An abstract painting of a spiral galaxy, rendered in shades of red, orange, and black. The galaxy's structure is suggested by curved, layered bands of color, creating a sense of depth and rotation. The overall effect is dramatic and cosmic.

Algunos aspectos de
la morfología y cinemática
de galaxias espirales

Jorge Jiménez Vicente

UNIVERSIDAD
DE
GRANADA

~~Proo +~~
~~22/124~~
2-109

UNIVERSIDAD DE GRANADA

UNIVERSIDAD DE GRANADA
Facultad de Ciencias
Fecha 14-9-98
ENTRADA NUM. 2798

Algunos aspectos de la morfología y cinemática de galaxias espirales.

Alabeos y Cinemática del gas ionizado

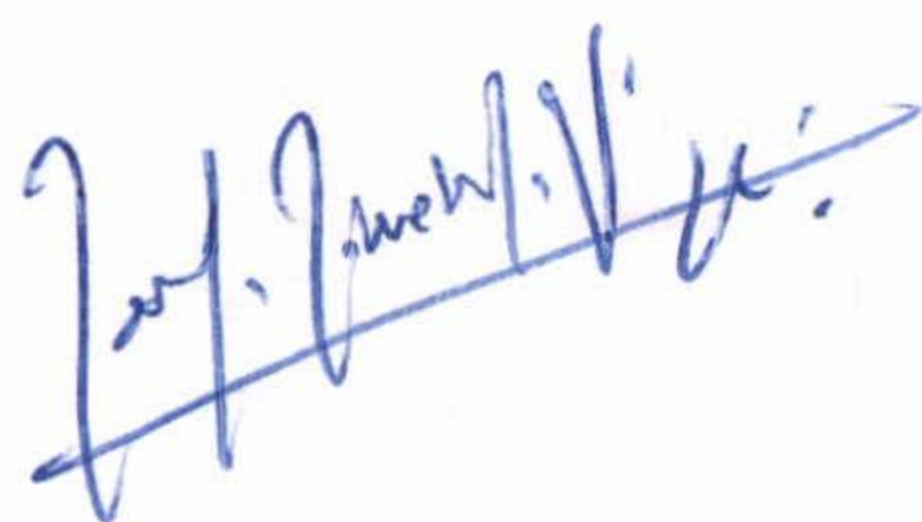
Jorge Jiménez Vicente

Agosto 1998

BIBLIOTECA UNIVERSITARIA
GRANADA
N.º Documento 613380084
N.º Cópia 15383453

UNIVERSIDAD DE GRANADA
3 SET. 1998
COMISION DE DOCTORADO

Memoria de Tesis doctoral presentada por Jorge Jiménez Vicente.
Esta tesis ha sido realizada en el Departamento de Física Teórica y
del Cosmos de la Universidad de Granada, bajo la dirección del Prof.
Eduardo Battaner López.



El Doctorando:
Jorge Jiménez Vicente



El Director:
Eduardo Battaner López

Haec sic pernosces parua perductus opella;
namque alit ex alio claerescet nec tibi caeca
nox iter eripiet quin ultima naturai
peruideas: ita res accendent lumina rebus.[†]

De rerum Natura T. Lucretii Cari, Liber I, 1114-1117

[†] Así, guiado hasta el fin por mi pequeña obrita, conocerás del todo estas cosas, pues una cosa se aclarará a partir de la otra, y la noche ciega no te arrebatará el camino de forma que no puedas ver los últimos secretos de la naturaleza: así, unas cosas darán luz a otras.

Agradecimientos

Siempre es difícil escribir una página de agradecimientos, aunque es, sin duda, necesario. Muchas son las personas que, de una u otra forma, me han ayudado a lo largo de estos años y que, de algún modo, han puesto su granito de arena en la construcción de esta tesis. Siempre se corren riesgos de omisiones, excesos o defectos (evidentemente, según la interpretación de cada cual) etc, pero hay que correr el riesgo porque son muchos los que lo merecen. Si olvido a alguien, pido disculpas. Intentaré ser ecuánime y, sobre todo, sincero (aunque doy por hecho que muchos, que no todos, no lo creerán así. ¡Allá ellos!).

El primer lugar, sin ninguna duda, corresponde por derecho propio a mi director y, espero, amigo, Eduardo Battaner. Las razones por las que le estoy agradecido son demasiadas como para escribirlas aquí y, aunque, creo, las sabe, haré un pequeño resumen. En primer lugar, por darme la oportunidad de trabajar con él y confiar en mí cuando no todos lo hacían. Pero no sólo me dió esta oportunidad sino que me ha ofrecido el mejor clima para llevarla a cabo, tanto profesional como humanamente. En lo primero, me ha introducido y guiado, como sólo él podría hacerlo, en este apasionante mundo de la astrofísica, y me ha ofrecido siempre su ayuda y su sabia opinión. El equilibrio que ha mantenido entre su supervisión y dejarme la libertad de equivocarme de vez en cuando, así como la forma en que lo ha hecho, ha sido, en mi opinión, óptimo, y ha contribuido, sin duda, a mejorar mi formación de forma incalculable. Podría decir sin miedo a equivocarme que, prácticamente todo lo que sé sobre estos temas, lo he aprendido de él. Pero, a pesar de todo esto, no tengo menos, sino tal vez más que agradecerle en el aspecto humano. Sin necesidad de hacerlo me ha ofrecido siempre su amistad y me ha hecho un huequcito en su familia (también gracias a tí, Estrella, por ello, y a Edu y Sergio), de forma que me ha hecho sentirme más en mi casa, aunque lejos de ella. Siempre es un placer conversar con él sobre infinidad de cosas (pues en casi todas es un maestro) y más aún lo es acompañado de uno de los excelentes vinos con que siempre hemos regado esas charlas. Podría, sin duda, extenderme mucho más en esto, pero he de continuar. En resumen, muchísimas gracias por todo, Eduardo.

Tengo que agradecer también a todos mis compañeros/as del Departamento de Física Teórica y del Cosmos por la ayuda prestada cuando me ha hecho falta. Pero

sería injusto un agradecimiento genérico para quienes merecen más: algunos aún siguen aquí, como Estrella, que además de hacerme un hueco en su familia y estar siempre ahí a mano, aguantó mis malos ratos de buena gana (y han sido no pocos y no poco malos, lo sé) y me ayudó a sobreponerme a los *baches*; a Ana, que aunque acaba de llegar me ha hecho más alegres y llevaderos estos últimos meses, y a Fernando, que me acogió en el Departamento bajo su tutela cuando más lo necesitaba. De no haberlo hecho, esta tesis nunca se hubiera llevado a cabo. Otros, ya marcharon, por unas u otras razones. Entre éstos, quiero recordar a Crisanto, con quien he pasado, sin duda, extraordinarios momentos y que ha sido siempre un buen amigo y compañero; pero sobre todo a Ramón, con quien he pasado muchos de los mejores y, sin duda, peores momentos de todos estos años. Siempre ha sido para mí un ejemplo, y él, y toda su familia (Nuria, Marta y Albert) nos han abierto siempre sus puertas, nos han hecho sentirnos como en familia y nos han enseñado infinidad de cosas. Sin ninguna duda han sido para mí, y también para Isa, de lo mejor que nos ha pasado en Granada.

También hay otras personas a quien les debo un agradecimiento: A Héctor, que siempre estuvo dispuesto a ayudarme con mis observaciones con TAURUS y a Maite, que lo hizo con la reducción de los datos; a Reynier Peletier que me permitió colaborar con él y aprender infinidad de cosas durante mi estancia en Groningen y también, después, por su amistad. También a Richard de Grijs, con quien colaboré en el estudio de alabeos y que me proporcionó los datos de la galaxia ESO 235-53; así como a R. Bottema y N. Neininger, que lo hicieron con los datos de NGC 4013 y NGC 4565 respectivamente.

Y también mis gracias para los que fueron siempre buenos amigos: Inesita, que siempre ha confiado en mí, más incluso que yo mismo, y a quién debo más de lo que cree; y a Vacas, que, entre otras cosas, tantas veces ha resuelto mis dudas informáticas.

He dejado para el final algunos de los más importantes: mi familia, que siempre ha confiado en mis posibilidades para que ésto llegara a buen puerto y me han ofrecido su apoyo y, sobre todo, Isa. Sin su ayuda y su apoyo no creo que jamás hubiera podido hacer nada. Ella ha sido a un mismo tiempo mi corazón, mi sombra y mi hoguera.

Prólogo del Director

Nos hemos acercado, Jorge y yo, él como dirigido y yo como director, al horizonte del conocimiento, a esa superficie irresistible que separa lo que se sabe de lo que no se sabe, y allá, en aquellos andurriales, hemos instalado nuestra tienda. Al final -como debe ser si la labor de formación ha sido buena- no se sabía quién era el director y quién el dirigido. Ésta es una de las razones básicas por las cuáles estoy plenamente satisfecho con esta tesis.

Es éste un buen momento para comparar lo que hemos hecho con lo que quisimos hacer, reflexión que suele hacer meditar sobre la imprevisibilidad de la investigación.

La coherencia en la dirección de los alabeos de las galaxias espirales puede ser un hallazgo fascinante y decisivo para entender uno de los problemas más graves de la Cosmología actual, como es la formación de las grandes estructuras del Universo. Pero su detección había sido llevada a cabo en trabajos anteriores, con procedimientos muy subjetivos y sobre una base observacional arcaica, como lo es el venerable Palomar. Pensamos que la apreciación subjetiva de tres observadores inocentes in-comunicados tenía que ser sustituida por WIG (de "Warped Inclined Galaxies", un procedimiento automático que se describe después; en inglés "wig" significa "peluca") y que el Palomar debería ser sustituido por el moderno DSS (Digitalized Sky Survey).

El WIG fue desarrollado, a mi entender, con meticulosidad y precisión admirables, pero el DSS, con todo su golpe de presentación informática, no satisfizo nuestras esperanzas. Es monocromo y, para mayor desgracia, algo rojillo, cuando el alabeo, donde mejor se aprecia, es en el azul. La aplicación de WIG a los datos del DSS no suponía un avance con respecto a la observación del Palomar con ojos de buen cubero.

El trabajo en el desarrollo de WIG tendrá su fruto en el futuro, cuando el "Sloan" (50 millones de imágenes galácticas en 5 colores) esté a punto y cuando se disponga de observaciones más completas y sistemáticas en 21 cm, en el continuo de milimétricas y en el infrarrojo cercano. Entonces sacaremos la peluca del baúl y podrá hacerse una estadística de alabeos en condiciones. La potencialidad de este trabajo está asegurada por aplicaciones concretas a datos suministrados por diver-

sos observadores, cuya colaboración se reconoce después. Pero no está relegada al futuro pues ya ha sido utilizado con éxito en la tesis del Dr. de Grijs, dirigida por el Prof. van der Kruit en la Universidad de Groningen. En cualquier caso, la proyección futura, de éste y otros aspectos de esta tesis, es otro de sus grandes atractivos.

Nuestro modelo de alabeos, que se va abriendo su paso de tortuga, superando las vacilaciones de los "referees" miedicas, era capaz de proporcionar la dirección del campo magnético intergaláctico, pero no ni su módulo ni la curva de alabeo. Ésto se ha resuelto en esta tesis, utilizando un modelo sencillo, y por tanto creible. Quiero resaltar que para ello, indirectamente, se consiguió una descripción de las líneas de campo que, siendo azimutales en el disco interno, se hacen rectas paralelas equidistantes en el infinito, correspondientes a un campo externo constante. El resultado se muestra en la figura 9.5, que contemplo con la misma admiración que un cuadro de Velázquez.

El estudio de los movimientos verticales, perpendiculares al plano de simetría de una galaxia espiral es la argamasa de los distintos capítulos de este trabajo. El movimiento vertical y el campo magnético dan unicidad a esta tesis. No sólo es el alabeo un movimiento vertical presuntamente de origen magnético. Algunas galaxias parecen "bullir", con movimientos aleatorios, de mayor o menor intensidad, que establecen una conexión entre el disco y el halo de una transcendencia en el origen y evolución del campo magnético que está por explorar.

Lo que nos pasaba por la cabeza cuando dábamos los primeros pasos de este trabajo era algo así como el siguiente conjunto de ideas: La teoría dinamo de evolución del campo magnético galáctico está en crisis. Necesita 10^{10} años para producir 10^{-5} Gauss. El medio pregaláctico ya estaba magnetizado, como hoy lo está el intergaláctico. La galaxia mantiene un campo con el mismo orden de magnitud que el medio intergaláctico, gracias a una difusión del campo entre la galaxia y su entorno, y esta difusión no puede ser otra que la difusión magnética turbulenta, consecuencia de esa "ebullición", consistente en células convectivas de distinto tamaño y violencia. No es el efecto dinamo el que controla el campo magnético galáctico, sino la difusión magnética turbulenta, cuyo coeficiente viene dado por $\beta = 1/3v(l)l$, siendo $v(l)$ la velocidad característica de una célula de tamaño l . pero, ¿cuánto vale $v(l)$ para cada l ?, ¿cuál es el espectro de los movimientos convectivos verticales?, son los movimientos moderados pero continuos o, mas bien, los violentos pero ocasionales los que más contribuyen a la difusión magnética tubulenta?. Buscamos, pero la respuesta no estaba en la bibliografía. Es notoria la escasa atención observacional dedicada a este problema, tan decisivo en la evolución galáctica. Entonces fue cuando pensamos en TAURUS.

Podríamos también detectar el alabeo con TAURUS. De conseguirse, ésto constituiría la primera detección de un alabeo dinámico mediante procedimientos ópticos. No nos hacíamos demasiadas ilusiones, pues la magnitud esperada era muy

pequeña teniendo en cuenta los errores implicados. Y ciertamente, no hemos detectado ningún alabeo dinámico en NGC 3938. O bien es difícil, o bien no le tiene. Es posible que la observación y reducción futuras de otras galaxias nos permitan la detección de un alabeo dinámico visible.

En cuanto a los movimientos aleatorios, teníamos que decidirnos por los movimientos moderados frecuentes, con espectros de muy alta resolución, o sacrificar esta última para ampliar el rango de velocidades, y observar entonces superburbujas, chimeneas, etc. Nos decidimos por lo primero, dejando para un trabajo posterior la espectrometría de menor resolución. El trabajo total superaba las dimensiones de una tesis. Así empezamos con nuestra afición a la TAURUSmaquia. Comenzó el movimiento majestuoso del William Herschel, con su cuenco metalizado descomunal, llevando al TAURUS en su pequeño vientre.

Pero el TAURUS es un instrumento que se maneja con enorme dificultad. La observación y la reducción son tan complejas que muy pocos especialistas en el mundo saben hacerlo. Ante las primeras embestidas de la fiera, salieron en ayuda de Jorge algunos de ellos (casi todos): Rozas Espadas, Castañeda...

Finalmente quiero expresar mi satisfacción por un aspecto quizá de menor importancia, pero descuidado en muchas tesis doctorales españolas. Se descuida excesivamente el lenguaje, afeado por la proximidad del inglés, incorporando vocablos y frases inaceptables e insufribles. Creo que en ésta no hay anglicismos (excepto los plenamente aceptados para conseguirlo), sin que el director haya tenido que mover un solo dedo para conseguirlo. Jorge es un amante del castellano y ha tenido tanto cuidado literario que ...¡casi escribe toda la tesis en verso!

Y aquí estamos ante ustedes, señores miembros de la Comisión, Jorge y yo, recién terminada la faena, con nuestro traje de luces que mal esconden las cornadas del TAURUS, despeinados, sudorosos, con el harapillo sacado, sonrientes, satisfechos, confiados ... Os presento la tesis de Jorge ...

Eduardo Battaner



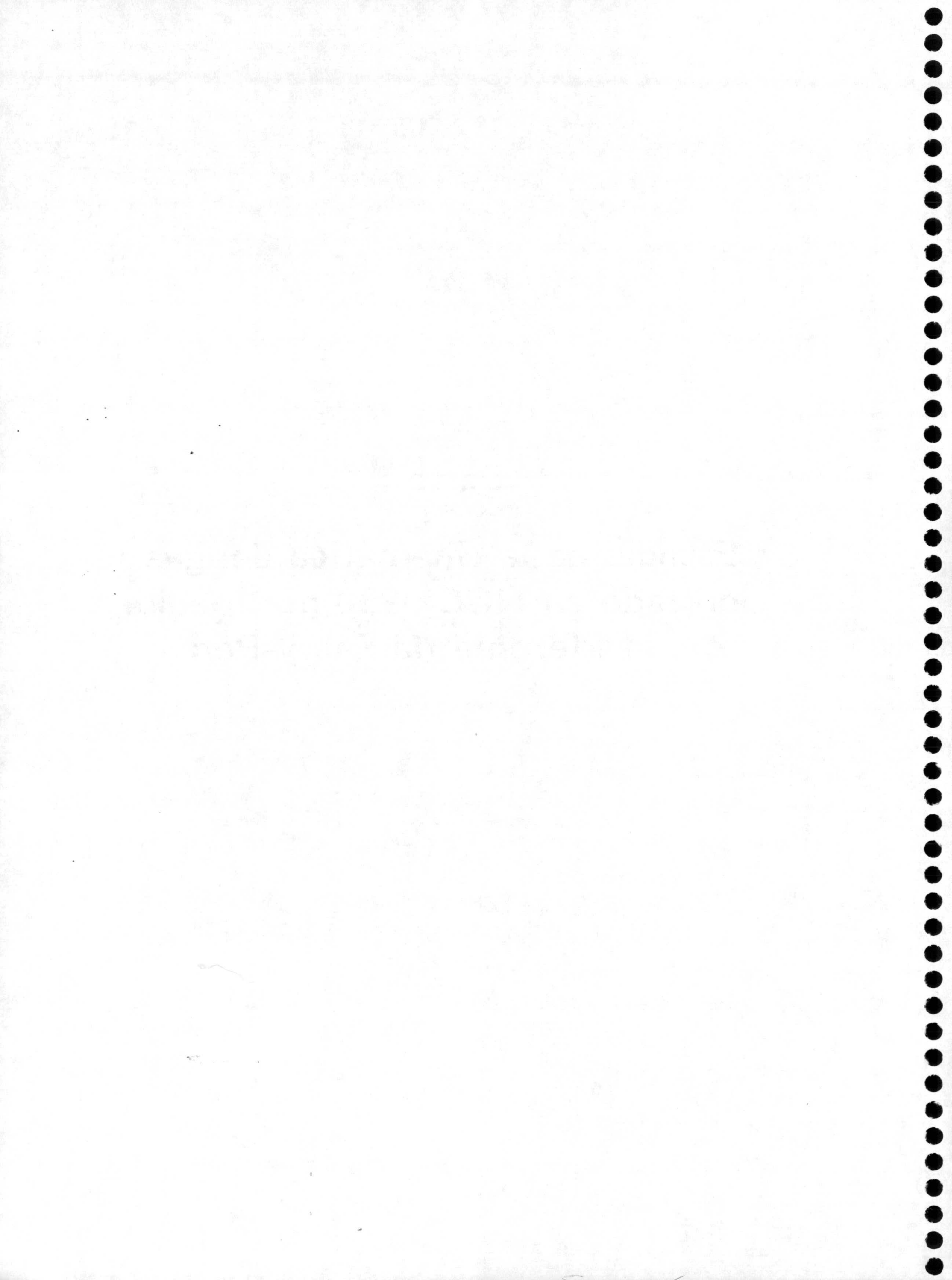
Indice

I Estudio de la cinemática del gas ionizado en NGC 3938 por medio de interferometría Fabry-Perot	1
1 Introducción	5
1.1 Estructura y equilibrio vertical en el disco	5
1.2 Interacción disco-halo	7
1.3 Objetivos	9
2 Espectrometría bidimensional con TAURUS	11
2.1 Prodecimiento observacional	11
2.1.1 TAURUS	11
2.2 Reducción de los datos	15
2.2.1 Calibración de fase	15
2.3 Mapas de intensidad, velocidad y dispersión	18
3 NGC 3938: Generalidades	23
3.1 Observaciones ópticas	23
3.2 Función de Luminosidad de regiones HII	25
3.3 Observaciones en radio	27
4 Cinemática y distribución del gas ionizado en NGC 3938	29
4.1 Observaciones y reducción	29
4.2 Distribución del gas ionizado	30
4.3 Cinemática del gas ionizado en NGC 3938	33
4.3.1 El mapa de velocidad	36
4.3.2 La curva de rotación	39
4.3.3 El mapa de velocidades residuales	43
4.3.4 El mapa de dispersión de velocidades	46
4.4 Relación entre intensidad y dispersión de velocidades en NGC 3938	49
5 Resultados y Conclusiones	55

II Alabeos en galaxias espirales: Parametrización geométrica para galaxias de perfil y un modelo simple basado en la hipótesis magnética	59
6 Introducción	63
6.1 Alabeos en galaxias espirales	63
6.2 Interés del estudio de alabeos	65
6.3 Objetivos	66
7 Observaciones de alabeos	69
7.1 Observaciones en la Vía Láctea	70
7.2 Observaciones en otras galaxias	72
8 Modelos teóricos de alabeos	77
8.1 Interacciones de marea	77
8.2 Alabeos inducidos por el gas intergaláctico	78
8.3 Modos normales discretos	80
8.4 Acrecentamiento y abatimiento	84
8.5 Acoplamiento no lineal alabeo-espiral	86
8.6 Alabeos generados por el campo magnético intergaláctico	87
9 Un modelo sencillo de alabeos basado en la hipótesis magnética	93
9.1 La forma de los alabeos generados por el campo magnético	93
9.2 Distribución del campo magnético en la región externa del disco	98
10 Parametrización geométrica de alabeos en galaxias de perfil	105
10.1 Parámetros de alabeo	106
10.1.1 La curva de alabeo	106
10.1.2 Definición de los parámetros	106
10.2 WIG: Un programa para el cálculo de los parámetros	109
10.3 Algunos ejemplos	116
10.3.1 Un ejemplo en el rango óptico: ESO 235-53	116
10.3.2 Un ejemplo en 21 cm: NGC 4013	117
10.3.3 Un ejemplo en milimétricas: NGC 4565	121
11 Resultados y Conclusiones	123
A Poética Lúdica Galáctica	127
Bibliografía	131

Parte I

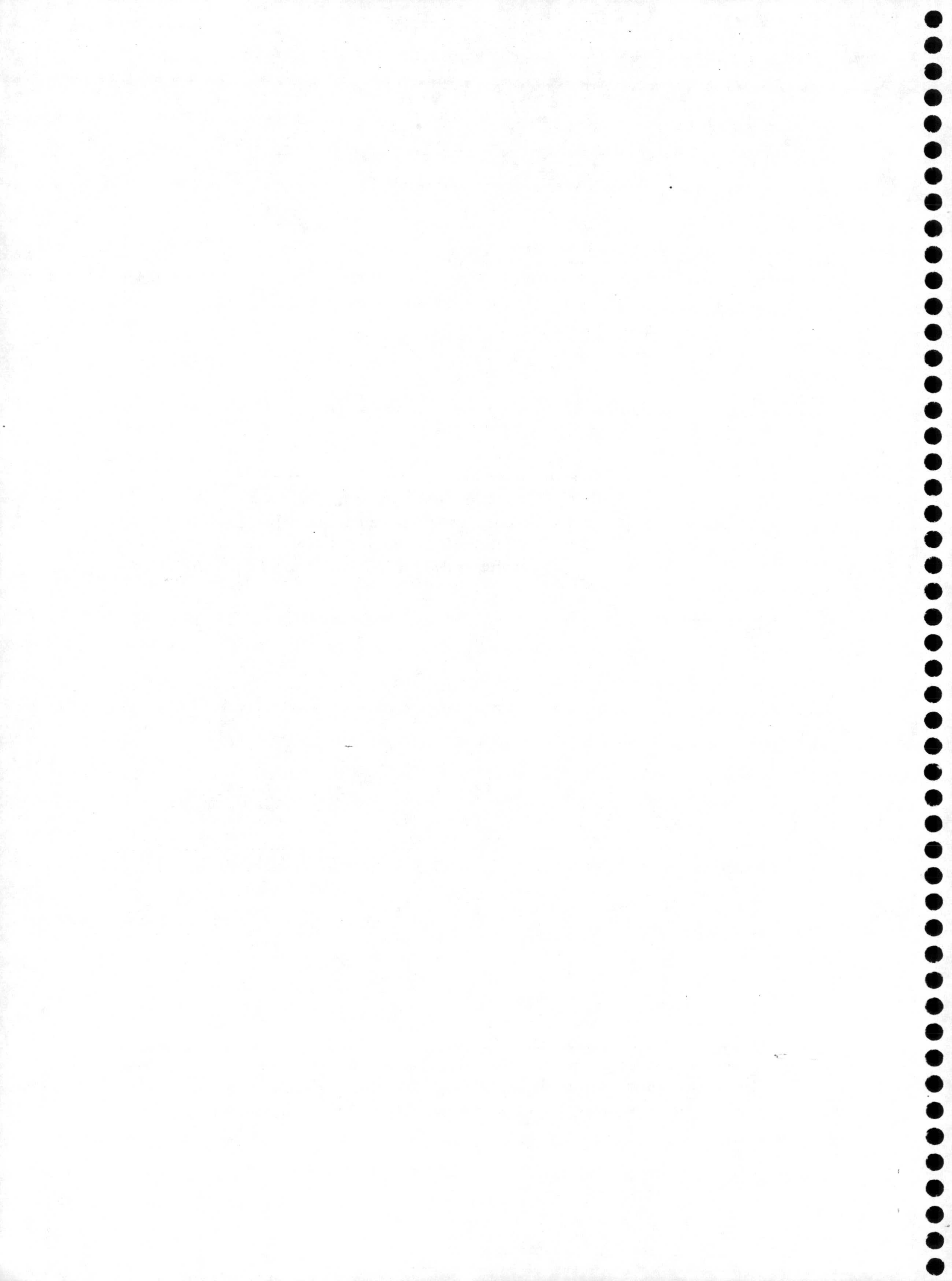
**Estudio de la cinemática del gas
ionizado en NGC 3938 por medio
de interferometría Fabry-Perot**



Quaerit enim rationem animus, cum summa loci sit
infinita foris haec extra moenia mundi,
quid sit ibi porro quo prospicere usque uelit mens
adque animi iactus liber quo peruolet ipse.†

De rerum Natura T. Lucretii Cari, Liber I, 1044-1047

† En efecto, puesto que afuera, allende estas murallas del mundo, la totalidad del espacio es infinita, nuestro entendimiento busca la razón de las cosas, qué hay allí lejos adonde siempre quiere dirigir su mirada nuestro intelecto y adonde el mismo arrojo del espíritu pueda volar en libertad.



Capítulo 1 | Introducción

El estudio de los movimientos verticales en galaxias espirales constituye una herramienta esencial para entender su estructura y cinemática. Así, permite conocer el grado de equilibrio o desequilibrio vertical en el disco y su interacción con el *halo*¹.

A continuación, haremos una breve exposición de los fenómenos más importantes sobre los que el proyecto original de esta tesis pretendía arrojar un poco de luz. Desafortunadamente, esto no se habrá logrado en muchos de ellos, pero se incluyen aquí por ser susceptibles de ser estudiados con la misma o similares técnicas, o por su íntima relación con aspectos que sí se han tratado a lo largo de esta tesis. Aunque una descripción precisa de estos fenómenos está fuera del alcance de lo que se pretende en esta sección, intentaremos describir brevemente en qué fenómenos el estudio de los movimientos verticales en galaxias pueden ser de utilidad para su mejor entendimiento.

1.1 Estructura y equilibrio vertical en el disco

La estructura vertical del disco se ha estudiado frecuentemente mediante estudios fotométricos en galaxias de perfil, encontrándose gran cantidad de trabajos sobre este aspecto, desde los trabajos originales de van der Kruit & Searle (1981a, 1981b, 1982a, 1982b) y van der Kruit (1988) hasta el reciente trabajo de de Grijs, (1997). De estos estudios se puede aprender cómo es el perfil vertical de brillo y/o densidad (ya que estos no necesariamente coinciden, al menos cerca del plano, debido a la influencia del polvo, especialmente en el rango óptico) e intentar entender el equilibrio vertical en el disco. Así, por ejemplo, sabemos, gracias a las observaciones en el infrarrojo cercano, que la distribución de densidad cercana al

¹Nos referimos al *halo*, no en el sentido de *halo* de materia oscura, como se hace usualmente, sino al *halo* entendido como la parte de la galaxia que no forma parte del disco o bulbo (ni disco grueso, si lo hubiera), y que se extiende a grandes distancias del ecuador galáctico, también llamada a veces *corona*.

plano no es tan *achatada* como la predicha por un disco autogravitante isoterma (van der Kruit & Searle, 1981), que daría lugar a una distribución vertical del tipo $\rho(z) \approx \rho(0)\text{sech}^2(z/z_0)$, sino mucho más *aguda*, (incluso más que una distribución del tipo $\rho(z) \approx \rho(0)\text{sech}(z/h_z)$ como la propuesta por van der Kruit (1988) y utilizada por Wainscoat et al. (1989)). Sin embargo, no llega a ser tan *aguda* como una distribución exponencial de la forma $\rho(z) \approx \rho(0)\exp(-z/h_z)$, sino más bien algo intermedio entre estas dos últimas. El trasfondo físico que subyace a este comportamiento no está aún bien entendido, y está, probablemente, íntimamente relacionado con el equilibrio vertical en el disco. Además, la variación del grosor del disco (determinado por los valores de las constantes z_0 o h_z) con el radio galactocéntrico es un hecho aún sin entender. Durante largo tiempo se ha pensado que el grosor del disco permanecía constante con el radio, pero cada vez se encuentran más y más galaxias donde esto no es así (una buena referencia para este problema puede encontrarse en de Grijs (1997), el cual encuentra una dependencia entre la variación radial de la escala de altura con el tipo de galaxia). La variación del grosor del disco con el radio es esencial para entender el equilibrio vertical en el disco, ya que dicho grosor viene determinado por un equilibrio entre la gravedad y la agitación térmica en el disco. Así, un grosor constante con el radio implicaría una agitación térmica decreciente con el radio. Este hecho ha sido estudiado por Bottema (1993) por medio del estudio de la dispersión de velocidades estelares en galaxias espirales. En su estudio, Bottema afirma haber encontrado un decrecimiento radial de dicha dispersión compatible con una escala de altura constante con el radio. No obstante esto no está bien determinado, puesto que por un lado sus datos están en el límite de la resolución en la parte externa de los discos, y por otro lado esa disminución no se ha encontrado en las componentes gaseosas del disco. Una vez más, el estudio de los movimientos verticales en el disco puede ser clave para entender este fenómeno, si bien es cierto que no trataremos específicamente este aspecto a lo largo de esta tesis.

Por otro lado, la distribución de brillo lejos del plano presenta también aspectos interesantes. En un gran número de galaxias se ha encontrado que el brillo lejos del plano disminuye más lentamente que lo predicho por las distribuciones descritas anteriormente y que funcionan bien cerca del plano galáctico. En algunos casos (como el de nuestra propia galaxia) se ha atribuido este hecho a la existencia de un *disco grueso*, aunque la existencia o no de dicho disco y su origen no está aún bien entendida. A ello hay que sumar también la existencia de componentes gruesas también en las fases gaseosas, como la capa de Reynolds (1989) en nuestra galaxia, o los halos de radio observados en otras galaxias. No está claro cuál es el origen de estas componentes, si bien parece que, al menos en algunos casos, puede tener relación directa con procesos de formación estelar en el disco (ver Dahlem et al., 1995). La observación de los movimientos verticales del gas asociados con las regiones de formación estelar puede ayudarnos a entender mejor este fenómeno.

Éste tipo de fenómenos está, sin duda, relacionado con la naturaleza del medio interestelar, y con la relación entre el disco y el halo, que tratamos a continuación, pero lo hemos mencionado aquí por su importancia en la estructura vertical de la galaxia.

El fenómeno del alabeo del disco galáctico también puede ser estudiado con este tipo de técnicas. Mediante el ajuste de un modelo de anillos concéntricos (Rogstad et al. 1974) podemos conocer la morfología del disco a partir de la información cinemática del mismo. Esto se ha hecho numerosas veces con la componente neutra del gas, pero no así con la componente ionizada. La comparación de ambas podría ayudar a comprender mejor este fenómeno tan común en los discos de las galaxias espirales.

Finalmente también es muy interesante conocer la distribución y/o cinemática de la componente difusa del gas ionizado, que puede ser clave para entender la estructura del medio interestelar. Por desgracia, nuestras observaciones no son suficientemente profundas para detectar de forma precisa esta componente, y nuestra detección del gas ionizado se limita esencialmente a las regiones HII.

1.2 Interacción disco-halo

En muchas galaxias se ha observado que el disco muestra gran cantidad de movimientos verticales. En algunos casos se ha observado que el disco lanza gas a grandes distancias (llegando a algunos kpc del plano) y a grandes velocidades (incluso mayores a 100 km/s). En otros casos, es el gas el que cae a grandes velocidades sobre el disco (como es el caso de la mayoría de las nubes de alta velocidad en nuestra propia galaxia). Por otro lado, como se ha comentado previamente, también sabemos que existe una componente gaseosa de la galaxia muy alejada del plano, usualmente llamada halo o corona (Dahlem, 1997). Este halo se ha observado en otras galaxias de diversas formas: por medio de la radiación sincrotrón (ver por ej. Dahlem et al., 1995), en forma de nubes de alta velocidad (Wakker & van Woerden, 1997), gas ionizado (Dettmar, 1990) o polvo (Howk & Savage, 1997). También nuestra propia galaxia muestra una estructura vertical muy extendida, como lo muestra la estructura vertical del HI (Lockman, 1984) o de hidrógeno ionizado (Reynolds, 1989). El problema de cómo se han formado estas estructuras y su relación con el disco galáctico constituye un problema abierto, y para cuyo estudio el tipo de observaciones realizadas por nosotros resultan muy apropiadas. Según Dahlem (1997):

Spectroscopic studies of individual H II regions in face-on galaxies can possibly help resolve several of these open questions and expand our data base of (nearby) galaxies with disk-halo interactions.

ya que

Disk-halo interactions occur only above the brightest HII regions, which are found almost exclusively in late-type spirals and dwarf and irregular galaxies.

La interacción disco-halo es, pues, un problema íntimamente relacionado con el de la estructura del medio interestelar. De hecho, en los modelos teóricos sobre el medio interestelar, el halo es, en realidad, una extensión del medio interestelar del disco. Esto sucede, por ejemplo en el modelo de la fuente galáctica (Shapiro & Field, 1976; Kahn, 1994), el cual nace de incluir la fase caliente observada en la banda blanda de rayos X en el modelo interestelar de dos fases (fría y templada) propuesto por Field et al. (1969). Según este modelo de la fuente galáctica, las explosiones de supernova pueden calentar el medio interestelar hasta temperaturas del orden de $10^6 K$. Este gas caliente sufre movimientos convectivos que le hacen ascender hasta alturas del orden de 1 kpc, donde se enfría, se condensa, y vuelve a caer al disco en forma de nubes de alta velocidad (que han sido observadas en nuestra galaxia y en otras, y cuyo origen no está aún claro). La inclusión de esta fase caliente en el medio interestelar condujo a la introducción del modelo de tres fases para el medio interestelar por McKee & Ostriker (1977). Este modelo presenta el problema de que predice una fase caliente ubicua que no es observada. Ikeuchi et al. (1984) demostraron que el medio interestelar podría presentarse en dos o tres fases dependiendo de la frecuencia de explosión de supernovas y de la densidad del medio. En efecto, las supernovas de tipo II tienen lugar en asociaciones OB y están por tanto correlacionadas espacial y temporalmente (dando lugar a lo que se conocen como *superburbujas*, *supercáscaras*, etc.). Estas superburbujas pueden llegar a romper el disco echando el gas caliente al halo, en el que sufriría un proceso similar al descrito anteriormente en el modelo de fuente galáctica (Norman & Ikeuchi, 1989). Estos autores encontraron que el medio interestelar puede estar en un estado de dos fases (si la inyección de energía por unidad de área es baja), de tres fases (si la inyección es muy importante), o en un estado intermedio de *chimeneas*. Este último estado se refiere al caso en que la conexión disco-halo tiene lugar solamente sobre las regiones de formación estelar más importantes, las cuales se encuentran dispersas de forma heterogénea. Sobre ellas se forman las mencionadas chimeneas, que echan gas caliente hacia el halo. Nuestra galaxia se encuentra, según estos autores, en esta fase de chimeneas. Este modelo está mantenido por muchas observaciones. Así, se han observado filamentos de gas ionizado y polvo emanando de regiones HII muy brillantes; una correlación muy clara entre la existencia de halo en radio y el ritmo de formación estelar, y del tamaño de dicho halo con el radio del disco estelar. También las nubes de alta velocidad pueden ser explicadas con estos modelos, aunque no está claro si su origen es galáctico o no.

Un importante aspecto que puede ser decisivo en estas cuestiones y que no queremos pasar por alto es el del campo magnético, pues su influencia en el equilibrio vertical de fuerzas puede ser determinante. Así sucede, por ejemplo, con la llamada inestabilidad de Parker (1966), que tiene lugar en un gas embebido en un campo magnético horizontal y sometido a la fuerza de la gravedad, como lo es el medio interestelar. Esta inestabilidad se desarrolla si la suma de presiones térmica y magnética (y la de rayos cósmicos) supera un cierto valor crítico, dando lugar a movimientos verticales que pueden ser muy importantes, o excitando los movimientos citados previamente (aunque también puede suceder que el campo magnético tienda a inhibirlos). Del mismo modo, también el campo magnético puede verse influenciado por los movimientos verticales. Así, durante los procesos descritos previamente, no sólo se lanza al halo gas y polvo, sino también rayos cósmicos y campo magnético (como se observa por los halos de emisión sincrotrón detectados en varias galaxias). Por otro lado, estos movimientos convectivos tan importantes pueden ser esenciales en el origen y configuración del campo magnético galáctico debido a que contribuyen de forma decisiva a la difusión magnética turbulenta (ver Battaner et al., 1998).

1.3 **Objetivos**

Nosotros pretendemos aproximarnos a estos problemas mediante el estudio de la cinemática del gas ionizado en galaxias que se encuentran prácticamente de cara. Para ello hemos utilizado el interferómetro Fabry-Perot TAURUS II que se encuentra en el telescopio William Herschel en el Observatorio del Roque de los Muchachos en la isla de La Palma. Utilizaremos, para este propósito, la línea H_α del hidrógeno ionizado. Este instrumento nos permite estudiar la cinemática del disco con detalle, tanto espacial como espectralmente. Por otro lado, el hecho de escoger galaxias prácticamente de cara nos permitirá que, una vez descontado el movimiento de rotación de la galaxia, podamos estudiar los movimientos verticales residuales, que pueden ayudarnos a entender determinados procesos que tienen lugar en el disco. Existe una gran variedad de posibles movimientos verticales observables en galaxias espirales. Así, podemos encontrar movimientos verticales detectables mediante la dispersión de velocidades en el gas y que trazan la turbulencia y/o agitación térmica del gas (cuyo valor típico estará alrededor de los 10 km/s), o movimientos verticales, de otra índole, visibles en el mapa residual de velocidades, y que pueden trazar fenómenos más locales. Estos últimos pueden ser, a su vez, movimientos muy violentos que alcancen grandes velocidades (como las nubes de alta velocidad observadas en nuestra propia galaxia) o movimientos a menores velocidades, pero no por ello menos importantes (ya que pueden ayudar a entender el equilibrio vertical). Por desgracia es muy difícil poder detectar to-

dos estos movimientos con un sólo instrumento. Así, normalmente un instrumento con gran resolución espectral tiene un rango espectral pequeño, lo que impide la detección de movimientos que alcancen grandes velocidades. Nosotros hemos utilizado el etalon de 500μ con TAURUS, lo que nos proporciona una buena resolución espectral, aunque con un rango espectral bastante reducido. Estas observaciones estarían, pues, complementadas por observaciones con un rango espectral más amplio que permitiera observar los movimientos a velocidades más altas, si bien es cierto que posiblemente también haría falta una mejor relación señal-ruido, puesto que la emisión esperada es bastante débil (dada la baja densidad del gas). Esta mayor relación señal-ruido también permitiría el estudio de la distribución y cinemática de la componente difusa del gas ionizado (como se ha comentado anteriormente) que, por tanto, no se podrá abordar a lo largo de esta tesis. Nuestras observaciones permitirán, por tanto, estudiar con detalle los movimientos verticales en el disco, de tipo moderado.

A lo largo de esta parte explicaremos con detalle la técnica de observación utilizada y el proceso de reducción de los datos en el capítulo 2. En el capítulo 3 resumiremos las propiedades más importantes de la galaxia NGC 3938 y describiremos las observaciones más importantes realizadas hasta el día de hoy. En el capítulo 4 describiremos las observaciones realizadas y los resultados obtenidos de las mismas. Finalmente, en el capítulo 5 resumiremos los resultados más importantes y destacaremos las conclusiones, haciendo también referencia a la potencialidad del método y a las líneas que se pueden abordar con él en futuros trabajos.

Capítulo 2

Espectrometría bidimensional con TAURUS

2.1 Procedimiento observacional

A continuación explicaremos el procedimiento observacional para hacer espectrometría bidimensional con el instrumento TAURUS II que se encuentra disponible en el foco Cassegrain del telescopio William Herschel del Observatorio del Roque de los Muchachos en la isla de la Palma.

2.1.1 TAURUS

TAURUS (Atherton et al., 1982; Taylor & Atherton, 1980, Unger, 1991) es un interferómetro Fabry-Perot que permite obtener simultáneamente espectros de un campo de hasta 9 minutos de arco¹. El modo de funcionamiento del instrumento es como sigue: El haz del telescopio es colimado y, tras pasar por un filtro, pasa a través del Fabry-Perot o *etalon*, consistente en un par de placas semitransparentes paralelas cuya separación se puede variar para seleccionar la longitud de onda de observación. La señal, modulada por el interferómetro, se pasa, a través de la cámara, hasta el detector. El orden de interferencia al que trabaja el interferómetro, y por tanto la longitud de onda de la observación viene determinada por el filtro interferencial que se coloca en el plano focal del telescopio (ver nota al pie 1). La longitud central de este filtro se escoge de forma que coincida con la longitud de onda de la línea H α de la galaxia, corrida al rojo de acuerdo con su velocidad *sistémica*. Durante una observación, se toman del orden de 60 imágenes bidimensionales del objeto a estudiar, variando la distancia entre las placas del Fabry-Perot, lo que da

¹En realidad el campo real máximo está limitado a 5 minutos de arco ya que el filtro colocado en el plano focal viñetea el campo hasta este límite. En teoría se podría evitar este efecto colocando el filtro en el plano de la pupila, pero esto produce *fantasmas* en la imagen que deterioran la calidad de la observación.

lugar finalmente a un *cubo* tridimensional donde la tercera dimensión corresponde a la dirección espectral.²

La imagen del instrumento para una fuente monocromática homogénea paralela al etalon es una serie de anillos concéntricos (centrados en el eje óptico del instrumento) cuyo radio va variando al cambiar la distancia entre las placas del etalon, de forma que, al formar un cubo con imágenes obtenidas con separaciones sucesivas del etalon, lo que tendremos será una familia de paraboloides de revolución (ver figuras 2.1 y 2.2). La distancia medida sobre el eje óptico en longitud de onda entre pares de estos paraboloides se conoce como *rango espectral libre (FSR)*, y su valor limita el rango en longitud de onda disponible en las observaciones (ya que la misma estructura se repite periódicamente). Su valor depende (ver más abajo) de la longitud de onda de observación y de la distancia entre las placas del etalon por lo que, junto con la resolución, es un parámetro crítico en la elección del etalon a utilizar en las observaciones.

