el valor de Ω_p . Sin embargo, existen otros parámetros que no están completamente restringidos por las observaciones y que pueden afectar la evolución del disco. Estos parámetros son: el ángulo de avance de la espiral impuesta, i_p ; la distancia de término de la espiral, r_e ; y la razón de la masa contenida en los brazos respecto a la masa contenida en el disco del potencial axisimétrico, M_B/M_D . En este capítulo mostraremos la forma en que la variación de estos parámetros afecta a los resultados ya descritos. Para discernir cuáles efectos son atribuibles a la variación de los parámetros estructurales, los resultados numéricos que presentamos a continuación son comparados con nuestro mejor modelo, que es el que corresponde a las simulaciones presentadas en el capítulo 4. Recordemos que los valores de los parámetros estructurales en nuestro mejor modelo son: ángulo de avance $i_p = 15.5^\circ$, velocidad angular del patrón impuesto $20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, extensión de la espiral 12 kpc y razón de masa de brazo a disco $M_B/M_D=0.0175$. Todos los experimentos numéricos presentados en este capítulo se hicieron a un valor de Ω_p fijo ($20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$), para poder comparar directamente con nuestro mejor modelo. En cada caso mostrado en este capítulo los valores de los parámetros estructurales son aquéllos de nuestro mejor modelo, excepto el valor del parámetro que estamos investigando.

6.1 El efecto de variar el ángulo de avance

Como mostramos en el capítulo 3, el estudio de la propagación de ondas de densidad espirales en discos gaseosos se puede lograr, desde un punto de vista analítico, suponiendo que la espiral esta muy enrollada, lo cual se conoce como la aproximación TWA (por sus siglas en Inglés) o WKB, pues este método es utilizado en el límite clásico de la teoría cuántica. Sin embargo, un valor numérico del ángulo de avance al cual esta suposición ya no es válida es muy difícil de dar. Los efectos de una espiral que no esté muy enrollada sobre un disco gaseoso no están estudiados, por tanto, desde el punto de vista analítico. Los resultados de la propagación de ondas de densidad espirales se restringen, por tanto, al estudio de galaxias espirales de

tipo temprano. Aumentar el ángulo de avance del potencial espiral nos lleva, por tanto, al régimen de espirales que sólo han sido estudiadas a través de experimentos numéricos.

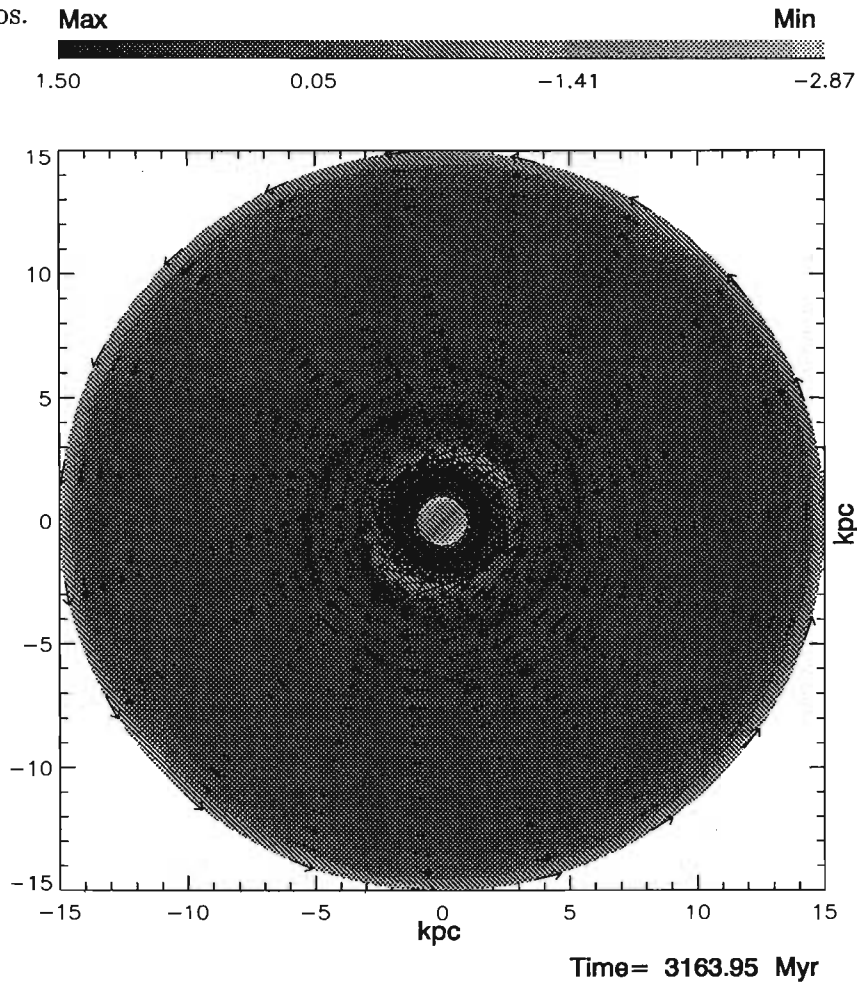


Figura 6.1: Caso correspondiente a $i_p = 8^\circ$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3.1 Gaños.

Como un primer paso hacia el estudio del efecto de la variación del ángulo de avance realizamos simulaciones numéricas en que disminuimos el valor del mismo hasta $i_p = 8^\circ$. En la Figura 6.1 observamos el comportamiento del disco gaseoso a tiempos de evolución largos. La evolución del disco es bastante simple: el gas choca cerca del lugar geométrico del patrón impuesto. Diversas ondas se inducen en el disco gaseoso como respuesta a la espiral, pero solo existen choques cerca del locus de la espiral. No se induce estructura secundaria a estos choques que afecte la evolución del disco y se alcanza un estado de equilibrio estacionario en las primeras decenas de Maños que se mantiene durante los 3 Gaños que se piden de la simulación. En este sentido la evolución del disco es simple, pues no se generan nuevas ondas de choque en adición a las que siguen al patrón impuesto. Las ondas de choque inducidas son bastante enrolladas y decaen en amplitud cerca de $R=7$ kpc, distancia a la cual se localiza la resonancia 4:1.

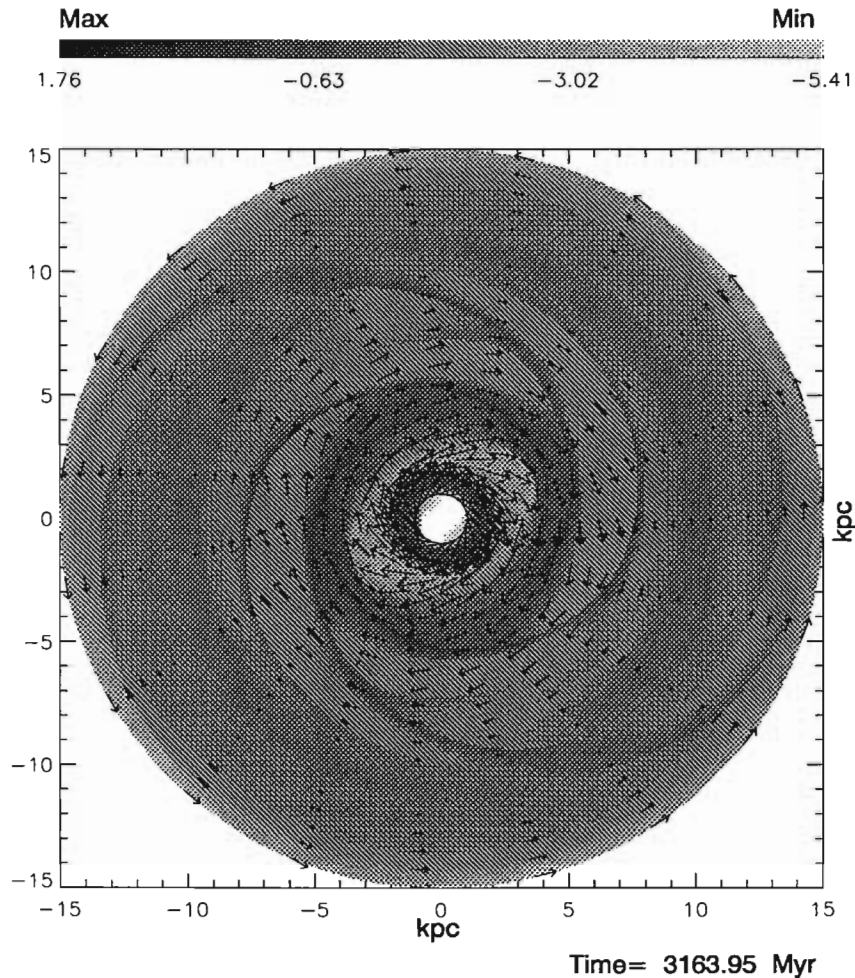


Figura 6.2: Caso correspondiente a $i_p = 30^\circ$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3.1 Gaños.

Un caso intermedio, en donde el ángulo de avance ya no corresponde con la suposición TWA, sería precisamente $i_p \sim 15^\circ$, pero este caso corresponde con nuestro mejor modelo y ya hemos descrito lo que sucede en ese caso. Así que para hacer una comparación más a fondo exageramos el valor de i_p y realizamos una simulación numérica con $i_p = 30^\circ$. La evolución del disco gaseoso en este caso es más complicada. Inicialmente el comportamiento del disco es tal que el gas choca solamente en el lugar geométrico de la espiral impuesta, pero después de unas decenas de Maños se inducen en el disco dos nuevas ondas de choque que tienen un contraste de densidad y un ángulo de avance menores. Debido a la presencia de la espiral impuesta, se propagan en el disco paquetes de ondas que, aunque no llegan a formar nuevas ondas de choque, sí son notorias. Al comenzar a evolucionar el disco, una vez formada esta nueva estructura de cuatro brazos, estructura posterior comienza a emerger. Una distorsión oval en las regiones centrales surge en respuesta a la interacción de las ondas de choque inducidas en el disco. Esta distorsión oval tiene alta densidad en sus bordes, pero en su interior tiene un contraste de densidad muy fuerte y en las zonas muy internas a ella se induce una nueva distorsión con forma de anillo. Mientras

tanto, en las regiones externas, las líneas de flujo del gas se distorsionan al pasar por las ondas de choque inducidas en el disco. La forma de la distorsión adoptada es muy parecida a las órbitas de caja que surgen en respuesta a la resonancia 4:1, además de que la región de esta resonancia marca la posición en que la intensidad de las ondas de choque decae abruptamente. Los choques más intensos presentan bifurcaciones en distancias mayores a esta resonancia. En la Figura 6.2 mostramos la evolución del sistema a 3 Gaños, en donde podemos apreciar los rasgos anteriormente descritos. El disco gaseoso continua evolucionando y se alcanza una solución oscilatoria.

6.2 El efecto de cambiar la distancia de término de la espiral

La extensión de los brazos espirales es un parámetro que no está bien determinado. En nuestro mejor modelo de potencial este parámetro tiene un valor de $r_e = 12$ kpc, que es el ajuste a los datos presentados por Drimmel (2000) en la banda K. En un artículo posterior (Drimmel y Spergel 2001) se afirma que aún cuando la espiral estelar termina a 12 kpc, ésta presenta un decaimiento abrupto en densidad a una distancia de $R = 0.85R_\odot$. Debemos hacer notar, sin embargo, que mucho trabajo se ha hecho desde el punto de vista numérico para constreñir el valor de este parámetro. En un par de artículos al respecto Contopoulos y Grosbøl (1986, 1988) mostraron que espirales con amplitudes grandes, que corresponden a espirales abiertas, son mejor descritas con potenciales espirales que terminan en la resonancia 4:1, mientras que espirales con amplitudes que denominan débiles son mejor descritas con potenciales espirales que terminan en corrotación, desde el punto de vista de la autoconsistencia estelar. Estos resultados son confirmados en artículos posteriores al comparar sus resultados numéricos con observaciones de galaxias cuya curva de rotación es conocida (Patsis, Contopoulos y Grosbøl 1991, Patsis, Hiotelis, Contopoulos y Grosbøl 1994, Patsis Grosbøl y Hiotelis 1997) y estiman que una espiral “fuerte” es aquella en donde la fuerza de perturbación relativa entre la espiral y el potencial de fondo es mayor al 6% y el ángulo de avance es mayor a 13° . Las espirales débiles, afirman, son modeladas mejor si el potencial asociado con la perturbación espiral se termina en corrotación. Para averiguar el efecto de la terminación del patrón impuesto, compararemos nuestros resultados con $r_e=12$ kpc con los correspondientes a terminar la espiral impuesta en corrotación y en la resonancia 4:1 a una $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, lo cual corresponde a distancias de término de 11 y 7 kpc, respectivamente.

Si terminamos la espiral impuesta a 11 kpc la evolución del disco gaseoso es muy parecida a la descrita en el capítulo 4 para nuestro mejor modelo de potencial. Inicialmente se forman dos choques de gran escala que siguen al patrón impuesto, después de un tiempo del orden de decenas de Maños se forman dos choques más, con un contraste de densidad y un ángulo de avance menor. El sistema alcanza un estado de equilibrio estacionario después de unos cientos de Maños y se mantiene durante todo el tiempo de evolución física impuesta. La razón de que la evolución del disco sea tan parecida a nuestro mejor modelo radica en lo siguiente. La ley de caída en densidad a lo largo del patrón espiral impuesto es exponencial, con un factor de

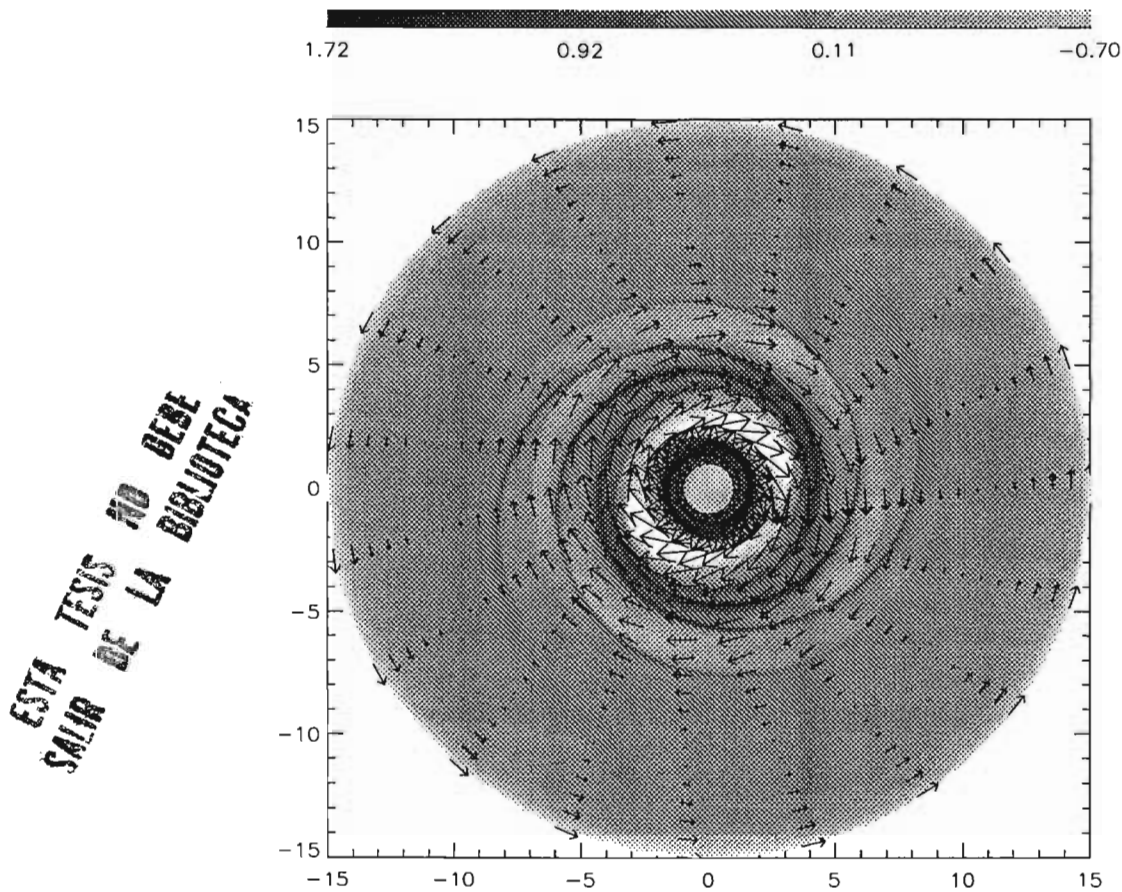


Figura 6.3: Caso correspondiente a una distancia de término de la espiral impuesta de 11 kpc. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3.1 Gaños.