La transmisividad de un Fabry-Perot viene dada por:

$$T(\lambda) = \frac{1}{1 + \frac{4N^2}{\pi^2} \sin^2 \left(\frac{2\pi\mu\ell \cos \theta}{\lambda} \right)} \quad (2.1)$$

donde N es la *fineza* del etalon (que viene determinada esencialmente por la reflectividad de las placas que le componen, y determina su resolución), μ es el índice de refracción del aire, ℓ es la distancia entre las placas del etalon, θ es el ángulo de incidencia de la luz sobre el etalon, y λ es la longitud de onda a la que se observa.

La transmitividad del etalon es máxima (interferencia constructiva) si:

$$n\lambda = 2\mu\ell \cos \theta \quad (2.2)$$

donde n es un número entero (orden de interferencia). La separación entre dos órdenes sucesivos (que es el anteriormente citado rango espectral libre (FSR)) es:

$$FSR = \lambda^2 / 2\mu\ell = \lambda / n \quad (2.3)$$

Teniendo en cuenta que la luz alcanza el detector tras atravesar una cámara cuya distancia focal es F_{cam} , tenemos que, la relación entre el ángulo de incidencia de la luz sobre el etalon y la posición de un punto en el detector es:

$$\theta = R / F_{cam} \quad (2.4)$$

donde R es la distancia de un punto del detector al eje óptico.

Con estas ecuaciones tenemos determinada la respuesta del detector a la luz de longitud de onda λ que incide con un ángulo θ , en función de las características del instrumento (ℓ , N , F_{cam}) y de la posición de cada punto sobre el detector (R).

²Esto no es estrictamente cierto hasta después del proceso de reducción, como se verá más adelante.

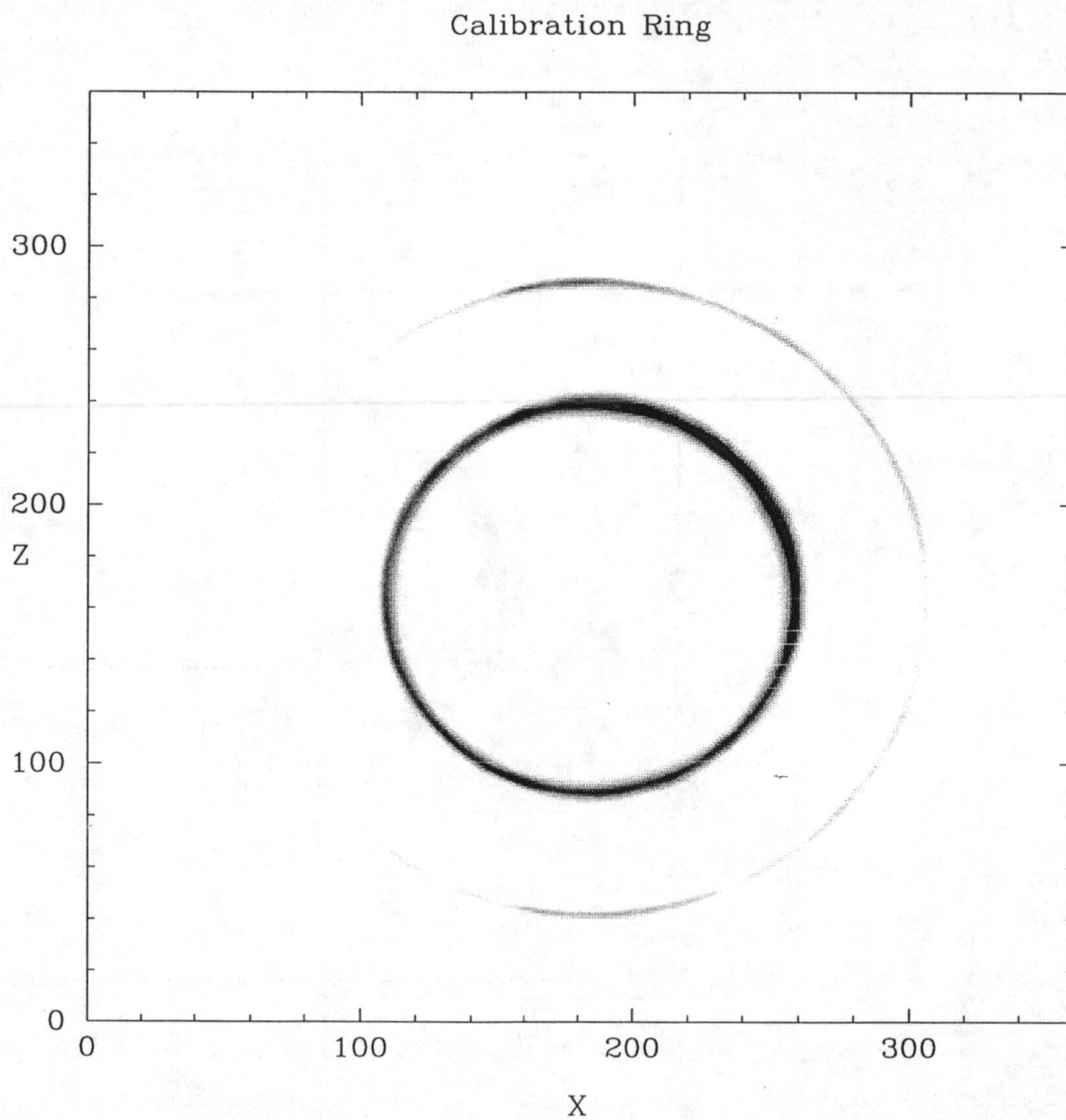


Figura 2.1: Imagen obtenida iluminando el instrumento con una fuente monocromática.

Calibration Cube

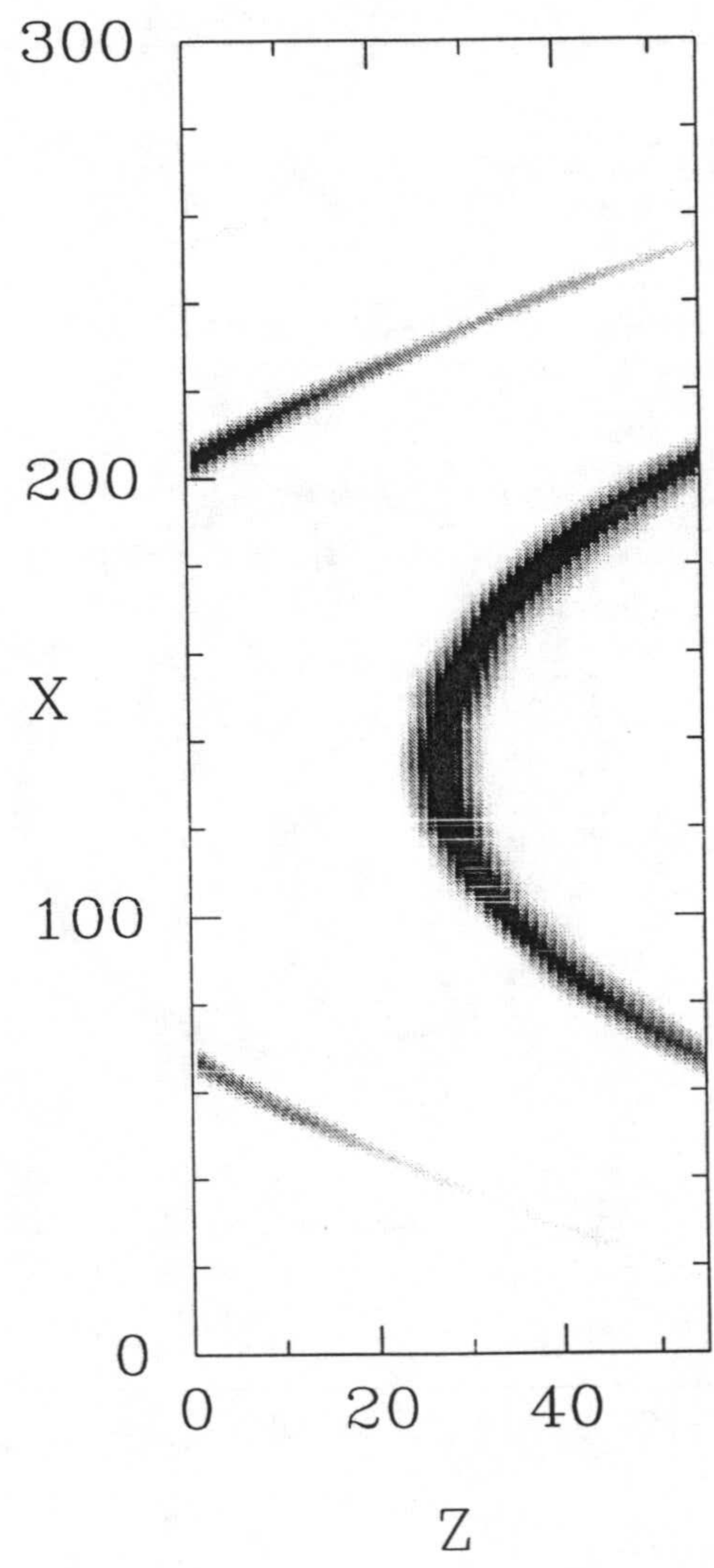


Figura 2.2: Corte a lo largo del eje óptico del cubo de calibración obtenido iluminando el instrumento con una fuente monocromática.

2.2 Reducción de los datos

2.2.1 Calibración de fase

A la vista de la ecuación 2.1, la longitud de onda transmitida por el etalon no solo depende de la distancia entre las placas del etalon, sino también del ángulo de incidencia del haz; es decir, de la posición en el detector. Ésto hace que los ejes del cubo observado no se corresponden con dos ejes espaciales y uno espectral, sino que se encuentran *mezclados* en el sentido de que las regiones de longitud de onda constante no son planos sino paraboloides de revolución (ver figura 2.2). El primer paso en el proceso de reducción, conocido como *calibración de fase* consiste en mover cada pixel una determinada cantidad en la dirección espectral (*salto de fase*) de forma que los paraboloides se transformen en planos, y así tendremos que cada plano se corresponde con una determinada longitud de onda. El mapa que determina el salto de fase en función de la posición se llama *mapa de fase*.

Usando las ecuaciones 2.1, 2.2 y 2.3 encontramos que la fase P_{xy} de un pixel en la posición (x, y) a una longitud de onda λ es:

$$P_{xy} = \frac{2\mu\text{FSR}\ell}{\lambda}(\sec\theta - 1) + z_0 \quad (2.5)$$

donde z_0 es la *fase central* que corresponde al valor, en la dirección espectral, en la que la transmitividad es máxima en el eje óptico (en la posición (x_0, y_0)). Si hacemos un desarrollo en serie de $\sec\theta$ y usamos la ecuación 2.4, tenemos que: $\sec\theta \approx R^2/2F_{cam}^2$, de donde obtenemos que la forma del mapa de fase es:

$$P_{xy} = \frac{\mu\text{FSR}\ell}{\lambda F_{cam}^2} R^2 + z_0 \quad (2.6)$$

Como vemos, el mapa de fase correspondiente a una fuente homogénea monocromática es un paraboloide de revolución. Este valor es el *mapa de fase teórico*, al cual puede ser necesario añadir un *mapa de fase residual* que proviene de, por ejemplo, distorsiones en el detector.

Este salto de fase puede expresarse en varias unidades: pixels, unidades de longitud de onda o *unidades de microprocesador* (MPUs), que son las que usa el *software* que controla el etalon y las que usaremos normalmente hasta que se realice la calibración en longitud de onda y podamos saber a cuantos angstroms en longitud de onda corresponde cada MPU.

El primer paso que hay que dar para calcular el mapa de fase es conocer todos los parámetros que aparecen en la ecuación 2.6, es decir:

- Longitud de onda de la observación: Aunque se hará posteriormente una calibración más fina, en principio, podemos conocer su valor con suficiente exactitud por medio del filtro interferencial que usamos en el plano focal.

- Longitud focal de la cámara: Es un valor conocido de la disposición del instrumento y telescopio.
- Tamaño del pixel: Si usamos un CCD como detector, esto es un valor conocido, aunque para otros detectores, como un IPCS sería necesario hacer una estimación usando una imagen obtenida con una máscara con pequeños agujeritos cuya distancia mutua es conocida.³
- El rango espectral libre y la distancia entre placas: Esta es la parte mas importante de la reducción, que se lleva a cabo como se describe a continuación.

De acuerdo con la ecuación 2.6, en un determinado plano del cubo observado, la longitud de onda es constante para $R = constante$. Lo que se hace es obtener un cubo iluminando con una fuente monocromática (una lámpara de calibración de Cu-Ne). En este cubo, cada plano contiene uno o varios anillos concéntricos (correspondientes a distintos órdenes de interferencia). Si calculamos el centro (eje óptico) y radio de cada anillo y representamos R^2 frente a z (en MPU's), obtenemos una serie de líneas rectas. Este diagrama se conoce como *Radius-versus-Frame* (RVF). En él, calculamos la pendiente y la ordenada en el origen de cada recta. La diferencia entre las ordenadas en el origen de dos órdenes sucesivos es igual al rango espectral libre, y a partir de la pendiente, usando la ecuación 2.6, podemos calcular la distancia entre las placas ℓ . Una vez calculados estos dos parámetros ya podemos calcular el mapa de fase teórico para el cubo de calibración, y comparándolo con el cubo observado, podemos determinar el mapa residual de fase.

Un aspecto que hay que tener en cuenta al hacer la calibración de fase es que el mapa de fase puede cambiar con el tiempo. Estos cambios pueden deberse a desplazamientos en el eje óptico como consecuencia de la *flexión*, o a pequeñas variaciones en la distancia entre placas del etalon. Para tener esto en cuenta se toman exposiciones con la iluminación de la lámpara, para una determinada distancia de las placas del etalon. Esto se hace varias veces a lo largo de la noche (usualmente antes y después de exponer el cubo del objeto a observar). Tenemos entonces una serie de exposiciones con anillos que podemos comparar con el correspondiente plano del cubo de calibración. Los cambios en el eje óptico cambiarán el centro del anillo, y los cambios en la distancia de las placas, cambiarán el radio del mismo. Comparando la posición del centro y el radio de los anillos para estas exposiciones (en lo que se llama un diagrama *Radius-versus-time* (RVT)), el software de reducción es capaz de determinar su influencia en el mapa de fase.

Con todos estos ingredientes podemos ya calcular el mapa de fase final que nos servirá para desplazar cada pixel en la dirección espectral la cantidad necesaria para que los ejes espaciales y el eje espectral queden *separados*. El resultado final de

³En realidad, esta imagen debe ser tomada incluso en el caso en que se use un CCD, pues el software de reducción no funciona sin ella.

Calibration Cube
after
Phase correction

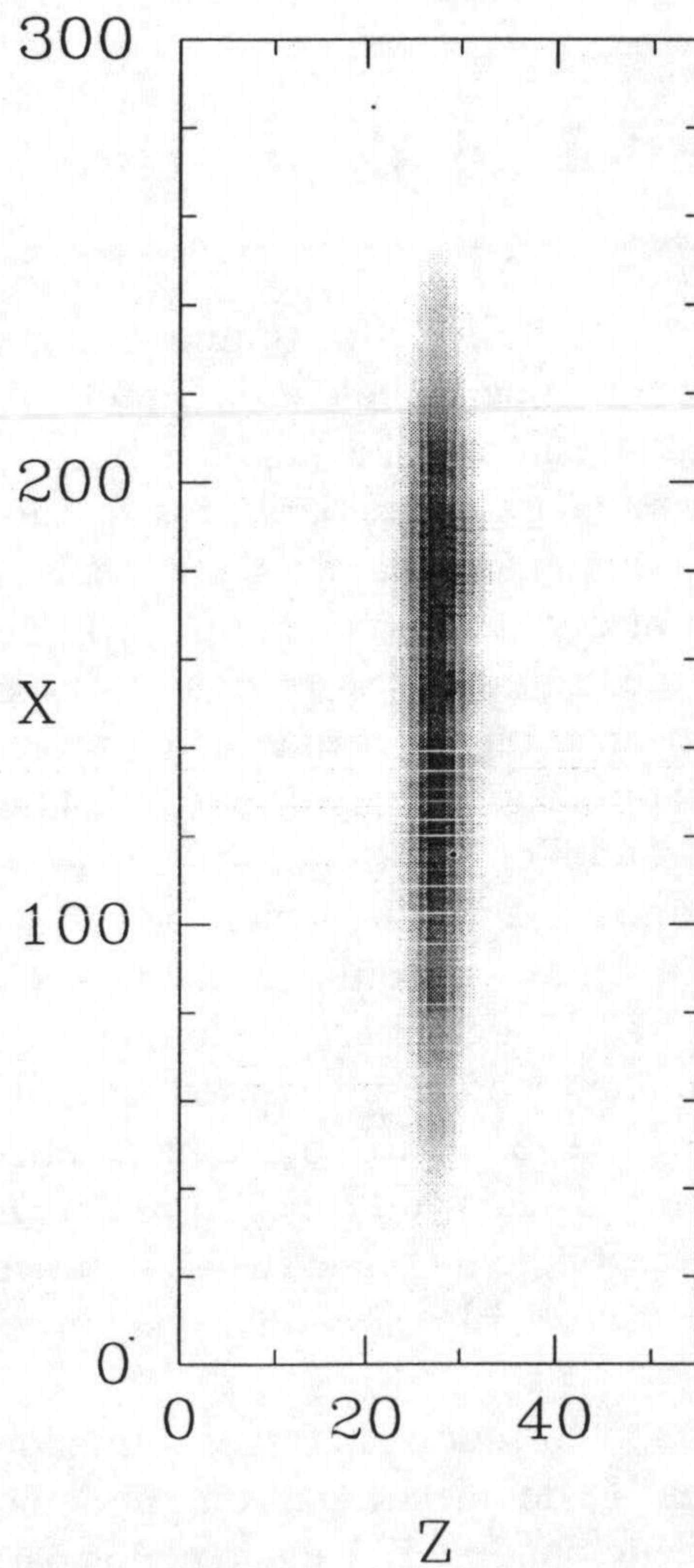


Figura 2.3: Corte a lo largo del eje óptico del cubo de calibración obtenido iluminando el instrumento con una fuente monocromática, después del proceso de calibración de fase.

aplicar este proceso a un cubo obtenido iluminando el instrumento con una fuente monocromática como la que muestra la figura 2.2, puede verse en la figura 2.3. En ella se observa que, ahora, la dirección z se corresponde con la dirección espectral.

Finalmente se lleva a cabo la calibración de longitud de onda comparando varios valores calculados en el cubo de calibración y el cubo del objeto.

Todo este proceso de reducción se lleva a cabo con un paquete llamado TAUCAL (Lewis & Unger, 1991) escrito específicamente para ello, y que funciona como parte del software FIGARO (Shortridge et al., 1997).

2.3 Mapas de intensidad, velocidad y dispersión

Tras el proceso de calibración de fase, estamos ya en disposición de obtener de los datos información física. Para ello, construiremos mapas bidimensionales de intensidad, velocidad y dispersión de velocidades. En el cubo calibrado, como se ha dicho, tenemos, para cada posición espacial, un espectro, lo que nos permitirá construir estos mapas a partir de parámetros derivados de estos espectros. Para ello, ajustaremos cada espectro a una gaussiana, de la cual extraeremos la información relevante (altura del pico, centro y anchura de la línea). Dependiendo del software usado, será necesario, o no, descontar el continuo de los espectros. En caso de ser necesario esto puede realizarse, o bien tomando una imagen de continuo (con un filtro H_α cuyo centro no coincida con el de la línea H_α de la galaxia, o con un filtro de banda ancha) o bien utilizando los planos del cubo en los que no hay señal de la línea H_α . Nosotros utilizaremos esta última opción. Si se usan los filtros centrados en 6565 Å o 6577 Å, surge además un problema añadido debido a que la línea H_α de nuestra galaxia también atraviesa el filtro, por lo que aparece como una fuente monocromática uniforme (aumentando la señal en todo el detector en algunos de los planos del cubo). Para corregir este efecto, lo que hemos hecho es tomar grandes regiones del cielo en el cubo y calcular un espectro *promedio* de todas ellas. Con él construimos un cubo correspondiente a una fuente homogénea con ese espectro y se lo restamos al cubo observado. El resultado de este proceso puede verse en la figura 2.4.

Una vez que se tiene el cubo corregido de fase y eliminado el continuo (y, eventualmente, eliminada la línea H_α de nuestra galaxia), podemos proceder al cálculo de los mapas previamente mencionados. El cálculo de los parámetros relevantes de cada espectro (a saber, el centro de la línea, su anchura y su intensidad) se puede hacer esencialmente de dos formas: calculando los momentos de orden 0, 1 y 2 para cada espectro, o bien ajustando cada espectro a una función (usualmente una gaussiana) y determinando su centro, anchura e intensidad. La elección de uno u otro método puede ser vital. Nosotros hemos utilizado ambos métodos. Los mapas de velocidad obtenidos por ambos métodos son muy similares, pero sin embargo se

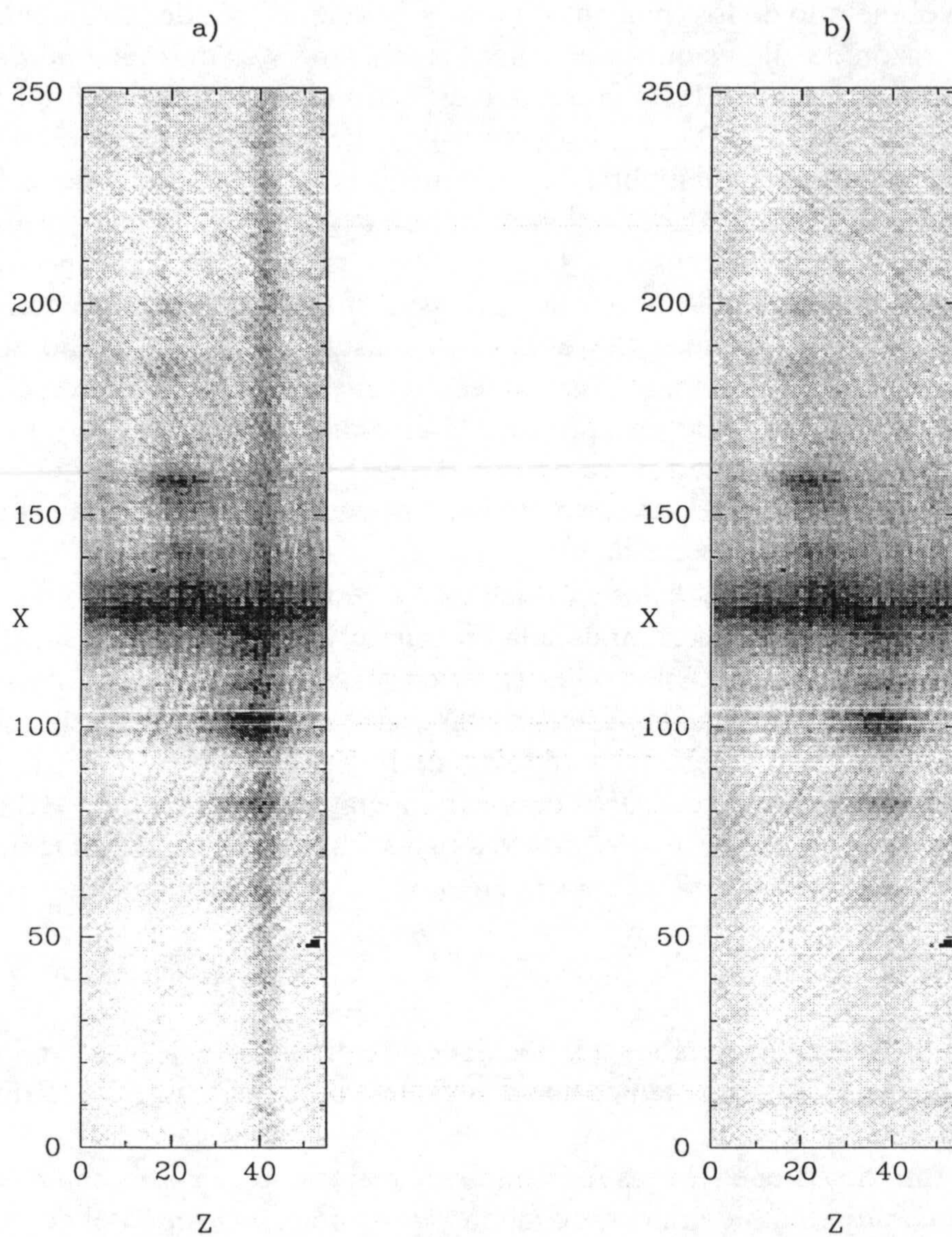


Figura 2.4: Corte del cubo donde se muestra la corrección hecha para eliminar la aparición de la línea H_{α} de nuestra galaxia. a) Cubo original. b) Cubo corregido

encuentran diferencias en los mapas de intensidad y dispersión calculados por ambos métodos. Nos hemos decantado por el método de ajuste gaussiano para calcular las dispersiones con el fin de tratar de evitar el sesgo sistemático que se obtiene utilizando el método de los momentos (ver, por ejemplo, van der Kruit & Shostak, 1982). La razón de ello es que al calcular los momentos es más fácil *perder* información sobre las colas en los puntos cuyo espectro muestre una amplitud pequeña y gran anchura. La razón de que esto sea así es que, usualmente, en el método de los momentos se escoge un umbral para distinguir la señal del ruido, por debajo del cual los datos no se consideran señal. En el caso de los pixels que correspondan a líneas anchas de baja intensidad, la mayor parte de las colas del espectro queda por debajo de este umbral, por lo que la dispersión calculada es sistemáticamente menor que la dispersión real. En el caso de ajustar gaussianas, como el umbral se aplica a la altura del pico, el ajuste puede tener en cuenta todo el espectro y se puede hacer una estimación más aproximada de la dispersión real. Ciertamente este método contiene bastante error, ya que en el ajuste se incluyen zonas del espectro de muy baja señal, pero de esta forma se evita un sesgo sistemático que elimina las dispersiones altas a baja intensidad.

La dispersión de velocidades calculada debe aún ser corregida debido al ancho instrumental y a la anchura natural de la línea observada (que en el caso de la línea H_α es de unos 3 km/s). Estos valores deben restarse cuadráticamente del valor medido. Además, usualmente estamos interesados en la parte de la dispersión no térmica. En este caso, debemos, además, corregir el ancho térmico de la línea. Utilizando un valor típico de $10^4 K$ para la temperatura de una región HII (Spitzer, 1978; y Osterbrock, 1989), éste equivale a una anchura de 9.1 km/s. De modo que la componente no térmica de la dispersión de velocidades debe calcularse como:

$$\sigma_{nt} = (\sigma_{obs}^2 - \sigma_{inst}^2 - \sigma_n^2 - \sigma_t^2)^{1/2} \quad (2.7)$$

donde σ_{obs} es la dispersión de velocidades observada y σ_{nt} , σ_{inst} , σ_n y σ_t son, respectivamente, las componentes no térmica, instrumental, natural y térmica de la dispersión.

Con el fin de obtener mapas más *suaves* y mejorar la señal en muchos puntos, hemos construido también mapas de menor resolución *suavizando* el cubo original con un *haz* mas ancho. Este proceso consiste en convolucionar el cubo original con una gaussiana de cierto tamaño (el de la resolución cuyos mapas queremos construir). Una vez construido el cubo a esa resolución, se aplica el mismo procedimiento para el cálculo de los mapas de velocidad, intensidad y dispersión que para el cubo original.

Todo este proceso le llevamos a cabo con el paquete GIPSY (Groningen Image Processing SYstem). Con él podemos realizar el proceso descrito y, en general, manipular de forma sencilla los cubos de datos. Además, este paquete nos servirá

2.3. *Mapas de intensidad, velocidad y dispersión* _____ 21

más adelante para calcular la curva de rotación de la galaxia, el mapa de velocidades residuales, etc.

Capítulo 3 | NGC 3938: Generalidades

NGC 3938 es una galaxia espiral de tipo tardío (Sc) con muy baja inclinación ($i \approx 14^\circ$). Es una galaxia cercana ($D \approx 11.3 Mpc$, basado en una velocidad radial corregida de 855 km/s, y usando para la constante de Hubble un valor de 75 km/s/Mpc) y bastante brillante ($M_B = 10.9$). A esta distancia tenemos que cada segundo de arco equivale a 54.78 pc. Se encuentra en la constelación de la Osa Mayor, a cuyo cúmulo de galaxias pertenece (Tully et al., 1996), aunque no tiene ninguna compañera próxima (en unos 100 kpc a su alrededor), por lo que puede considerarse como aislada. Su aspecto general puede verse en la figura 3.1. Las propiedades generales de la misma se muestran en la tabla 3.1.

3.1 Observaciones ópticas

Tully et al. (1996) han realizado recientemente un estudio fotométrico de esta galaxia en el óptico y en el infrarrojo cercano. La escala radial calculada en la banda K es de 31.1 segundos de arco, o 1.7 kpc, aunque se encuentra una clara tendencia a crecer cuando se disminuye la longitud de onda. Este es un efecto bien conocido (de Grijs & van der Kruit; 1996; Peletier et al., 1994; de Jong 1996, Tully et al., 1996) debido fundamentalmente al polvo, aunque posiblemente exista un azulamiento intrínseco del disco hacia el borde. van der Kruit & Shostak (1982) también realizaron fotometría de esta galaxia en la banda F. Su determinación de la escala radial fue de 36 segundos de arco, o 1.98 kpc, y encontraron además una disminución radial del brillo más rápida a partir de $R \approx 2.5'$. Nuestras observaciones con TAURUS alcanzan aproximadamente hasta este punto.

NGC 3938 albergó dos supernovas observadas: 1964L (de tipo Ic) y 1961U (de tipo II). Ambas están próximas a regiones HII brillantes que, probablemente estuvieron relacionadas con sus progenitoras (ver van Dyk (1992) y Bartunov et al. (1994)). En particular, en la posición de 1961U se encuentra un *agujero* en la emisión H_α rodeado por todos lados por gas ionizado. Este *agujero* fue, muy

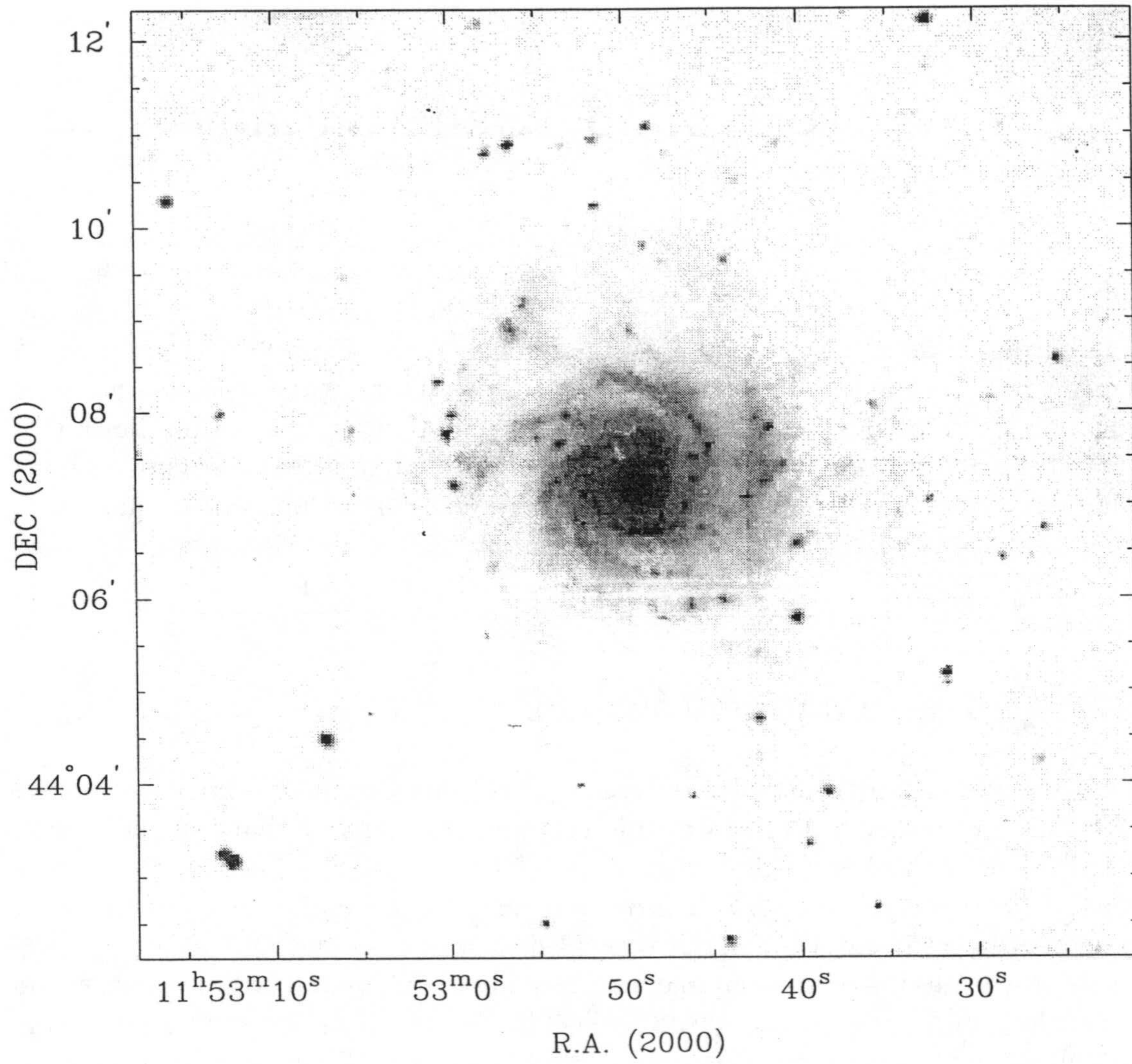


Figura 3.1: Imagen de NGC 3938 obtenida del *Digitalized Sky Survey*.

Tabla 3.1: Propiedades generales de NGC 3938

Nombre	NGC 3938
Tipo	Sc(s)I
R.A.(2000)	11 ^h 52 ^m 49.8 ^s
Dec (2000)	44° 07' 26"
Magnitud B	10.9
D_{25}	5.4'
Escala radial en K	31.1"
Escala radial en F	36"
V_{\odot}	809 km/s
V_0	855 km/s
Distancia	11.3 Mpc
Redshifted H_{α}	6580.5Å
Inclinación	14°
P.A.	20°
Entorno	Cúmulo de la Osa Mayor. Sin compañeras próximas (< 100kpc)

probablemente, originado por dicha supernova. 1964L se encuentra en el borde inferior del brazo norte, y no presenta este fenómeno.

La velocidad de dispersión estelar ha sido medida por Bottema (1988). El valor medido en el centro del disco es bastante bajo comparado con otras galaxias, y tiene un valor de 30 km/s. Este valor disminuye al alejarnos del centro hasta un valor de unos 15 km/s a una escala radial. En principio este comportamiento es compatible con una disminución exponencial como la encontrada en otras galaxias y como la que se espera para un disco cuya escala de altura es constante con el radio (Bottema, 1993). No obstante, el propio autor advierte que en la region externa los valores observados están por debajo del límite de la resolución, por lo que la conclusión podría ser errónea. La dispersión de velocidades en el bulbo es de unos 40 km/s.

3.2 Función de Luminosidad de regiones HII

La función de luminosidad de regiones HII ha sido calculada recientemente por McCall et al. (1996) y puede verse en la figura 3.2

En su estudio utilizan dos métodos para su cálculo (según la nomenclatura origi-

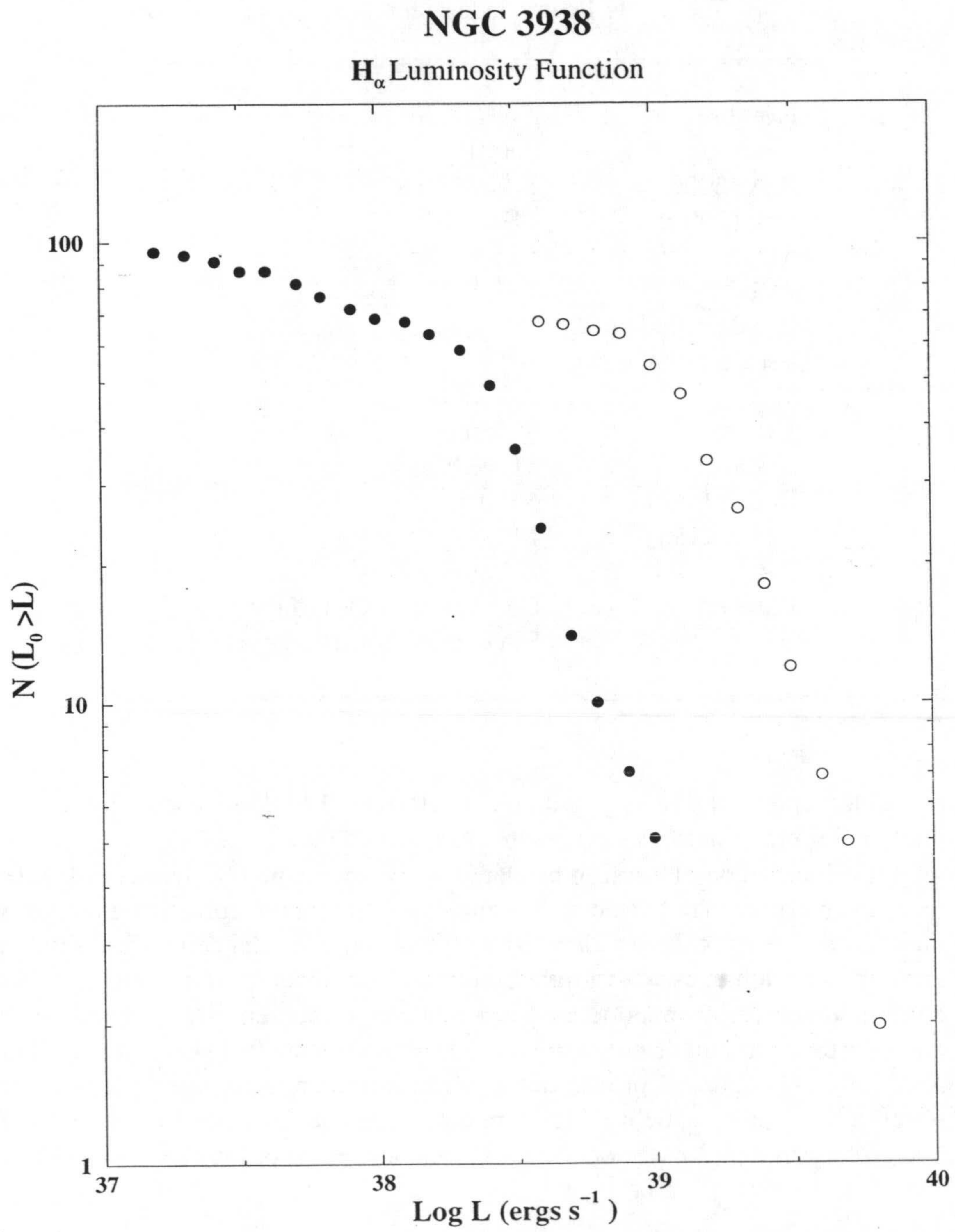


Figura 3.2: Función de luminosidad de las regiones HII calculada por McCall et al. (1996).

nal): FTP (Fixed Threshold Photometry), que consiste en utilizar un umbral inferior común en intensidad para el cálculo de la luminosidad de todas las regiones HII en la galaxia (integrando toda la luz contenida dentro de la isofota correspondiente a ese umbral); y PPP (Percentage Peak Photometry), que consiste en utilizar un umbral específico para cada región HII, definido a partir de un porcentaje del brillo del punto más brillante de la región. Aunque existe un desplazamiento sistemático hacia luminosidades más bajas con el método PPP, la forma de la función de luminosidad es muy similar en ambos casos. Estos autores han calculado el valor de la pendiente γ de la función de luminosidad por encima de cierto límite de completitud L_t definido como $N(L_0 > L) \propto -\gamma \log L$, $L > L_t$. Sus límites de completitud son $L_t = 38.9$ ergs/s y $L_t = 38.3$ ergs/s para el método FTP y PPP, respectivamente; y los valores de γ son idénticos en ambos casos con un valor $\gamma = 1.7 \pm 0.1$. Este valor es algo alto cuando se compara con el valor obtenido en otras galaxias (ver Kennicutt et al. (1989) y Rozas et al. (1996)). Sin embargo, es importante notar que el límite de completitud usado por estos autores es notablemente más alto que el usado por otros autores (Kennicutt et al. (1989) y Rozas et al. (1996)). De hecho, este valor está más cerca del valor de la luminosidad para el cual se ha observado un cambio de pendiente en la función de luminosidad (Kennicutt et al. (1989) y Rozas et al. (1996)). Kennicutt et al. (1989) interpretaron este cambio de pendiente como una transición entre regiones HII normales gigantes y regiones supergigantes, y Rozas et al. (1996) encontraron este cambio de pendiente a una luminosidad de $L = 38.6$ ergs/s (cuyo valor es justamente el valor medio de los límites de completitud para los métodos PPP y FTP de McCall et al. (1996)) y lo atribuyeron a una transición entre regiones HII limitadas por ionización y regiones HII limitadas por densidad. Si tomamos el límite de completitud de McCall et al. (1996) como el punto de cambio de pendiente observado por Kennicutt et al. (1989) y Rozas et al. (1996), entonces el valor obtenido para γ es más bajo que el calculado por esos autores para esa región de la función de luminosidad, indicando que NGC 3938 es rica en regiones HII muy brillantes.

3.3 Observaciones en radio

NGC 3938 fué observada en la línea HI del hidrógeno atómico por van der Kruit & Shostak (1982) con el radiotelescopio de Wersterbork con un haz de $24'' \times 36''$. Los datos muestran una curva de rotación típica para una galaxia espiral, con un valor en su parte *plana* de $V_{rot} \sin i = 38$ km/s. El mapa de velocidades residuales muestra una dispersión de 5 km/s sin ningún patrón organizado y sin ninguna relación aparente con la estructura óptica. La observación más interesante fué que la dispersión de velocidades parece independiente del radio, con un valor de $\sigma = 10 \pm 1$ km/s, que ellos relacionaron con el brusco aumento que sufre la función de

enfriamiento del gas neutro a $10^4 K$. Este hecho se ha observado también en otras galaxias.

Foster & Nelson (1985) estudiaron en detalle el mapa de velocidades residuales de NGC 3938 obtenido por van der Kruit & Shostak (1982) por medio de una descomposición en espirales logarítmicas, y detectaron un patrón en el que podían distinguirse un anillo y una estructura radial.