escala de 2.5 kpc; si la distancia Galactocéntrica a la que calculamos el potencial es grande comparada con este factor de escala, entonces la contribución del potencial espiral es mínima. Además, la distancia de término de la espiral impuesta es muy similar en ambos casos, así que era de esperarse un comportamiento análogo.

Tomemos ahora el caso en que la distancia de término de la espiral es la correspondiente a la resonancia 4:1. En este caso la evolución del disco es ligeramente distinta. Tres diferencias principales surgen en este caso. La más evidente se puede apreciar en la Figura 6.4 y es concerniente a la extensión de los brazos espirales gaseosos, que esta vez están limitados a la región interior a la resonancia 4:1 (7 kpc para este valor de Ω_p). De nueva cuenta se inducen 4 choques en el disco con características distintas y la interacción de las cuales causa una distorsión oval en las líneas de flujo del gas a una distancia promedio de 3.5 kpc. Esta distorsión oval y es oscilatoria durante todo el tiempo de evolución del disco gaseoso. Interior a esta distorsión oval encontramos nuevamente otra distorsión central en forma de anillo en la región de la frontera interna. La estructura completa de ondas de choque y distorsiones ovales es oscilante y por esta razón el sistema nunca alcanza el estado

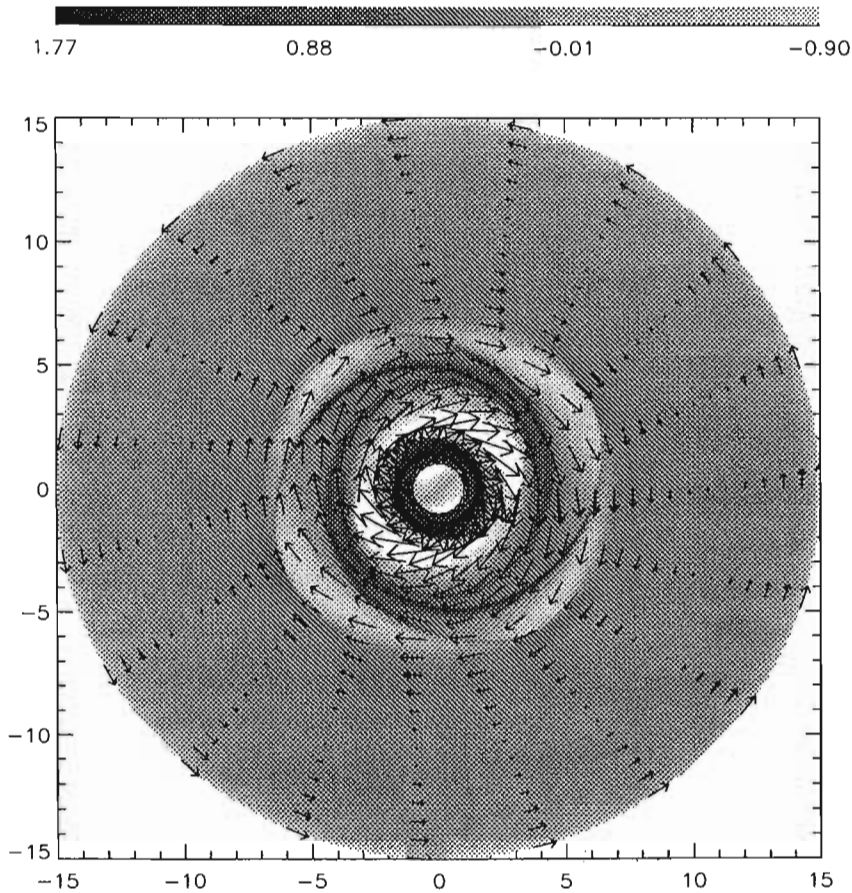


Figura 6.4: Caso correspondiente a una distancia de término de la espiral impuesta de 7 kpc. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3.1 Gaños.

estacionario. Un rasgo que nos llama poderosamente la atención en esta simulación es que la posición del Sol está fuera de la estructura de choques, de tal manera que si este modelo de patrón espiral fuese aplicado a modelar la Galaxia, entonces pondría al Sol fuera de los brazos espirales, pues el modelo de potencial de Allen y Santillán (1991), que usamos en estas simulaciones, impone una distancia del Sol al centro Galáctico de 8.5 kpc. No obstante debemos aclarar que artículos posteriores calculan una $R_{\odot} \sim 7$ kpc (ver por ej., Valleé 2002 y Lépine, Mishurov y Dedikov 2001).

6.3 El efecto de variar el parámetro M_B/M_D

Patsis, Contopoulos y Grosbøl (1991) construyeron una familia de modelos de potencial espiral autoconsistentes que aplicaron a una muestra de doce galaxias espirales no barradas, con curvas de rotación conocidas. Las galaxias de su muestra incluyen tipos morfológicos Sa, Sb y Sc. Ellos encontraron una correlación entre el ángulo

de avance de los brazos espirales y la fuerza de perturbación relativa entre la espiral y el potencial de fondo, corroborando un estudio previo de Kennicutt con una muestra de 113 galaxias espirales (Kennicutt 1981). De forma tal que para galaxias Sb con ángulos de enrollamiento entre 11 y 16° se obtienen fuerzas radiales entre 4 y 10 % en promedio. En el modelo de potencial de Pichardo et al., estas fuerzas promedio se obtienen si la razón de masa de brazo a disco ¹ está en el intervalo de $M_B/M_D=[0.0175, 0.05]$ (recordemos al lector que en el modelo de potencial de Pichardo et al. la masa de los brazos espirales es un parámetro ajustable).

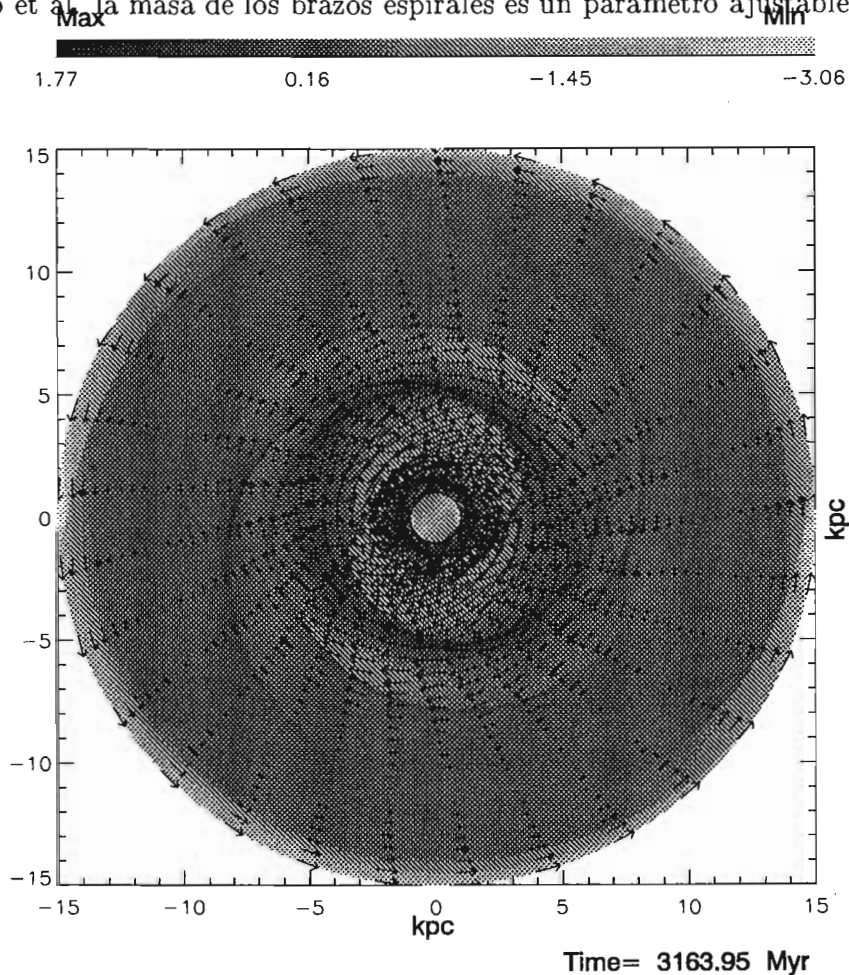


Figura 6.5: Caso correspondiente a una razón de masa de brazo a disco $M_B/M_D=0.05$. La densidad está indicada en una escala de grises y el campo de velocidades con flechas. Tiempo de evolución= 3.1 Gaños.

La evolución de esta simulación, con $M_B/M_D=0.05$, es muy parecida a nuestro mejor modelo, en el sentido de que se forman las cuatro ondas de choque con las características previamente descritas. Pero rasgos muy prominentes aparecen en este experimento numérico. El más notorio es que esta vez la estructura completa de ondas de las cuatro ondas de choque no es estacionaria, pues oscila continuamente. En la región interna a 5 kpc se induce una distorsión oval de densidad, debido a la

¹La masa del disco en el modelo de Allen y Santillán (1991) es de $M_D=8.56 \times 10^{10} M_\odot$

interacción de las ondas de choque de gran escala. Esta distorsión oval tampoco es estacionaria. Interiores a ella se encuentran dos regiones de distorsiones ovales, una de las cuales es muy elongada y su semieje mayor llega hasta la resonancia interna de Lindblad. Esta distorsión sí es estacionaria y de sus puntas emergen las ondas de choque que tienen menor contraste de densidad. En la frontera interna encontramos, de nueva cuenta, la formación de un anillo en densidad que también es estacionario. La evolución del disco a tiempos de evolución muy largos se muestra en la Figura 6.5 y todos los rasgos anteriormente descritos se pueden observar ahí .

6.4 Resumen y conclusiones

En este capítulo hemos descrito el efecto de variar los parámetros estructurales en nuestras simulaciones. Hemos encontrado que a pesar de variar los parámetros de manera arbitraria, la estructura de cuatro ondas de choque que emerge en nuestro mejor modelo se mantiene casi siempre, esto es, que la dinámica del gas, para este modelo de potencial, es tal que preferiblemente induce dos pares de ondas de choque en el disco gaseoso. Hemos encontrado también que, para el caso de una espiral muy enrollada, se recupera el comportamiento analítico predicho, dos ondas de choque que siguen al patrón impuesto, pero que variaciones a los parámetros estructurales nos producen, primero, una respuesta que no es tan simple y, en segundo lugar, valores de los parámetros estructurales distintos a los de nuestro mejor modelo tienden a producir estructura secundaria importante. Es el caso de las distorsiones ovales en densidad que aparecieron en casi todas las simulaciones presentadas en este capítulo. Estas distorsiones ovales aparecen al incrementar la fuerza relativa del brazo al fondo espiral, tal es el caso de tener un ángulo de avance grande o una razón de masa de brazo a disco también grande. En nuestro caso podemos incrementar la fuerza relativa, pero traducido a la aproximación coseinodal que comúnmente se hace, correspondería a incrementar el valor de la amplitud impuesta.

Otro resultado que encontramos es que aumentar la fuerza relativa de los brazos nos conduce a estructuras que no son estacionarias. A diferencia de nuestro mejor modelo, las ondas de choque inducidas en el disco gaseoso son oscilatorias y no se alcanza un estado de equilibrio estacionario. Este resultado puede entenderse al recordar que el mejor modelo, que presentamos en el capítulo 4, es autoconsistente en el sentido de las órbitas estelares. La autoconsistencia ya no es tan buena con valores mayores de los parámetros estructurales y diferencias de fase comienzan a emerger entre la densidad de respuesta y la densidad impuesta en estos casos (Pichardo et al. 2003). Traducido a nuestro estudio de la respuesta del gas, nos produce soluciones fuera de estado estacionario.

Finalmente, el aumentar la fuerza relativa del patrón espiral nos produce estructuras, en la frontera interna, con forma de anillo y con contrastes de densidad muy importantes. Estas estructuras densas en forma de anillo han sido estudiadas en la presencia de barras (Piner, Stone y Teuben 1995) y el criterio para la aparición de estas estructuras requiere que existan dos resonancias internas de Lindblad, lo cual se satisface para nuestras simulaciones (ver la Figura 5.17 del capítulo 5). La relevancia estas estructuras reside en que pueden canalizar material hacia el centro

de la galaxia y alimentar de esta manera a algún objeto muy compacto. En nuestras simulaciones la mayor parte del material se pierde, en efecto por la frontera interna así que un estudio más detallado sobre estas estructuras y sus consecuencias es trabajo a futuro.

Capítulo 7

Conclusiones

“... am ende bleib ich doch alleine, die zeit steht still, und mir ist kalt.”

Rammstein

Hemos presentado en este trabajo, por un lado, los resultados de un estudio de equilibrio hidrostático en dos dimensiones, con el objetivo de obtener un ajuste a los datos sobre el campo magnético en el plano de la Galaxia y, por el otro lado, los resultados de simulaciones numéricas sobre la respuesta del gas ante un modelo de potencial que consta de dos partes: un potencial de fondo, axisimétrico, consistente de tres componentes, un bulbo, un disco y un halo, más una componente no axisimétrica, resultante de una distribución de masa espiral. En el punto referente al equilibrio hidrostático, concluimos que el disco necesita tener una temperatura no uniforme para poder obtener un equilibrio hidrostático. Si el disco satisface esta condición, se obtiene una solución que implica que la intensidad del campo magnético decae de forma más lenta que la densidad del gas, lo cual implica que a distancias galactocéntricas grandes es el campo el que domina la dinámica del gas magnetizado. Se puede obtener un modelo que ajusta las pocas observaciones y el valor asintótico del campo extragaláctico local. Tal ley se aplica en las simulaciones numéricas del flujo de gas en el plano.

Las simulaciones numéricas se realizaron en regímenes hidro y magnetohidrodinámicos, con el objeto de encontrar las diferencias en el comportamiento del gas ante la inclusión de un campo magnético de gran escala y poder diferenciar, de esta manera, los efectos puramente magnéticos de los hidrodinámicos. Aunque utilizamos un modelo de potencial que emula las características de nuestra Galaxia, los experimentos aquí presentados pueden extenderse a otras galaxias, pues parámetros como el ángulo de avance, la razón de masa de brazos a disco, M_B/M_D , la velocidad angular del patrón Ω_p , la ley de caída a lo largo de la espiral, y la distancia de término de la espiral estelar pueden variar, como hemos mostrado en nuestro estudio paramétrico. Los parámetros empleados y que hemos denominado como el “mejor modelo de ajuste”, fueron elegidos de un amplio intervalo de posibilidades que la teoría y las observaciones sugieren, pero que, de acuerdo a Pichardo et al. nos dan el mejor modelo autoconsistente desde el punto de vista estelar. El potencial de fondo utilizado para estas simulaciones tiene las ventajas de ser físicamente plausible y de que la fuerza, potencial y distribución de densidad son funciones continuas en cualquier punto de la malla de cálculo empleada.