Recientemente, Combes & Becquaert (1997) han realizado observaciones en NGC 3938 del hidrógeno molecular (por medio de la molécula de CO) con el radiotelescopio de 30 metros del IRAM en el Pico Veleta. Sus observaciones se llevaron a cabo únicamente a lo largo de los ejes mayor y menor, con haces de $23''$ y $12''$ a 115 y 230 GHz respectivamente. Su determinación para la velocidad asintótica de rotación es de $V_{rot} \sin i = 36$ km/s, compatible con las observaciones de van der Kruit & Shostak. Estos autores también estudiaron la dispersión de velocidades verticales en NGC 3938, encontrando para el gas molecular el mismo comportamiento que para el gas neutro, es decir, constancia con el radio galactocéntrico. El valor medido por ellos para la dispersión es de $\sigma = 9$ km/s, ligeramente más bajo que el obtenido por van der Kruit & Shostak, aunque muy similar. De acuerdo con estas observaciones, los autores concluyen que el gas neutro y molecular constituyen dos fases de una única componente cinemática, de forma que el gas se transforma de neutro a molecular y viceversa varias veces a lo largo de una oscilación vertical. Analizando las posibles fuentes de calentamiento del disco que puedan dar lugar a este comportamiento, dichos autores rechazan tanto el calentamiento debido a las estrellas (ya que gran parte del HI que muestra este comportamiento se encuentra claramente fuera del disco estelar) como el debido a colisiones (ya que en este caso la dispersión de velocidades mostraría una dependencia con la masa $\sigma \propto m^{1/2}$, en contra de las observaciones que muestran que las velocidades nube-nube son prácticamente independientes de la masa en un rango de masas desde $100 M_{\odot}$ y $10^6 M_{\odot}$). La alternativa que queda para el calentamiento del disco es, según ellos, el calentamiento gravitacional, de forma que la rotación diferencial y la viscosidad van convirtiendo energía cinética rotacional en energía cinética *aleatoria* nube-nube. La disipación se encarga posteriormente de disminuir esa dispersión hasta mantenerla en el límite de estabilidad.

Capítulo 4

Cinemática y distribución del gas ionizado en NGC 3938

4.1 Observaciones y reducción

Las observaciones se realizaron la noche del 18 de Marzo de 1997 en el telescopio William Herschel del Observatorio del Roque de los Muchachos de la isla de La Palma, utilizando el interferómetro Fabry-Perot TAURUS II en el foco Cassegrain. Utilizamos la cámara $f/2.11$ y el etalon de 500μ , con un detector CCD TEK. Como filtro para ordenar los órdenes de interferencia utilizamos el filtro 6577/15 (ya que la línea H_α corrida al rojo para esta galaxia se sitúa en 6580.5\AA). Con esta configuración se tiene un campo de visión de 5 minutos de arco (debido al viñeteado ocasionado por el filtro), y un tamaño del pixel de 0.56 segundos de arco. Se hizo un *rebin* 2×2 en la lectura del CCD, con lo que obtenemos un tamaño de pixel de 1.12 segundos de arco. Teniendo en cuenta la distancia adoptada para la galaxia (11.3 Mpc), esto equivale a una escala de 61.36 pc/pixel en nuestro detector. Las condiciones de observación no fueron demasiado buenas debido al fuerte viento, lo que dió lugar a un deterioro del *seeing*. El *seeing* medido en las imágenes obtenidas es de 3 segundos de arco. Así mismo, la noche no era fotométrica, lo que unido al alto *seeing* impidió la calibración fotométrica de las imágenes. Por ello, a lo largo de este trabajo usaremos siempre unidades arbitrarias para la intensidad. El etalon de 500μ tiene, a 6500μ , un rango espectral libre nominal de 195 km/s y una resolución de 9.75 km/s. Para observar el objeto se realizó un barrido del rango espectral libre en 55 pasos, cada uno con un tiempo de exposición de 120 segundos. Esto resulta en un tiempo total de exposición de algo más de 2 horas para todo el cubo (teniendo en cuenta el tiempo de lectura del CCD, etc.). Al principio de la noche se tomó un cubo de calibración con la lámpara de Cu-Ne para poder realizar la corrección de fase. Además, antes y después de la exposición del objeto se tomaron anillos de referencia en uno de los planos para usarlos en el proceso de reducción.

A partir de la cubo de calibración corregido en fase, determinamos que el an-

cho instrumental es de 7.7 km/s, y la resolución espectral de 3.61 km/s/pixel. El rango espectral libre medido es de 194.1 km/s. La tabla 4.1 resume los parámetros observacionales más importantes.

Tabla 4.1: Parámetros observacionales

Fecha de observación	18/03/1997
Telescopio	WHT
Foco	Cassegrain
Instrumento	TAURUS II
Etalon	500 μ
Filtro	6577/15
Detector	TEK CCD
Número de <i>frames</i>	55
Tiempo de exposición por <i>frame</i>	120 sec
Rango Espectral Libre	194.1 km/s
Anchura instrumental	7.7 km/s
Resolución espectral	3.61 km/s/pixel
Tamaño del pixel	1.12''
<i>Seeing</i>	3''

El cubo observado es corregido en fase (ver Capítulo 2) y corregido de *bias*. Debido a la utilización del filtro 6577/15, la línea H_α de nuestra galaxia alcanza el etalon, y por tanto el detector. Este efecto debe ser corregido antes de proceder con el análisis de los datos (ver sección 2.3 del Capítulo 2). A partir del cubo completamente reducido construimos los mapas de intensidad, velocidad y dispersión, que se comentan a continuación.

4.2 Distribución del gas ionizado

La distribución espacial del gas ionizado en NGC 3938 puede verse en la figura 4.1. Este mapa se ha obtenido a partir del momento de orden 0 del cubo observado con TAURUS. Como puede observarse, la mayor parte de la emisión H_α viene de regiones HII, aunque también se aprecia emisión en zonas que no pueden identificarse claramente como regiones HII. Puede tratarse de emisión H_α difusa y/o de regiones HII muy poco brillantes. Hasta el nivel de detección alcanzado por nuestras observaciones, la mayor parte de esta emisión viene de la periferia de las regiones HII,

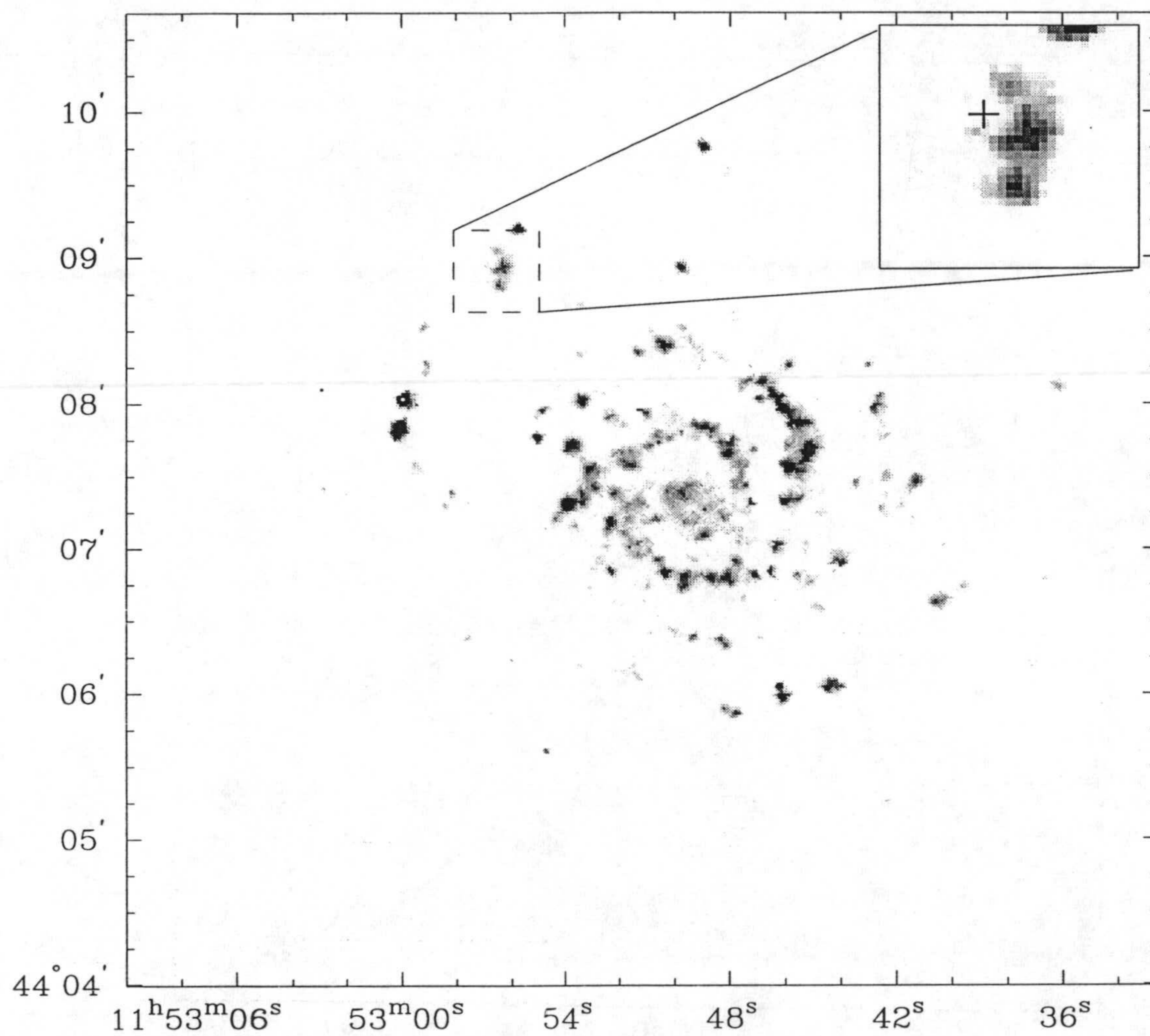


Figura 4.1: Mapa de intensidad de la emisión H_α en NGC 3938. La zona ampliada muestra la región próxima al lugar donde tuvo lugar la explosión de la supernova 1961U, marcado con una cruz.

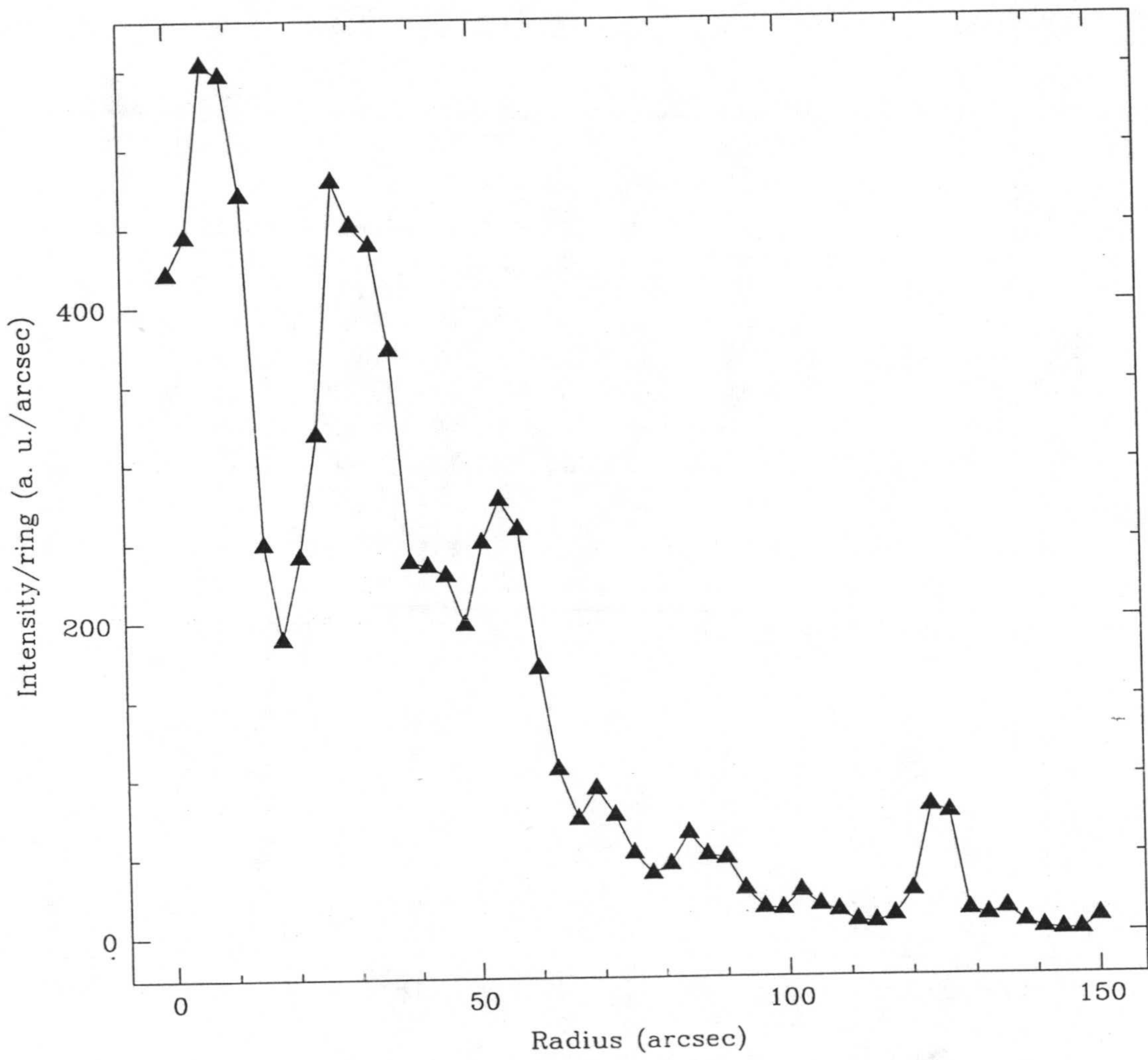


Figura 4.2: Distribución radial del gas ionizado en NGC 3938.

aunque podría existir emisión difusa más tenue que no es detectada por nuestras observaciones.

Como se observa en el mapa de la figura 4.1, las regiones HII están mayoritariamente concentradas en los brazos espirales, y especialmente en su parte más interna. No obstante, también es posible encontrar regiones HII muy brillantes en el borde del disco óptico, como la pareja de regiones supergigantes en el borde este. De los dos brazos claramente visibles, el brazo norte es más brillante que el brazo sur, y la gran parte de las regiones HII más brillantes están alojadas en él. Este hecho afectará la forma del perfil global de la línea H_α como se verá a continuación.

Un hecho interesante se puede observar en la región alrededor de la posición $\alpha = 11^h 52^m 57^s$ y $\delta = 44^\circ 09'$ (ver figura 4.1). En esta región se observa un claro agujero en la distribución del gas ionizado, justo en el lugar donde tuvo lugar la explosión de la SN 1961U. Muy probablemente este *hueco* fué originado por la explosión de dicha supernova.

La distribución radial del gas ionizado puede verse en la figura 4.2. Para calcularla hemos sumado la intensidad en anillos con una anchura de 3.36 segundos de arco (3 pixels) y el resultado se ha dividido por el área del anillo. En la distribución se pueden observar claramente algunos picos. Los picos a 30 y 50 segundos de arco del centro son claramente debidos a los brazos espirales. En particular, a una distancia de unos 30 segundos de arco, los brazos forman una estructura similar a un anillo, lo que da lugar a dicho pico. El pequeño pico en la parte más externa (a unos 125 segundos de arco del centro) es debido a la pareja de regiones HII supergigantes que se encuentran en el borde este del disco.

4.3 Cinemática del gas ionizado en NGC 3938

Algunos de los canales de velocidad observados en NGC 3938 se muestran en la figura 4.3. En dicha figura sólo se muestra uno de cada tres canales (de un total de 55), por lo que su separación es de 10.83 km/s (siendo 3.61 km/s la separación de los canales originales). En dicha figura se muestran solamente los pixels con mayor intensidad para evitar crear mapas muy ruidosos.

A la vista de dichos canales no se observa ninguna característica especial salvo la rotación normal con el eje menor cinemático con una inclinación de unos 110° (medido desde el norte en sentido antihorario).

También hemos calculado el perfil integrado de la línea H_α para NGC 3938 sumando la intensidad correspondiente a cada canal. Dicho perfil se muestra en la figura 4.4. En dicho perfil no aparece la típica estructura con dos picos, habitual en los perfiles integrados de la línea H α en otras galaxias y también en esta misma galaxia (ver van der Kruit & Shostak (1982)). Este hecho es, en parte, debido a que la parte central de los discos está usualmente prácticamente vacía de gas neutro,

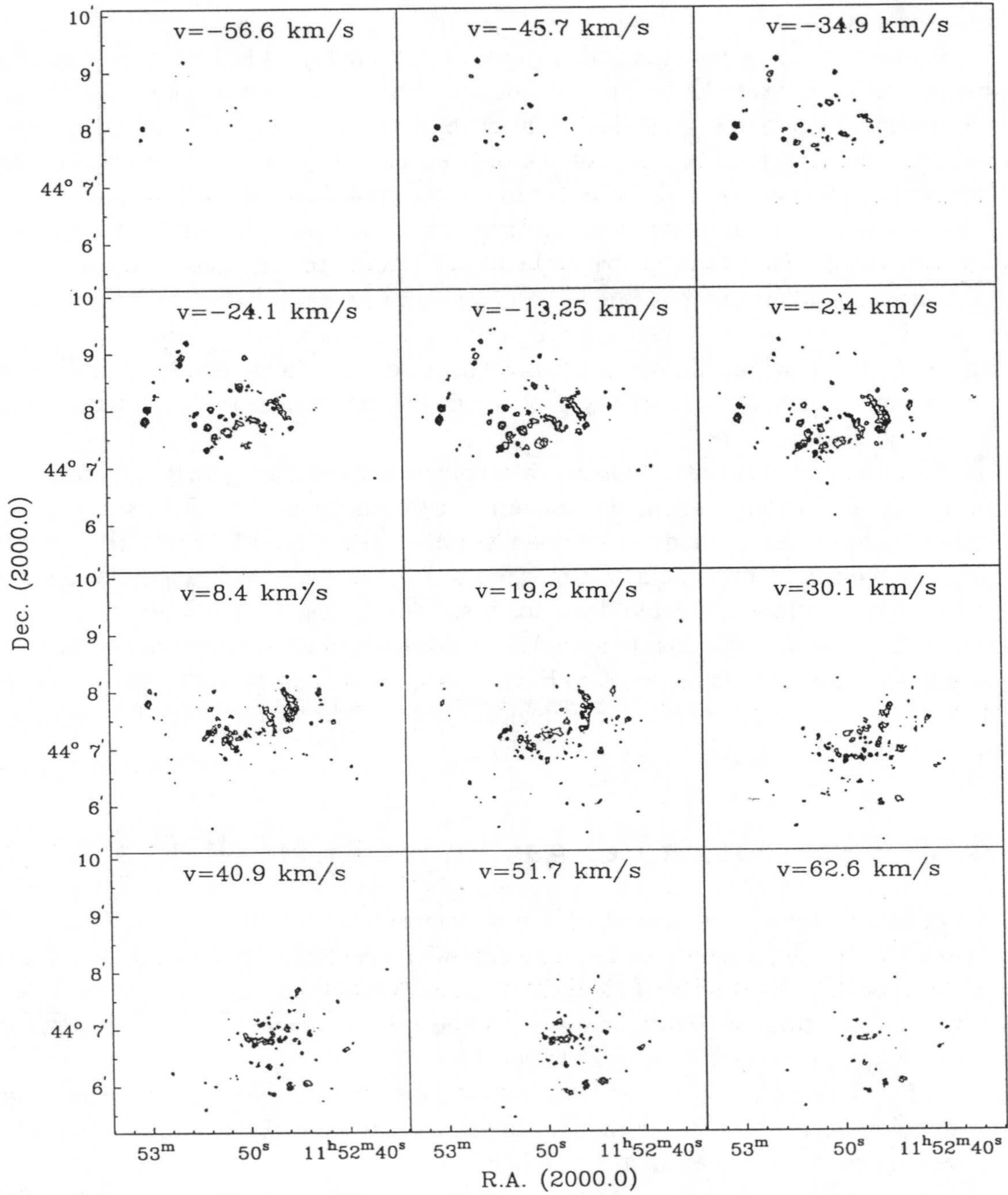
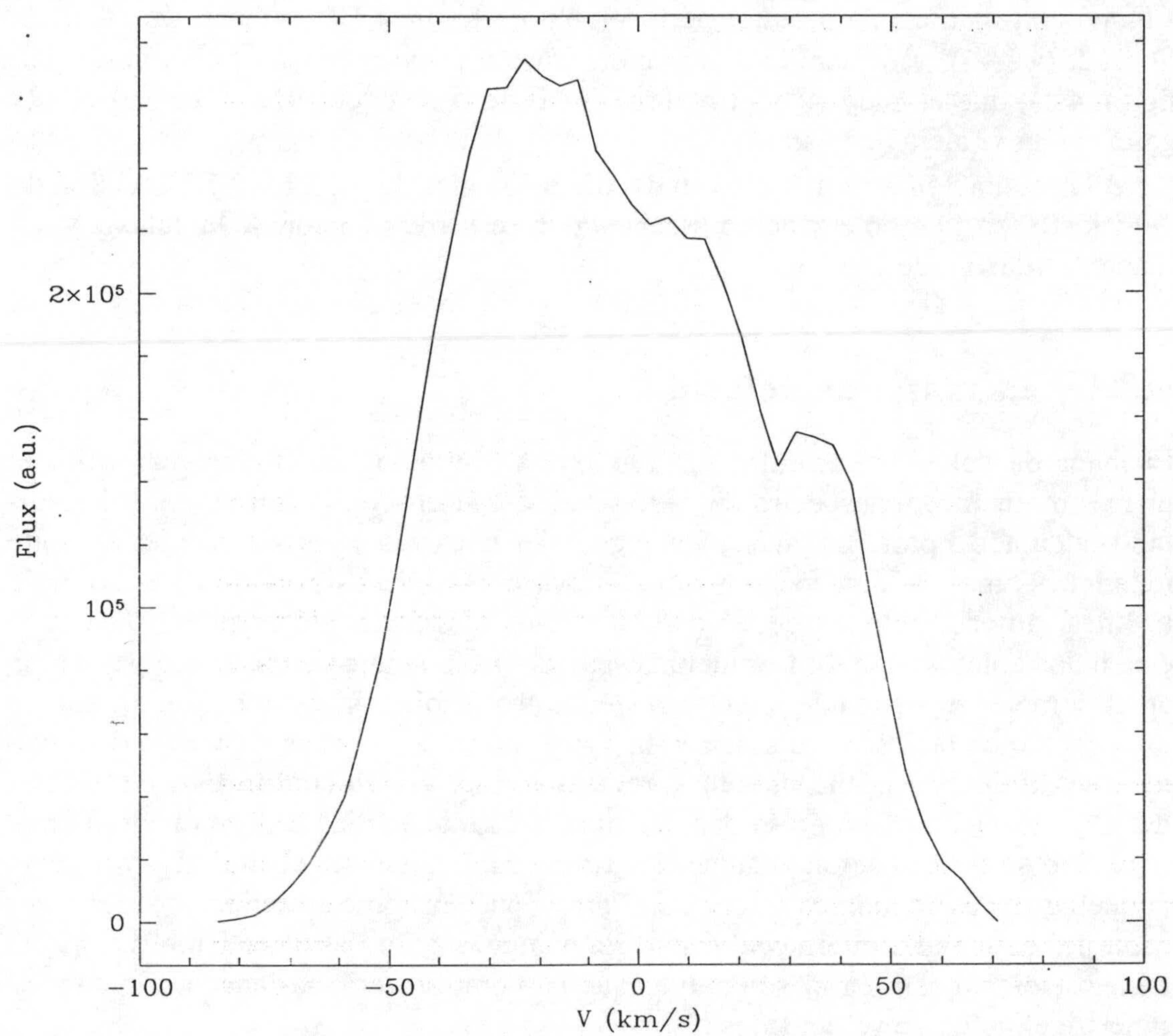


Figura 4.3: Mapa de los distintos canales de la emisión H_{α} (corregida de continuo) para NGC 3938. La velocidad de cada canal (corregida con la velocidad *sistémica* de la galaxia) se muestra en la parte superior de cada canal.

Figura 4.4: Perfil integrado de la línea H_α para NGC 3938.

mientras que no sucede ésto para el gas ionizado (ver figura 4.1). Esta región central contribuye a la intensidad de los canales cuya velocidad es próxima a la velocidad sistémica de la galaxia, lo que hace que estos canales muestren una emisión mayor respecto de los canales correspondientes a los picos en el caso del gas ionizado que del gas neutro. Además, el perfil se muestra claramente asimétrico, con mayor emisión en la parte de la galaxia que se aleja. Este hecho también se muestra, aunque con menor grado, en el perfil global de la línea HI (ver van der Kruit & Shostak (1982)), y es debido a la mayor emisión proveniente del brazo norte (ver figura 4.1), que es muy rico en regiones HII y que se encuentra en la parte de la galaxia que se aleja de nosotros.

A continuación estudiaremos en detalle los mapas de velocidad y dispersión de velocidades, así como el cálculo preciso de la curva de rotación de la galaxia y del mapa de velocidades residuales.

4.3.1 El mapa de velocidad

El mapa de velocidad calculado a la máxima resolución ($1.12''/\text{pixel}$) a partir del primer momento del espectro en cada pixel se muestra en la figura 4.5. El resultado calculado a partir del ajuste a una gaussiana de cada espectro es prácticamente idéntico, como era de esperar ya que, salvo una fuerte asimetría en la forma de la línea, ambos métodos deben dar resultados prácticamente idénticos. Aunque este mapa contiene mayor resolución espacial, la cinemática global de la galaxia se aprecia mejor en el mapa de velocidades a una resolución menor. Dicho mapa a una resolución de $12''$ se muestra en la figura 4.6. Este mapa es calculado de modo idéntico al anterior sobre un cubo previamente *suavizado* con un tamaño del haz de $12''$. En dicho mapa no se observa ninguna característica especialmente llamativa, sino sólo la rotación axisimétrica típica en una galaxia espiral. No obstante, pequeñas trazas de movimientos de *streaming* pueden apreciarse cerca de los brazos espirales en la parte interna del disco. En cualquier caso, las desviaciones respecto de la rotación axisimétrica son muy pequeñas como se verá más adelante cuando se muestre el mapa de velocidades residuales.

En los mapas de velocidades se aprecia la ausencia de alabeo. Este hecho se aprecia claramente en la forma del eje mayor cinemático, que se mantiene prácticamente recto hasta el borde del disco (ver Mihalas & Binney, 1981). Si bien es cierto que nuestras observaciones no alcanzan hasta radios muy grandes y que podría sugerirse que tal vez el alabeo comience a radios mayores, este hecho no parece muy probable, ya que en las observaciones de NGC 3938 de van der Kruit & Shostak (1982) en HI, que alcanzan hasta radios mucho mayores, el alabeo tampoco es visible. Podemos por tanto concluir que, NGC 3938 no está alabeada, o, si lo está, su alabeo es muy pequeño.

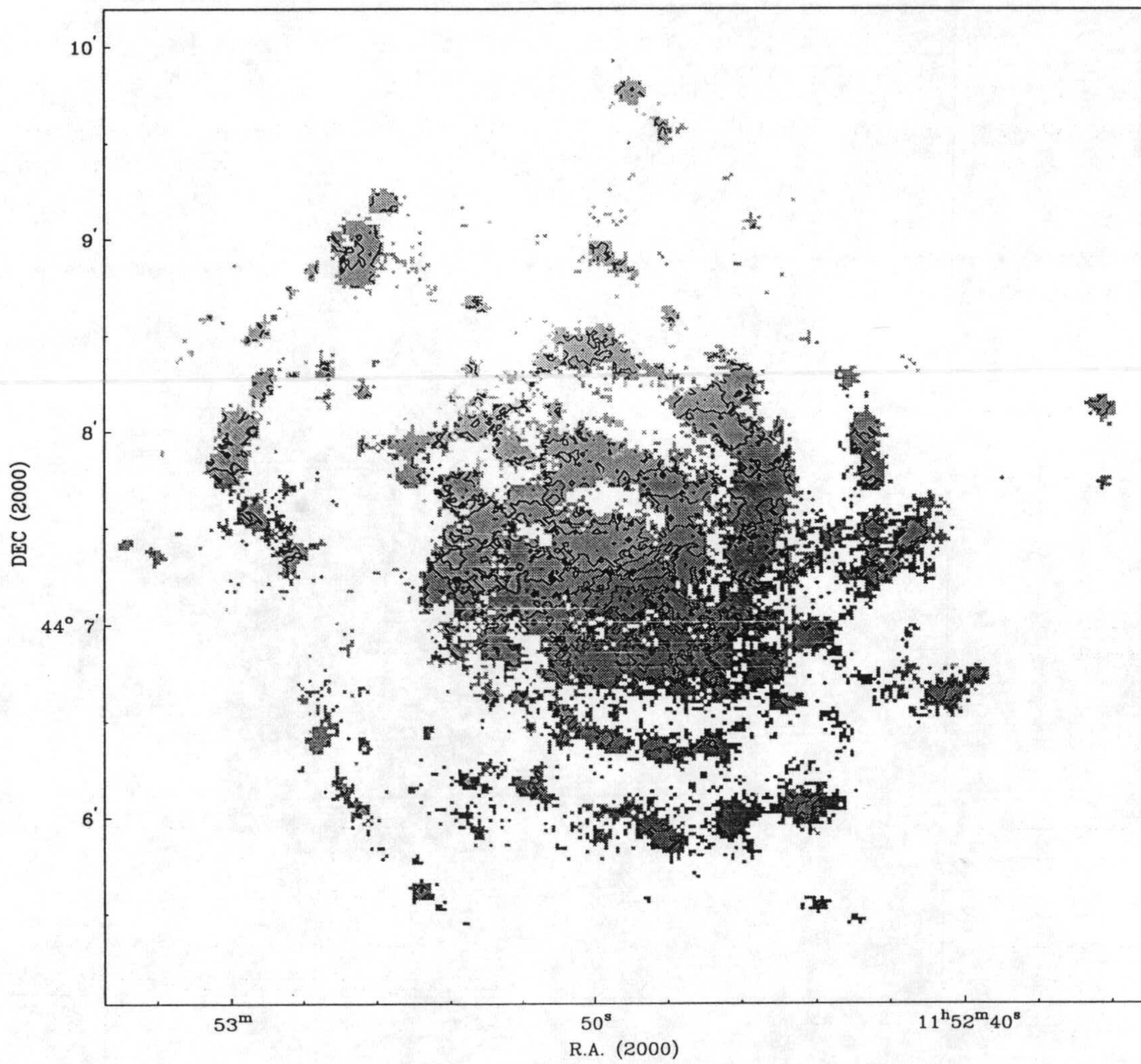


Figura 4.5: Mapa de velocidades de NGC 3938 a una resolución de $1.12''/\text{pixel}$. Las curvas de nivel tienen una separación de 10 km/s .

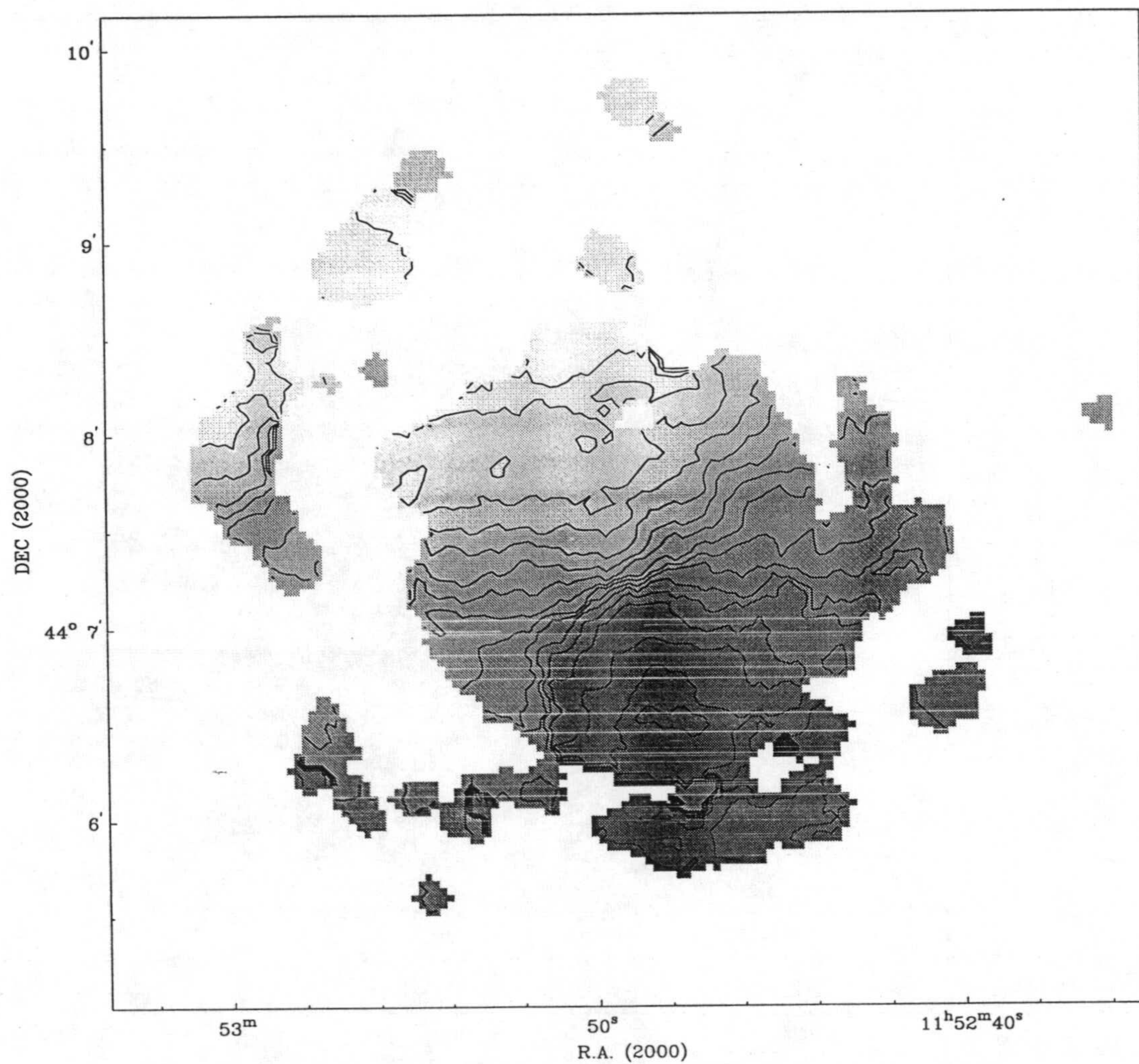


Figura 4.6: Mapa de velocidades de NGC 3938 a una resolución de 12". Las curvas de nivel tienen una separación de 5 km/s.

4.3.2 La curva de rotación

Para calcular la curva de rotación hemos utilizado el mapa de velocidades a la máxima resolución disponible (es decir, $1.12''/\text{pixel}$). Para ello, dicho mapa es ajustado a un modelo de anillos inclinados como el descrito, por ejemplo, por Begeman (1989). Este proceso se lleva a cabo mediante la tarea ROTCUR del paquete de reducción GIPSY. En este método, la galaxia se divide en anillos concéntricos, cada uno de ellos caracterizado por su ángulo de inclinación (i), el ángulo de posición del eje mayor (P.A.) y la velocidad de rotación (V_c). Además, se pueden ajustar las coordenadas del centro de los anillos (x_c, y_c), que corresponden al centro cinemático de la galaxia, y la velocidad *sistémica* de la galaxia (V_{sys}). Estos son demasiados parámetros libres para el ajuste. Lo que nosotros hemos hecho es calcular en un primer paso las coordenadas del centro cinemático de la galaxia y su velocidad sistémica, utilizando para ello los anillos más internos, y después estos parámetros son fijados en el ajuste final. Encontramos que el centro cinemático de la galaxia coincide con el centro óptico, y la velocidad *sistémica* (en un sistema de coordenadas heliocéntrico) de la galaxia es de 808 km/s, coincidiendo con el valor medido en observaciones previas.

En el proceso de ajuste, cada dato es pesado con un factor $\cos(\theta)$, donde θ es el ángulo azimutal medido desde el eje mayor. Además, los datos con $|\theta| < 5^\circ$ no son introducidos en el ajuste ya que estos puntos tienen una velocidad muy próxima a la velocidad sistémica y apenas contienen información sobre la cinemática de la galaxia. En el ajuste al modelo, por tanto, quedan como parámetros libres la velocidad de rotación de cada anillo y su ángulo de posición.

La baja inclinación de NGC 3938 ($< 20^\circ$) hace prácticamente imposible determinar simultáneamente la velocidad de rotación y su ángulo de inclinación. Como hemos visto que NGC 3938 no presenta signos de estar alabeada, no se cometerá apenas error suponiendo que este ángulo de inclinación es constante a cualquier radio. Nosotros hemos escogido para la inclinación un valor de $i = 14^\circ$, que está en el rango de valores citados en la literatura. El efecto de escoger un valor diferente, aunque próximo a éste, sería aumentar (si i es mayor) o disminuir (si es menor) el valor de la velocidad de rotación, pero su forma permanecería inalterada.

Debido a que el número de puntos en la parte más externa del disco es menor (en algunas ocasiones excesivamente bajo), la anchura de los anillos se ha aumentado en la parte más externa de forma que se mantuviera una cantidad suficiente de señal en cada anillo. Para ello, la anchura de los anillos se ha calculado exigiendo que en cada uno de ellos hubiera al menos 300 puntos con señal. Ésta es la causa de que, en las partes más externas, el modelo, y por tanto la curva de rotación, sean calculadas con una resolución espacial notablemente menor. El mapa de velocidad del modelo de rotación calculado para NGC 3938 puede verse en la figura 4.7.

Una vez calculado dicho modelo de rotación, la curva de rotación es fácilmente

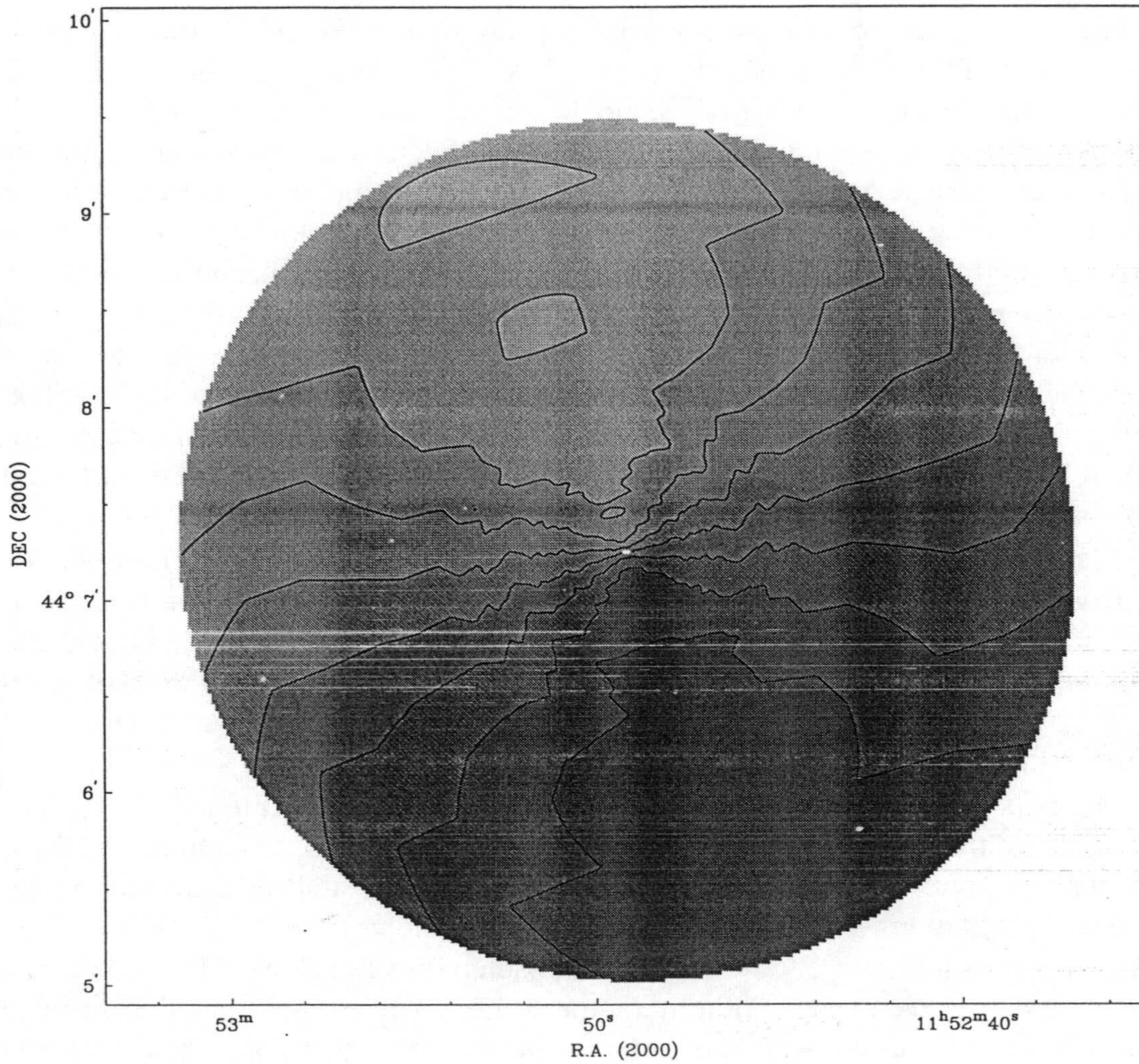


Figura 4.7: Mapa de velocidades del modelo de rotación calculado para NGC 3938 mediante el ajuste del mapa de velocidades observado a un modelo de anillos inclinados. Las curvas de nivel tienen una separación de 10 km/s.

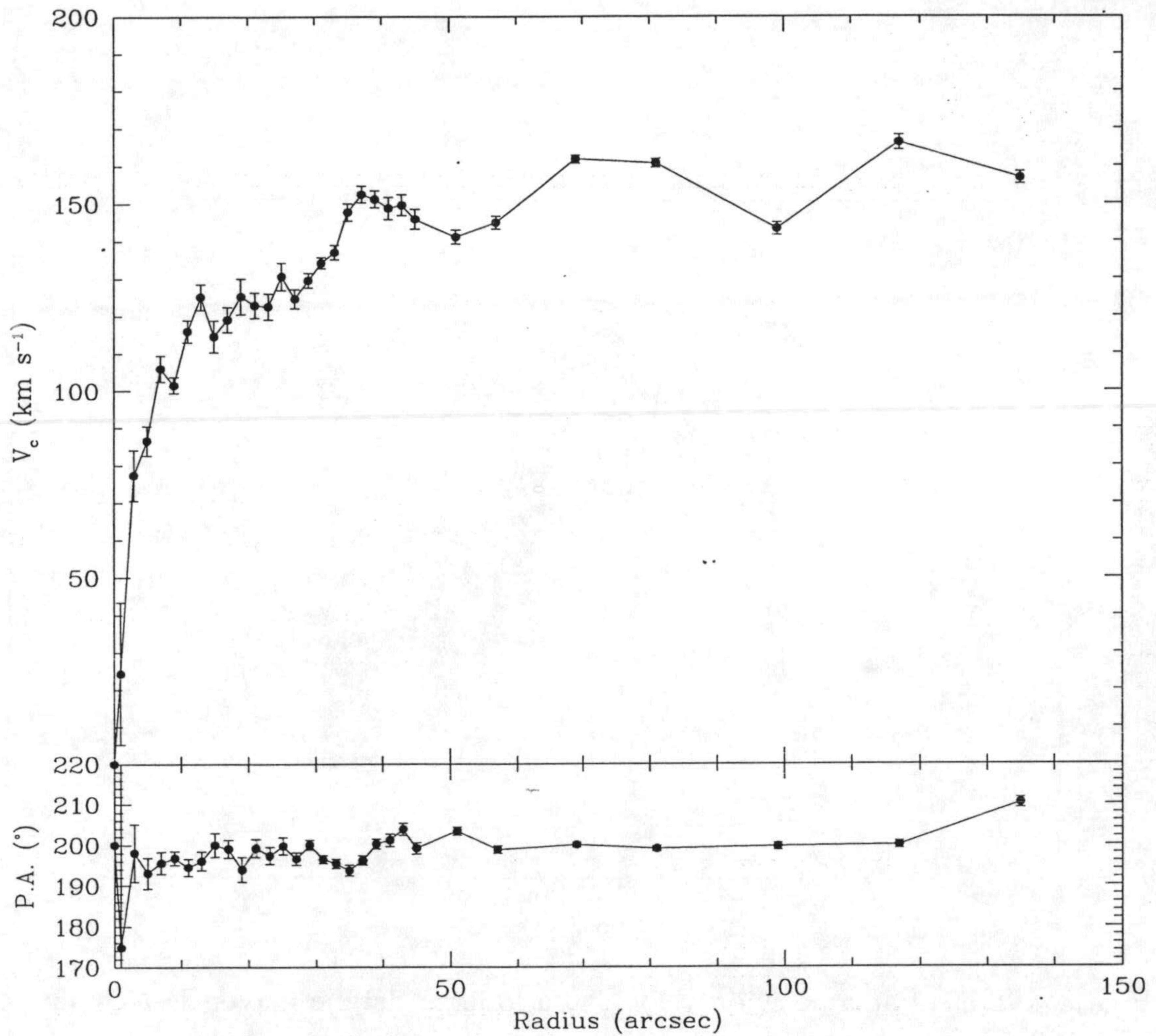


Figura 4.8: Curva de rotación de NGC 3938 (panel superior) y valor calculado para el ángulo de posición (panel inferior). Las barras de error representan errores en el proceso de ajuste por mínimos cuadrados. Los puntos se han calculado a partir del mapa de velocidades de alta resolución espacial tomando anillos más anchos para las partes más externas (ver texto).

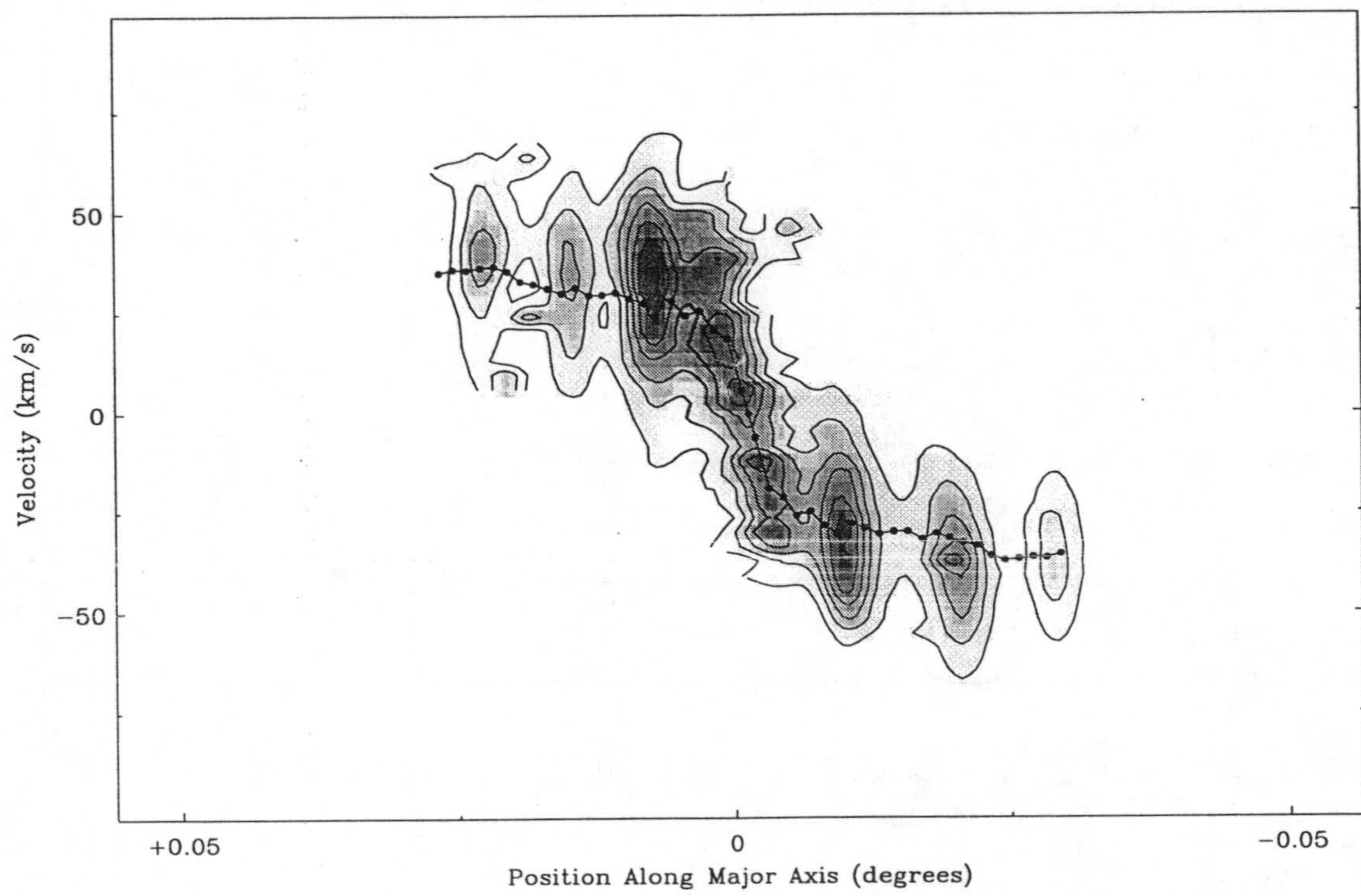


Figura 4.9: Diagrama posición-velocidad a lo largo del eje mayor de NGC 3938 (P.A.=20°) con la parte más interna de la curva de rotación superpuesta.

calculable sin más que coger la velocidad calculada para cada anillo frente al radio del centro de dicho anillo. La curva de rotación para NGC 3938 se muestra en la figura 4.8 junto con el valor calculado para el ángulo de posición de dicho anillo.

Esta es la mejor determinación realizada hasta la fecha de la curva de rotación para NGC 3938 (al menos en su parte más interna). El valor de la velocidad de rotación para radios galactocéntricos grandes concuerda bien con los valores citados previamente en la literatura, cuyo valor es de $V_{rot} = 38 \csc i$ km/s (ver van der Kruit & Shostak, 1982; Combes & Bequaert, 1997), pero nuestra determinación de la curva de rotación tiene mucha mayor resolución espacial, especialmente a radios galactocéntricos pequeños ($R < 1.5'$). Bottema (1993), utilizando la relación de Tully-Fischer, dedujo un valor de $V_{rot} = 147 \pm 20$ km/s (correspondiente a una inclinación de 15°), lo que es completamente compatible con nuestra determinación de 157 km/s. Para grandes radios galactocéntricos, los detalles de la forma de la curva de rotación no son tan fiables como en la parte más interna, pero, como se ha visto, el valor obtenido para la velocidad de rotación máxima (si suponemos que es consante para radios grandes), es correcto.

La figura 4.9 muestra un diagrama posición-velocidad a lo largo del eje mayor. En dicha figura se ha superpuesto la parte más interna de la curva de rotación calculada para NGC 3938. Como puede verse, la forma de la curva de rotación coincide muy bien con la distribución de gas, incluso en pequeños detalles.

4.3.3 El mapa de velocidades residuales

El mapa de velocidades residuales se calcula restando el modelo de rotación al mapa de velocidades observado. El estudio de este mapa permite conocer los movimientos verticales en el disco a gran escala, tanto movimientos sistemáticos (previsiblemente asociados con algún tipo de estructura galáctica, como brazos, regiones HII, etc), como movimientos aleatorios que den idea de la *agitación* del disco en la dirección vertical. El mapa de velocidades calculado para NGC 3938 a una resolución de $12''$ se muestra en la figura 4.10. El histograma de dicho mapa puede verse en la figura 4.11. En él vemos que los valores residuales son realmente pequeños, con una dispersión de los valores en el mapa de unos 4.6 km/s. Evidentemente este valor es mayor en un mapa con mayor resolución espacial, llegando hasta unos 8 km/s en el caso del mapa a la máxima resolución (la cual es de unos $3''$, que es nuestro *seeing*).

En el mapa no se detectan movimientos sistemáticos de más de 10 km/s, aunque hay algunos detalles que merece la pena mencionar. Así, por ejemplo observamos trazas de movimientos de *streaming* alrededor de los brazos espirales (especialmente en el brazo sur en su parte sureste), aunque son movimientos de poca importancia si los comparamos con los obtenidos en otras galaxias (por ej. M51).

Hemos intentado comparar este mapa de velocidades residuales con el publicado por Foster & Nelson (1985). No encontramos ninguna similitud entre ambos

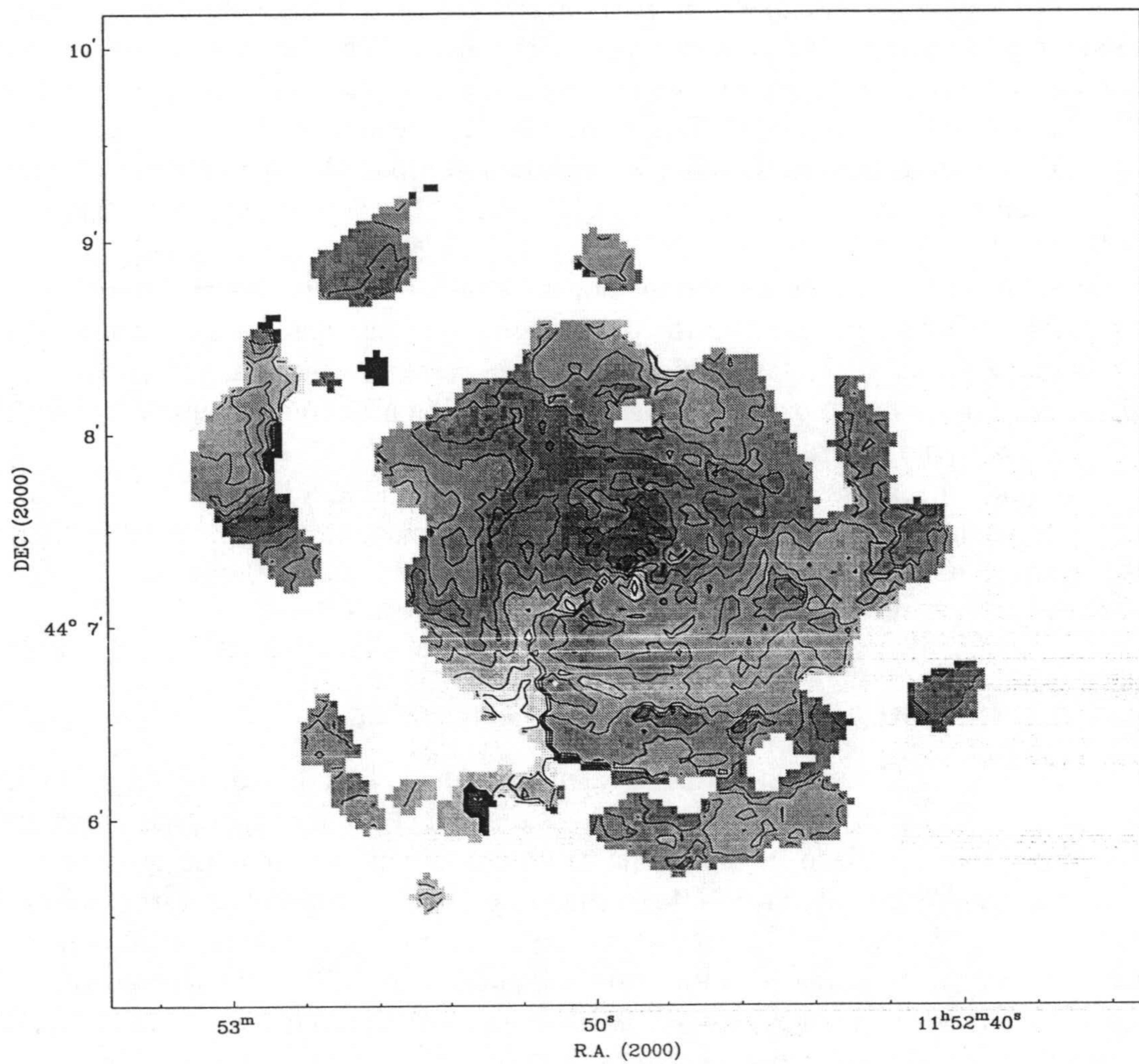


Figura 4.10: Mapa de velocidades residuales para NGC 3938 a una resolución de 12'' calculado restando el modelo de rotación calculado al mapa de velocidades observado. Las curvas de nivel están separadas 3 km/s de -10 km/s a 10 km/s.

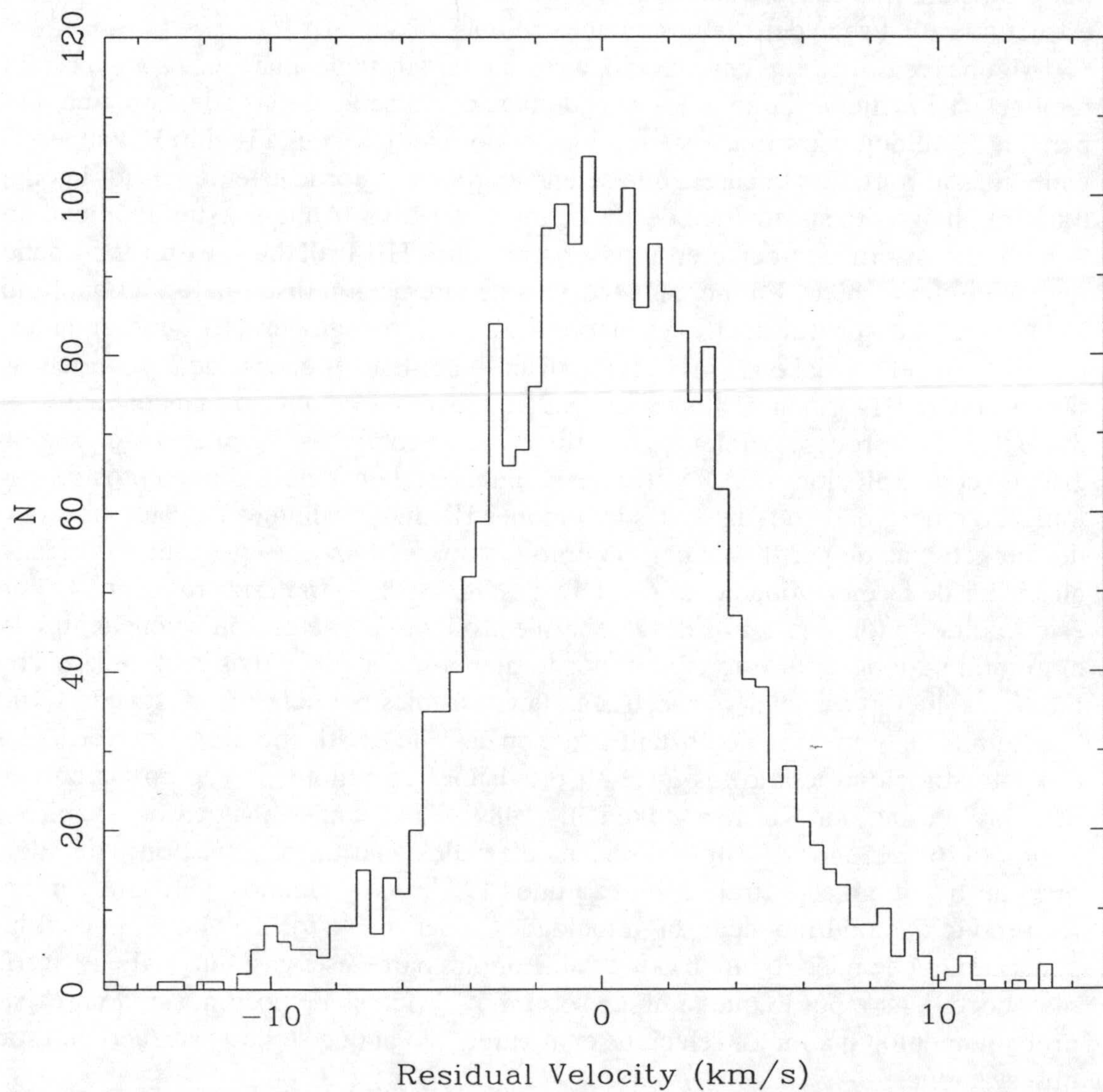


Figura 4.11: Histograma del mapa de velocidades residuales de NGC 3938 a una resolución de $12''$.

mapas (tal vez debido a la diferente resolución). En cualquier caso, la comparación es difícil, ya que dichos autores no muestran ninguna escala espacial en su mapa. Nosotros no hemos realizado la descomposición en espirales logarítmicas realizada por ellos para detectar estructuras, aunque parece poco probable que el anillo o la estructura radial sean detectables en nuestro mapa residual.

Algunas regiones con una velocidad residual importante aparecen asociadas con regiones HII brillantes, que muestran además, como se verá más adelante, una dispersión de velocidades alta. Éste es el caso, por ejemplo, de la región HII supergigante más al norte, de la pareja que se encuentra en el borde este del disco; la cual muestra un defecto sistemático de alrededor de 10 km/s. Aunque este fenómeno no tiene lugar sistemáticamente en todas las regiones HII brillantes, es un fenómeno realmente interesante. En modelos teóricos de interacción disco-halo (ver capítulo 1), las regiones de formación estelar intensa, como regiones HII supergigantes, tienen un papel crucial en la interacción disco-halo. Este es el caso de las chimeneas propuestas por Norman & Ikeuchi (1989) que son *eyecciones* de gas caliente del disco debido a procesos violentos que tienen lugar en dichas regiones de formación estelar (con explosiones de SN, fuertes vientos estelares, etc.). Filamentos de gas ionizado emergiendo del disco desde regiones HII muy brillantes han sido observados en galaxias de perfil (ver por ejemplo Dettmar, 1990). Lo que estamos viendo alrededor de la mencionada región HII en NGC 3938 podría estar relacionado con este tipo de fenómenos. Por desgracia nuestro nivel de detección se encuentra en el umbral para detectar este efecto, por lo que observaciones más profundas y con mejor resolución espacial y espectral serían deseables para clarificar esta cuestión.

Hemos de comentar, no obstante, que en caso de existir movimientos verticales con alta velocidad, como los que son previsibles en fenómenos como las chimeneas propuestas por Norman e Ikeuchi (1989) o la fuente galáctica de Shapiro y Field (1976), algunos de éstos no serían detectados en estas observaciones debido a que nuestro rango espectral se limita a unos 195 km/s, y algunos de los movimientos producidos podrían alcanzar velocidades superiores a los 100 km/s, lo cual les situaría fuera de nuestro rango espectral. Por otra parte, este gas, muy caliente, sería muy poco denso, por lo que también sería muy difícil su detección, siendo precisa, probablemente, una mejor relación señal-ruido que la que se ha alcanzado en estas observaciones.

4.3.4 El mapa de dispersión de velocidades

El mapa de dispersión de velocidades se ha calculado, como se ha dicho, usando el ajuste a una gaussiana de cada espectro. Además, la dispersión se ha corregido del ancho instrumental, térmico y natural. El mapa resultante de este proceso se muestra en la figura 4.12. En él destacan claramente algunas de las regiones HII más brillantes por su alta dispersión de velocidades (en algunos casos de hasta 17

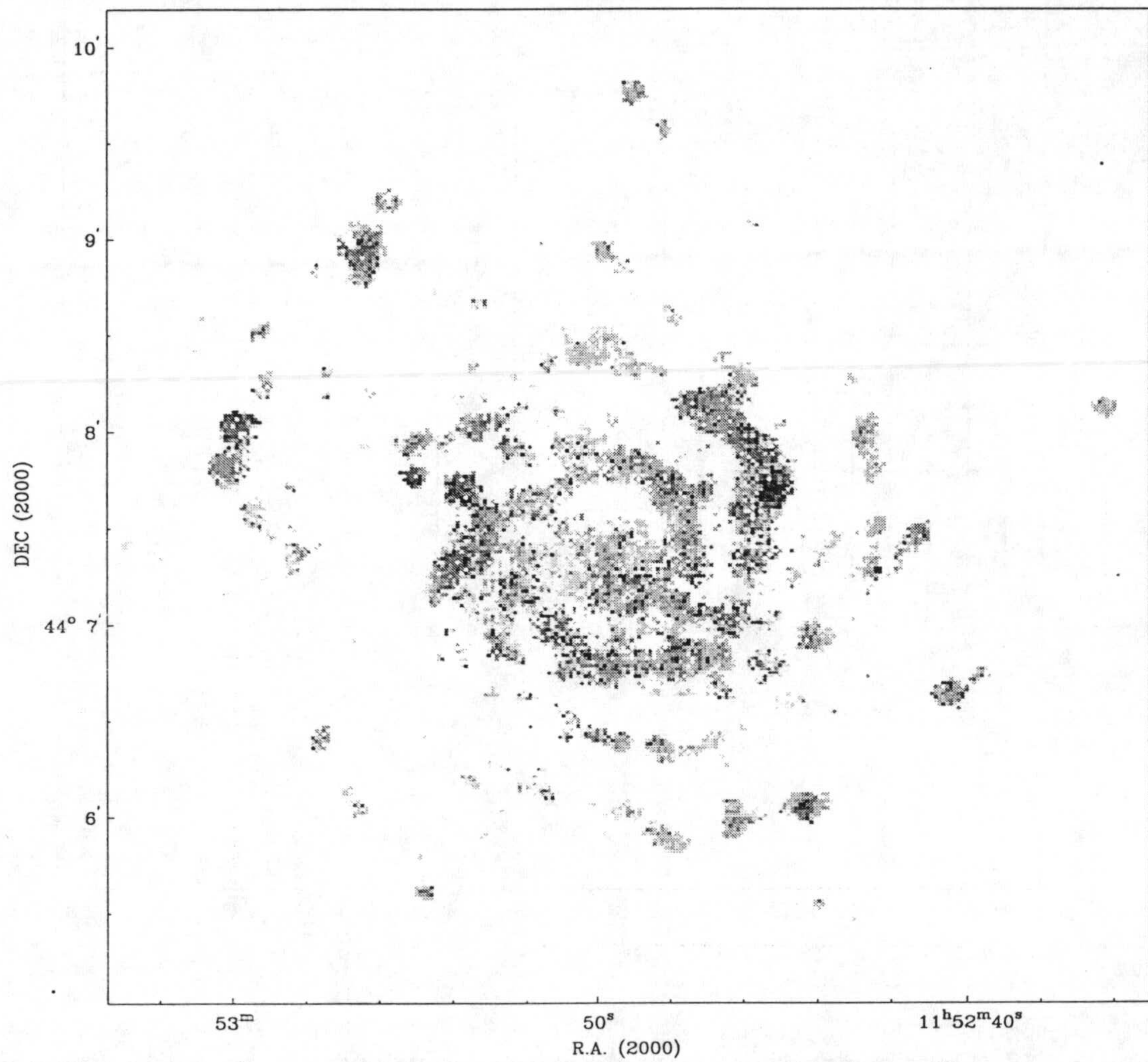


Figura 4.12: Mapa de dispersión de velocidades para NGC 3938 a una resolución de 1.12"/pixel.

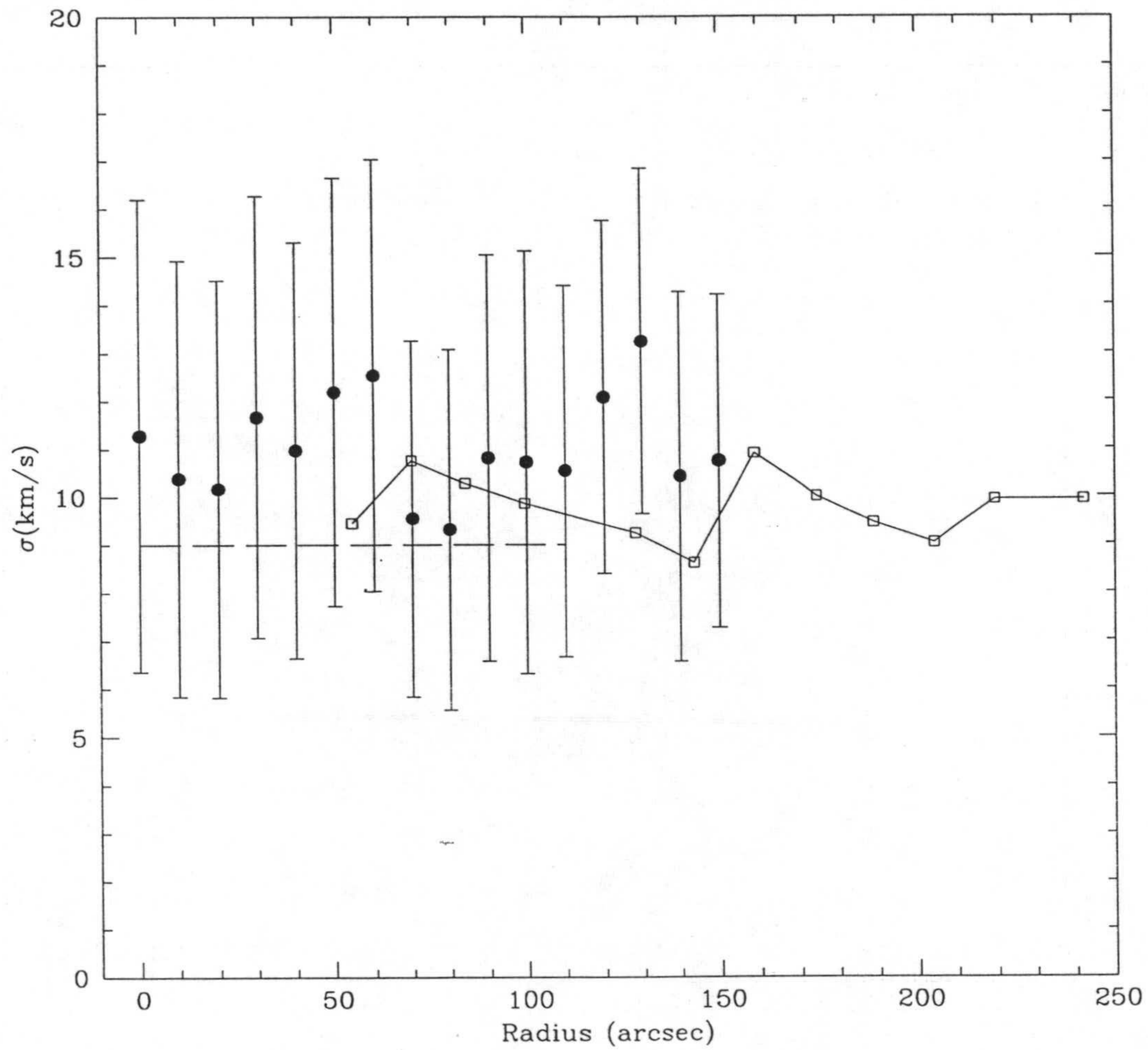


Figura 4.13: Distribución radial de la dispersión de velocidades en anillos con una anchura de $11''$. Los datos han sido corregidos de la anchura instrumental, natural y térmica. Los círculos negros corresponden a nuestras medidas en H_α . Los cuadrados unidos por línea continua corresponden a los datos obtenidos en HI por van der Kruit & Shostak (1982). La línea discontinua representa el valor medio obtenido en CO por Combes & Bequaert (1997).

km/s). Sin embargo, globalmente, no hay una relación clara entre dispersión de velocidades e intensidad, como se verá más adelante.

La dispersión de velocidades media en la galaxia es de unos 11 km/s. Este valor se mantiene aproximadamente constante a cualquier radio galactocéntrico, como puede verse en la figura 4.13. Este hecho había sido previamente observado (como se comentó en el capítulo 3) tanto en el gas neutro por van der Kruit & Shostak (1982), como en el gas molecular por Combes & Bequaert (1997). La distribución radial de la dispersión de velocidades para estas fases del gas también se muestran en la figura 4.13. Estos últimos autores discuten los posibles mecanismos de calentamiento del gas que puedan dar lugar a este comportamiento, descartando el calentamiento por formación estelar (ya que el HI muestra el mismo comportamiento a radios muy grandes donde no tiene lugar la formación estelar), y sugiriendo que puede ser la viscosidad la que, debido a la rotación diferencial, convierta energía rotacional en energía *aleatoria* nube-nube. Sin embargo, en el caso del gas ionizado, la formación estelar es, seguramente, el mecanismo de calentamiento más importante, por lo que es muy posible que sea la combinación de varios mecanismos de calentamiento los que den lugar a este efecto.

4.4 Relación entre intensidad y dispersión de velocidades en NGC 3938

Hemos estudiado la relación existente entre la dispersión de velocidades y la intensidad en NGC 3938. Para ello hemos construido el histograma bidimensional que se muestra en la figura 4.14 en el se muestra la relación entre la dispersión (sin corregir de ancho instrumental, térmico y natural) y la intensidad de cada pixel. Es importante resaltar que en este histograma, la región de bajas dispersiones y bajas intensidades no es excesivamente fiable. En dicho diagrama no se observa, a primera vista, una relación sencilla entre ambas magnitudes, aunque un estudio más detallado muestra aspectos interesantes. Por ejemplo, en dicha figura se muestra con línea continua la dispersión media para cada intensidad. Hemos encontrado que esta curva se comporta en promedio de la forma $I \propto \sigma^8$, aunque la pendiente se vuelve aún mayor a intensidades altas, llegando a un punto en que la dispersión se hace prácticamente constante e independiente de la intensidad a un valor de unos 19 km/s.

Otro aspecto muy interesante de esta distribución es la envolvente superior que se muestra en la figura 4.14 con la línea discontinua. Dicha línea representa una función del tipo $I \propto \sigma^3$. En un estudio de regiones HII extragalácticas, Roy et al. (1986) encontraron una relación entre la luminosidad y la dispersión del tipo $L_{H\alpha} \propto \sigma^{3.15 \pm 0.85}$. Nosotros hemos intentado confirmar esta relación estudiando 25 regiones HII en NGC 3938. El diagrama de luminosidad frente a dispersión

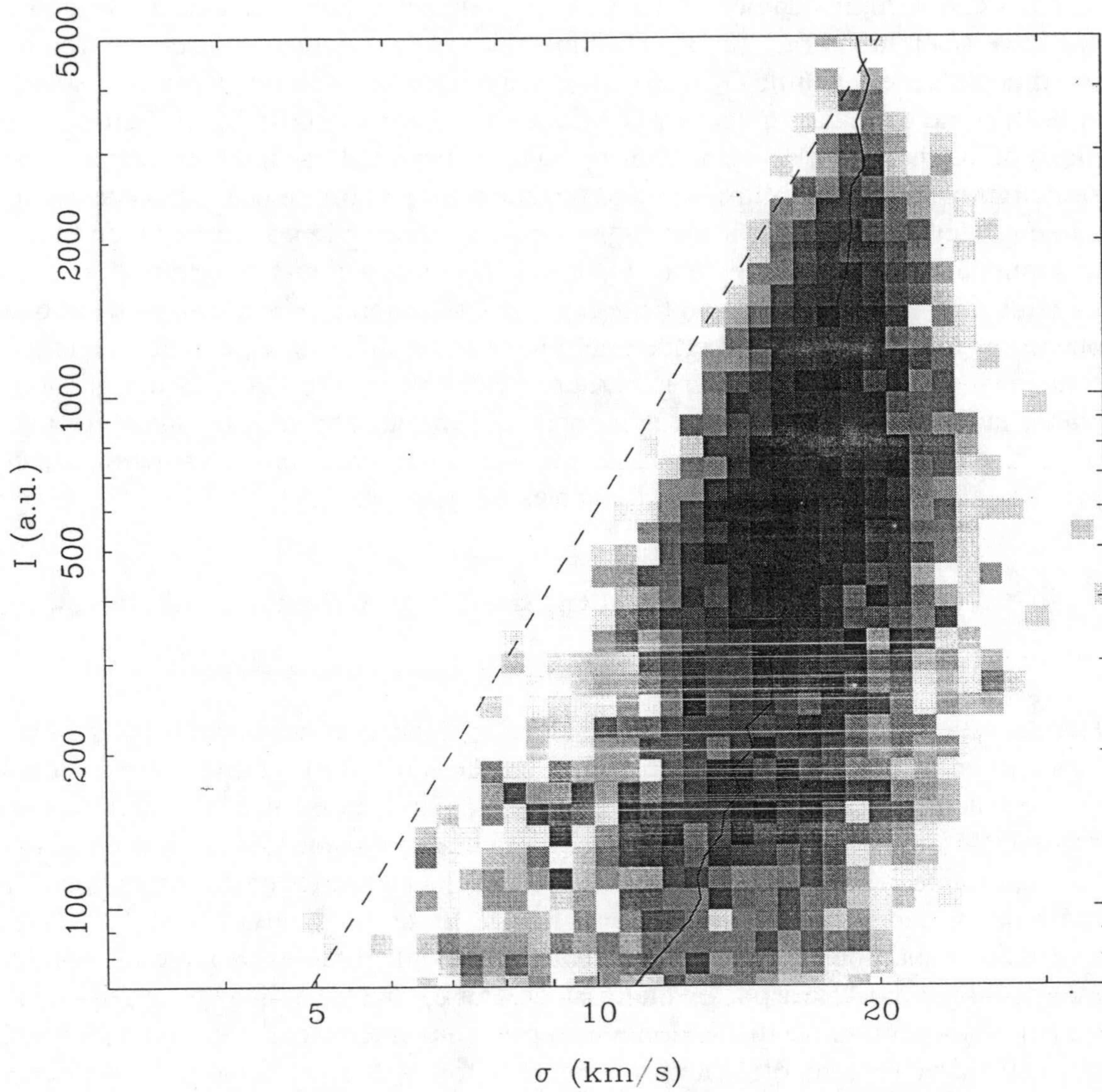


Figura 4.14: Distribución de la dispersión de velocidades frente a la intensidad en NGC 3938. La envolvente mostrada con la línea discontinua representa una función del tipo $I \propto \sigma^3$. La línea continua muestra el valor medio de la dispersión para cada intensidad.

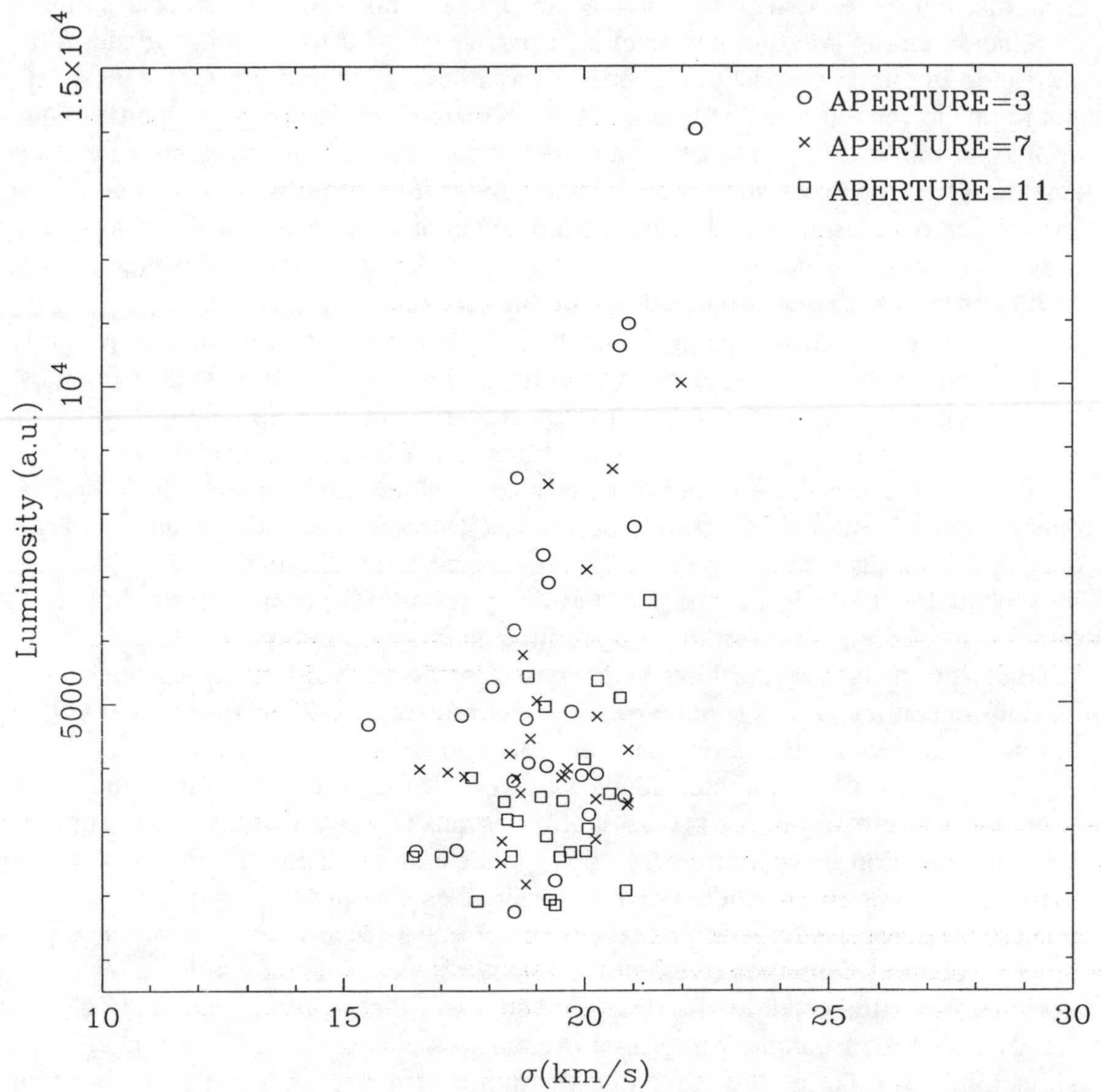


Figura 4.15: Diagrama dispersión vs luminosidad para una muestra de 25 regiones HII en NGC 3938. Los distintos símbolos muestran las distintas aperturas utilizadas, como se muestra en el borde superior derecho.

para estas 25 regiones (usando distintas aperturas) se muestra en la figura 4.15. Nosotros no encontramos ninguna correlación clara entre dispersión y luminosidad en esta muestra. En la región de luminosidades más bajas, las dispersiones están distribuidas en una zona bastante ancha, lo que no permite establecer ninguna correlación clara. Aunque la distribución parece estrecharse a luminosidades altas indicando que tal vez exista una correlación en este rango de luminosidades, este efecto puede verse influenciado por el bajo número de regiones en esta zona, lo que impide afirmar o negar la existencia de dicha correlación. Nosotros podemos, por tanto, afirmar que no existe una correlación clara entre luminosidad y dispersión en todo el rango de luminosidades, aunque no podemos ni confirmarla ni rechazarla en el rango de luminosidades altas, al contrario que algunos autores (Arsenault et al., 1990; Rozas, 1996) que sí han hallado dicha relación.

Volviendo a la distribución intensidad-dispersión que se muestra en la figura 4.14, hemos tratado de interpretar la envolvente superior a dicha distribución, mostrada con la línea discontinua, en términos de turbulencia de tipo Kolmogorov. En este caso, las pérdidas de energía por unidad de volumen serían del tipo $\rho\sigma^3/L$, donde ρ representa la densidad del gas y L el tamaño de la región HII. La producción de energía turbulenta sería del tipo xQ , donde Q es la densidad de energía depositada por las estrellas y x es un factor de proporcionalidad cuyo valor debe ser muy pequeño. Cuando las energías térmica y turbulenta alcanzan las condiciones estacionarias, como sus términos de producción son proporcionales, también deben serlo sus pérdidas. Las pérdidas de energía térmica debidas a radiación por unidad de tiempo son $\sigma_{SB}T^4/L$ (donde σ_{SB} es la constante de Stefan-Boltzmann y T es la temperatura del gas). Por tanto, en condiciones estacionarias tendríamos que $x\sigma_{SB}T^4 = \sigma^3\rho$. Como la intensidad es $I \propto \sigma_{SB}T^4l^2$, donde l es la longitud correspondiente al tamaño de un pixel, tendríamos que $I \propto \sigma^3$. La envolvente superior de la distribución de la figura 4.14 corresponde a una relación de este tipo. Como vemos, la dispersión medida a cada intensidad es siempre mayor que la predicha por esta relación. Este hecho podría entenderse si la *inyección* de energía se produce mediante fenómenos estelares de carácter violento, como explosiones de supernova o vientos estelares fuertes. En este caso, dichos fenómenos darían lugar a movimientos turbulentos muy importantes, los cuales tenderían a relajar a una situación estacionaria como la expuesta anteriormente, compatible con una turbulencia de tipo Kolmogorov. Esta explicación está parcialmente confirmada por el hecho de que algunas regiones HII muestran altas dispersiones en sus envolventes más externas, lo cual parece sugerir la existencia de movimientos expansivos que podrían estar producidos por las ondas de choque resultantes de explosiones de supernova o fuertes vientos estelares en el interior de dichas regiones.