Cabe recalcar que los experimentos presentados se realizaron con un potencial que es la suma de un potencial axisimétrico más el producido por la distribución de masa espiral. Esto fue hecho así debido a nuestro interés de entender la dinámica gaseosa asociada con la perturbación espiral. No se incluyó en este trabajo una barra estelar, como la encontrada para nuestra Galaxia, pues ello es trabajo a futuro. Los resultados de este trabajo son, pues, válidos únicamente suponiendo que la Vía Láctea es una galaxia no barrada. La dinámica del gas interior a 3 kpc cambiará con la inclusión de una barra, y la región hasta la cual esta estructura domina está todavía indeterminada.

En este trabajo hemos encontrado que la respuesta del gas ante la perturbación espiral es completamente no-lineal, esto es, a diferencia de los resultados analíticos y semianalíticos de la teoría de ondas de densidad espiral, las ondas de choque de gran escala obtenidas en nuestras simulaciones son o bien dos o cuatro, en respuesta a un potencial de dos brazos. Confirmamos de esta manera la hipótesis observacional de Drimmel (2000) de que la respuesta del gas ante la perturbación espiral es muy complicada y puede dar lugar a la coexistencia de una estructura de cuatro brazos gaseosos y dos estelares. Creemos que nuestros resultados numéricos correspondientes a tal superposición provienen de la utilización de un modelo espiral detallado, obtenido a través de la imposición de una distribución de masa espiral. El campo de fuerzas resultante es más complicado que el término de perturbación, de forma cosenoidal, que se utiliza de manera usual en esta clase de trabajos, y es autoconsistente en el sentido de la ecuación de Poisson. Diferencias entre la aproximación de ángulo de avance muy pequeño (TWA en Inglés) con este potencial que incluye la contribución total de la espiral muestran que, localmente, el potencial espiral adopta formas que no se pueden reproducir con la aproximación TWA, y que este hecho tiene consecuencias importantes en la dinámica del gas, en respuesta a la perturbación espiral (Franco et al. 2002). Asimismo, el hecho de utilizar un código hidrodinámico, que permite al gas chocar, en vez de considerarlo como compuesto de nubes balísticas, nos permite encontrar diferencias con otros trabajos. Por estas razones consideramos que los resultados de la teoría de ondas de densidad espiral deben ser revisados.

Con los experimentos hidrodinámicos encontramos que la respuesta del gas, ante la perturbación espiral, es una función muy sensible de la velocidad angular del patrón espiral Ω_p . Este parámetro no está muy bien determinado y nosotros lo variamos desde 10 hasta 30 km s⁻¹ kpc⁻¹, fijando los demás parámetros. Para valores de $\Omega_p < 15$ km s⁻¹ kpc⁻¹ la respuesta gaseosa es muy parecida a la predicha por Roberts (1969); surgen dos choques de gran escala que siguen el locus espiral de la distribución de masa impuesta. Estos choques se forman a tiempos de evolución muy cortos, del orden de 300 Maños, y se mantienen durante los 3 Gaños de evolución que se piden de ellas. Sin embargo, al aumentar el valor de Ω_p más allá de 15 km s⁻¹ kpc⁻¹ la estructura cambia. Se forman ahora dos pares choques. Un par de ellos se asocia con la estructura impuesta (pues siguen el locus espiral a lo largo de la mayor parte del mismo). Nosotros hipotetizamos que el segundo par de brazos se genera cuando al superar este valor umbral del parámetro Ω_p , el gas, al atravesar los choques, deforma su trayectoria de manera distinta. Diferentes líneas de flujo, al alejarse de su trayectoria, originalmente circular, se encuentran y forman los nuevos

choques. No existe un tratamiento analítico que prediga este resultado. También encontramos que una condición necesaria para que ocurra este comportamiento, es que la distancia de comienzo de los brazos espirales sea mayor a la resonancia interna de Lindblad. A pesar de ello, este resultado parece estar soportado por las observaciones. Drimmel (2000), utilizando datos de la banda K, establece que la población estelar vieja delinea un patrón de dos brazos, mientras que la distribución del polvo, que está mezclado con el gas interestelar, está mejor descrita por un modelo de cuatro brazos. Para explicar esta discrepancia postuló la hipótesis de que la respuesta del gas ante los brazos estelares es muy complicada y que la estructura de dos brazos estelares es la responsable de inducir cuatro brazos gaseosos. En un par de artículos de revisión sobre el tema del número de brazos y su ángulo de avance, en la Galaxia, Vallée (1995, 2002) muestra que, en general, los trazadores del gas están acordes con un modelo de cuatro brazos, con un ángulo de avance promedio de 12° ; por el contrario los trazadores estelares delinear un patrón de dos brazos con un ángulo de avance mayor, lo cual está de acuerdo con nuestros resultados numéricos. Los resultados anteriormente descritos nos permiten escoger, pues, entre los valores permisibles de Ω_p para nuestra Galaxia. El valor de Ω_p , de acuerdo a nuestras simulaciones, se puede constreñir a un intervalo de valores entre 15 y $30 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$.

Ahora bien, variar los demás parámetros afecta también la respuesta gaseosa. Si mantenemos los valores de los parámetros fijos en lo que llamamos “el mejor modelo de ajuste” (ver capítulo 4) y variamos el ángulo de avance del patrón espiral impuesto, encontramos que, para ángulos pequeños, esto es, hasta 8° , la respuesta del gas es de nueva cuenta de sólo dos brazos, en respuesta a un patrón estelar de dos brazos. Al incrementar este valor a 10° y hasta 30° recuperamos la respuesta multibrazo (un patrón de cuatro brazos). En este caso, al incrementar el ángulo de avance del patrón impuesto, incrementamos también las variaciones azimutales del potencial producido por el patrón espiral estelar, hasta el punto que ya no son despreciables en comparación con la componente radial del potencial no axisimétrico, lo cual es una de las suposiciones de la “aproximación de ángulo de avance pequeño”. Luego desde el punto de vista analítico tal respuesta no está bien estudiada.

El tipo morfológico de la Galaxia ha sido determinado como SBbc, y el grupo de trabajo de Contopoulos, Grosbøl, Patsis y Hiotelis ha publicado una serie de artículos argumentando que en galaxias “fuertes”, esto es, de tipo Sb o Sc, la terminación de la espiral impuesta está determinada por la posición de la resonancia 4:1, mientras que para galaxias que denominaron “débiles”, que son de tipo Sa, sus modelos demuestran que los brazos espirales pueden extenderse hasta corrotación. Por otra parte, el ajuste de Pichardo (2003) [73] a los datos de Drimmel (2000), que utiliza para ello su mejor modelo autoconsistente, termina la espiral a 12 kpc. Para probar los resultados del grupo de Contopoulos o el valor dado por Pichardo, realizamos simulaciones con los valores correspondientes a estas tres terminaciones. La distancia de término de la espiral impuesta, a 12 kpc, es la que usamos en nuestro mejor modelo de ajuste, así que las otras dos se comparan con estos resultados. En general, los experimentos con la terminación de la espiral en la resonancia 4:1 muestran que el patrón gaseoso obtenido tiene una extensión más corta que el mejor modelo de ajuste. Los resultados correspondientes al número de brazos gaseosos, respecto a