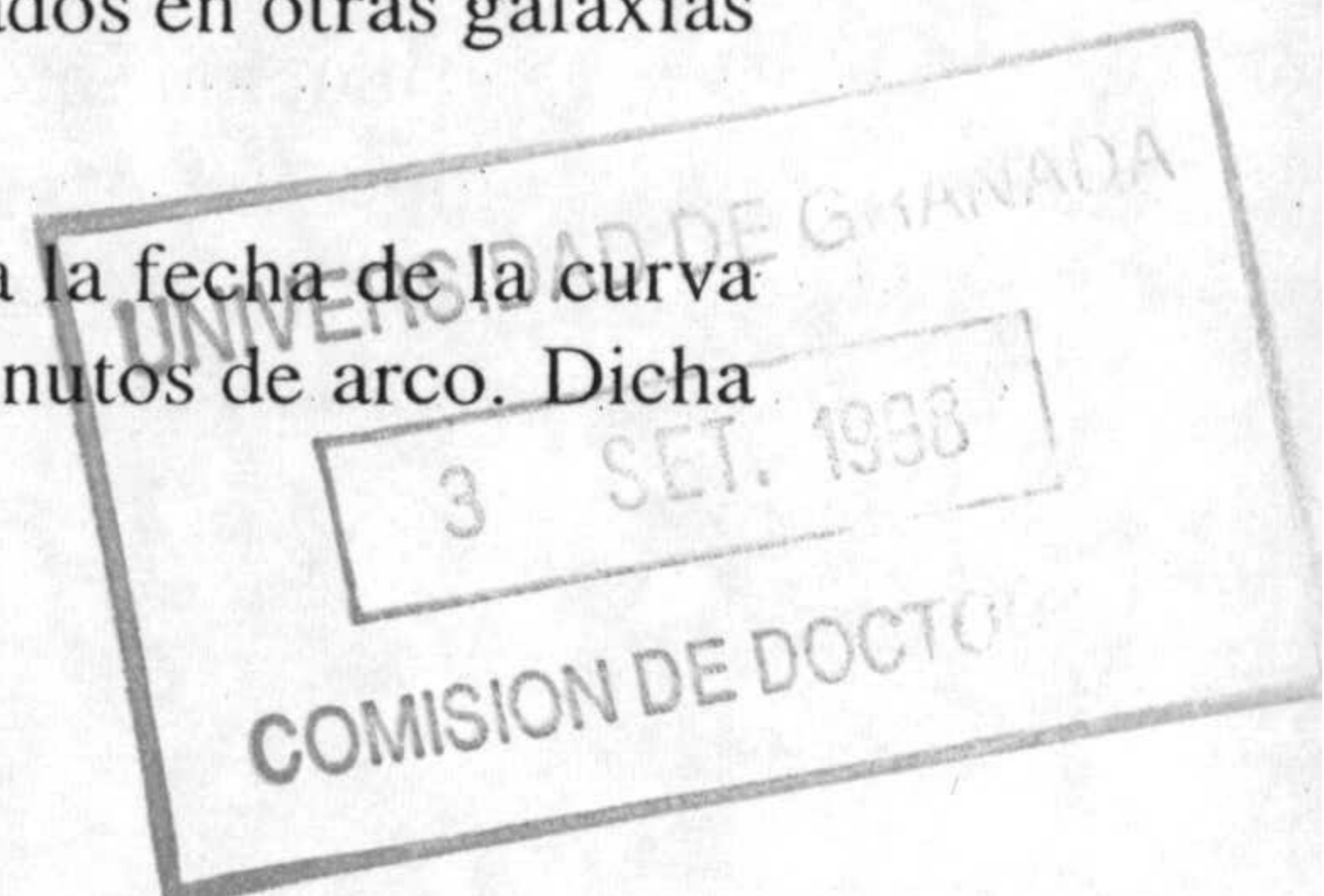
Un caso interesante que merece la pena comentar es el de la región supergigante más al norte de la pareja situada al este, de la cual hemos comentado previamente que muestra un defecto sistemático de unos 10 km/s en la velocidad residual. Su

parte más externa muestra una dispersión de velocidades muy alta (mayor incluso que en el centro de la región HII) en pixels de intensidad bastante baja. Esto podría ser interpretado como una capa expansiva, en cuyo caso la alta velocidad de dispersión que presenta podría ser interpretado en términos de alta temperatura y no de turbulencia. De ser así, la temperatura sería de unos $5 \times 10^4 K$ que podría haber sido originada por calentamientos debido a ondas de choque. En cualquier caso nuestra resolución espacial está en el límite de detectar este fenómeno, por lo que no podemos ser concluyentes sobre lo que está realmente sucediendo. No obstante, este fenómeno se reproduce también en algunas otras regiones, lo que puede indicar que no es un efecto debido a la falta de resolución. Observaciones con mayor resolución espacial y espectral de estas regiones podrían, seguramente, clarificar este punto.

Capítulo 5 | Resultados y Conclusiones

Hemos tratado de mostrar la potencialidad del interferómetro Fabry-Perot TAURUS II que se encuentra disponible en el telescopio William Herschel del Observatorio del Roque de los Muchachos en la isla de La Palma, y en particular su aplicación en la observación de galaxias de cara para abordar el estudio de algunos problemas importantes en el entendimiento de la estructura y cinemática de galaxias espirales. Para ello hemos realizado un estudio detallado de la distribución y cinemática del gas ionizado en la galaxia espiral NGC 3938 basado en observaciones realizadas con dicho instrumento, de las cuales podemos extraer los siguientes resultados y conclusiones:

- Prácticamente toda la emisión de gas ionizado detectada en las observaciones proviene de regiones HII, las cuales se encuentran fundamentalmente en los brazos espirales. Esto no quiere decir, sin embargo, que todo el gas ionizado se encuentre en ellas, ya que nuestras observaciones no son, seguramente, lo suficientemente profundas como para detectar la emisión difusa del gas ionizado.
- Se ha estudiado la distribución radial del gas ionizado encontrándose una clara disminución del contenido en gas ionizado con el radio. En dicha distribución son claramente visibles los brazos espirales. Por otro lado hemos visto que existen regiones HII muy brillantes incluso en la parte más periférica del disco.
- El mapa de velocidad de la galaxia muestra que la cinemática de la misma es absolutamente compatible con una rotación axisimétrica. Así, por ejemplo, la galaxia no muestra signos de alabeo ni de movimientos de *streaming* importantes alrededor de los brazos espirales como los detectados en otras galaxias (por ej. M 51).
- Hemos realizado la mejor determinación existente hasta la fecha de la curva de rotación de NGC 3938 hasta un radio de unos 2.5 minutos de arco. Dicha



curva muestra la forma característica en las curvas de rotación de galaxias espirales, con un valor asintótico de la velocidad de rotación de unos 157 km/s (escogiendo un ángulo de inclinación de 14°). La curva de rotación calculada, así como el valor de dicha velocidad es compatible con las determinaciones realizadas previamente por otros autores utilizando medidas del gas atómico y del gas molecular, aunque nuestra determinación presenta mucha mejor resolución espacial (especialmente en los 2 minutos de arco más internos).

- Hemos determinado el mapa residual de velocidades, restando el modelo de rotación axisimétrica calculado del mapa de velocidades observado. Dicho mapa muestra valores muy pequeños con una dispersión de 4.6 km/s (en el mapa de 12 segundos de arco de resolución, algo mayor en el mapa de mayor resolución), lo que parece indicar que NGC 3938 no presenta movimientos verticales importantes. No obstante, observaciones más profundas y con un rango espectral más amplio serían necesarias para poder afirmar con certeza la ausencia de dichos movimientos. Por otro lado, el mapa de velocidades residuales no parece mostrar ningún patrón ordenado (aunque otros autores han afirmado haberlo encontrado), aunque presenta algunos aspectos interesantes relacionados con algunas estructuras concretas (como movimientos del orden de 10 km/s detectados en una de las regiones HII periféricas más brillantes).
- Se ha estudiado la distribución radial de la dispersión de velocidades para el gas ionizado en NGC 3938 y hemos encontrado que la dispersión se mantiene aproximadamente constante con el radio, tomando un valor de unos 11 km/s. Dicho valor es muy similar (aunque ligeramente superior) a los encontrados por otros autores para esta misma galaxia en otras fases del gas (atómica y molecular). Encontramos, por tanto, que las tres fases muestran la misma dispersión vertical de velocidades. Teniendo en cuenta que la componente ionizada del gas está fundamentalmente calentada por procesos de formación estelar, lo cual no sucede necesariamente con otras componentes gaseosas (el HI se extiende hasta radios donde no tiene lugar la formación estelar), podemos deducir que es la acción combinada de varios procesos de calentamiento la responsable de este tipo de comportamiento.
- Hemos estudiado la relación entre dispersión vertical de velocidades e intensidad en NGC 3938, y hemos encontrado que no existe una relación global sencilla entre ambas magnitudes. No obstante hemos encontrado que la distribución intensidad-dispersión parece presentar una envolvente superior del tipo $I \propto \sigma^3$. Hemos interpretado dicha envolvente en términos de turbulencia de tipo Kolmogorov, la cual correspondería al régimen estacionario del sistema, calentado por procesos estelares de carácter violento, como explosiones

de supernova o fuertes vientos estelares. Por otro lado, hemos determinado la dispersión media para cada intensidad. Dicha curva muestra un comportamiento global del tipo $I \propto \sigma^8$, haciéndose incluso mayor la pendiente a altas intensidades. En la región de intensidades más altas (accesible a nuestras observaciones), la dispersión toma un valor casi constante de unos 19 km/s.

Este trabajo ha dado como resultado un artículo (Jiménez-Vicente et al., 1998) enviado a *Astronomy and Astrophysics*.

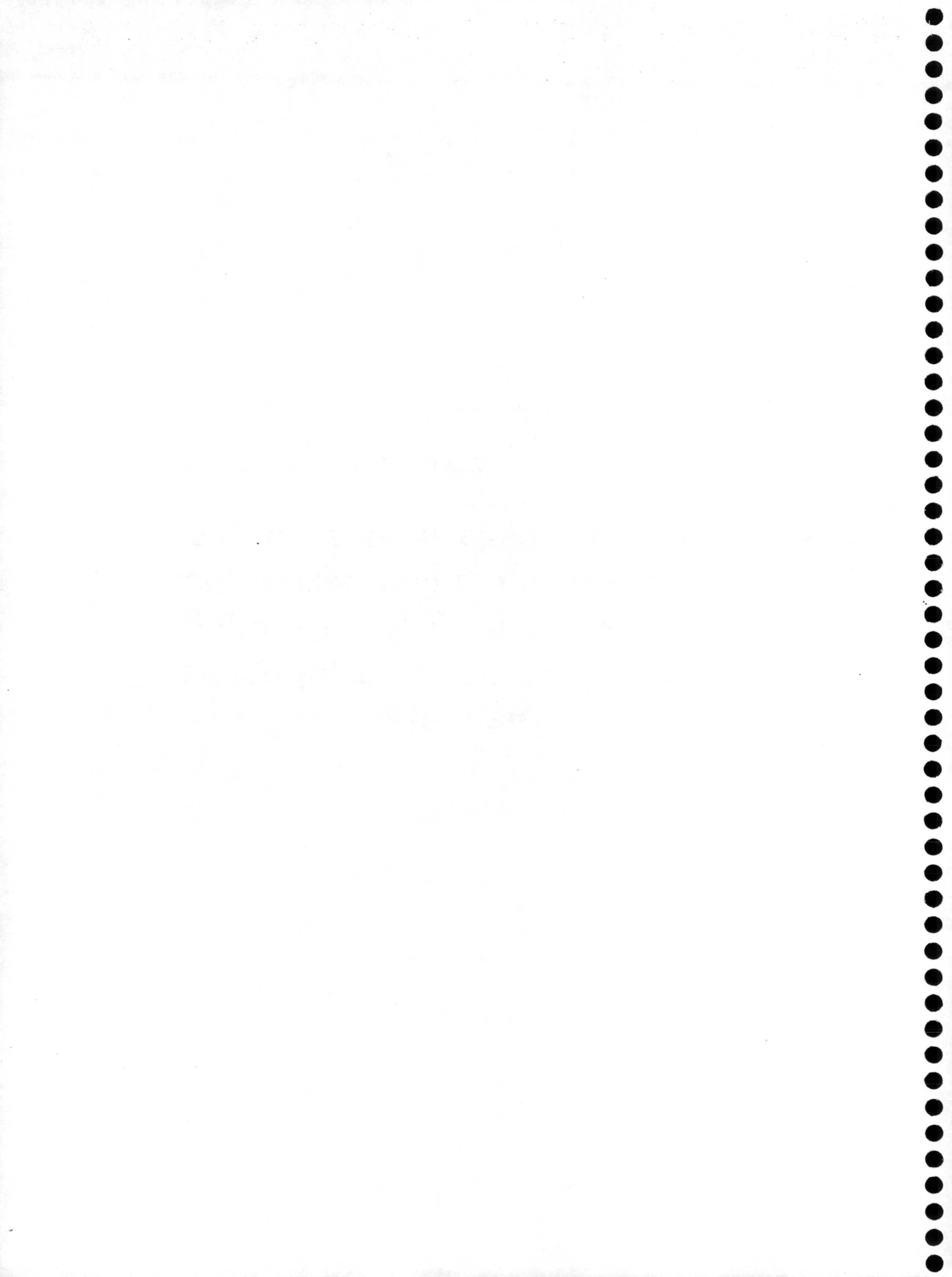
A continuación sugeriremos las líneas a seguir en futuros trabajos que completarían y complementarían la labor comenzada con el trabajo que se presenta en esta tesis parte de las cuales podrían llevarse a cabo con la misma o similar instrumentación:

- La observación sistemática de galaxias de cara con instrumentación similar a la utilizada permitiría encontrar en qué galaxias tienen lugar movimientos verticales importantes, y su relación con los procesos de formación estelar u otros, pudiendo así poner a prueba los modelos teóricos actuales referentes a la interacción disco-halo y arrojar algo de luz en el entendimiento de dicho fenómeno. Para ello serían seguramente aconsejables observaciones con un rango espectral amplio, que permitan detectar los movimientos a mayores velocidades como pueden serlo las componentes ionizadas de las nubes de alta velocidad y su relación con las eyecciones de gas detectadas en regiones de formación estelar importantes. En este sentido, la búsqueda de este tipo de movimientos sobre las burbujas de detectadas en la distribución de HI en algunas galaxias próximas (van der Hulst & Kamphuis, 1991) podría esclarecer la relación entre ambos fenómenos.
- Así mismo, observaciones del mismo tipo que las realizadas en el trabajo de esta tesis, pero más profundas, con el fin de detectar la componente difusa del gas ionizado y su cinemática, ayudarían a comprender mejor el origen de dicha componente y, con carácter más general, la estructura del medio interestelar.
- La comparación de las distintas fases del gas en el medio interestelar como la realizada en este trabajo para la galaxia NGC 3938 ayudarían a comprender mejor los mecanismos de calentamiento del disco y por lo tanto su estabilidad y su estado de equilibrio/desequilibrio. Por lo tanto, la complementación de observaciones del gas ionizado como las llevadas a cabo, con la observación de los mismos objetos en las componentes neutra y molecular serían aconsejables con el fin de realizar dichas comparaciones. Ello permitiría, por ejemplo, comparar el alabeo de las distintas componentes del disco, que puede ser crucial para entender este fenómeno.

- El estudio de la cinemática de regiones HII mediante espectroscopía bidimensional de alta resolución espacial y espectral (para lo cual el instrumento utilizado en este trabajo es idóneo) ayudaría a entender mejor los procesos de formación estelar y su relación con el medio interestelar. En particular, este tipo de observaciones ayudarían a comprender mejor cuáles son los mecanismos de calentamiento en dichas regiones. Además, el estudio de la relación luminosidad-dispersión en regiones HII es esencial para comprender el estado dinámico de las mismas.

Parte II

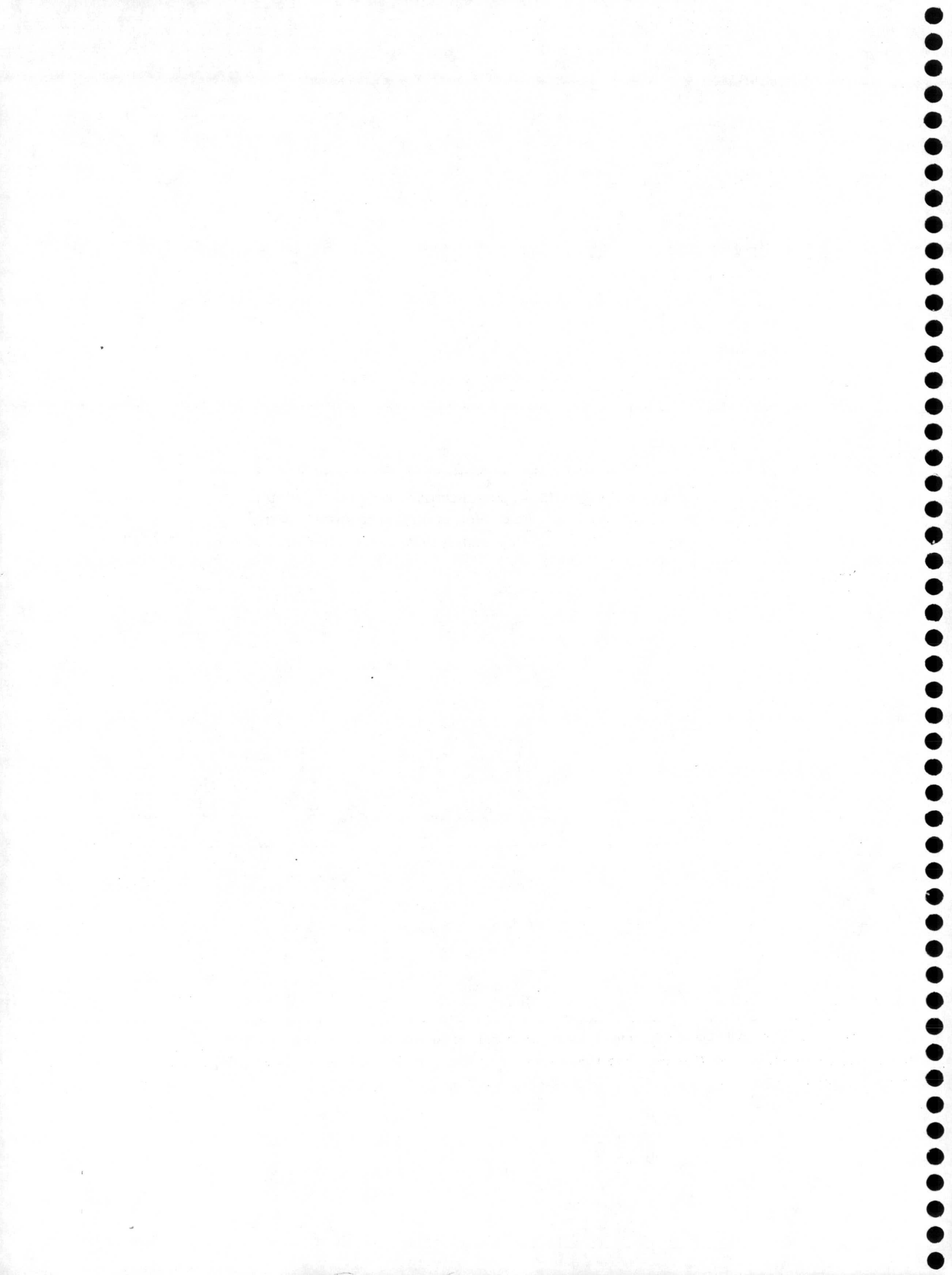
**Alabeos en galaxias espirales:
Parametrización geométrica para
galaxias de perfil y un modelo
simple basado en la hipótesis
magnética**



Sol quoque et exoriens et cum secondet in undas
signa dabit; solem certissima signa sequontur,
et quae mane refert et quae surgentibus astris.†

De rerum Natura T. Lucretii Cari, Liber I, 1044-1047

† También el sol, tanto al salir como cuando se esconde en las olas, te dará señales. Al sol siguen señales muy ciertas, tanto las que trae la mañana, como las que traen los astros al surgir.



Capítulo 6 | Introducción

6.1 Alabeos en galaxias espirales

Se dice que un disco galáctico está alabeado cuando presenta una elevación *suave y moderada* en una de sus partes externas junto con un descenso del mismo tipo en la zona azimutalmente opuesta. El hecho de que la deformación sea *suave y moderada* es importante, ya que en caso contrario, podría tratarse de un fenómeno diferente. Así, cuando un disco galáctico alabeado es visto de perfil, recuerda un símbolo integral (salvo por el abultamiento en la parte central debido al bulbo galáctico). El aspecto general de un disco alabeado en una galaxia vista de perfil puede apreciarse en la parte superior de la figura 6.1.

El alabeo de los discos galácticos es conocido desde que Burke (1957) y Kerr (1957) descubrieron esa deformación en el disco de nuestra galaxia, y desde entonces ha sido observado en un gran número de galaxias espirales y ha recibido una gran atención tanto desde el punto de vista observacional como teórico.

La geometría de un disco alabeado puede describirse utilizando un modelo de anillos concéntricos, propuesto por Rogstad, Lockhart & Wright (1974) en su estudio de la distribución del gas atómico en M 83. Según este modelo, el disco está compuesto por una serie de anillos concéntricos, de forma que cada anillo i , de radio r_i , viene caracterizado por su inclinación w_i respecto de los anillos centrales (los cuales se encuentran en el mismo plano, que es el plano de simetría del disco). De este modo, cada anillo corta al plano definido por los anillos centrales en dos puntos llamados *nodos*. El conjunto de todos los nodos forma una curva que se determina *línea de nodos*, y que constituye un ingrediente esencial en el estudio de este fenómeno, como se verá más adelante. El ángulo azimutal del nodo ascendente de cada anillo, t_i , se llama *ángulo de torsión*, y es el tercer parámetro, junto con r_i y w_i que determina completamente la posición del anillo.

Esta descripción es bastante precisa si se descompone el disco en un número suficientemente grande de anillos (y suponiendo que el disco es aproximadamente axisimétrico, como sucede habitualmente), pero tiene el inconveniente de que, en

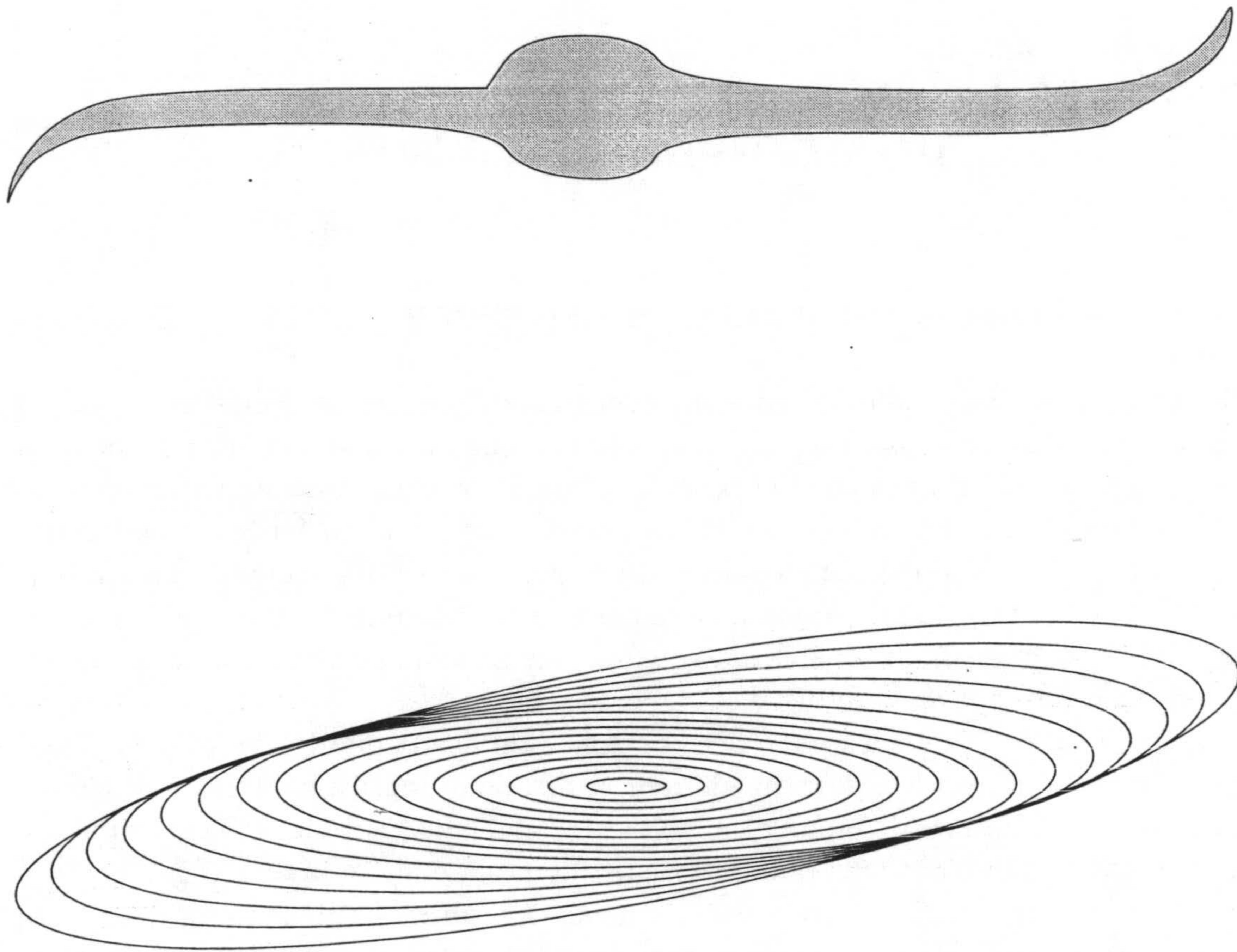


Figura 6.1: (Arriba): Figura esquemática de un disco alabeado disco de perfil.
(Abajo): Figura esquemática de un disco alabeado de acuerdo con el modelo de anillos concéntricos de Rogstad, Lockhart & Wright (1974).

ese caso, se precisa un número muy grande de parámetros ($3N$, donde N es el número de anillos). Uno de los propósitos de este trabajo es el de ser capaces de *medir* el grado de alabeo de un disco con un número mucho más reducido de parámetros (incluso uno solo, a ser posible) para, de esta forma, poder mejorar los estudios estadísticos realizados sobre este fenómeno.

6.2 Interés del estudio de alabeos

Durante más de cuarenta años, el problema de los alabeos en los discos de galaxias espirales ha atraído la atención de numerosos investigadores. Sin embargo, y a pesar del gran esfuerzo realizado a lo largo de un periodo tan largo para comprenderlo, y de los numerosos modelos propuestos, este fenómeno permanece aún sin una explicación convincente y aceptada por toda la comunidad científica, y continúa siendo uno de los problemas más interesantes de la astrofísica galáctica.

¿Por qué es interesante el estudio de los alabeos?. En principio, el fenómeno tiene un interés *per se*, como cualquier otro fenómeno astrofísico; pero, además, es un fenómeno extraordinariamente común. Como se verá más adelante, el fenómeno de los alabeos es un fenómeno muy usual en las galaxias espirales (dependiendo de los estudios, se estima que, entre un 50% y un 100% de las galaxias espirales están alabeadas). Por tanto, entender por qué tiene lugar este efecto es esencial para entender los procesos de formación y evolución de las galaxias espirales. Sobre qué aspectos de la física galáctica podemos aprender con el estudio de los alabeos depende extraordinariamente del modelo teórico aceptado. Aunque este tema se tratará con más detalle en el capítulo 8, comentaremos aquí algunos de estos aspectos:

1. **Dinámica galáctica:** Uno de los principales problemas en los modelos teóricos sobre alabeos es entender como una deformación como la del alabeo no es destruida por la rotación diferencial en el disco. El alabeo constituye, por tanto, un problema general en la dinámica galáctica. Por otro lado, además algunos modelos teóricos (Masset & Tagger, 1997) explican el alabeo como acoplamiento no lineal de ondas en el disco, de forma que su estudio puede resultar esencial en el entendimiento de la dinámica galáctica, tanto a escala global, como de la interacción entre fenómenos aparentemente desconexos en el disco.
2. **Estructura del halo oscuro:** De acuerdo con algunos otros modelos teóricos (Sparke, 1984; Sparke & Casertano (1988); Christodoulou et al., 1993) la morfología del halo juega un papel crucial en la formación de los alabeos galácticos. Según estos modelos, del estudio de la estructura del alabeo se

puede inducir la estructura del halo oscuro, como por ejemplo si el halo es oblongo o prolongo, y el grado de achatamiento del mismo.

3. **Proceso de formación galáctica:** Otros modelos (Ostriker & Binney (1989); Binney (1991)) sugieren que el alabeo está íntimamente relacionado con el proceso de formación galáctica, que en cierto modo, aún está teniendo lugar. Según estos modelos, el alabeo puede incluir en su estructura información sobre este proceso de formación galáctica, sobre el cual podemos, por lo tanto, aprender, estudiando el fenómeno del alabeo.
4. **Movimientos a gran escala:** El modelo de Kahn & Woltjer (1959) sugiere que es el movimiento de las galaxias en el seno del gas intergaláctico el que genera el alabeo. Por tanto, estudiando este fenómeno podemos, indirectamente, aprender sobre estos movimientos a gran escala de las galaxias.
5. **El campo magnético intergaláctico:** En el modelo de alabeos propuesto por Battaner et al. (1990), es el campo magnético intergaláctico el causante del alabeo, de forma que estudiando la configuración del alabeo y las posiciones relativas de unos y otros podemos inducir propiedades sobre la configuración e intensidad del campo magnético intergaláctico a grandes escalas.

Vemos, pues, como el fenómeno de los alabeos atañe, de una u otra forma, a problemas esenciales en el entendimiento de la astrofísica galáctica. Ésto, unido al hecho de su ubicuidad y de que permanezca aún como un problema abierto constituye el mayor aliciente para adentrarse en su estudio.

6.3 Objetivos

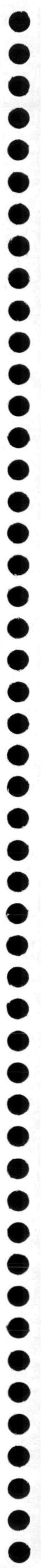
A lo largo de este trabajo pretendemos adentrarnos en el problema de los alabeos galácticos a través de dos vías:

1. **Teórica:** Se tratará de realizar nuevas aportaciones en el entendimiento de este fenómeno. Para ello intentaremos avanzar en el modelo de génesis magnética propuesto por Battaner et al. (1990) de forma que seamos capaces de calcular la forma de la curva de alabeo. Esto nos permitirá entender la dependencia de dos parámetros esenciales como son el valor de la intensidad del campo magnético intergaláctico y su dirección, en la forma del alabeo, de forma que el estudio de ésta pueda proporcionarnos información sobre ambos parámetros. Ello requerirá, además, proponer una distribución del campo magnético alrededor del disco de una galaxia espiral, lo cual no ha sido hecho nunca con anterioridad. Para ello trataremos de buscar dicha configuración

teniendo en cuenta las ligaduras impuestas por las condiciones de contorno y de las ecuaciones del campo magnético (esencialmente la condición $\nabla \cdot \vec{B} = 0$).

2. **Observacional:** Aunque nosotros no realizaremos observaciones para el estudio de este fenómeno, hemos denominado así a esta segunda vía porque su propósito es el de determinar observacionalmente la magnitud del alabeo en los discos galácticos así como de proporcionar una herramienta para su cálculo en casos prácticos, sin hacer ninguna hipótesis teórica sobre su origen. Para este fin trataremos de definir algunos parámetros que midan la geometría global de un alabeo en un disco galáctico visto de perfil, y desarrollaremos un programa que sea capaz de calcular estos parámetros en casos prácticos a partir de una imagen de una galaxia en cualquier longitud de onda. De este modo podremos comparar el alabeo de una misma galaxia en distintas bandas, o de distintas galaxias entre sí, para intentar profundizar en el conocimiento de este fenómeno. Esto supondrá, sin duda un avance en la elaboración de futuros estudios estadísticos sobre alabeos frente al método subjetivo utilizado con anterioridad, ya que dispondremos de parámetros que midan cuantitativamente el grado de alabeo y de un programa de uso sencillo para su cálculo.

Con estos propósitos, a lo largo de los próximos capítulos se intentará dar una visión del estado actual de la investigación sobre el fenómeno de los alabeos así como de nuestras aportaciones en este campo. Para ello, en el capítulo 7 haremos una revisión de los principales resultados observacionales sobre este fenómeno, haciendo especial referencia a los que pueden resultar esenciales para su comprensión; y en el capítulo 8 comentaremos los modelos teóricos más importantes poniendo de manifiesto sus principales virtudes y defectos, así como el soporte observacional con que cuentan. En el capítulo 9 expondremos los resultados obtenidos en el estudio teórico en el que se desarrollará un sencillo modelo sobre la forma de las curvas de alabeo, basándonos en el modelo de génesis magnética. El capítulo 10 se dedicará a la definición de los parámetros de alabeo y a la descripción del programa desarrollado para su cálculo y de su funcionamiento, el cual se expondrá utilizando algunos ejemplos prácticos que muestren la utilidad de ambas aportaciones. Finalmente, en el capítulo 11 se expondrán los resultados y conclusiones obtenidas, y se sugerirán las futuras líneas de investigación que se pueden seguir a partir del trabajo desarrollado en esta tesis.



Capítulo 7 | Observaciones de alabeos

La primera observación del alabeo de un disco galáctico fué el de nuestra propia galaxia por Burke (1957) y Kerr (1957). Desde entonces se han realizado un gran número de observaciones relativas a este fenómeno en nuestra galaxia y en otras, en prácticamente todo el espectro electromagnético.

El alabeo de un disco galáctico puede detectarse de dos formas:

- En galaxias de perfil, cuando la línea de nodos no es perpendicular a la línea de visión, el alabeo puede detectarse directamente a partir de la imagen de la galaxia, en la que se percibe la deformación del disco en sus bordes (ver figura 6.1). Este tipo de observaciones no son excesivamente costosas en tiempo de observación, y se ha llevado a cabo en varias longitudes de onda para numerosas galaxias (lo cual es importante ya que, según algunos modelos teóricos, como se verá más adelante, es posible que no todas las componentes del disco estén alabeadas en igual cantidad). No obstante, es importante que la fotometría sea profunda, puesto que el alabeo sólo aparece en la parte más externa del disco. Así, por ejemplo, algunas galaxias que no parecían mostrar este fenómeno en imágenes obtenidas con tiempos de exposición cortos, sí lo muestran en imágenes más profundas.
- En galaxias con baja inclinación, el alabeo no se puede detectar de la forma recién mencionada, pero sí puede hacerse a partir de información cinemática del disco (alabeo cinemático). A partir del mapa de velocidad del disco se puede deducir si la rotación es globalmente axisimétrica, o si, por el contrario, las órbitas más externas tienen un plano distinto al de las más internas (ya que, en este caso, éstas órbitas presentarán un enrojecimiento extra en un extremo del disco y un azulamiento en el otro, respecto de las partes más internas). Este tipo de observaciones se han realizado numerosas veces en otras galaxias, casi exclusivamente usando la línea de 21 cm del hidrógeno neutro. La ventaja de este tipo de observaciones frente a la anterior es que permite un conocimiento mucho más preciso de la geometría del disco, pero por otro lado

presenta el inconveniente de que es mucho más costoso en cuanto a tiempo de observación.

A continuación trataremos de describir los aspectos observacionales más importantes de este fenómeno.

7.1 Observaciones en la Vía Láctea

Aunque, como se ha dicho, el primer alabeo galáctico descubierto fué el de nuestra propia galaxia (Burke, 1957; Kerr, 1957), la observación del alabeo de la Vía Láctea presenta dificultades añadidas que no se presentan en otras galaxias, debido al hecho de nuestra posición dentro de la misma. Ello dificulta un conocimiento preciso de la geometría del disco, debido, fundamentalmente, a los problemas que aparecen en la determinación de distancias a determinados objetos. No obstante, actualmente se conoce bastante bien el alabeo del disco de nuestra galaxia.

Posiblemente el conjunto de observaciones más completas sea el realizado en 21 cm (Henderson et al., 1982; Burton & de Lintell Hekkert, 1986; Burton, 1988), de las cuales se puede obtener una descripción bastante precisa del alabeo de nuestra galaxia. A través de estas observaciones sabemos que el plano de máximo alabeo conecta los puntos con azimut galactocéntrico 80° (para el alabeo norte) y 260° (para el alabeo sur). El ángulo máximo de alabeo es de unos 10° en el alabeo norte y de tan solo 4° en el alabeo sur, después de lo cual el alabeo se vuelve hacia el plano a una distancia de unos 20 kpc del centro (ver figura 7.1). Esto también parece producirse en el hemisferio norte según observaciones recientes de Burton (1996).

Las otras componentes jóvenes del disco, como regiones HII (Fick & Blitz, 1982), rayos- γ (Mayer-Hasselwonder et al., 1982), polvo (Sadroski et al., 1992) siguen la misma distribución que el hidrógeno atómico. En lo referente a la componente estelar del disco, el alabeo se ha observado en estrellas azules jóvenes en el hemisferio norte por Reed & Fitzgerald (1984) y Miyamoto et al. (1988), y en el hemisferio sur ha sido detectado el alabeo en un reciente estudio con estrellas OB por Porcel & Battaner (1995). El alabeo de la población estelar vieja no se muestra sin embargo tan claro. En estudios realizados en el hemisferio norte (Ichikawa & Sasaki, 1984; Guibert et al., 1978) no se ha detectado el alabeo de esta población estelar, y el estudio con más de 27000 estrellas realizado en el hemisferio sur (Carney & Seitzer, 1993) presenta muchas dificultades de interpretación, lo que no permite ser concluyente.

Con respecto a la componente estelar más vieja, Djorgovski & Sosin (1989) llegaron a la conclusión de que el alabeo de esta componente concuerda con la del hidrógeno neutro. Muy recientemente, sin embargo, Porcel et al. (1997) han

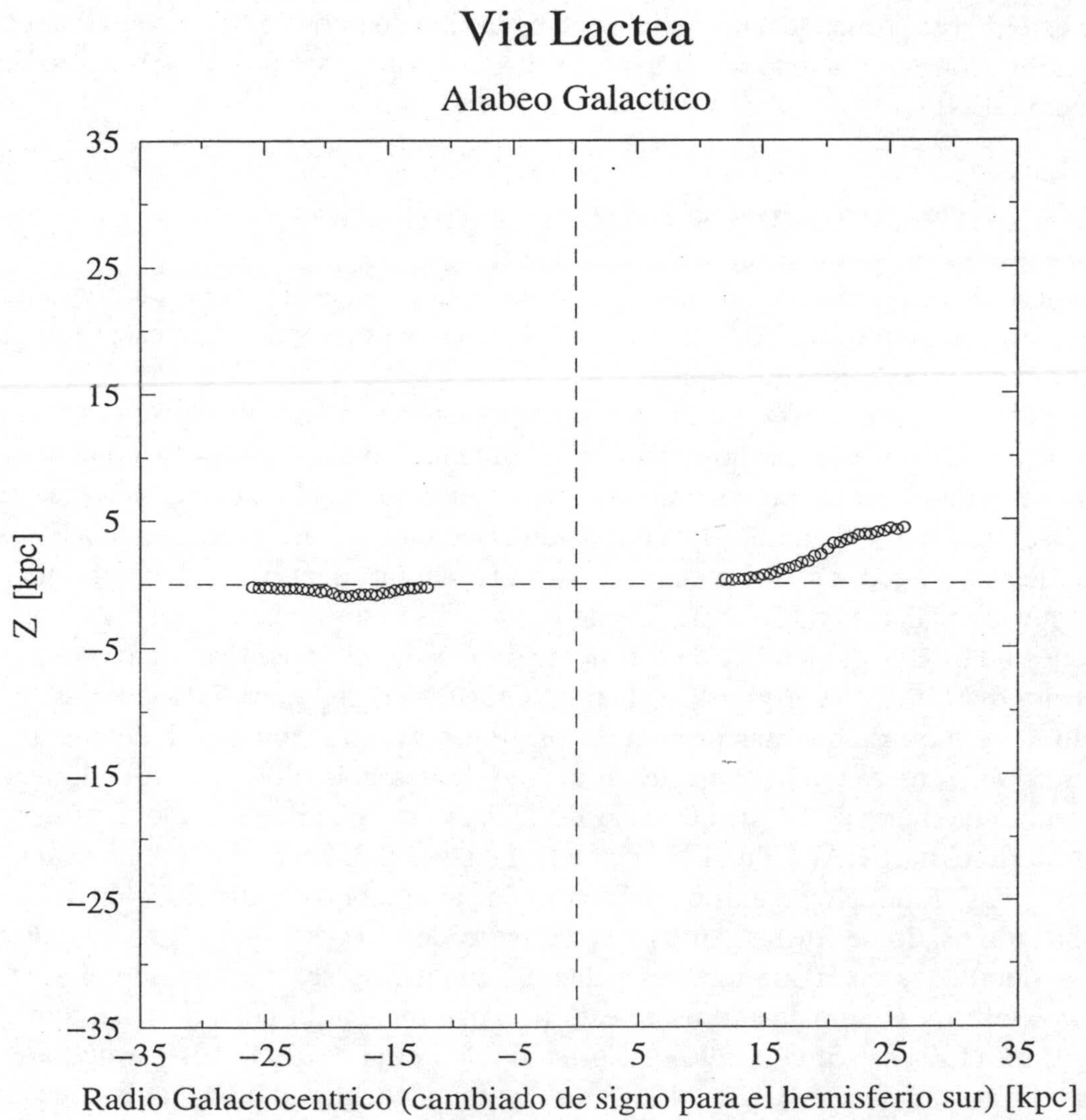


Figura 7.1: Alabeo de la Vía Láctea según las observaciones de Burton (1988).

realizado un estudio del alabeo estelar de la Vía Láctea usando los datos en el infrarrojo cercano del experimento DIRBE del satélite COBE. En dicho trabajo se concluye que, o bien la población estelar formada por estrellas gigantes rojas, más vieja, está menos alabeada que la componente gaseosa (lo cual tiene implicaciones interesantes, como se verá más adelante, según algunos modelos teóricos), o bien el disco estelar está truncado a un radio galactocéntrico de unos 15 kpc (lo cual parece compatible con resultados recientes obtenidos por Ruphy et al., (1996) dentro del proyecto DENIS.)

7.2 Observaciones en otras galaxias

El número de observaciones de alabeos en otras galaxias es ahora bastante grande, aunque posiblemente aún no lo suficiente como para comprender bien este fenómeno, como veremos a continuación.

Los alabeos fueron originariamente observados en el gas neutro, y aún es ésta la mejor forma de observarles hoy. Esto es así fundamentalmente debido a que el gas neutro se extiende hasta radios mucho mayores, allí donde el alabeo tiene lugar. La observación directa de la deformación de un disco en sus bordes en una galaxia externa fué realizada por primera vez en la línea HI del hidrógeno atómico por Sancisi (1976) en la galaxia NGC 5907. Desde entonces se han realizado muchas observaciones de este tipo, siendo especialmente destacable el reciente trabajo realizado por Bottema (1995, 1996) en la galaxia NGC 4013 (ver figura 7.2), cuyo alabeo es, sin duda, uno de los más pronunciados. Por otro lado, como se ha comentado anteriormente, es frecuente detectar el alabeo de una galaxia con baja inclinación de forma cinemática. El primer caso de tal detección fué el llevado a cabo por Rogstad, Lockhart & Wright (1974) para la galaxia M83. En dicho trabajo se introdujo además el modelo de anillos concéntricos para modelar la distribución del gas, que ha sido usado de forma generalizada a partir de entonces. Actualmente existen mapas detallados en HI de muchas galaxias, aunque no se ha estudiado el alabeo en todas ellas. Algunos estudios de este tipo que merece la pena destacar son los de Bosma (1991), Briggs (1990) y Christodoulou et al. (1993). En particular, en el estudio realizado por Briggs (1990), este autor encuentra algunas reglas de comportamiento de los alabeos. Resumiendo, dichas reglas nos dicen que los alabeos comienzan aproximadamente hacia R_{25} , y se hacen detectables entre ese punto y R_{Ho} ¹. En esta zona la línea de nodos permanece recta, y a partir de ahí comienza a doblarse, normalmente en el sentido de la rotación galáctica.

En el rango óptico del espectro electromagnético, también son numerosas las observaciones realizadas (van der Kruit & Searle, 1981a, 1981b, 1982a, 1982b;

¹ R_{Ho} (Radio de Holmberg) es el radio, medido sobre el eje mayor, de la isofota de 26.5 mag/arcsec²

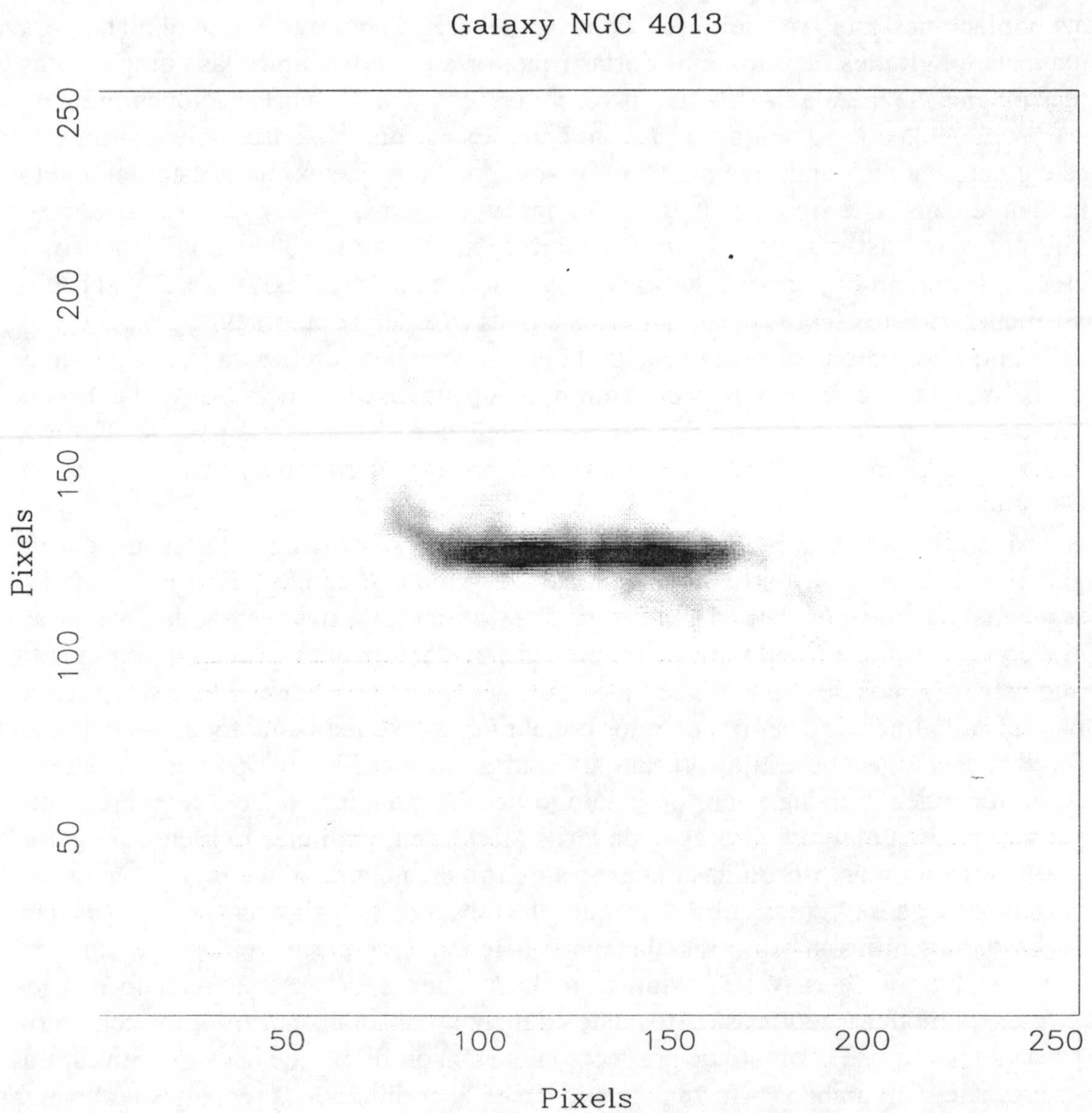


Figura 7.2: Distribución del gas neutro en NGC 4013 según las observaciones de Bottema (1995), mostrando claramente el alabeo del disco galáctico. La imagen se ha rotado para colocar el disco en posición horizontal.

Sasaki, 1987; Hamabe et al., 1980, 1981; Florido et al., 1991a; de Grijs, 1997; etc). Florido et al. (1991a) observaron detalladamente las galaxias NGC 4013, NGC 4565 y NGC 6504 en varios filtros con el fin de muestrear el alabeo de las distintas poblaciones estelares del disco de las galaxias, y encontraron que el alabeo era mayor a longitudes de onda más cortas (que trazan, en principio, las componentes más jóvenes de la galaxia), lo cual parece concordar con las observaciones en nuestra propia galaxia, comentadas previamente. Estos mismos autores señalaron que este efecto parece contradecir las teorías sobre alabeos que explican este fenómeno mediante causas de tipo gravitatorio, ya que en este caso no se esperaría un alabeo diferente para distintas poblaciones estelares. Otros autores no han confirmado este efecto. Por ejemplo, en su estudio de una muestra de 44 galaxias, de Grijs (1997) no encuentra este efecto comparando las curvas de alabeo obtenidas en las bandas B e I, aunque sugiere que, basándose en la comparación de dichas curvas en algunas galaxias en las bandas B y K, y encontrando una mayor diferencia espacial entre las curvas entre B y K que entre B e I, esta diferencia podría hacerse patente. Futuras observaciones más profundas en el infrarrojo cercano podrían ayudar a esclarecer este punto.

Sánchez-Saavedra et al. (1990) realizaron un estudio sobre la frecuencia de galaxias alabeadas, a partir de las placas del Monte Palomar. En dicho estudio se encuentra que aproximadamente un 50% de las galaxias estudiadas muestran alabeo en las placas azules (algo menos en las placas rojas). Teniendo en cuenta que estos alabeos solo son detectables cuando la línea de nodos es prácticamente paralela a la línea de visión, podemos concluir que prácticamente todas las galaxias (un 83% según dicho estudio) están alabeadas. Reshetnikov (1995) en un estudio posterior independiente sobre un catálogo de 120 galaxias encuentra valores muy similares aunque algo menores, y de Grijs (1997), en una muestra menor pero con observaciones más profundas, encuentra una frecuencia de alabeos observados de $\approx 64\%$, lo que es compatible con que el 100% de las galaxias estén alabeadas. Estos datos confirman que los alabeos son fenómenos permanentes o, al menos, muy estables y de muy larga duración; hecho que deberá ser explicado por los diferentes modelos teóricos. Estos datos deben, no obstante, ser mirados con cierta precaución, ya que el efecto de proyección pueden producir que la estructura espiral se asemeje a un alabeo. Afortunadamente, según simulaciones recientes realizadas por Reshetnikov & Combes (1998), esto no sucede en más de un 15% de los casos.

En general, no se ha encontrado ninguna relación sistemática entre los alabeos en discos galácticos con otros fenómenos como el tipo de galaxia, el entorno, etc. En este sentido, una observación interesante es la realizada por Battaner et al. (1991). Estos autores encuentran que la distribución espacial de las orientaciones de los alabeos muestra una dispersión mucho más pequeña que si estos estuvieran dispuestos de forma aleatoria. Así, por ejemplo, en el supercúmulo de Virgo, los alabeos presentan orientaciones coherentes en dos grandes grupos, cuyos vectores de

orientación forman un ángulo de 120° entre sí; e incluso en la muestra completa, la orientación parece no ser aleatoria (aunque en este caso con una dispersión mucho mayor). Del mismo modo, en el grupo local de galaxias, Zurita & Battaner (1997) han encontrado el mismo efecto en las direcciones de los alabeos de M31, M33 y la Vía Láctea (en concreto, el ángulo formado por las direcciones de alabeos de estas dos últimas es sorprendentemente pequeño, con tan solo 4°). Si este hecho es confirmado en el futuro con muestras más grandes de galaxias, supondrá una fuerte ligadura para los modelos teóricos. Por el momento, sólo los modelos de Kahn & Woltjer (1959) y Battaner, Florido & Sánchez-Saavedra (1990), son capaces de explicar este hecho.

Aunque, como se ha visto, el número de observaciones sobre alabeos galácticos es ya muy grande, sin duda, nuevas observaciones y un estudio detallado de las existentes son necesarias para comprender mejor este fenómeno tan común en las galaxias espirales.

Capítulo 8 | Modelos teóricos de alabeos

A pesar de que el fenómeno de los alabeos es conocido y estudiado desde hace unos 40 años, y que sabemos que es un fenómeno muy común en los discos galácticos, su formación y estabilidad son un problema que permanece aún sin resolver. El problema esencial en el entendimiento de la dinámica de este fenómeno es que, debido a su ubicuidad, sabemos que es un fenómeno estable (o al menos de muy larga duración) o que se excita con muchísima facilidad. Sin embargo, el estudio de la dinámica de un disco (considerando sólo la materia *visible*) muestra que este tipo de perturbaciones ni son fáciles de excitar ni son estables (aunque veremos más adelante que ésto no es completamente cierto si se consideran acoplamientos no lineales entre ondas espirales y de alabeo (Masset & Tagger, 1997)). Así pues, como veremos a continuación, la mayoría de modelos teóricos que han tratado de explicar este fenómeno han recurrido a componentes externas al disco: o bien otras componentes de la galaxia (un halo de materia oscura) o bien del ambiente que rodea al disco (objetos próximos al disco, materia del medio intergaláctico o el campo magnético intergaláctico).

8.1 Interacciones de marea

Una de las primeras propuestas que trataron de explicar el fenómeno de los alabeos galácticos fué la de que podrían ser galaxias vecinas o satélites (como las nubes de Magallanes en el caso de la Vía Láctea) las que indujeran la deformación del disco en sus bordes. Sin embargo, muy pronto se observó el caso de muchas galaxias aisladas que, no presentando compañeras próximas, también se encontraban alabeadas, lo cual hizo desestimar esta teoría (por ejemplo, la despreciable influencia de los miembros del Grupo Local en la Vía Láctea, fué notada desde muy pronto. (Burke (1957), Kerr et al. (1957)). Sin embargo, recientemente esta hipótesis ha recobrado nuevamente fuerza debido a los nuevos trabajos teóricos que ponen de manifiesto la importancia del halo en la transmisión del efecto de marea al disco

(Weinberg, 1995) y a la detección de nubes masivas de gas o galaxias enanas rodeando algunas galaxias gigantes que se habían considerado aisladas, algunas de las cuales están alabeadas. Este es el caso, por ejemplo, de NGC 5907, que se ha considerado durante muchos años como prototipo de galaxia alabeada sin interacción pero que, según observaciones recientes (Shang et al., 1998), presenta una galaxia enana vecina y un anillo polar que podría ser el resto de una galaxia esferoidal enana distorsionada por la interacción con la espiral. En el mismo sentido, en un reciente trabajo sobre la estadística de alabeos ópticos en espirales, Reshetnikov & Combes (1998) afirman encontrar que la frecuencia de alabeos está correlacionada con el entorno, de forma que las galaxias que muestran interacción o tienen compañeras muestran más alabeos que las galaxias aisladas (aunque aún existen numerosos casos de galaxias aisladas con un claro alabeo). Por tanto, es posible que las interacciones con objetos vecinos induzca o refuerce alabeos en algunas galaxias, aunque casi con total seguridad no sea esta una explicación general al fenómeno. Por otro lado, la hipótesis de la interacción de marea no es muy predictiva, salvo el hecho de una fuerte correlación con la existencia de objetos circundantes, por lo que es muy difícil su comprobación. En cualquier caso, los futuros trabajos observacionales ayudarán a conocer cuantitativamente la verdadera influencia de estas interacciones en el fenómeno de los alabeos.

8.2 Alabeos inducidos por el gas intergaláctico

En un trabajo sobre el efecto del medio intergaláctico en nuestra galaxia, Kahn & Woltjer (1959) encontraron que el movimiento de la galaxia en el seno del gas intergaláctico ocasionaría una deformación en los bordes del disco como la observada poco antes por Oort, Kerr & Westerhout (1958). Estos autores mostraron que, efectivamente, si la galaxia se mueve en el seno del gas intergaláctico, el flujo de dicho gas alrededor del halo¹ de nuestra galaxia produce un aumento de la presión en la dirección del movimiento y un defecto en la dirección perpendicular. La fuerza generada sobre el halo por esta diferencia de presiones sería transmitida al gas del disco por el campo magnético del halo, deformando sus bordes para dar lugar al alabeo del disco (ver figura 8.1). Estos autores consideraron que la galaxia se mueve hacia el centro del Grupo Local (en la dirección $\ell = 90^\circ$, $b = -25^\circ$) a una velocidad de unos 100 km/s. Esto produciría justamente una elevación del borde del disco en la zona alrededor de $\ell = 90^\circ$ y un descenso en la zona azimutalmente opuesta $\ell = 270^\circ$, que estaría, según sus cálculos, de acuerdo con las observaciones del alabeo de la Vía Láctea realizadas por Oort, Kerr & Westerhout (1958).

¹Una vez más, el halo al que aquí nos referimos no tiene nada que ver con el halo de materia oscura, sino que se trata de una componente esferoidal compuesta esencialmente por gas ionizado y rayos cósmicos, embebida en un campo magnético, que rodea al disco.

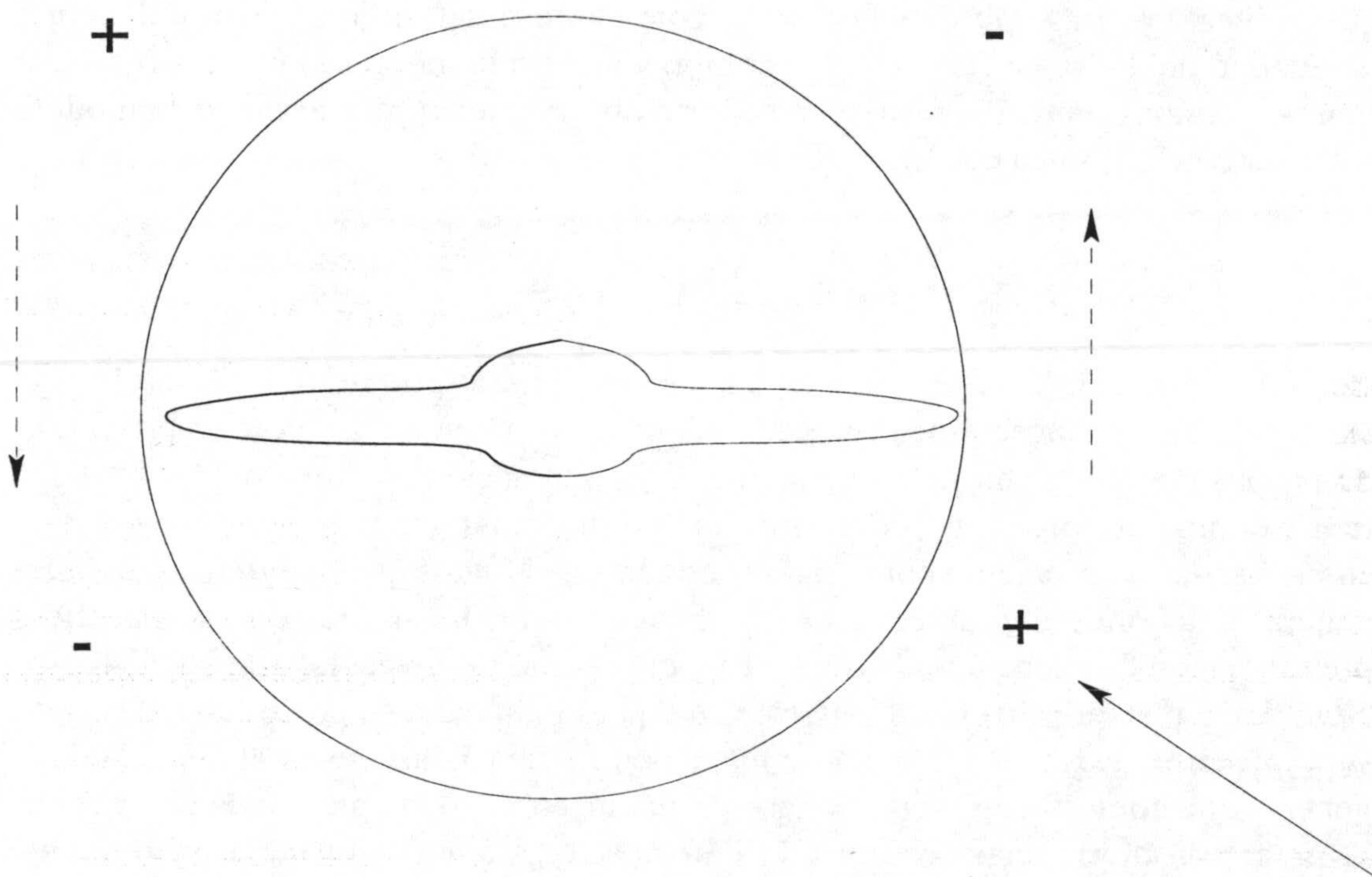


Figura 8.1: Dibujo esquemático del modelo de alabeo de Kahn & Woltjer (1959) donde se muestra la distribución de presiones alrededor del halo de la Vía Láctea. Los signos + y - indican alta y baja presión respectivamente, y la flecha inferior derecha indica la dirección de movimiento del gas intergaláctico en el sistema de referencia en que la Vía Láctea está en reposo.

UNIVERSIDAD DE GRANADA
3 SET. 1998
COMISION DE DOCTORADO

A pesar de que este modelo fué introducido hace casi 40 años, no se le ha prestado demasiada atención, y quedó prácticamente olvidado desde que fué propuesto. No obstante, éste modelo tiene predicciones muy interesantes, como la correlación de la dirección del alabeo con la del movimiento de la galaxia en el seno del gas intergaláctico (prediciendo así, por ejemplo, la dirección correcta del alabeo de la Vía Láctea si la dirección del movimiento de la galaxia es la apropiada) y un gradiente de color en el alabeo en función de la edad de la población (ya que la fuerza es transmitida a la componente gaseosa del disco a través del campo magnético del halo; de forma que la componente estelar del disco no sentiría dicha fuerza). Ambas predicciones tienen soporte observacional, por lo que este modelo debe ser aún tenido en cuenta.

8.3 Modos normales discretos

Como se ha comentado previamente, una de las primeras propuestas para explicar la existencia de los alabeos fué la de las interacciones de marea con objetos próximos. Se propuso también entonces que si tal vez la interacción no fuera hoy lo bastante fuerte como para producir la deformación del disco, tal vez si lo podría haber sido en el pasado lo suficiente como para producir en él ondas que evolucionaran hasta generar una configuración estacionaria de alabeo. De hecho, los discos galácticos presentan con frecuencia ondas de corrugación como las detectadas en NGC 4244 y NGC 5023 por Florido et al. (1991b). Cabe pues plantearse la posibilidad de que la superposición de ondas moviéndose hacia dentro y hacia afuera en el disco pudiera generar una configuración estacionaria. Aunque en un principio pueda parecer que la precesión diferencial destruiría la deformación, la auto-gravedad puede evitar este proceso y mantener un cierto orden de forma que ciertas regiones tengan una precesión común, teniéndose lo que se conoce como un modo normal de oscilación del disco. En este sentido, Lynden-Bell (1965) propuso que los alabeos galácticos eran modos normales de oscilación del disco, pero unos años después, Hunter y Toomre (1969) demostraron que dicho modo de oscilación no existiría en un disco aislado si sus bordes son razonablemente suaves². La razón de que ello sea así es que un disco galáctico presenta infinitos modos, todos ellos singulares en el borde, de forma que cualquier perturbación realista excitaría muchos modos, cada uno de ellos con una velocidad de precesión diferente, de tal forma que el orden existente en los alabeos desaparecería en un tiempo muy corto. Si el borde del disco es suave y no brusco, las ondas que viajan hacia afuera son incapaces de reflejarse para poder dar lugar a un modo de oscilación discreto (mas bién al contrario, avanzan indefinidamente hacia afuera, cada vez con mayor amplitud).

²Formalmente, la condición necesaria para la existencia de un modo normal es que la integral $\int_0^\infty dR/\Sigma(R)$ converja; donde $\Sigma(R)$ es la densidad superficial de masa a radio galactocéntrico R .

No obstante, la idea retomó nuevo impulso tras la proposición de Dekel & Shlosman (1983) de que un alabeo como modo normal sí podría existir si el disco galáctico se encuentra embebido en un halo de materia oscura que no fuera esférico sino ovalado. Esta idea fué tomada por Sparke (1984) y Sparke & Casertano (1988), quienes desarrollaron un modelo detallado de este fenómeno mostrando que, en este caso, existe un modo de oscilación discreto que puede sobrevivir aislado de los otros y que ellos llamaron *modo de oscilación modificado (modified tilt mode)*.

En un halo esférico, el disco podría inclinarse de forma rígida y mantener su configuración. Este modo del disco es trivial, tiene frecuencia nula (no presenta precesión) y no tiene deformación del disco. Sin embargo, la situación se vuelve mucho más interesante si el halo no es esférico sino que está achatado, de forma que el disco se encuentre inclinado respecto del plano de simetría del halo. Entonces, el potencial del halo trata de alinear el disco con su plano de simetría. En estas circunstancias, el disco puede adoptar una forma alabeada que gire de forma rígida. Para que ello sea así, las regiones adyacentes del disco deben redistribuir el momento de fuerza aplicado por el halo de forma que cada región adquiera una precesión de la misma frecuencia. Dependiendo de la forma del halo, existen dos posibilidades:

1. Si la parte central del halo está muy achatada, entonces la parte más interna del disco sufre una precesión más rápida que la parte periférica. Para que este proceso acabe coordinándose para originar un modo normal, la parte interna del disco aplica un momento sobre la periferia, del mismo tipo que el que el halo aplica sobre ella, de forma que la precesión en la parte externa del disco se acelera y se frena la de la parte interna. Para mantener la estabilidad del sistema es necesario que la línea de nodos sea recta, y que los anillos más externos del disco se encuentren más inclinados respecto del eje de simetría del halo que los anillos internos. Este modo es llamado por Sparke & Casertano *modo rápido o Tipo I*.
2. En el caso en que la parte interna del halo sea más esférica y la externa más achatada, la configuración se mantiene coherente (es decir, las frecuencias de precesión del conjunto coinciden) si la parte externa del disco distribuye el momento angular de forma que se acelere la precesión de la región interna del disco. Este es el llamado *modo lento o Tipo II*. Al igual que en el caso anterior la línea de nodos debe también mantenerse recta para asegurar la estabilidad, pero ahora la inclinación del disco respecto del eje de simetría del halo disminuye hacia afuera.

Un esquema mostrando ambas posibilidades puede verse en la figura 8.2.

No obstante, es importante destacar que un disco embebido en un halo achatado no tiene que tener necesariamente un *modo de giro modificado* como éste. De hecho, si el halo es demasiado aplanado, o el disco demasiado grande o demasiado

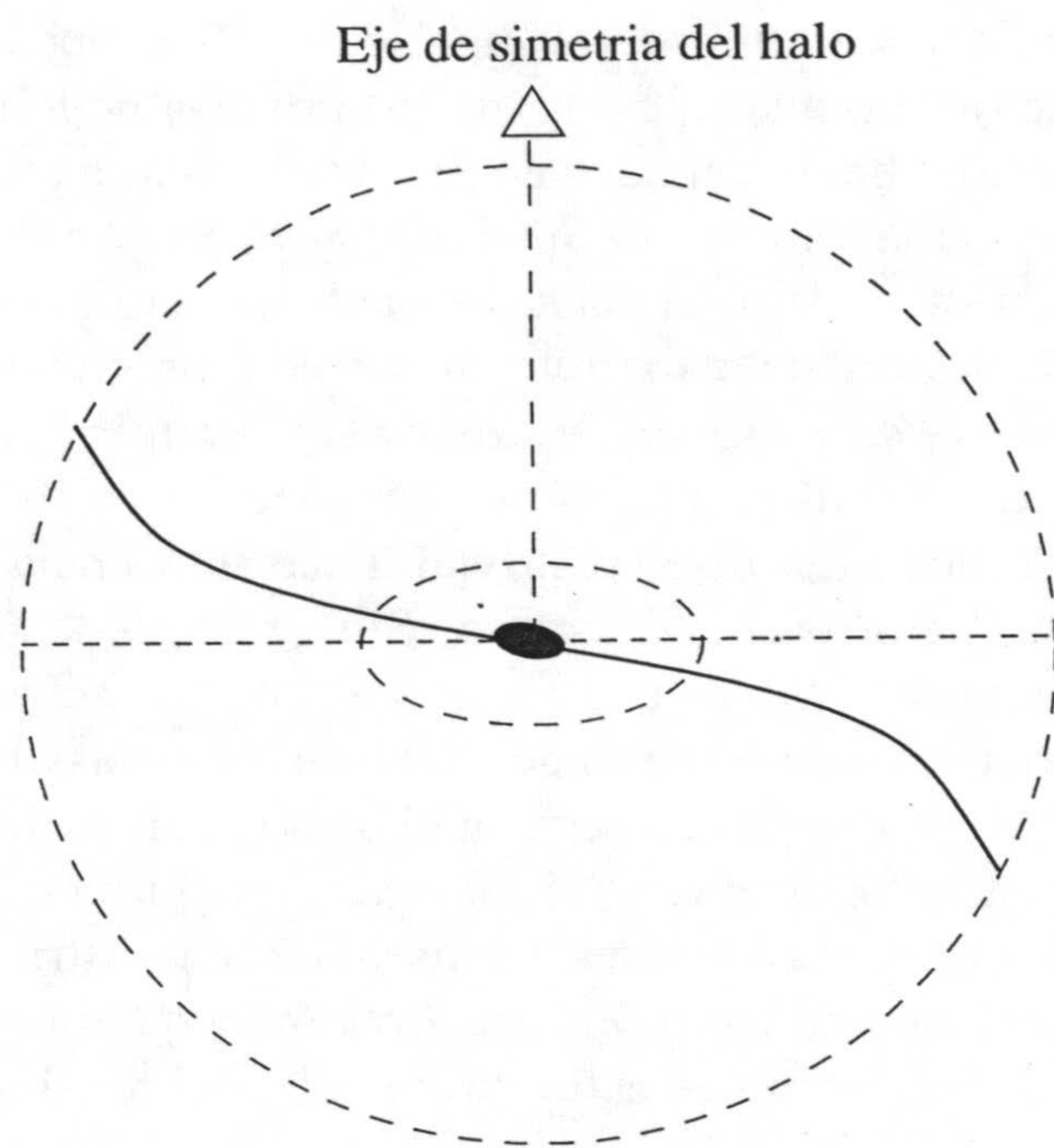
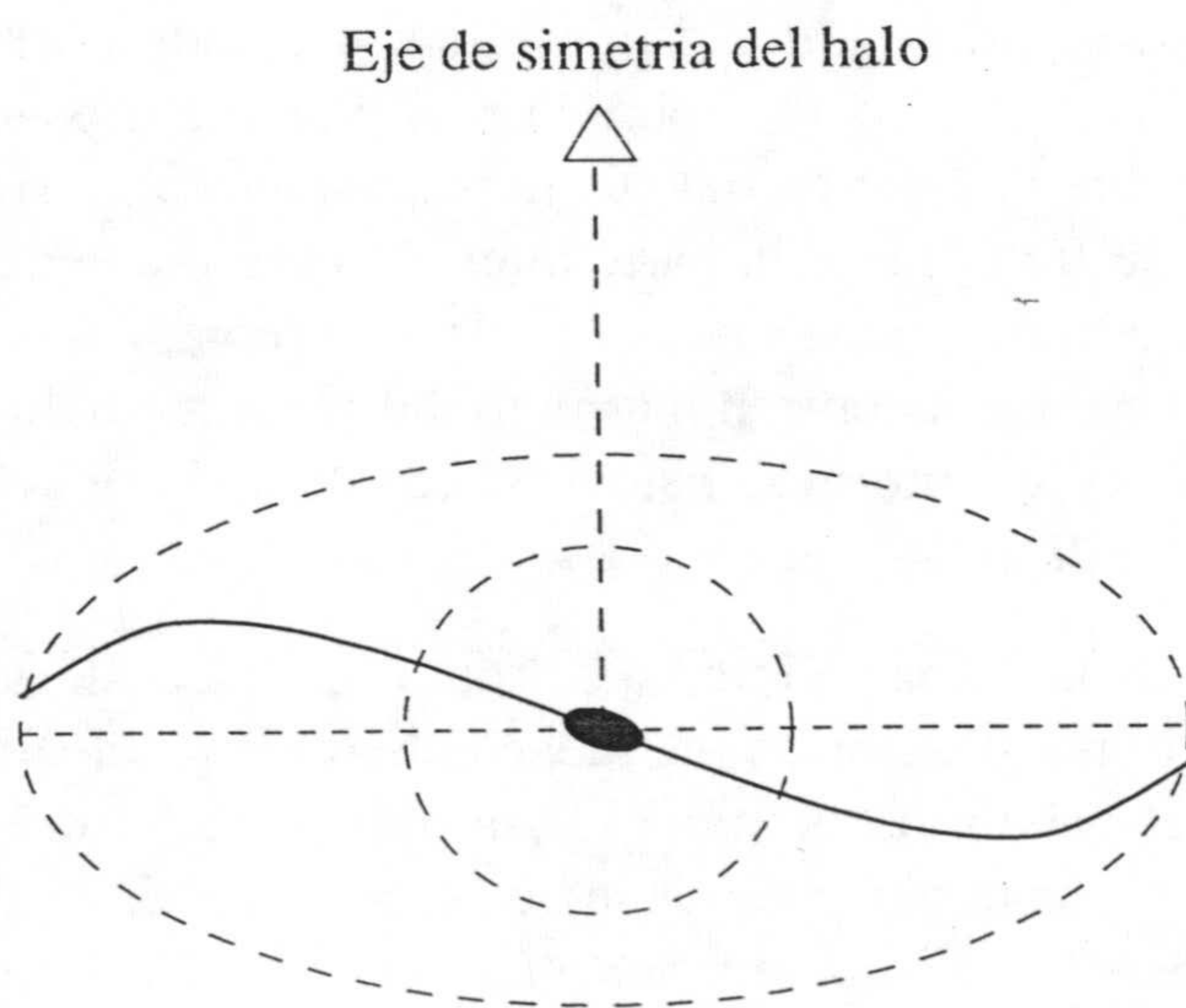
**Tipo I****Tipo II**

Figura 8.2: Figura esquemática de los dos tipos de alabeo generados según el modelo de modos discretos normales de Sparke & Casertano (1988).

delgado, entonces la autogravedad no es capaz de mantener el sistema unido, pues las frecuencias de precesión de las partes externa e interna no coinciden. Podemos decir, a grandes rasgos, que sólo los discos con un tamaño menor a $7.5R_d$ (donde R_d es la escala radial del disco) son capaces de mantener un *modo discreto de giro*. Una de las predicciones de este modelo es, por tanto, que las galaxias con un halo muy concentrado, o con discos muy grandes, no presentarán alabeo; lo cual parece coincidir con la estadística publicada por Bosma (1991).

Como se ha comentado, estos modelos predicen una línea de nodos recta, en contra de las observaciones que muestran que la línea de nodos se curva formando una espiral en el sentido de la rotación galáctica. Este hecho fué solventado por Hofner & Sparke (1994) considerando la evolución temporal del modelo, donde se muestra que el disco trata de amoldarse al modo de dentro hacia afuera en tiempos del orden de H_0 , dando lugar a una línea de nodos recta en la parte interna del disco y curvada en la parte externa, de acuerdo con las observaciones.

Este modelo tiene, sin embargo, algunos problemas de consistencia destacados por Binney (1991):

1. ¿Cómo se forma la estructura delgada de un disco que rota alrededor de un eje inclinado respecto del eje de simetría del potencial generado por el halo en el que se encuentra?. La escala temporal en la que disco y halo pueden intercambiar momento angular es del orden de la mitad del periodo de precesión del disco (unos 10^9 años a los radios a los que nos estamos refiriendo), por lo que el disco ha tenido tiempo suficiente para ceder al halo la componente de momento angular que no es paralela al eje de simetría del halo. El disco sería entonces una estructura que ha disipado toda la energía no asociada a la rotación en torno al eje de simetría del potencial en que se encuentra. Pero, en el caso considerado ¿el disco ha disipado toda la energía no asociada a la rotación alrededor de un eje arbitrario? ¿Qué tiene este eje de especial que es escogido por encima incluso del eje de simetría del potencial?

Estas ideas parecen difíciles de compaginar con la idea actual del proceso de formación galáctica.

2. ¿Cómo es la respuesta del halo al disco alabeado?. Si se tratara de la parte externa del halo, sería lícito tratar al halo como algo rígido, pues es mucho más masivo y tiene mucho más momento angular que el disco; pero, sin embargo, en la región óptica del disco, el halo apenas contribuye a la mitad de la masa galáctica. Por tanto, el disco y la parte interna del halo se hallan fuertemente ligadas, y el halo debería reaccionar a la precesión del disco, de forma que habría que estudiar el sistema disco-halo en conjunto, y no al disco embebido en el potencial inmutable del halo. Este efecto ha sido confirmado por Nelson & Tremaine (1995) y, mediante simulaciones detalladas de este modelo, por

Dubinski & Kuijken (1995); lo cual invalida casi completamente este modelo. En estas últimas se demuestra claramente que el halo (especialmente su parte interna) reacciona al desalineamiento con el disco, y recupera su alineamiento con él en unos pocos periodos orbitales, por lo que los alabeos no se mantendrían durante mucho tiempo. Este trabajo muestra, de forma más genérica, que en todos los modelos gravitatorios de alabeos, el halo debe ser incluido como una componente dinámica más.

8.4 Acrecentamiento y abatimiento

Este modelo fué propuesto por Ostriker & Binney (1989) y Binney (1991, 1992) basándose en los modelos cosmológicos de materia oscura fría. En este sentido, el trabajo de Ryden & Gunn (1987) y Ryden (1988) muestra que la mitad del momento angular de una galaxia en un momento dado, proviene de material que ha caído en ella a lo largo del último tercio de un tiempo de Hubble, y el trabajo de Quinn & Binney (1992) muestra que la dirección del momento angular del halo puede cambiar unos 7° debido a esta caída de material en unos 0.9 Gyr. El modelo de alabeo de Ostriker y Binney parte, entonces, de la base de que la galaxia está continuamente recibiendo material del medio intergaláctico (está en cierto modo formándose aún). Este material hace cambiar el momento cinético del halo en su parte externa, la cual ejerce entonces un momento de fuerzas sobre la parte interna y sobre el disco, a lo largo de la línea de nodos. En la parte más interna del disco la autogravitación mantiene al disco rígido en su giro, pero esto no sucede en la parte externa, donde el disco se comporta como si fuera flexible y por tanto se deforma en sus bordes dando lugar al alabeo. En este modelo, la línea de nodos coincide, como se ha visto, con el eje sobre el que actúa el momento de fuerzas ejercido por el halo, de forma que las desviaciones respecto de una línea recta observadas en las líneas de nodos de los alabeos (Briggs, 1990) se corresponden con cambios en la dirección del momento angular debido a la caída de material en la galaxia.

Un esquema de este modelo puede verse en la figura 8.3.

Ostriker & Binney (1989) consideran que este modelo puede explicar, además, por qué la parte más interna del disco de la Vía Láctea está inclinada respecto de la parte más externa alrededor de un eje que coincide con la línea de nodos del alabeo. Como en su modelo es la autogravitación la encargada de mantener la cohesión en el disco, estos autores apuntan que el *vacío relativo* existente en las distribuciones de HI y H₂ hacia unos 2 o 3 kpc del centro puede romper esa cohesión, permitiendo la inclinación de la parte más interna del disco debido al momento ejercido por el halo. Sin embargo no está muy claro que ésto sea realmente así. Por ejemplo, M 31 tiene una distribución anular de gas, con un borde brusco, que no se corresponde con una disminución en la distribución estelar (salvo para estrellas OB), por lo que

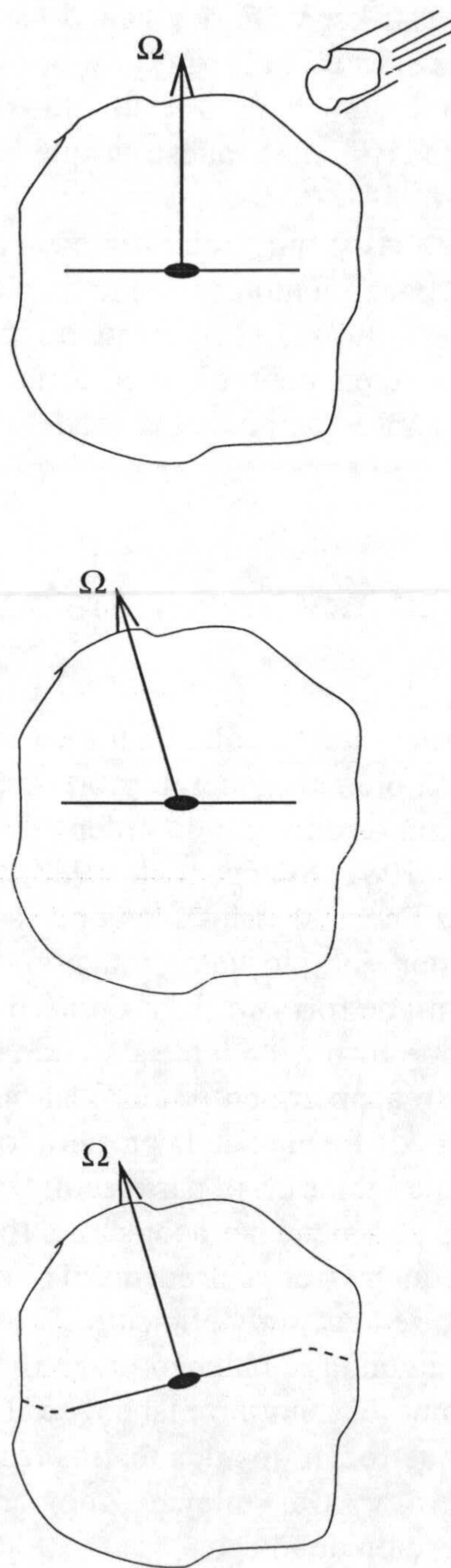


Figura 8.3: Dibujo esquemático del modelo de alabeo de Ostriker & Binney (1989).

no hay necesariamente fallo en las fuerzas autocohesivas.

El modelo de alabeo de Ostriker y Binney ha sido simulado recientemente por García-Ruiz et al. (1998) usando un halo rígido y por Jiang & Binney (1998) usando un halo con respuesta dinámica. Los resultados de ambos trabajos (aunque se encuentran aún en un estado inicial) muestran que este modelo puede generar alabeos como los observados.

Aunque los resultados de esas simulaciones parecen prometedores, este modelo no explica, en principio, el alineamiento coherente de alabeos observado (Battaner et al., 1991; Zurita & Battaner, 1997) ni el gradiente de color en los mismos (aunque la existencia o no del mismo se encuentra aún en discusión). Si ambos hechos se confirman en futuros trabajos observacionales, el modelo deberá refinarse para tratar de explicarles.

8.5 Acoplamiento no lineal alabeo-espinal

Este modelo, introducido por Masset & Tagger (1997), considera que el alabeo del disco surge como consecuencia del acoplamiento no lineal entre una onda espinal y dos ondas de alabeo. Si bien en general estos acoplamientos no lineales son débiles (ya que incluyen términos de segundo orden en el potencial perturbado), se ha demostrado (Tagger et al., 1987; Sygnet et al., 1988) que pueden ser importantes (comparables a los términos lineales) si las frecuencias de las ondas son tales que sus resonancias coinciden (por ejemplo, la corrotación de una con una de las resonancias de Linblad de la otra); de forma que las ondas pueden intercambiar entre sí energía y momento angular de forma eficiente. Usando estas ideas, Masset & Tagger (1997) muestran que este acoplamiento no lineal puede existir entre una onda espinal y dos ondas de alabeo, de forma que la primera (que es linealmente inestable y extrae energía y momento angular de la parte central del disco) puede alimentar continuamente a las últimas. Si bien este acoplamiento es muy débil en casi todo el disco, no es así en una pequeña franja alrededor de la resonancia externa de Linblad, donde el acoplamiento se hace muy eficiente. En este caso, la onda espinal es prácticamente reconvertida en ondas de alabeo: una, transmitida, moviéndose hacia afuera que es observada como el genuino alabeo, se lleva un tercio de la energía de la onda espinal; y otra, que recibe los dos tercios restantes, se desdobra en dos; una moviéndose hacia afuera, y otra, reflejada, moviéndose hacia adentro que es observada como una corrugación del disco.

Este mecanismo proporciona valores satisfactorios para el orden de magnitud del tamaño de los alabeos observados y de las ondas de corrugación, y explica también una de las *normas de comportamiento* de los alabeos apuntadas por Briggs (1990), como es el peculiar comportamiento alrededor de R_{Ho} , pues es próximo a este punto donde se halla la resonancia externa de Linblad.

8.6 Alabeos generados por el campo magnético intergaláctico

El último modelo teórico sobre el origen de los alabeos al que haremos referencia, sugiere que éstos están originados por el campo magnético intergaláctico (Battaner et al., 1990; Battaner et al., 1991). Este modelo es, posiblemente, el más *heterodoxo* de todos, pero, tal vez por ello, sea uno de los más interesantes. En este modelo el halo oscuro no es en absoluto necesario (como sucede también en el modelo de acoplamiento no lineal de Masset & Tagger (1997)), pero sin embargo es perfectamente coherente, ya que dicho halo es introducido fundamentalmente para explicar la planaridad de las curvas de rotación a largos radios galactocéntricos; y este hecho es explicado también por estos autores como un efecto del campo magnético Battaner et al. (1992). Así pues, se presenta una alternativa muy interesante al halo oscuro para explicar dos efectos muy comunes en galaxias espirales. Por otro lado es interesante resaltar que este modelo no es tampoco incompatible con la existencia de dicho halo.

Para entender como funciona el mecanismo por el cual el campo magnético intergaláctico puede producir el alabeo del disco, imaginemos un disco galáctico inmerso en el medio intergaláctico magnetizado, de forma que el campo magnético intergaláctico no sea perpendicular al disco ni esté contenido en el mismo plano que éste, tal como se muestra en la figura 8.4.

En un punto de la periferia galáctica como el punto A, las fuerzas gravitatorias son mucho más débiles que en la parte más interna del disco, por lo que el campo magnético intergaláctico puede jugar un papel esencial en el equilibrio de fuerzas. Admitiremos que las líneas de campo están *congeladas*³ tanto en el gas del disco como en el medio intergaláctico. En este caso, la ecuación de movimiento del gas puede escribirse como:

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} + \nabla p + \nabla \frac{B^2}{8\pi} - \nabla \cdot (\eta \mathcal{S}) = -\rho \nabla \mathcal{F} + \frac{1}{4\pi} \vec{B} \cdot \nabla \vec{B} \quad (8.1)$$

donde ρ es la densidad, \vec{v} es la velocidad del gas, t es el tiempo, p es la presión⁴, \vec{B} es el campo magnético, η es el coeficiente de viscosidad, \mathcal{S} es el tensor de *cizalladura* y \mathcal{F} es el potencial gravitatorio. La fuerza magnética es:

$$\vec{F} = -\nabla \left[\frac{B^2}{8\pi} \right] + \frac{1}{4\pi} \vec{B} \cdot \nabla \vec{B} \quad (8.2)$$

³Se dice que las líneas de campo están *congeladas* en el plasma cuando el flujo magnético que atraviesa una determinada superficie es constante, es decir: $BR^2 = \text{constante}$.