la velocidad angular del patrón impuesto, se mantienen como los descritos para el caso de la terminación en 12 kpc. A valores cercanos y mayores de $\Omega_p = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, la zona limítrofe de los brazos gaseosos se restringe estrictamente a la distancia dada por la resonancia 4:1. Además, la forma final de las órbitas de gas, cerca de esa posición, es muy parecida a un cuadrado. Para el mejor valor de Ω_p [62], encontramos que la estructura de brazos gaseosos está limitada a una distancia Galactocéntrica de, aproximadamente, 7 kpc. Como en nuestro modelo de potencial la posición solar es de 8.5 kpc, esto dejaría al Sol fuera de la estructura de brazos gaseosos. Por esta razón estos experimentos numéricos no nos parecieron físicamente plausibles. Si la terminación de la espiral impuesta es la posición de corrotación, la estructura gaseosa resultante es muy parecida a la de la respuesta gaseosa a una espiral que termine en 12 kpc, siempre y cuando Ω_p no es muy grande. La respuesta al por qué de esta similitud parece ser relativamente sencilla; como la densidad, a lo largo de la espiral impuesta, cae de forma exponencial, con un factor de escala radial de 2.5 kpc, a distancias Galactocéntricas grandes la masa en la espiral es cada vez más pequeña, y su contribución al campo de fuerzas de la espiral total es despreciable. Es en las zonas externas de los brazos gaseosos formados en donde se nota la principal diferencia, pues éstos tienen un ángulo de avance cada vez más pequeño. Para nuestro mejor valor de la Ω_p , los resultados son muy similares, pues la distancia de término de la espiral en el mejor modelo de ajuste, 12 kpc, es muy parecida a la distancia de corrotación a esa velocidad angular, 11 kpc. Así que los modelos con una espiral estelar terminando en corrotación son muy parecidos a los que tienen una espiral terminando a 12 kpc, siempre que Ω_p no sea muy grande. Estos resultados nos permiten discernir la extensión de los brazos espirales en la Galaxia, pues como podemos ver la terminación en la resonancia 4:1 no nos lleva a un esquema plausible. Por tanto la distancia de término de la Galaxia está mejor modelada con unos brazos que lleguen a los 12 kpc. Es decir, que de acuerdo a nuestras simulaciones numéricas la Galaxia se comporta como una galaxia espiral débil, pese a tener un tipo de Hubble que nos haría esperar que se comportara como si fuera fuerte.

Ahora bien, debido a su morfología, nuestra Galaxia se clasifica como SBbc, una galaxia fuerte, en el sentido que le asignan Patsis, Contopoulos y Grosbøl (1991) [70] de que la amplitud de la perturbación (la fuerza de perturbación espiral relativa al potencial de fondo) es mayor al 6 %. En nuestro modelo de la perturbación espiral, esto corresponde a tener una razón de masa de brazos a disco, M_B/M_D , entre 0.0175 y 0.05. Los casos con una razón de masa de brazo a disco de 0.0175 son todos los que se han discutido hasta ahora. Si esta vez mantenemos este parámetro fijo en 0.05 y realizamos todos los experimentos, hasta ahora descritos, con ese valor, encontramos lo siguiente: en las regiones externas de los brazos gaseosos, éstos tienen un ángulo de avance mayor que si $M_B/M_D = 0.0175$, siempre. También encontramos que, a diferencia del caso previo, el ángulo de avance de los brazos espirales gaseosos cambia continuamente con el tiempo de evolución, esto es, la estructura no es estacionaria, un rasgo peculiar, pues las estructuras gaseosas descritas con $M_B/M_D = 0.0175$, una vez que alcanzaban su estado de equilibrio se mantenían estacionarias. Los brazos gaseosos resultantes oscilan alrededor de las posiciones estacionarias, delineadas por los correspondientes brazos gaseosos con $M_B/M_D = 0.0175$. Otra diferencia radica

en que, en todos los casos con $M_B/M_D = 0.05$, se forma una estructura ovalada en la región central de la malla de cálculo; esta estructura no es estacionaria y es oscilante. La intensidad de los choques de gran escala es mayor en estos casos y cabe resaltar que en la zona más interna de la malla de cálculo también se forman ondas de choque, en un anillo alrededor del intervalo de 1 a 2 kpc, y estas ondas de choque tienen el mayor contraste de densidad en toda la malla de cálculo.

La Galaxia contiene un campo magnético de gran escala, con un valor estimado en el plano y en la posición solar de $6\mu G$ [8]. Si pretendemos comparar nuestras simulaciones con la dinámica del gas de nuestra Galaxia, debemos, por un lado, ratificar los resultados hidrodinámicos en presencia de un campo magnético de gran escala y, por el otro, asegurar la estabilidad dinámica del gas magnetizado, pues esta vez las ondas de densidad son modificadas a ondas mhd. En el estudio presentado aquí estudiamos el efecto de la propagación de tales ondas en la formación de estructura de gran escala y sin dar un tratamiento analítico.

Para comenzar con este tipo de simulaciones, escogimos una configuración del campo magnético azimutal, sugerida por la geometría del problema. La caída de la intensidad del campo magnético con la distancia Galactocéntrica es aquella que asegura condiciones de equilibrio vertical y ajusta los datos de Beck (2001). La forma funcional de la intensidad del campo magnético está dada en el capítulo 2. Para encontrar la respuesta del gas magnetizado, una vez dada la configuración inicial del gas ya descrita, incluimos la perturbación espiral. Todos los experimentos mhd se realizaron de esta manera. El resultado fue sorprendente: la respuesta gaseosa es, cualitativamente, idéntica, caso a caso, entre el régimen hidrodinámico y su contraparte magnética. Dado que el campo magnético hace más rígido al medio, debido a que el campo está “congelado”, una geometría circular del campo tiende a circularizar el movimiento del gas, razón por la cual es sorprendente que la estructura de cuatro brazos se mantenga en la presencia del campo. Esto nos indica que el proceso de formación de los cuatro brazos está dominado por el movimiento colectivo del gas. La influencia del campo se manifiesta, en cambio, en la disminución de la intensidad de los choques de gran escala generados; esto es, la inclusión del campo disminuye notoriamente el número de Mach de los choques generados, pues de las compresiones de 2 órdenes de magnitud que se muestran en los casos hidrodinámicos, se pasa a compresiones de alrededor de 3 en los casos mhd. Este resultado nos da confianza en la respuesta obtenida, pues de ser un efecto puramente numérico o muy sensible a la amplitud de la perturbación impuesta, desaparecería con la inclusión del campo; sin embargo, es el campo magnético el que adopta la geometría espiral al seguir el flujo de gas, pues como podemos ver en el capítulo 5, el campo magnético delinea perfectamente los choques. Esto nos lleva a concluir que bajo esta ley de campo y con estos valores para la intensidad del mismo, es el gas el que dictamina la dinámica de la mezcla y no el campo magnético, a tiempos de evolución cortos. Ahora bien, en las simulaciones magnetohidrodinámicas, emergió un rasgo que no aparece en las simulaciones hidrodinámicas y que identificamos como una inestabilidad, pues aparece aproximadamente a un Gaño de evolución y tiene una tasa de crecimiento de unos cuantos Maños. Esta inestabilidad se caracteriza por deformar las líneas de flujo del gas magnetizado en la posición de corrotación. La inestabilidad aparece en todos los casos magnetizados y ha sido seguida, en evolución,

hasta los 6 Gaños, pues no genera “zonas calientes” que detengan la ejecución del código. La existencia de esta inestabilidad ha sido estudiada, en el contexto de las ecuaciones linealizadas, de la propagación de ondas de densidad espirales por Bertin (2000) y Tagger (2001), quienes predijeron su existencia. Esta inestabilidad es importante, pues a tiempos de evolución largos domina la dinámica de la mezcla de gas y campo magnético, dando lugar a la formación de estructura densa fuera de los brazos espirales a distancias Galactocéntricas grandes. Por tanto se necesita estudiar más a fondo esta inestabilidad.