⁴Esta presión es debida al transporte de momento por las nubes de gas y sus movimientos caóticos, y no al movimiento de los átomos o moléculas (Spitzer, 1978)

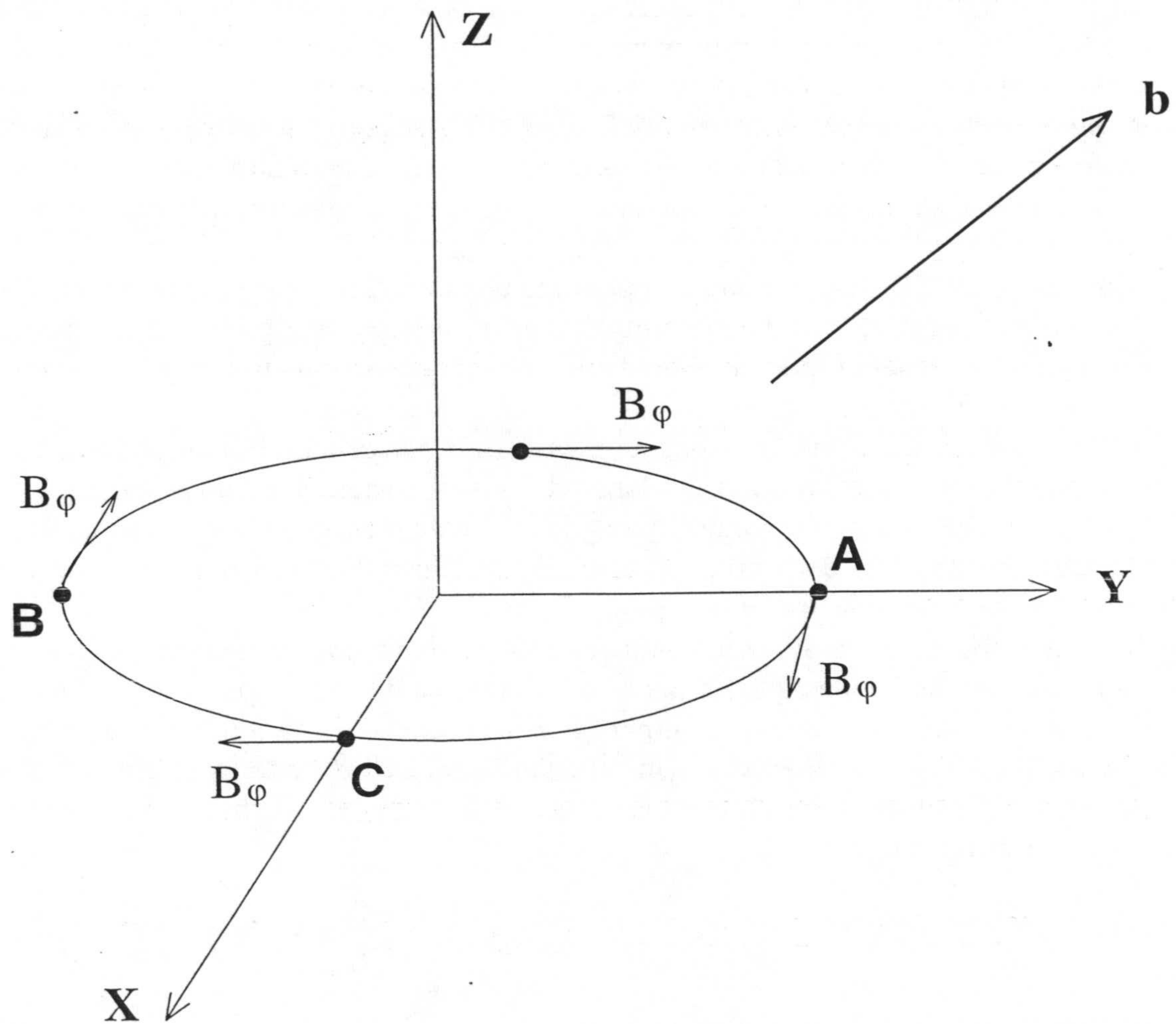


Figura 8.4: Vista esquemática de un disco galáctico y la configuración del campo magnético intergaláctico que produce el alabeo.

Sea \vec{b} el campo magnético intergaláctico y \vec{B} el campo magnético galáctico, que consideraremos azimutal. El punto **A** de la figura 8.4 está escogido de forma que $b_x = 0$. Sea L la longitud característica de la región de transición en que una región galáctica pasa de estar dominada por el campo magnético galáctico \vec{B} , a estarlo por el campo intergaláctico \vec{b} . Consideremos ahora los siguientes puntos **A**, **A_L** y **A_{-L}** cuyas coordenadas y valor del campo magnético se muestran en la tabla siguiente:

Punto	A	A_L	A_{-L}
\vec{r}	$(0, r_A, 0)$	$(0, r_A + L/2, 0)$	$(0, r_A - L/2, 0)$
\vec{B}_{tot}	$\frac{1}{2}(B_\varphi, b_y, b_z)$	$(0, b_y, b_z)$	$(B_\varphi, 0, 0)$

donde se ha considerado que el campo magnético total en el punto **A** es la media de los valores en los puntos **A_L** y **A_{-L}**.

El término de gradiente de presión magnética en la ecuación 8.2 actúa de forma simétrica en cualquier punto de los bordes de la galaxia, por lo que no puede producir una deformación del tipo de un alabeo (que es antisimétrica). Sin embargo, esto no sucede con el segundo término de dicha ecuación, cuyo valor en el punto **A** es:

$$\vec{F}_A = \frac{1}{8\pi}(B_\varphi, b_y, b_z) \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -B_\varphi/L & b_y/L & b_z/L \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{8\pi L} \begin{bmatrix} -b_y B_\varphi \\ b_y^2 \\ b_y b_z \end{bmatrix} \quad (8.3)$$

En el punto azimutalmente opuesto, **B**, el campo magnético intergaláctico será igual, pero ahora $\vec{B} = (-B_\varphi, 0, 0)$. Por tanto, en ese punto, la fuerza será:

$$\vec{F}_B = \frac{1}{8\pi}(-B_\varphi, b_y, b_z) \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -B_\varphi/L & -b_y/L & -b_z/L \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{8\pi L} \begin{bmatrix} -b_y B_\varphi \\ -b_y^2 \\ -b_y b_z \end{bmatrix} \quad (8.4)$$

Por último, consideremos el punto **C** donde $\vec{b} = (0, b_y, b_z)$ y $\vec{B} = (0, B_\varphi, 0)$; es decir: $\vec{B}_{tot} = (0, (b_y - B_\varphi)/2, b_z/2)$. En este punto la fuerza magnética es:

$$\vec{F}_C = \frac{1}{4\pi} \begin{bmatrix} 0 & \frac{b_y - B_\varphi}{2} & \frac{b_z}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & \frac{b_y + B_\varphi}{L} & \frac{b_z}{L} \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = 0 \quad (8.5)$$

y lo mismo para el punto azimutalmente opuesto.

Vemos, por tanto, que en el punto **A** la fuerza tiene dirección vertical y valor $b_y b_z / 8\pi L$; en el punto **B** tiene el mismo valor pero sentido contrario, y en el punto **C** es nula. Ésto es justamente lo que se necesita para generar un alabeo. Es fácil

comprobar que la máxima eficiencia de este proceso en la producción de alabeos tiene lugar cuando $b_y = b_z$ (en cuyo caso el producto $b_y b_z$ es máximo), es decir, cuando el campo magnético intergaláctico forma un ángulo de 45° con el plano del disco. La pregunta que surge de forma inmediata es: ¿Qué intensidad del campo magnético intergaláctico es necesaria para producir una deformación *apreciable* en el disco?. Podemos hacer una estimación del orden de magnitud teniendo en cuenta que la fuerza magnética, cuyo valor es del orden de $b_y b_z / 16\pi L$, debe ser compensada por la componente vertical de la fuerza gravitatoria; es decir:

$$G \frac{M\rho}{R^2} \frac{h}{R} \cong \frac{b^2}{16\pi L} \quad (8.6)$$

donde M es la masa de la galaxia, ρ es la densidad de masa del gas en el disco, R es el radio en el que queremos calcular la deformación, y h es la elevación sobre el plano ecuatorial del disco producida por la fuerza magnética. Aunque es bastante difícil hacer una estimación del valor de algunas de estas cantidades (como L) tomaremos valores característicos que nos permitirán estimar el orden de magnitud del campo magnético intergaláctico. Si tomamos los siguientes valores: $R = 50$ kpc, $h = 1$ kpc, $L = 1$ kpc, y $\rho = 10^{-27}$ g cm $^{-3}$, obtenemos un valor de $b \approx 10^{-8}$ G. Si tomamos los valores: $R = 40$ kpc, $h = 4$ kpc, $L = 1$ kpc, y $\rho = 10^{-27}$ g cm $^{-3}$ obtenemos el valor $b \approx 9 \times 10^{-8}$ G.

¿Es el campo magnético intergaláctico existente comparable a estos valores?. La respuesta a esta pregunta ha cambiado drásticamente en los últimos años. Hace unos pocos años estos valores estaban en el límite superior de lo plausible para el medio intergaláctico; pero de acuerdo con el gran número de medidas realizadas recientemente (ver la excelente revisión de Kronberg (1994)), parece que la existencia de campos magnéticos del orden de $1 \mu\text{G}$ es muy común en el medio intergaláctico⁵, tanto en el medio intracumular como entre cúmulos de galaxias (a pesar de la gran diferencia en cuanto a densidad de ambos medios). Por lo tanto, un campo magnético de este valor puede, según el modelo descrito, producir los alabeos observados.

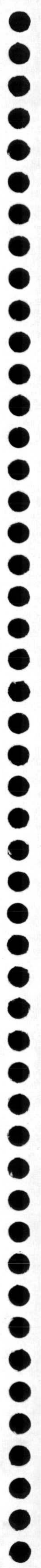
Este modelo puede explicar de forma sencilla algunos de los hechos observacionales en los alabeos:

- La coherencia en la dirección de los alabeos hallada por Battaner et al. (1991) y Zurita & Battaner (1997) puede ser entendida si existe un campo magnético intergaláctico coherente en *celdas* de determinado tamaño. En este caso, las galaxias que se encuentran en una de dichas *celdas* estarán alabeadas por un campo magnético que tiene la misma dirección, y por tanto mostrarán una

⁵Es interesante destacar que los valores de campo magnético medidos tienen valores muy próximos a $3 \mu\text{G}$, cuya densidad de energía coincide con la de la radiación de fondo. Por tanto, un campo magnético de esta intensidad tendría importantes consecuencias cosmológicas

coherencia en sus alabeos. De hecho, de ser cierto este modelo, la medida de la dirección de los alabeos de las galaxias puede utilizarse para medir la estructura a gran escala del campo magnético.

- El gradiente de color en los alabeos hallados en algunas galaxias por Florido et al. (1991a) y, posiblemente, en la Vía Láctea (ver Porcel et al. (1997)) también es fácilmente entendible dentro de este modelo. Como las fuerzas magnéticas actúan solamente sobre el gas, las estrellas, al nacer, dejarán de sentir dichas fuerzas, por lo que la población estelar más vieja habrá tenido más tiempo de volver hacia el plano ecuatorial del disco y se encontrará menos alabeada. Como se dijo en el capítulo anterior, la existencia o no de este gradiente de color es aún discutida, pero en caso de confirmarse supondría una fuerte prueba en favor de la validez de este modelo (o tal vez del de Kahn & Woltjer (1959)) frente a los modelos gravitatorios.



Capítulo 9

Un modelo sencillo de alabeos basado en la hipótesis magnética

Basándonos en la hipótesis magnética para la producción de alabeos descrita en el capítulo anterior, nos proponemos a continuación elaborar un modelo sencillo que nos permita calcular una fórmula simple que describa la forma de la curva de alabeo¹ de la galaxia.

Por otro lado, propondremos también una distribución del campo magnético en la parte más externa de la galaxia que verifique las condiciones de contorno apropiadas. Ello nos permitirá además comprobar que las aproximaciones utilizadas en el cálculo de las curvas de alabeo son apropiadas y no introducen errores importantes.

9.1 La forma de los alabeos generados por el campo magnético

De acuerdo con la hipótesis magnética para la formación de alabeos introducida por Battaner et al. (1990) y descrita en el capítulo anterior, la fuerza vertical magnética que produce el alabeo es del orden de $b_y b_z / 8\pi L$ donde b_y y b_z son respectivamente las componentes del campo magnético intergaláctico paralela y perpendicular al disco, y L es una longitud característica, sin determinar, que nos da idea del tamaño de la región en la que se produce la transición entre campo magnético galáctico (azimutal) y campo magnético intergaláctico. El valor de L dependerá del grado de ionización y, en definitiva, del radio galactocéntrico. Asumiremos que, a cualquier

¹Definiremos la curva de alabeo como el lugar geométrico de los puntos (x, z) en el plano que contiene el máximo alabeo, donde x representa la distancia al centro galáctico, medida sobre el plano equatorial del disco y z representa la desviación del plano respecto del plano de simetría de la galaxia (definido a partir de la parte más interna del disco, que es plana).

radio, el gas está suficientemente ionizado como para asegurar que la conductividad del gas es infinita y las líneas del campo magnético se encuentran congeladas en el plasma. A medida que nos alejamos del centro galáctico las fuerzas magnéticas irán adquiriendo más y más importancia frente a las fuerzas gravitatorias (que son claramente dominantes en la parte más interna del disco).

Para un punto elevado una distancia z sobre el plano galáctico, la fuerza vertical vendrá dada por:

$$F_z = \frac{B^2 \sin(2(\alpha - \beta))}{16\pi L} \cos \beta \quad (9.1)$$

donde $\tan \beta = z/x$ y $\tan \alpha$ es la pendiente de la dirección del campo magnético en el plano $[x, z]$. Es fácil comprobar que esta expresión es equivalente a:

$$F_z = \frac{B^2}{16\pi} \frac{x(x^2 - z^2)}{r^3} \sin(2\alpha) - \frac{2zx^2}{r^3} \cos(2\alpha) \quad (9.2)$$

donde $r = (x^2 + z^2)^{1/2}$ es la distancia medida desde el origen en el plano $[x, z]$.

Tomaremos, por simplicidad, el potencial creado por una masa puntual en el centro de la galaxia. Esta aproximación no es tan mala en la parte más externa de la galaxia, suponiendo que no está embebida en un halo masivo, y de hecho se ha usado previamente por otros autores (por ej. por Cuddeford & Binney (1993)).

La ecuación de equilibrio en la dirección vertical es, pues:

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \rho G M r^{-3} z = \frac{B^2}{16\pi L} \left(\frac{x(x^2 - z^2)}{r^3} \sin(2\alpha) - \frac{2zx^2}{r^3} \cos(2\alpha) \right) \quad (9.3)$$

La resolución total de esta ecuación nos daría la distribución del gas en el campo de fuerzas producido por los campos magnético y gravitatorio, y reproduciría la geometría del alabeo. Aunque dicha solución es muy difícil de calcular, es bastante sencillo calcular la curva de alabeo de la galaxia, que también describe la forma del alabeo. Para ello, teniendo en cuenta que en la parte interna del disco se cumple que $\frac{\partial p}{\partial z} = 0$ para $z = 0$, definiremos la curva de alabeo como el lugar de los puntos que cumplen $\partial p / \partial z = 0$.

Tomando una ley exponencial con una escala radial R para la distribución de densidad en el disco, como es habitual (Mihalas & Binney (1981)), es decir: $\rho = \rho_0 e^{-x/R}$; y usando dicha escala radial como unidad de longitud en x y z , podemos obtener la ecuación para la curva de alabeo resolviendo la ecuación 9.3 con la condición de que $\partial p / \partial z = 0$, cuya solución es:

$$z = \left[-e^{-x} - 2kx^2 \cos(2\alpha) + \left\{ (e^{-x} + 2kx^2 \cos(2\alpha))^2 + 4k^2 x^4 \sin(2\alpha) \right\}^{1/2} \right] (2kx \sin(2\alpha))^{-1} \quad (9.4)$$

donde

$$k = \frac{R^2 B^2}{16\pi L\rho_0 GM} \quad (9.5)$$

es un parámetro ajustable del modelo que esencialmente representa la importancia de la densidad de energía magnética extragaláctica frente a la densidad de energía gravitatoria. El otro parámetro ajustable del modelo, α , especifica la dirección del campo magnético intergaláctico. Así pues, la curva de alabeo depende únicamente de dos parámetros: k y α .

A continuación vamos a estudiar el comportamiento de esta curva de alabeo para pequeños y grandes valores de x .

En el caso de valores pequeños de x , desarrollando la ecuación 9.4 en serie de potencias alrededor de $x = 0$, tenemos que:

$$z = k \sin(2\alpha)x^3 \quad (9.6)$$

Es decir, que la curva de alabeo se comporta como una cúbica para pequeños valores de x . Además, la ecuación 9.6 pone de manifiesto la máxima eficiencia en la producción de alabeos cuando $\alpha = 45^\circ$, como habían indicado Battaner et al. (1990).

En el otro extremo de la curva, para valores muy grandes de x , la ecuación 9.4 queda reducida a:

$$z = \tan(\alpha)x \quad (9.7)$$

lo que indica que la pendiente de la curva coincide con la dirección del campo magnético intergaláctico a grandes radios, tal y como cabía esperar, ya que a estas distancias, la fuerza magnética se hace dominante y el plasma se queda *pinchado* en las líneas del campo.

En la figura 9.1 se muestran las curvas de alabeo calculadas para los valores $k = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6}, 10^{-7}$, y $\alpha = \pi/4$ y $\alpha = \pi/6$ en la figura superior e inferior, respectivamente. Aunque las figuras para $\alpha = \pi/4$ puedan parecer a primera vista poco realistas, es importante notar que los valores para $x \gg 6$ son en la práctica inobservables (si es que la galaxia aún existe a esta distancia del centro). Así, si truncamos la curva para $\alpha = \pi/4$ y $k = 10^{-5}$ en $x \approx 6$, la curva obtenida resulta bastante similar a las observadas en algunas galaxias.

Hay un aspecto interesante que merece la pena destacar, y es el cambio en la pendiente que se produce en las curvas para $\alpha \leq \pi/4$, de forma que la pendiente es mayor para zonas intermedias, antes de alcanzar su valor asintótico. Este efecto, aunque no siempre muy claramente, aparece en los alabeos reales, como puede observarse en los mapas de nivel de NGC 5907 y NGC 4565 publicados por Sancisi (1976).

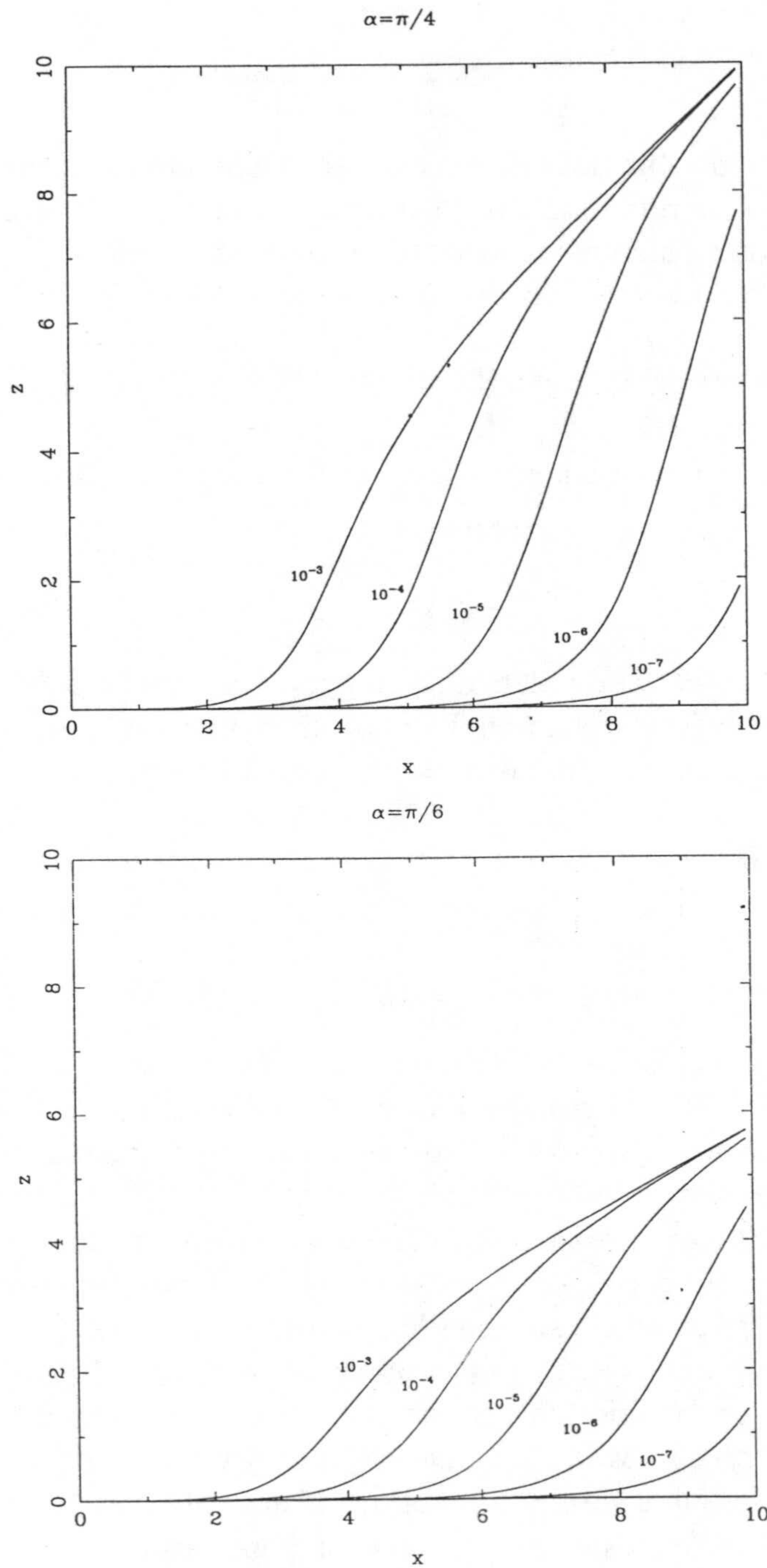


Figura 9.1: Curvas de alabeos generados por el campo magnético. Los valores de k utilizados se indican al lado de cada curva, y el valor de α se indica sobre la figura correspondiente.

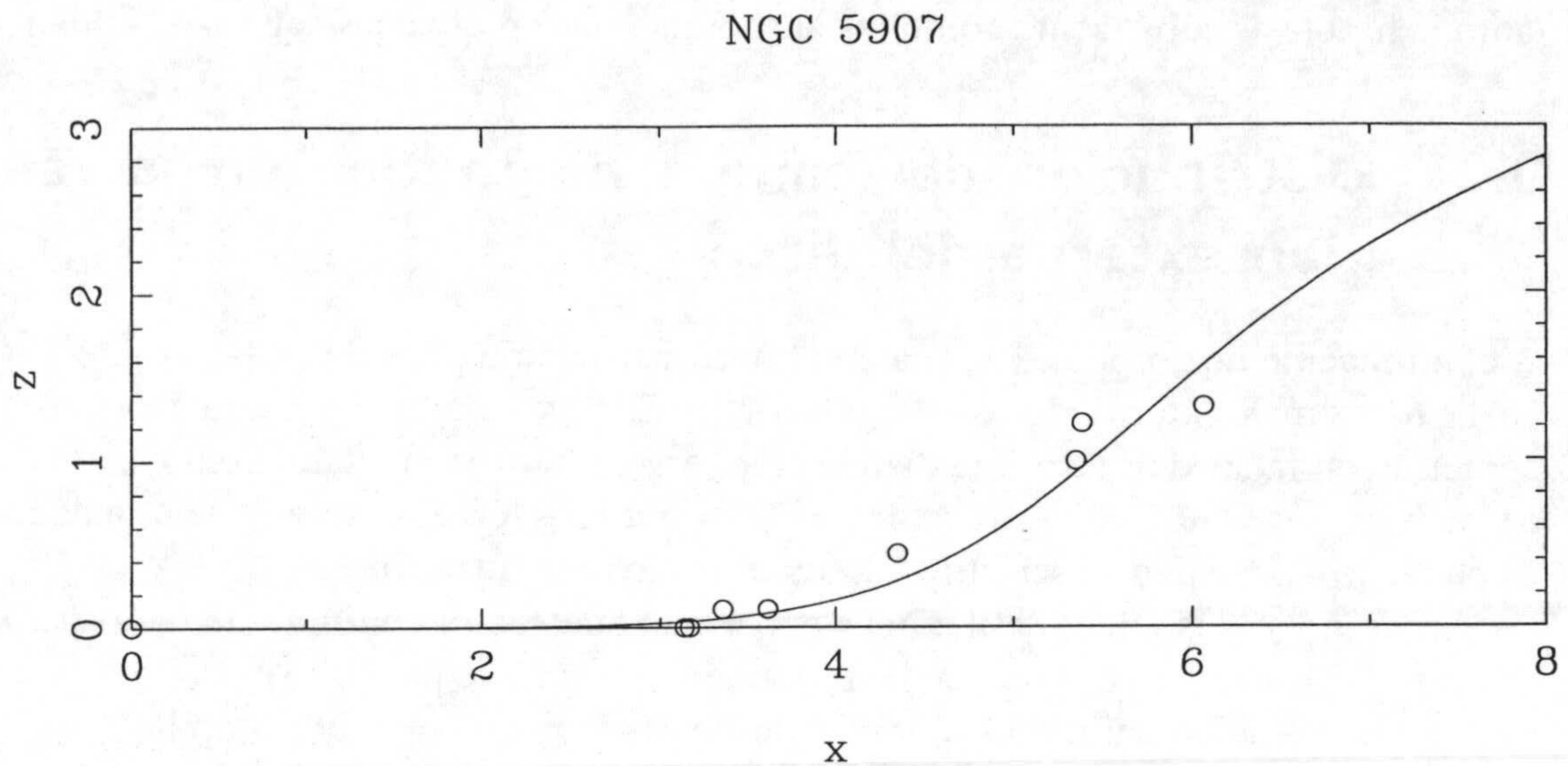


Figura 9.2: Curva de alabeo para NGC 5907. Los círculos representan datos experimentales obtenidos a partir de las observaciones de Sancisi (1976), y la línea continua es el ajuste al modelo para $k = 8 \times 10^5$ y $\alpha = 20^\circ$.

Para terminar con esta descripción, vamos a comparar los resultados obtenidos con un alabeo real. Para ello utilizaremos la galaxia NGC 5907, cuyo alabeo es bien conocido desde hace tiempo, utilizando para ello los datos de Sancisi (1976)².

En la figura 9.2 se muestran los datos experimentales del alabeo de NGC 5907 y un el mejor ajuste de dichos datos al modelo presentado, que resulta para los valores $k = 8 \times 10^5$ y $\alpha = 20^\circ$. Aunque no es fácil calcular el valor de la intensidad del campo magnético a partir del valor de k , debido a que L es un valor indeterminado, podemos hacer una estimación usando valores típicos. Así, para $L = 1$ kpc, $\rho_0 = 1.7 \times 10^{-24}$ g cm⁻³, $M = 2 \times 10^{11} M_\odot$ y $R = 4$ kpc, tenemos que los valores de k en el rango entre 10^{-4} y 10^{-6} corresponden a intensidades de campo de entre $3\mu\text{G}$ y $0.3\mu\text{G}$. Estos valores coinciden bastante bien con los valores medidos para el campo magnético intergaláctico (Kronberg, 1994).

Posiblemente es posible realizar cálculos más realistas (utilizando, por ejemplo un potencial más realista), pero a pesar de la simplicidad del modelo (justificable por el carácter aún exploratorio del modelo magnético de los alabeos), el buen ajuste de la curva de alabeo de NGC 5907 es bastante destacable, lo que induce a pensar que

²Como se ha comentado en el capítulo 7, esta galaxia se ha propuesto recientemente como una candidata a estar alabeada por interacciones de marea, pero la utilizaremos aquí a pesar de ello por presentar un alabeo típico y regular, por ser una galaxia cuyo alabeo ha sido frecuentemente estudiado, y porque esta última interpretación de su alabeo es, desde luego, discutible.

tanto la hipótesis subyacente como las aproximaciones realizadas son razonables.

9.2 Distribución del campo magnético en la región externa del disco

A continuación nos proponemos calcular una distribución para el campo magnético en la parte más externa del disco galáctico. Ello nos permitirá estimar el error cometido en la aproximación realizada en el caso anterior (lo cual haremos para el caso en que $\alpha = 45^\circ$, a largos radios galactocéntricos, en el caso en que el alabeo es pequeño), pero podría ser utilizado igualmente para otros fines.

Como no se disponen de medidas experimentales en el continuo de radio para deducir dicha distribución, debemos proponer una, aunque para ello existen restricciones que no dejan demasiados grados de libertad, ya que se debe cumplir:

1. Las condiciones de contorno: El campo magnético debe ser azimutal (B_φ), como en el disco, a un radio interior, L_1 , y debe ser constante en el infinito.
2. El campo debe tener divergencia nula.

Por consiguiente, el problema consiste en encontrar una configuración del campo que conecte el campo magnético galáctico con el intergaláctico y se mantenga con divergencia nula en todo punto. Consideraremos el caso en que el campo magnético intergaláctico cumpla $B_x = B_y = B_\infty/\sqrt{2} = A$ y $B_z = 0$, lo cual puede hacerse siempre con una elección adecuada del eje y .

Definimos los campos B_1 y B_2 de la siguiente forma:

$$B_{1y} = -A \frac{xy}{\sigma^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} \quad (9.8)$$

$$B_{1x} = \frac{A}{\sigma^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} (y^2 - \sigma^2) + A \quad (9.9)$$

$$B_{2x} = B_\varphi \frac{y}{|x|} \left[1 - \left(\frac{y}{x} \right)^2 \right]^{-1/2} \frac{L_2 - (x^2 + y^2)^{1/2}}{L_2 - L_1} \quad (9.10)$$

$$B_{2y} = -B_\varphi \frac{x}{|x|} \left[1 - \left(\frac{y}{x} \right)^2 \right]^{-1/2} \frac{L_2 - (x^2 + y^2)^{1/2}}{L_2 - L_1} \quad (9.11)$$

Y consideramos ahora las siguientes tres regiones:

1. Disco interno, para $0 < r < L_1$. En esta región no proponemos ninguna distribución del campo, ya que sólo nos interesa la región periférica; pero asumimos implícitamente que el campo magnético galáctico es axisimétrico.

2. Disco externo, para $L_1 < r < L_2$, donde L_2 es el radio donde suponemos que está el borde de la galaxia. En esta región, el campo magnético es:

$$B_x = B_{1x} + B_{2x} \quad (9.12)$$

$$B_y = B_{1y} + B_{2y} \quad (9.13)$$

3. Espacio intergaláctico próximo a la galaxia, para $r > L_2$. En esta región, el campo magnético es:

$$B_x = B_{1x} \quad (9.14)$$

$$B_y = B_{1y} \quad (9.15)$$

Es fácil comprobar que este campo tiene divergencia nula.

Aunque algunas de las fórmulas propuestas (en particular el campo B_2) se podrían escribir de forma más compacta usando coordenadas polares, hemos preferido usar coordenadas cartesianas por ser estas las más apropiadas fuera de la galaxia, y de esta forma usamos el mismo sistema de coordenadas en toda la región de interés.

En la figura 9.3 se muestra las líneas del campo magnético de la distribución propuesta, y en la figura 9.4 se muestra la intensidad del campo a lo largo de x . Dicha intensidad es continua, y el salto aparente en L_1 es debido a que no se incluye la distribución del campo en la parte interna del disco, en la que no estamos interesados.

Para completar la distribución tridimensional del campo, debemos definir la componente vertical del mismo. Asumiremos que B_z es independiente de z para conservar la divergencia nula. Consideramos, entonces para $L_1 < r < L_2$:

$$B_z = A \frac{(x^2 + y^2)^{1/2} - L_1}{L_2 - L_1} \quad (9.16)$$

y para $r > L_2$ tomaremos $B_z = A$.

De esta forma, en el plano de máximo alabeo (que es perpendicular a la línea de nodos y al plano galáctico) tenemos:

$$\frac{\partial B_z}{\partial x}(y = 0) = \frac{A}{L} \quad (9.17)$$

donde $L = L_2 - L_1$. De forma que el resultado que se obtiene es el mismo que en Battaner et al. (1990).

La figura 9.5 muestra una imagen tridimensional con la distribución de las líneas del campo magnético alrededor de la galaxia.

Con esta configuración del campo magnético, vamos a continuación a estudiar el alabeo originado para el caso en que $\alpha = 45^\circ$ y $z_{alabeo} \ll x_{alabeo}$. En este caso, la fuerza vertical será:

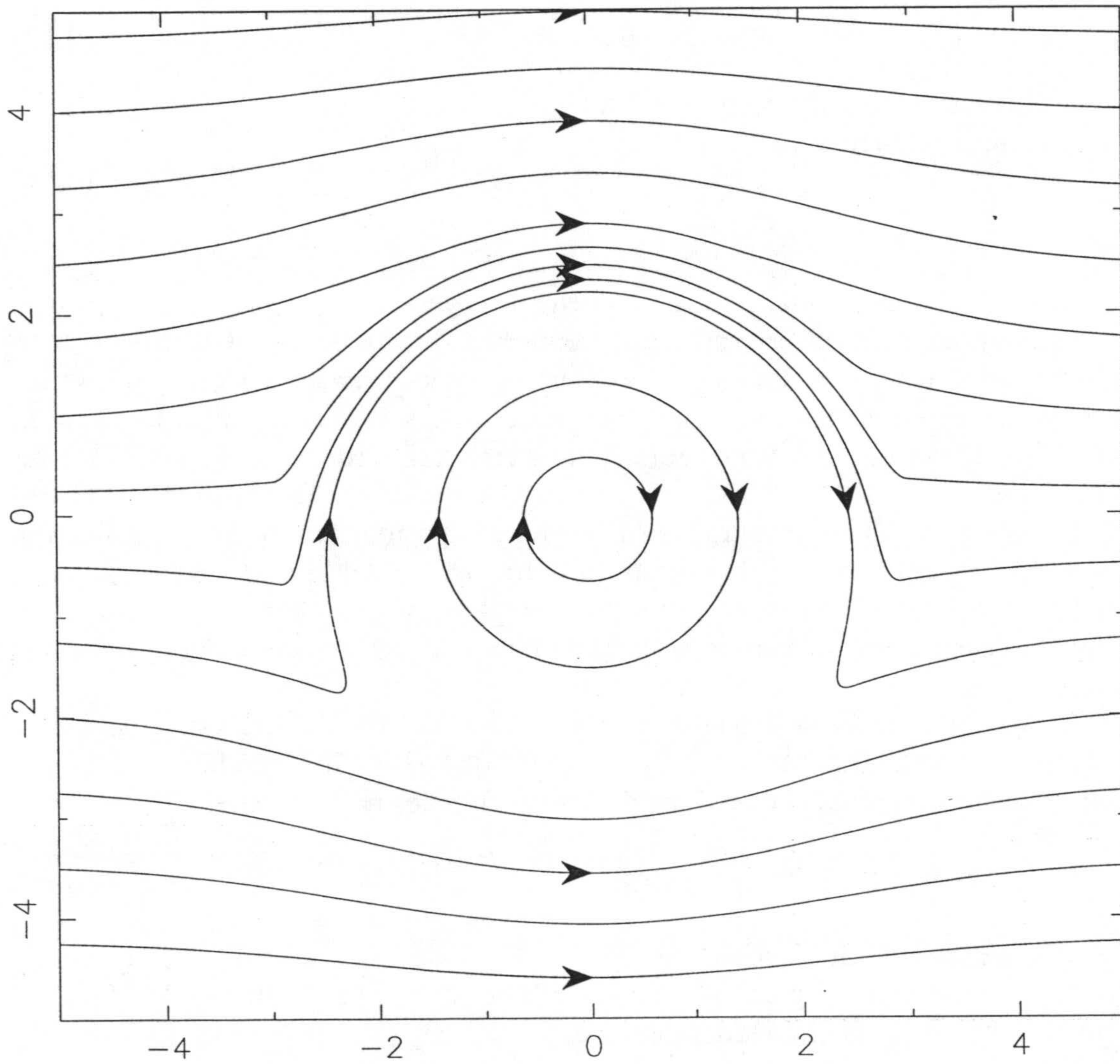


Figura 9.3: Distribución del campo magnético en el disco galáctico en el plano XY para $B_\phi = 3\mu\text{G}$, $A = 0.2\mu\text{G}$, $L_1 = 2$, $L_2 = 3$ y $\sigma = 2$ (usando la escala radial del disco como unidad de longitud).

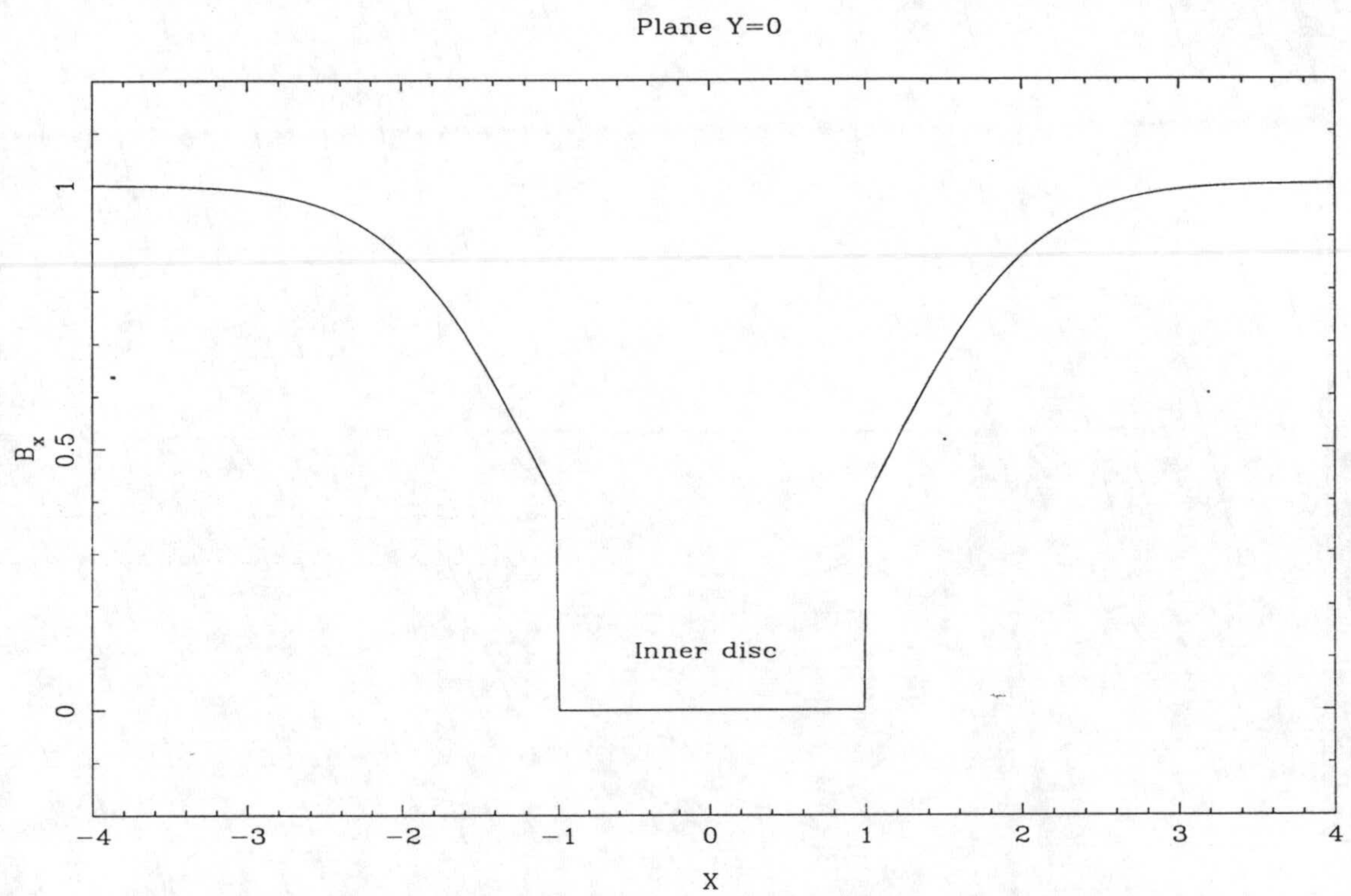


Figura 9.4: Distribución del campo magnético en el disco galáctico en el plano Y=0 para $B_\phi = 3\mu\text{G}$, $A = 0.2\mu\text{G}$, $L_1 = 1$, $L_2 = 3$ y $\sigma = 1$.

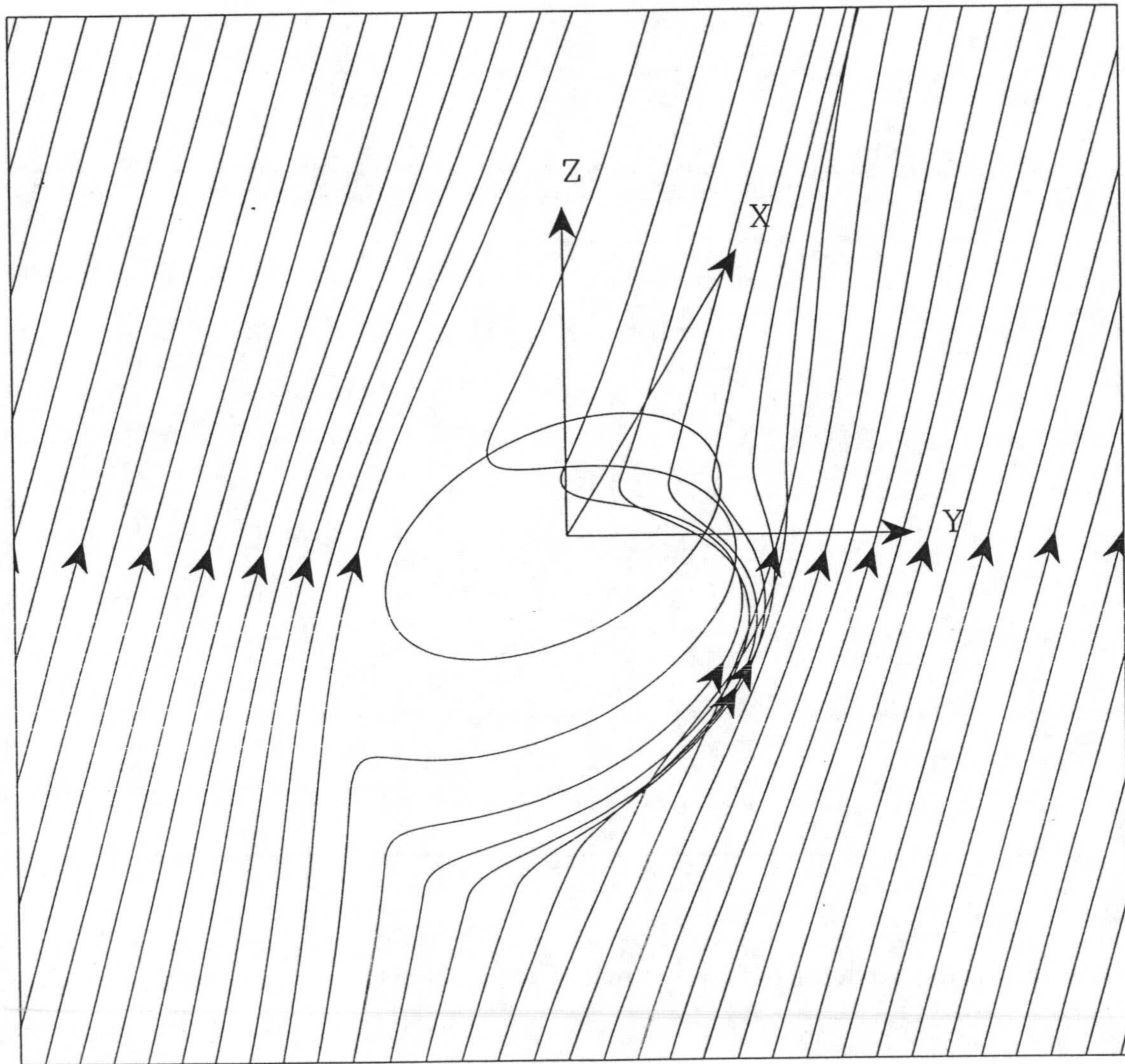


Figura 9.5: Líneas del campo magnético en la parte externa del disco galáctico y en el espacio intergaláctico próximo a una galaxia espiral. El máximo alabeo se encuentra en el plano $y = 0$.

$$\begin{aligned}
 F_z &= \frac{1}{4\pi} B_x \frac{\partial B_z}{\partial x} \\
 &= \frac{1}{4\pi} \left(\frac{A}{\sigma^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} (y^2 - \sigma^2) + A \right. \\
 &\quad \left. + B_\varphi \frac{y}{|x|} \left[1 - \left(\frac{y}{x} \right)^2 \right]^{-1/2} \right. \\
 &\quad \left. \frac{L_2 - (x^2 + y^2)^{1/2}}{L_2 - L_1} \right) \frac{A}{L_2} \frac{1}{2} (x^2 + y^2)^{-1/2} 2x
 \end{aligned} \tag{9.18}$$

que, en el plano del alabeo, es decir, para $y = 0$ se reduce a:

$$F_z = \frac{A^2}{4\pi L_2} \left(1 - e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \right) \tag{9.19}$$

La ecuación del equilibrio vertical queda entonces:

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \rho G M r^{-3} z = \frac{B_\infty}{8\pi L_2} \left(1 - e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \right) \tag{9.20}$$

Podemos calcular la curva de alabeo usando, como antes la ecuación $\frac{\partial p}{\partial z} = 0$, y, para z pequeños (es decir, $r \approx x$) tenemos que:

$$z = \frac{B_\infty}{8\pi L_2 G M \rho_0} e^{\frac{x}{r}} \left(1 - e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \right) \tag{9.21}$$

En este mismo caso, la curva calculada sería, según el modelo original:

$$z = \frac{B_\infty}{8\pi L_2 G M \rho_0} e^{\frac{x}{r}} \tag{9.22}$$

donde vemos que la única diferencia entre ambas es la exponencial de la ecuación 9.21, que no es muy importante ya que para $x = \sigma, 2\sigma, 3\sigma$ tenemos que $e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} = 0.61, 0.14, 0.01$ respectivamente. Por tanto, las aproximaciones realizadas en el modelo original respecto del campo magnético estaban justificadas, como se ha comprobado realizando los cálculos con una configuración del campo mucho más realista. De hecho, la configuración propuesta debe ser similar a la configuración real alrededor de las galaxias espirales, pues las restricciones de las condiciones de contorno y de divergencia nula no dejan demasiados grados de libertad. Por tanto, esta configuración, aunque elaborada con el fin de comprobar la validez del modelo de alabeos, puede ser utilizada para otros fines.