7.1 Trabajo a futuro

Los experimentos numéricos presentados en este trabajo abren un abanico de posibilidades para nuevos experimentos sobre la respuesta del gas ante un potencial no axisimétrico que reproduce estructuras de gran escala a nivel Galáctico. Las simulaciones numéricas sugieren una revisión de los resultados obtenidos con los modelos idealizados. Entre los trabajos a futuro podemos enlistar los siguientes:

- Incluir autogravedad para estas simulaciones. El código ZEUS-3D no incluye este rasgo, así que para ello necesitaríamos utilizar códigos más poderosos como ZEUS MP o ENZO (desarrollados en el laboratorio para astrofísica computacional de la UCSD).
- Realizar simulaciones numéricas sobre la respuesta del gas ante la perturbación producida por la barra Galáctica, con el objetivo de averiguar los efectos producidos exclusivamente por la presencia de una barra. Se ha sugerido que los choques inducidos en la componente gaseosa, producidos por la barra, pueden ayudar a explicar la generación de rayos cósmicos, así que tales experimentos nos darán una idea al respecto.
- Realizar simulaciones numéricas acoplando los potenciales de los brazos y de la barra. Una vez conocidos los efectos de ambas componentes sobre el gas interestelar será más fácil averiguar la influencia que cada componente tiene sobre el medio interestelar y los efectos que tendrá la superposición de ambas. La mayor dificultad a este respecto radica en el hecho de que la barra tiene una velocidad angular mayor que el patrón espiral y por tanto no hay un sistema de referencia en donde el campo de fuerzas de ambas componentes permanezca estacionario respecto a la malla de cálculo.
- Entre los problemas que se pueden estudiar con los resultados ya existentes está el del paso de una nube molecular a través de un choque espiral. Se cree que las compresiones inducidas en las nubes moleculares, debidas a los brazos espirales, son tales que inducen el colapso de la nube y dan paso a formación estelar. Tenemos ahora una estructura de cuatro brazos gaseosos, que tienen distintas características y dos de ellos son puramente gaseosos, es pues necesario estudiar el problema con mayor detalle.
- Extender los experimentos a simulaciones 3D. La inclusión de la dirección perpendicular al plano, en nuestras simulaciones, necesariamente dará lugar a

nuevos fenómenos que en la literatura aún no están estudiados con un potencial tan detallado. Además, al poder extenderse el gas a otra dimensión disminuye la intensidad del choque formado en el plano Galáctico, lo cual pondrá a prueba nuestros resultados sobre la estructura de cuatro brazos gaseosos.

- Aplicar estos modelos a otras galaxias, cuyos parámetros Ω_p , i_p , r_d sean conocidos.
- Estudiar las consecuencias en la generación de estructura debida a la inestabilidad encontrada para los casos mhd.

Apéndice A

El Código ZEUS

ZEUS-3D es un código magnetohidrodinámico (MHD) tridimensional, desarrollado en el “National Center for Supercomputing Applications (NCSA)”, en la Universidad de Illinois. Los autores del código son David Clarke, Michael Norman y Robert Fiedler. El código utiliza algoritmos y estructuras desarrolladas por David Clarke, Phillip Colella, Chuck Evans, John Hawley, Michael Norman, Lorry Smarr, Jim Stone, Bram van Leer, Jim Wilson, Karl-Heinz Winkler y Paul Woodward, entre otros, y como surgió de una comunidad el código es público. Este código puede resolver problemas tridimensionales magnetohidrodinámicos para fluidos ideales (es decir, fluidos no resistivos, no viscosos). El código es Newtoniano, así que fenómenos relativistas no pueden ser simulados con él. También supone carga neutra todo el tiempo, suponiendo que el fluido está acoplado al campo magnético vía colisiones con una componente ionizada que nunca sufre una separación de cargas.

El sistema de ecuaciones diferenciales parciales que resuelve es el siguiente:

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

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

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

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

en donde

ρ = densidad de materia

\mathbf{v} = vector de velocidad

$\mathbf{S} = \rho \mathbf{v}$ = vector de momento

p = presión térmica

Φ = potencial gravitacional

\mathbf{J} = densidad de corriente

\mathbf{B} = vector de campo magnético

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

A continuación enumeramos algunas de las características más importantes del código:

1. utiliza un esquema de diferencias finitas en una malla Euleriana
2. La evolución del sistema se hace completamente explícita en el tiempo y por lo tanto está sujeta a la condición de Courant
3. Puede utilizarse para simulaciones en 1D o 2D con alguna de las coordenadas reducidas a los ejes de simetría
4. Puede realizar simulaciones en coordenadas cartesianas, cilíndricas o esféricas en 1D, 2D y 3D.
5. 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.
6. Para el tratamiento de las ondas de choque utiliza la viscosidad artificial de von-Neumann Richtmyer
7. Maneja distintos tipos de condiciones a la frontera a saber:
 - reflejantes tipo 1: las componentes normales de los vectores de velocidad y campo magnético se hacen cero en la frontera, mientras que las componentes tangenciales se mantienen constantes
 - reflejantes de tipo 2: las componentes vectoriales sufren una inversión de sus tres componentes
 - reflejantes de tipo 3: la componente normal de la velocidad y la componente tangencial del campo magnético se hacen cero.
 - condiciones de flujo de salida o abiertas: los valores de las variables físicas se mantienen con el valor que tenían en la frontera.
 - condiciones de flujo de entrada: los valores de las variables en la frontera son iguales a un conjunto de valores predeterminados y se mantienen constantes durante la evolución temporal.

Para una descripción más detallada del código y sus aplicaciones remitimos al lector interesado al manual de uso del código ZEUS-3D, Clarke, Norman y Fiedler, 1994, y a los artículos donde se describe, Stone y Norman 1992 a,b.

Bibliografía

- [1] Allen, C. & Santillán, A. 1991, RMxAA 22, 255.
- [2] Anchordoqui, L & Goldberg, H., 2001, Phys. Rev. D. 65, 021302.
- [3] Andrievsky, S.M., Luck, R.E., Martin, P. & Lépine, J.R.D., 2004, A& A 413, 159.
- [4] Artymowicz, P, & Lubow, S. 1992, ApJ 389, 129.
- [5] Baker, P. L. & Barker, P. K., 1974, A&A 36, 179.
- [6] Bash, F. N., 1981, ApJ 250, 551.
- [7] Battaner, E., Garrido, J. L., Membrado, M. & Florido, E., 1992, Nat. 360, 652.
- [8] Beck, R., 2001, Space Sci. Rev. 99, 243.
- [9] Bertin, G., 2000, *Dynamics of Galaxies* (Cambridge University Press).
- [10] Bertin, G. & Lin, C. C., 1996, *Spiral Structure in Galaxies: a Density Wave theory* (The MIT Press, Cambridge).
- [11] Bertin, G., Lin, C.C., Lowe, S.A. & Thurstans, R.P. 1989, ApJ 338, 78.
- [12] Binney, J. M., 1992, ARA&A, 30, 51.
- [13] Binney, J., & Merrifield, M., 1998, *Galactic Astronomy* (Princeton University Press).
- [14] Binney, J. & Tremaine, S., 1994, *Galactic Dynamics* (Princeton University Press).
- [15] Bissantz, N., Englmaier, P., & Gerhard, O., 2003, MNRAS 340, 949.
- [16] Block, D.L., Bertin, G., Stockton, A., Grosbøl, P., Moorwood, A.F.M., Pletier, R.F. 1994, A & A 288, 365.
- [17] Block, D.L., & Wainscoat, R.J. 1991, Nature 353, 48.
- [18] Block, D.L., Buta, R., Knapen, J., Elmegreen, D., Elmegreen, B. & Puerari, I. 2004, ApJ 128, 183.
- [19] Bloemen, J.B. G. M., 1987, ApJ. 322, 694.
- [20] Boulares, A. & Cox, D. P., 1990, ApJ. 365, 544.
- [21] Burton, W. B., Elmegreen B. G. & Genzel, R., 1992, *The Galactic Interstellar Medium* (Springer-Verlag).
- [22] Chakrabarti, S., Laughlin, G. & Shu, F. H., 2003, ApJ 596, 220.
- [23] Chernin, A.D., 1999, MNRAS 308, 321.
- [24] Clarke, D. A., Norman, M. L. & Fiedler, R. A., 1994, ZEUS-3D User Manual, National Center for Supercomputing Applications, Ed. University of Illinois.
- [25] Contopoulos, G. & Grosbøl, P., 1986, A& A 155, 11.
- [26] Contopoulos, G. & Grosbøl, P., 1988, A& A 197, 83.
- [27] Cowling, T. G., 1957, *Magnetohydrodynamics*, England (Interscience Publishers).
- [28] Deguchi, S., Fuji, T., Glass, I., Imai, H., Ita, Y., Izumiura, H., Kameya, O., Miyazaki, A., Nakada, Y., Nakashima, J. 2004, PASJ 56, 765.

- [29] Dehnen, W. & Binney, J., 1998, MN-RAS 294, 429.
- [30] de la Fuente Marcos, R., de la Fuente Marcos, C., 2004, NewA. 10, 53D.
- [31] Drimmel, R., 2000, A&A 358, L13.
- [32] Drimmel, R., & Spergel, D. 2001, ApJ 556, 181.
- [33] Elmegreen, B. G., 1992, *The Galactic Interstellar Medium* (Springer-Verlag, Germany)
- [34] Elmegreen, B. G., & Elmegreen, D. M., 1990, ApJ 355, 52.
- [35] Elmegreen, D., 1981, ApJ Suppl. 47, 229.
- [36] Elmegreen, D. M., 1985, IAUS 106, 255.
- [37] Englmaier, P. & Gerhard, O., 1999, MNRAS 304, 512.
- [38] Fan, Z. H. & Lou, Y.-Q., 1996, Nature 383, 800.
- [39] Fan, Z. H. & Lou, Y.-Q., 1997, MNRAS 291, 91.
- [40] Lépine, J. R. D., Mishurov, Y. N. & Dedikov, S. Y., 2001, ApJ 546, 234.
- [41] Lou, Y.-Q., Yuan, C. & Fan, Z. H., 2001, ApJ 552, 189.
- [42] Ferraro, V. C. A. & Plumpton, C., 1966, *An Introduction to Magneto-Fluid Mechanics*, Oxford (Clarendon Press).
- [43] Fletcher, A. & Shukurov, A., 2001, MN-RAS 325, 312.
- [44] Franco, J., Martos, M., Pichardo, B. & Jongsoo, K., 2002, ASPC 275, 343.
- [45] Freudenreich, H. T., 1998, ApJ 492, 495.
- [46] Georgelin, Y. M. & Georgelin, Y. P., 1976, A&A 49, 57.
- [47] Goldreich, P. & Lynden-Bell, D., 1965, MNRAS 130, 125.
- [48] Gómez, G. & Cox, D.P., 2002, ApJ 580, 235.
- [49] Grosbøl, P. & Patsis, P., 2001, ASP Conference Series 230, 149.
- [50] Grosbøl, P., Pompei, E. & Patsis, P., 2002, ASP Conference Series 275, 305.
- [51] Hernandez, X., Valls-Gabaud, D. & Gilmore, G., 2000, MNRAS 316, 605.
- [52] Kalberla, P. M. W. & Kerp, J., 1998, *Astron. Astrophys.* 339, 745.
- [53] Kennicutt, R., 1981, AJ 86, 1847.
- [54] Kennicutt, R., 1989 ApJ 344, 685.
- [55] Kim, W. & Ostriker, E., 2002, ApJ 570, 132.
- [56] Kranz, T., Slyz, A. & Rix, H.-W., 2001, ApJ 562, 164.
- [57] Kuijken, K. & Gilmore, G., 1989. MN-RAS 239, 605.
- [58] Lépine, J. R. D., Mishurov, Y. N. & Dedikov, S. Y., 2001, ApJ 546, 234.
- [59] Lin, C.C., Yuan, C. & Shu, F., 1969, ApJ 155, 721.
- [60] Martos, M., 2001, Rev. Mex. A. A. Conf. Ser. 10, 115.
- [61] Martos, M. & Cox, D. P., 1998, ApJ 509, 703.
- [62] Martos, M., Hernández, X., Yáñez, M., Moreno, E. & Pichardo, B., 2004, MN-RAS 350, 47.
- [63] Martos, M., Yáñez, M., Hernandez, X., Moreno, E. & Pichardo, B., 2004, J.Korean Astr.Soc. 37, 199.
- [64] Miura, A. & Pritchett, P. L., 1981, JGR 87, 7431.

- [65] Miyamoto, M. & Nagai, R., 1975, *Pub. Astr. Soc. Japan* 27, 533.
- [66] Mühlbauer, G. & Dehnen, W., 2003, *A & A* 401, 975.
- [67] Muller, M. W. & Arnett, W. D., 1976, *ApJ* 210, 670.
- [68] Oort, J. H., Kerr, F. J. & Westerhout, G., 1958, *MNRAS* 118, 379.
- [69] Parker, E. N., 1966 *ApJ*. 145, 811.
- [70] Patsis, P. A., Contopoulos, G. & Grosbøl, P., 1991, *A&A* 243, 373.
- [71] Patsis, P. A., Hiotelis, N., Contopoulos, G. & Grosbøl, P., 1994, *A&A* 286, 46.
- [72] Patsis, P.A., Grosbøl, P. & Hiotelis, N., 1997, *A & A* 323, 762.
- [73] Pichardo, B., 2003, Ph.D. thesis, UNAM.
- [74] Pichardo, B., Martos, M., Moreno, E. & Esprésate, J., 2003, *ApJ* 582, 230.
- [75] Pichardo, B., Martos, M. & Moreno, E., 2004, *ApJ* 609, 144.
- [76] Piner, B. G., Stone, J. M. & Teuben P. J., 1995, *ApJ* 449, 508.
- [77] Reynolds, R. J., 1997, in *Proc. of 156 WE-Heraeus-Seminar on "The Physics of Galactic Halos"*, eds. Lesch, H., Dettmar, R., Mebold, U & Schlickeiser, R, Akademie Verlag, Berlin, 57.
- [78] Reynolds, R. J., 1989, *ApJ*. 339, 29.
- [79] Roberts, W. W., 1969, *ApJ* 158, 123.
- [80] Roberts, W. W., Jr., Huntley, J. M. & van Albada, G. D., 1979, *ApJ* 233, 67.
- [81] Rohlfs, K., 1977, *Lectures on Density Wave Theory*, Berlin (Springer-Verlag).
- [82] Santillán. A., *Inestabilidad de un disco grueso magnetizado*, Tesis de Doctorado, 1999.
- [83] Sawa, T., 1977, *Publ. Astron. Soc. Japan* 29, 781.
- [84] Shaviv, N.J., 2002, *Phys. Rev. Lett.* 89, 051102.
- [85] Shu, F. H., Milione, V. & Roberts, W. W., 1973, *ApJ* 183, 819.
- [86] Sparke, L. & Gallagher, J., 2000, *Galaxies in the Universe: an introduction*, Cambridge University Press.
- [87] Stone, J. M. & Norman, M. L., 1992a, *ApJS* 80, 753.
- [88] Stone, J. M. & Norman, M. L., 1992b, *APJS* 80, 791.
- [89] Stone, J. M., Mihalas, D. & Norman, M. L., 1992, *ApJS* 80, 819.
- [90] Tagger, M., 2001, *A&A* 380, 750.
- [91] Tanaka, M, Wada, K, Machida, M., Matsumoto, R. & Miyaji, S. 2005, this conference
- [92] Vallée, J. P., 2002, *ApJ* 566, 261.
- [93] Vallée, J. P., 1995, 454, 119.
- [94] Vázquez-Semadeni, E., 2002, *ASP Conf. Proc.* 276, 155.
- [95] Wada, K., & Koda, J., 2004, *MNRAS* 349, 270.
- [96] Wielen, R., 1977, *A&A*, 60, 263.
- [97] Woodward, P., 1975, *ApJ* 195, 61.
- [98] Yáñez, M. & Martos, M., 2005, in preparation.
- [99] Yuan, C., 1969, *ApJ* 158, 871.