Capítulo 10

Parametrización geométrica de alabeos en galaxias de perfil

Aunque la descripción de la geometría de un disco alabeado se obtiene con mayor exactitud cuando éste es observado de forma cinemática, ajustando al mapa de velocidad el modelo de anillos inclinados usado por Rogstad et al. (1974); la determinación de los parámetros de dicho modelo suele ser costosa en cuanto a tiempo de observación, y por otro lado el alabeo está descrito por muchos parámetros (tres para cada anillo en que se descomponga el disco). Sin embargo, el alabeo es una propiedad *global* del disco, y como tal, sería deseable disponer de uno o unos pocos parámetros que describan la geometría global del disco sin tener en cuenta detalles internos. Esto permitirá mejorar nuestro conocimiento de este fenómeno, ya que, hasta ahora, los trabajos estadísticos sobre alabeos ópticos (Sánchez-Saavedra et al. (1990), Reshetnikov (1995)) se han realizado usando métodos subjetivos (usualmente mirando a las isofotas más externas de la imagen) para determinar la existencia o no del alabeo, y su magnitud. La existencia de un parámetro que determine cuantitativamente el grado de alabeo es, por tanto, altamente deseable, ya que permitirá mejorar estos estudios estadísticos.

Ésto es lo que nos proponemos a lo largo de este capítulo: por un lado proponer algunos parámetros que describan cuantitativamente la geometría del disco de forma satisfactoria (para el caso de galaxias de perfil), y por otro lado desarrollar un programa capaz de calcular dichos parámetros a partir de una imagen de la galaxia. Nosotros hemos llamado a este programa WIG (Warped Inclined Galaxies).

10.1 Parámetros de alabeo

10.1.1 La curva de alabeo

El primer paso para la introducción de parámetros que describan globalmente el alabeo de una galaxia de perfil consistirá en realizar una simplificación de la geometría del disco. Con este propósito introducimos lo que llamamos *curva de alabeo*. Cuando se estudia el alabeo en una galaxia de perfil, estamos interesados en dos direcciones contenidas en el plano del cielo: por un lado la dirección definida por el eje mayor de la galaxia, y por otro la dirección definida por el eje de rotación de la galaxia. Identificaremos en lo sucesivo el primero con el eje x y el segundo con el eje y , tomando el centro de la galaxia como el origen de coordenadas. En este sistema de referencia, definimos la *curva de alabeo* como el lugar geométrico de los puntos x_i, y_i que nos indican la desviación (y_i) de la posición media del disco galáctico respecto del plano ecuatorial de la galaxia (definido a partir de la parte interna de la galaxia, que es plana) de un punto situado a una determinada distancia (x_i) del centro de la galaxia. Una posible definición de la curva de alabeo, sería, por ejemplo, el conjunto de puntos que verifican la ecuación $\partial I / \partial y = 0$, donde I es la intensidad; ya que ésto nos indica la posición media del disco galáctico a cada radio galactocéntrico. Evidentemente la curva de alabeo representa al alabeo *proyectado* sobre el plano del cielo, y no contiene información sobre otras direcciones (así, por ejemplo, no puede dar cuenta de la torsión de la línea de nodos). Sin embargo, la curva de alabeo describe bastante fielmente la geometría del alabeo proyectado, y nosotros la tomaremos como punto de partida en la definición de nuestros parámetros.

10.1.2 Definición de los parámetros

En general decimos que una galaxia está más alabeada que otra si la desviación de la parte más externa del disco respecto del plano de simetría del mismo es mayor. Teniendo en mente este concepto y el sistema de coordenadas definido anteriormente, parece razonable pensar que un parámetro que quiera dar cuenta del alabeo de un disco galáctico debe ser proporcional a la coordenada y de todos los puntos de la curva de alabeo. Por otro lado, teniendo en cuenta que el alabeo es un fenómeno periférico, los puntos más alejados del origen deben tener mayor peso en la definición de dicho parámetro (ya que las desviaciones respecto del plano de simetría del disco en las partes más internas no deben ser catalogadas como alabeos, sino tal vez como corrugaciones), y por tanto, debe ser también proporcional a la coordenada x de dicha curva.

Exigiremos, además que un parámetro de alabeo aceptable cumpla los siguientes requisitos:

1. Debe ser adimensional para asegurar que su valor no depende de las unidades elegidas (segundos de arco, pixels, kpc, etc...).
2. No debe depender del tamaño de la galaxia, sino sólo de su forma.
3. No debe depender de la resolución espacial de la imagen (aunque, evidentemente, una imagen con mejor resolución espacial permita una determinación más precisa de su valor)
4. Debe tener en cuenta la simetría del alabeo en una galaxia de perfil, de forma que la influencia de las partes derecha e izquierda de la galaxia se refuercen mutuamente, y no se compensen.

Con todos estos ingredientes en mente podemos proponer una definición para un parámetro de alabeo que, en forma continua sería:

$$w = \frac{1}{L^3} \int y(x) x dx \quad (10.1)$$

donde L representa el tamaño de la galaxia.

Para calcular este parámetro en un caso práctico es conveniente escribir la definición de forma discreta, resultando:

$$w = \frac{\Delta}{L^3} \sum_i x_i y_i \quad (10.2)$$

donde Δ representa el tamaño del pixel en la imagen.

La definición de la ecuación 10.2 es válida en cualquier unidad. En particular, si escogemos el pixel como unidad, tenemos que $\Delta = 1$, y por tanto el parámetro de alabeo w queda como:

$$w = \frac{1}{L^3} \sum_i x_i y_i \quad (10.3)$$

Con esta definición, el valor absoluto del parámetro w representa una medida del grado de alabeo del disco, mientras que su signo distingue entre alabeos de tipo N y alabeos de tipo S.

Frecuentemente el disco de una galaxia no muestra un alabeo simétrico, o bien puede suceder que solo se tengan datos de la mitad de la galaxia. En estos casos el parámetro que hemos definido ocultaría información sobre el lado claramente alabeado de la galaxia, o sobre el que tenemos los datos. Para evitar estos problemas en este tipo de casos definimos también parámetros de alabeo para cada parte de la galaxia independientemente. Así, el parámetro de alabeo del lado derecho se define como:

$$w_r = \frac{1}{4L_r^3} \sum_{x_i \geq 0} x_i y_i \quad (10.4)$$

midiendo x_i e y_i en pixels, y donde $L_r = \max(x_i)$ representa el tamaño del lado derecho de la galaxia. El factor 4 que aparece en el denominador es necesario para que el valor absoluto de este parámetro sea comparable al valor global w en caso de que la galaxia posea un alabeo simétrico.

De forma análoga se define el parámetro de alabeo del lado izquierdo como:

$$w_l = \frac{1}{4L_l^3} \sum_{x_i \leq 0} x_i y_i \quad (10.5)$$

donde, nuevamente hemos usado el pixel como unidad, y ahora $L_l = \max(-x_i)$ es el tamaño de la parte izquierda del disco.

Con estos parámetros podemos, por ejemplo, comparar el alabeo de una galaxia en diferentes longitudes de onda para determinar si existe o no un gradiente de color en el alabeo; o detectar alabeos en galaxias con alabeos muy débiles o de las cuales no se poseen datos muy profundos¹.

Los parámetros recién definidos dan una idea *global* del alabeo. Sin embargo, parece interesante medir algunas características específicas de los alabeos, como el punto en que el disco comienza a separarse del plano de simetría, o la dirección que toma el disco en su parte más externa y que puede ayudar a determinar si existe o no alineamiento coherente de alabeos (la cual coincidiría, además, según el modelo magnético, con la dirección del campo magnético intergaláctico). Para tener en cuenta estos detalles hemos definido además los parámetros A , B y C ajustando cada lado de la curva de alabeo a la función:

$$y = \begin{cases} 0 & |x| < |A| \\ C \left(|x - A| - B \left(1 - e^{-\frac{|x-A|}{B}} \right) \right) & |x| \geq |A| \end{cases} \quad (10.6)$$

La forma de esta función reproduce la de un alabeo; es decir, es plana hasta un punto y luego comienza a desviarse del plano de simetría hasta alcanzar una dirección asintótica. De acuerdo con la definición 10.6, el significado de los parámetros A , B y C es el siguiente:

- A es el punto de arranque del alabeo, donde comienza la deformación del disco. A tiene dimensiones de longitud.

¹Es importante tener en cuenta que una franja de polvo con corrugaciones puede hacer que la galaxia parezca alabeada (Bottema, 1996), así como también pueden producir este efecto los brazos espirales si la galaxia no está completamente de perfil (Reshetnikov & Combes, 1998).

- B es una longitud característica que representa la distancia en la que el alabeo alcanza la dirección asintótica. B tiene dimensiones de longitud.
- C es el valor de la pendiente asintótica de la curva de alabeo. C es adimensional.

Evidentemente esta parametrización tiene pleno sentido cuando la línea de nodos y la línea de visión coinciden, y lo va perdiendo a medida que sus direcciones se separan.

En algunas galaxias se ha observado que la curva de alabeo parece desviarse en un sentido para luego atravesar el plano y desviarse hacia el otro lado. En estos casos, una descripción con cuatro parámetros sería más apropiada (el cuarto parámetro indicaría la importancia de ese *codo*). Sin embargo este efecto puede deberse en parte al hecho de que la línea de nodos y la línea de visión no coincidan, o a la existencia de una franja de polvo corrugada o alabeada; y por otro lado, un excesivo número de parámetros haría muy confusa la interpretación de los mismos en los casos en que la galaxia presentara un alabeo sencillo.

10.2 WIG: Un programa para el cálculo de los parámetros

Hemos desarrollado un programa específico (WIG) para calcular la curva de alabeo y los parámetros propuestos en el apartado anterior, a partir de la imagen de una galaxia de perfil. A lo largo de esta sección describiremos como funciona este programa, desarrollado completamente en FORTRAN (aunque cuenta con una pequeña interfaz gráfica de usuario escrita en Tcl/Tk, la cual puede verse en la figura 10.1).

WIG está diseñado para trabajar con galaxias aproximadamente centradas en la imagen y en posición horizontal como *input*. Por tanto, la imagen de la galaxia cuya curva y parámetros de alabeo se vayan a calcular debe ser preprocesada con un paquete standard (como por ejemplo IRAF) de forma que cumpla este requisito.

El primer paso que realiza el programa es el cálculo de la posición del centro² (x_0, y_0) y el tamaño aproximado (σ_x, σ_y) de la galaxia. Para ello utilizamos uno de los dos siguientes métodos:

1. Ajuste gaussiano iterativo: Este es el método usado cuando el centro de la galaxia es el punto más brillante en la galaxia (como sucede usualmente en las imágenes ópticas). Teniendo en cuenta que la galaxia se encuentra aproximadamente centrada, se ajusta una gaussiana a la columna central de la imagen,

²Aunque la galaxia debe estar, como se ha dicho, aproximadamente centrada, este paso calcula la posición del centro de forma más precisa.

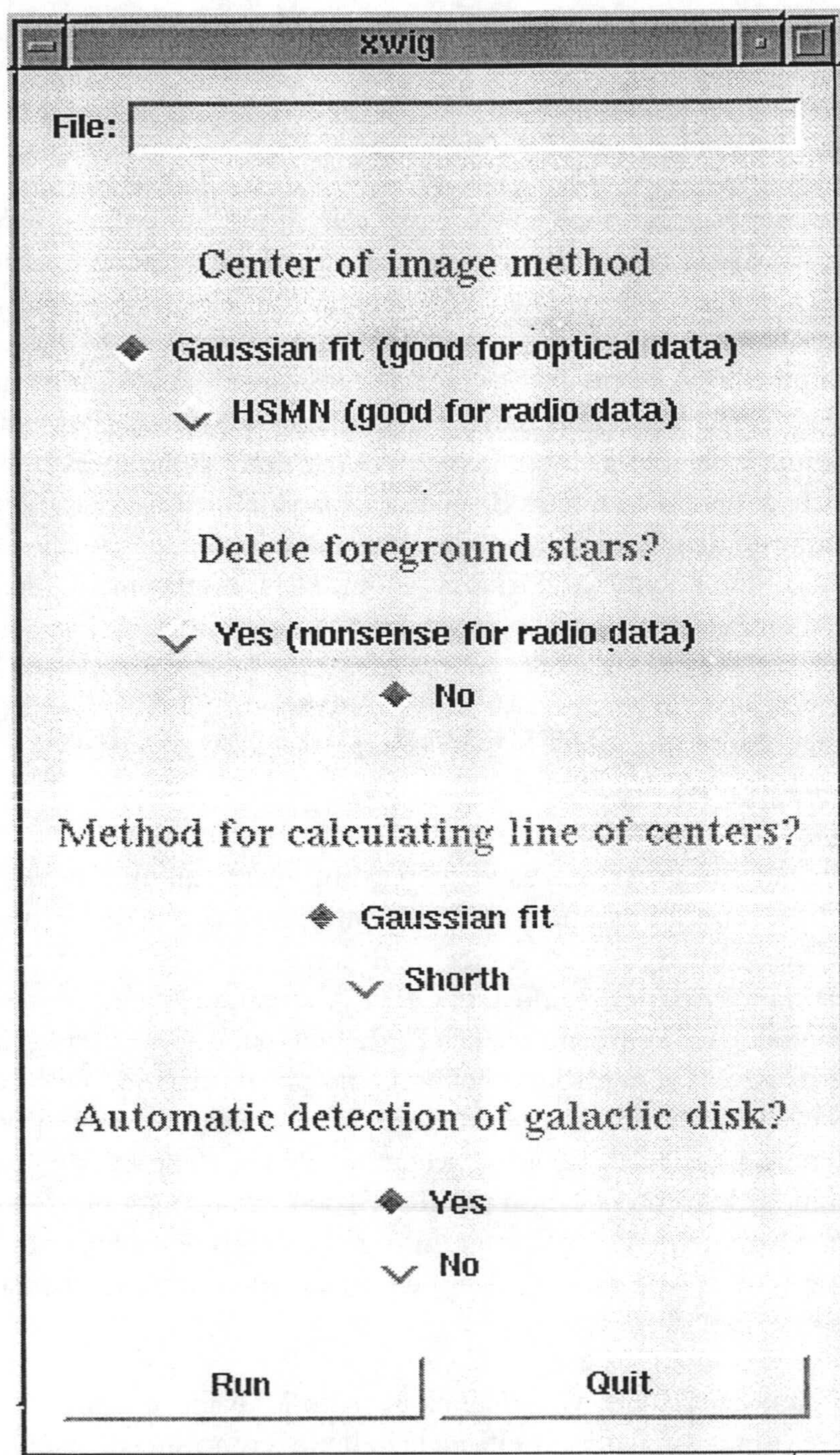


Figura 10.1: Interfaz gráfica de usuario de WIG.

y luego se repite el proceso con la línea correspondiente más próxima al valor calculado para el pico de la gaussiana. Repitiendo el proceso, en un número muy pequeño de pasos (usualmente dos o tres) acaba convergiendo, de forma que obtenemos, tanto los valores del centro (x_0, y_0) a partir de la posición del pico de la gaussiana en la línea y columna obtenidas en la última iteración, como el tamaño (σ_x, σ_y) a partir de la anchura de dichas gaussianas.

2. HSMN (Homogeneous Signal Minus Noise): Este método se usa en el caso en que el anterior no funcione, como sucede, por ejemplo en el caso de imágenes en 21 cm donde la máxima emisión del disco no tiene lugar en el centro sino en un anillo alrededor del mismo. En este caso el centro es calculado a partir de la media en x e y , ponderando con un peso igual todos los puntos de la imagen que superen en dos o más desviaciones standard el ruido del cielo. Además, se calculan las desviaciones en x e y , lo que nos proporciona también una estimación sobre el tamaño de la galaxia (σ_x, σ_y) .

Una vez llevado a cabo este proceso, se selecciona la región de la imagen comprendida en el intervalo $([x_0 - 3\sigma_x, x_0 + 3\sigma_x], [y_0 - 3\sigma_y, y_0 + 4\sigma_y])^3$ que es donde realmente se encuentra la imagen de la galaxia. Esto hará que el resto de cálculos se hagan con una zona más reducida de la imagen en el caso en que esta fuera mucho mayor que el tamaño de la galaxia.

El siguiente paso a seguir es el borrado de estrellas en primer plano, ya que si estas caen en la zona periférica del disco, próximas a él, podrían afectar al cálculo de la curva de alabeo. Un ejemplo de esto puede verse en la parte superior de la figuras 10.2 y 10.3.

Aunque hay algoritmos específicos para el borrado de estrellas en los paquetes de reducción usuales (como en el paquete *daophot* de IRAF), nosotros hemos preferido introducir el nuestro en el programa para hacerle autónomo. Frente al procedimiento usual de calcular la PSF (Point Spread Function) de las estrellas para su posterior borrado, WIG utiliza un algoritmo unidimensional. El programa va barriendo cada línea de la zona seleccionada en la imagen y busca en ellas picos que sobrepasen en al menos dos desviaciones standard el ruido del cielo. Si el pico tiene una anchura menor que 8 segundos de arco (aunque este valor puede, por supuesto cambiarse), los pixels alrededor del pico (una desviación standard a cada lado) se sustituyen por el valor del cielo en la zona contigua al pico. Las ventajas de este método frente al usual método bidimensional son:

- Este método unidimensional preserva el gradiente vertical de luz en el disco (que pudiera ser debido al alabeo)

³La razón de escoger una desviación standard más en la dirección y es para evitar cortar la zona del alabeo en galaxias extraordinariamente alabeadas como es el caso de NGC 4013.

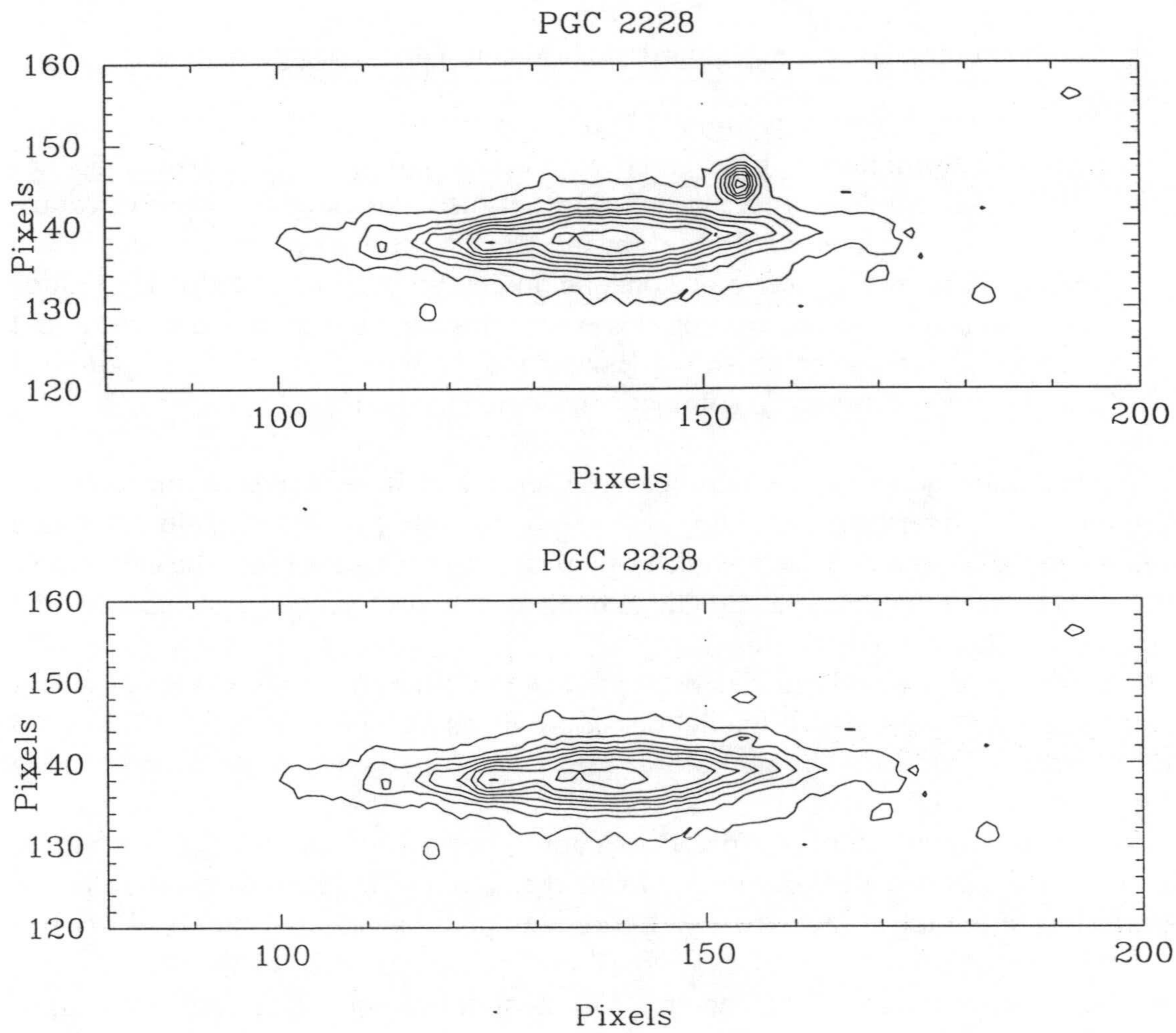


Figura 10.2: Mapa de isofotas de la galaxia PGC 2228 antes (arriba) y después (abajo) del borrado de estrellas. En la parte superior se observa cómo una estrella próxima a la galaxia perturba las isofotas, pudiendo ser un potencial foco de error en el cálculo de la curva de alabeo. Dicho efecto ha desaparecido casi completamente en la imagen inferior.

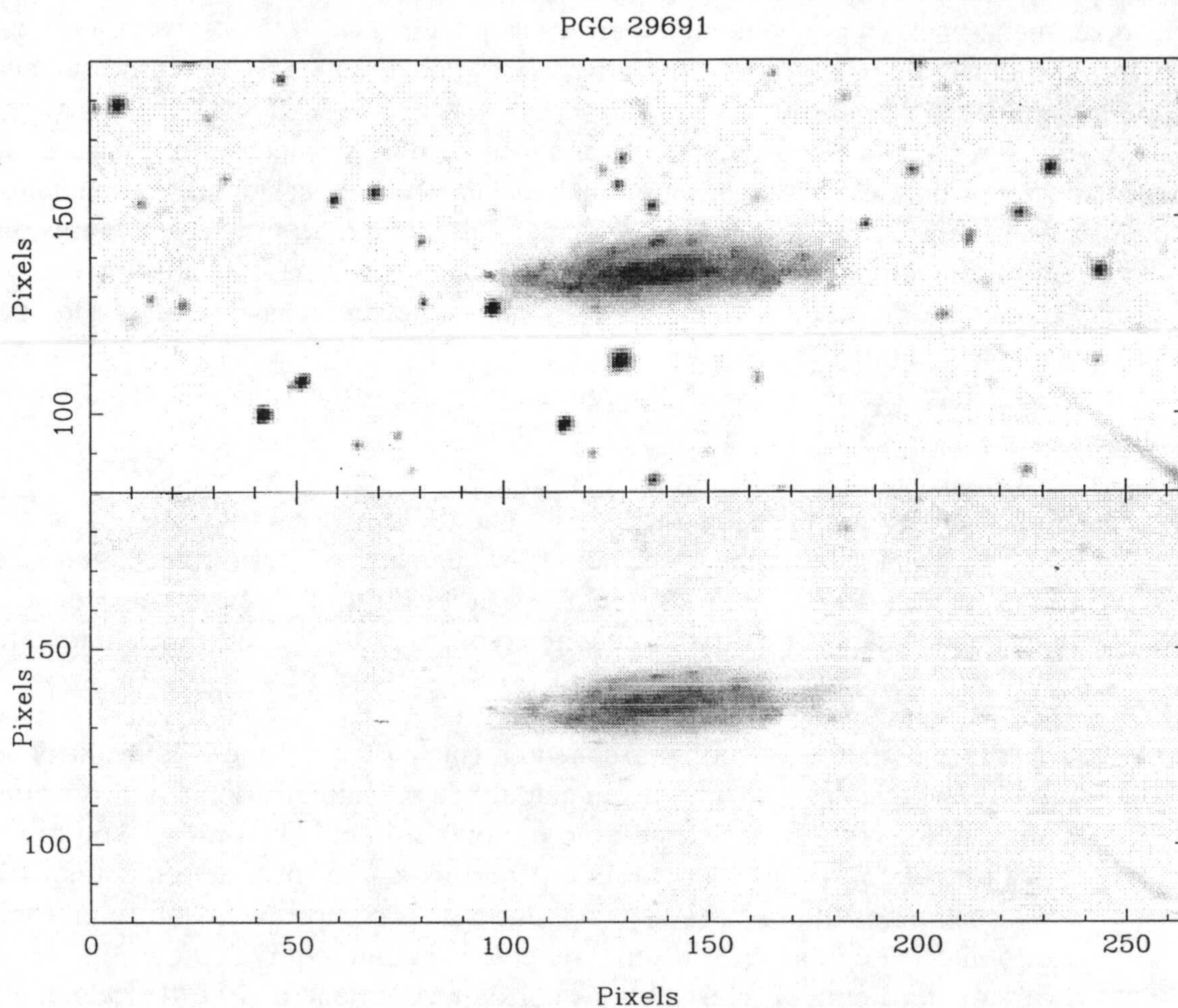


Figura 10.3: Imágenes de PGC 29691 antes (arriba) y después (abajo) del proceso de borrado de estrellas.

- El algoritmo unidimensional es más rápido que el bidimensional.

El resultado de este proceso en algunos casos puede verse en las figuras 10.2 y 10.3.

Evidentemente este método no puede borrar estrellas de tamaño muy grande (comparable al de la anchura del disco) ni estrellas poco brillantes. En caso de que esto sea necesario, es conveniente borrar estas estrellas con otro software previamente⁴. Incluso, es posible que no sea necesario borrar las estrellas, como sucede con las imágenes en radio.

Una vez realizado el borrado de estrellas, en caso de ser necesario, estamos ya en disposición de calcular la curva de alabeo. Para ello necesitamos calcular los centros de la galaxia en la dirección perpendicular al plano de simetría de la misma en la región seleccionada y con las estrellas borradas. Este paso es absolutamente crucial en todo el proceso, ya que todo el trabajo posterior se basa en él, por lo que hay que ser especialmente cuidadoso.

Una vez más, proponemos dos métodos alternativos para calcular la curva de alabeo:

1. Ajuste gaussiano: Se ajusta cada columna de la región de la imagen seleccionada a una gaussiana. La posición del centro nos determinará el valor de la desviación del disco en ese punto, y la anchura también es almacenada, pues puede usarse con otros propósitos (como el estudio del ensanchamiento del disco con el radio).
2. Shorth: Este método se utiliza frecuentemente para estimar el valor central de una muestra de datos. Consiste en calcular la posición media y la desviación standard de forma habitual, pero no en todo el intervalo, sino sólo en el intervalo más corto que contiene una determinada fracción de los datos (que nosotros hemos fijado en el 40%, aunque hemos comprobado que valores entorno al 50% conducen a resultados prácticamente equivalentes). Es decir, primero se calcula el intervalo más corto que contiene el 40% de toda la luz en una columna de la imagen y después se calcula la posición central de la forma usual.

Ambos métodos tienen sus ventajas e inconvenientes (por ejemplo el método shorth es mejor en el caso de la existencia de una franja de polvo), y es elección del usuario el método a utilizar. Por ejemplo, de Grijs (1997) eligió el método shorth en todo su estudio de alabeos.

⁴Este proceso se ha seguido, por ejemplo en el estudio de alabeos realizado por de Grijs (1997), el cual ha utilizado WIG después de haber eliminado las estrellas en sus imágenes de forma manual con el software IRAF.

Una vez realizado este paso, aún no tenemos la curva de alabeo. La razón de que ésto sea así es que muchas de las columnas en la región seleccionada no pertenecen a la galaxia, sino al cielo. Tenemos, por tanto, que seleccionar de entre todas estas columnas cuáles pertenecen a la galaxia y cuáles no. Para ello barremos todas las columnas de izquierda a derecha y de derecha a izquierda y escogemos solo aquellas que cumplen los siguientes requisitos:

1. La altura del pico es mayor que una desviación standard del ruido del cielo. Aunque sólo una desviación standard pueda parecer poco, hay que tener en cuenta que el alabeo es un fenómeno periférico, por lo que es importante incluir el borde más tenue del disco (especialmente en el rango óptico).
2. La anchura del pico es menor que $3\sigma_y$. Una columna perteneciente al cielo tendrá una anchura notablemente mayor.
3. El cambio en la posición central del pico de una columna a la siguiente es menor que σ_y . El alabeo es normalmente *suave*, de forma que no cabe esperar saltos bruscos en la curva de alabeo.
4. El cambio en la anchura del pico de una columna a la siguiente es menor que σ_y . El disco galáctico no se ensancha/estrecha de forma repentina.

En el barrido de izquierda a derecha, una vez que se han marcado σ_x o más pixels como pertenecientes a la galaxia, el primero que no cumple alguno de ellos marca el borde derecho de la galaxia. El mismo procedimiento en sentido inverso marcará el borde izquierdo del disco⁵.

Llegados a este punto, casi tenemos la curva de alabeo calculada, pero aún resta un pequeño pero importante paso. La razón de ésto es que es muy importante que los ejes de la curva de alabeo sean los correctos; es decir que el eje x coincida con el plano de simetría del disco y el eje y con el eje de giro de la galaxia. Un pequeño error en este punto puede conducir a resultados erróneos, por lo que es importante ser especialmente cuidadosos con ello. Para estar seguros de que ésto sucede así, ajustamos la región más interna de la curva de alabeo (los pixels comprendidos en el intervalo $[x_0 - \frac{3}{4}\sigma_x, x_0 + \frac{3}{4}\sigma_x]$) a una línea recta, y rotamos la curva de alabeo el ángulo indicado por la pendiente de dicha recta. Además, la ordenada en el origen calculada se toma como nueva coordenada y del centro y_0 . Éste es el último paso en el cálculo de la curva de alabeo.

Una vez calculada la curva de alabeo, estamos en disposición de calcular los parámetros previamente definidos, lo cual se hace de forma inmediata de acuerdo a su definición, sin necesidad de explicaciones suplementarias.

⁵Aunque este procedimiento da resultados bastante buenos, el programa permite no realizarlo y sustituir esta decisión por otra subjetiva, comparando la curva calculada con la imagen.

El *output* del programa consiste en un fichero que contiene la posición del centro de la galaxia y su tamaño, el ángulo que ha sido necesario girarla en el último paso, y el valor de todos los parámetros definidos, y otro fichero que contiene la curva de alabeo (que es interesante por sí misma, y puede utilizarse para otros fines) y la anchura correspondiente del disco en ese punto.

Aunque WIG da resultados satisfactorios en la mayoría de los casos, hay algunos casos en los que tiene problemas. Esto sucede, por ejemplo, en los casos en que la galaxia tiene baja inclinación, en cuyo caso los brazos espirales dominan la geometría del disco; o discos con una franja de alabeo muy marcada; o imágenes en las que existe otro objeto grande muy próximo a la galaxia que pretendemos estudiar.

El valor del menor ángulo de inclinación para el que WIG da resultados satisfactorios es, desde luego, un parámetro esencial, aunque muy difícil de estimar. Nuestra experiencia nos indica, no obstante, que para inclinaciones mayores de 80° , el método obtiene resultados fiables.

Aunque pudiera parecer que este valor de 80° limita el método a una muestra muy limitada, esto no es realmente así. Si, por ejemplo, nos limitamos a galaxias con una inclinación mayor a 80° , un diámetro mayor que 1.5 minutos de arco, y magnitud total inferior a 15 magnitudes, la muestra disponible contiene aún 288 galaxias (de acuerdo a la base de datos de LEDA (Lyon-Meudon Extragalactic Database)), que es una muestra lo suficientemente grande como para permitir estudios estadísticos.

10.3 Algunos ejemplos

A continuación mostraremos el funcionamiento del programa WIG, así como la utilidad de los parámetros que se han definido. Para ello hemos escogido tres ejemplos de galaxias con un alabeo conocido y bien estudiado en distintas longitudes de onda: ESO 235-53 en el rango óptico (banda I), NGC 4013 en el la línea de 21 cm del hidrógeno atómico, y NGC 4565 utilizando datos del continuo en 1.2 mm

10.3.1 Un ejemplo en el rango óptico: ESO 235-53

El primer ejemplo escogido ha sido la galaxia ESO 235-53. Para ello hemos utilizado la imagen obtenida en la banda I por de Grijs (1997). Esta galaxia, aunque no muestra su alabeo en la imagen que se obtiene del DSS (Digitalized Sky Survey), sí lo hace cuando se obtiene una imagen más profunda. Así se muestra en el trabajo realizado por de Grijs (1997), que estudia detalladamente, entre otras cuestiones, el alabeo de esta galaxia.

El primer paso consiste en colocar la galaxia en posición horizontal para ser utilizada como *input* por WIG. En este caso, además, varias estrellas en primer plano tuvieron que ser eliminadas de forma manual antes de usar la imagen como *input* para WIG, pues eran demasiado grandes para ser eliminadas por el algoritmo del programa, e incluso alguna estaba situada justamente en la línea de visión de la galaxia. El método elegido para calcular la curva de alabeo (que se muestra superpuesta a la imagen de la galaxia en la figura 10.4) fué el método shorth, para minimizar así el efecto que pudiera producir la franja de polvo.

Después de calcular la curva de alabeo usando el programa WIG, las regiones de la curva correspondientes a las estrellas que habían sido eliminadas fueron interpoladas para evitar el efecto de las máscaras utilizadas en su eliminación. Ésto afectará ligeramente los resultados finales (especialmente en la parte derecha de la galaxia), aunque no de forma demasiado grave.

Con la curva de alabeo final calculamos los parámetros de alabeo, obteniéndose los siguientes resultados:

$$\begin{aligned}w &= 0.0054 \\w_r &= 0.0043 \\w_l &= 0.0069 \\A_r &= 3.4 \text{ kpc} \\B_r &= 16.4 \text{ kpc} \\C_r &= 0.175 \\A_l &= -15.3 \text{ kpc} \\B_l &= 2.4 \text{ kpc} \\C_l &= 0.223\end{aligned}$$

La galaxia muestra un alabeo de tipo N (como se observa en el signo positivo del parámetro w) que es, por otro lado, bastante simétrico (especialmente teniendo en cuenta las interpolaciones que se realizaron en la curva de alabeo para evitar la influencia de las estrellas).

10.3.2 Un ejemplo en 21 cm: NGC 4013

El siguiente ejemplo elegido es el de la galaxia NGC 4013. Para ello utilizaremos los datos en 21 cm obtenidos por Bottema (1995). Esta galaxia es excelente para el estudio de alabeos y en particular mostrar la utilidad del programa WIG y los parámetros de alabeo, ya que su ángulo de inclinación es de casi exactamente 90° y la línea de nodos coincide con la línea de visión, que es el caso óptimo. Por otro lado esta galaxia muestra un alabeo espectacular en HI que ha sido bien estudiado

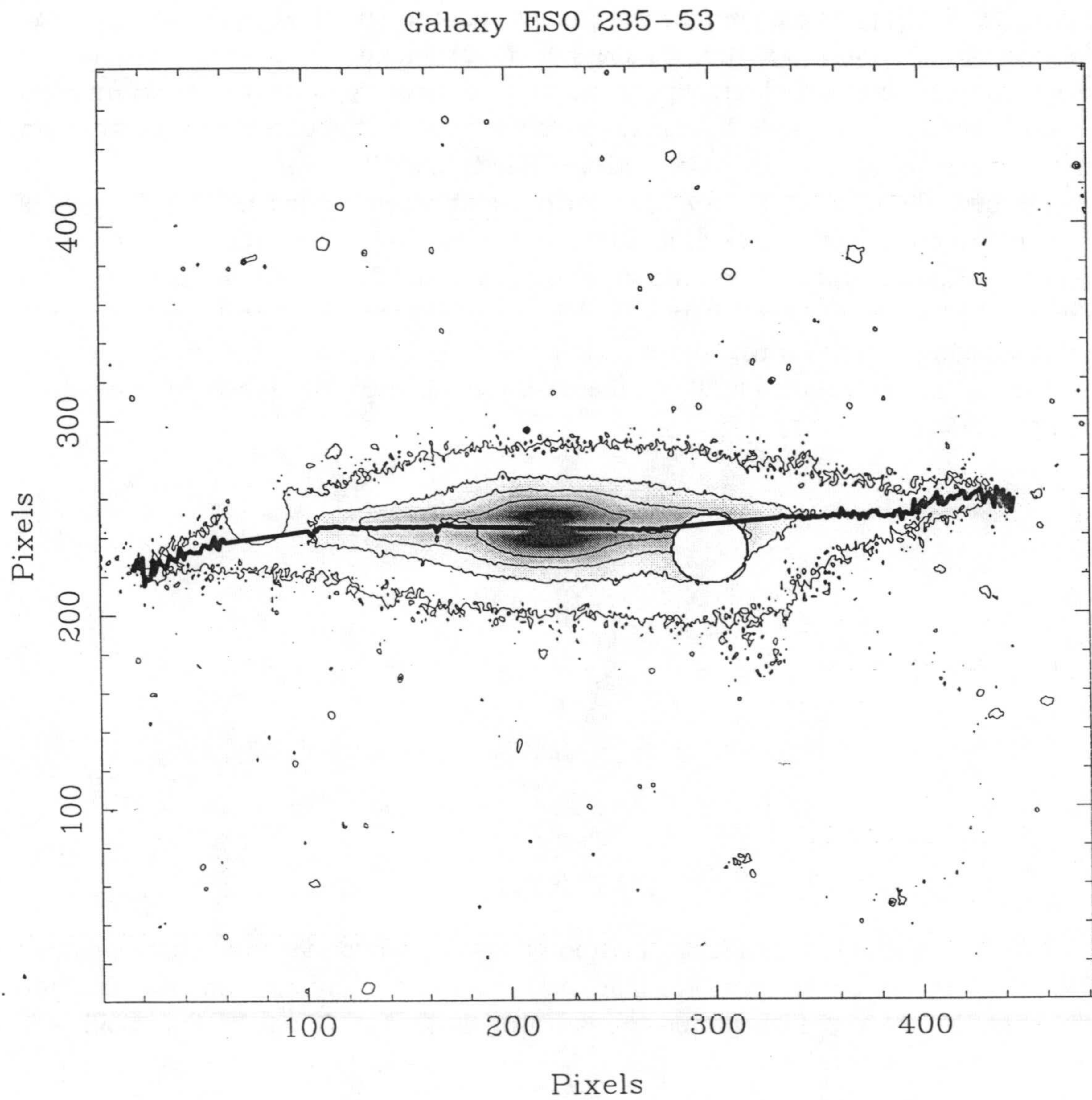


Figura 10.4: Curva de alabeo de ESO 235-53 calculada por WIG superpuesta a la imagen óptica de la galaxia. Los círculos grandes dentro de la galaxia corresponden a áreas ocupada por estrellas que fueron eliminadas previamente.

por Bottema (1995, 1996); y también ha sido estudiada en detalle en el óptico por Florido et al. (1991a).

Nuevamente, el primer paso consiste en colocar el disco en posición horizontal. El método utilizado para calcular el centro de la galaxia fué el método HSMN, ya que en este caso el centro de la galaxia no es la parte más brillante (como puede observarse en el mapa que se muestra en la figura 10.5), por lo que el ajuste gaussiano iterativo no hubiera sido apropiado para este propósito. Para el cálculo de la curva de alabeo se utilizó el método de ajuste gaussiano.

La curva de alabeo resultante, superpuesta a la imagen en 21 cm a partir de la que fué calculada, se muestran en la figura 10.5.

Los parámetros de alabeo calculados a partir de dicha curva son:

$$\begin{aligned}w &= -0.0228 \\w_r &= -0.0232 \\w_l &= -0.0225 \\A_r &= 6.07 \text{ kpc} \\B_r &= 3.20 \text{ kpc} \\C_r &= -1.144 \\A_l &= -7.90 \text{ kpc} \\B_l &= 1.75 \text{ kpc} \\C_l &= -0.599\end{aligned}$$

Esta galaxia está, como se ha dicho, extraordinariamente alabeada en HI (de hecho es la galaxia conocida que muestra el alabeo más prominente); lo cual es mostrado por el valor del parámetro w calculado (que es unas 4 veces mayor que en el caso de ESO 235-53 en el óptico). Otros aspectos que conviene destacar al respecto son:

- La gran simetría del alabeo, lo cual aparece claramente en la similitud de los valores de w_r y w_l .
- La galaxia tiene un alabeo de tipo S, como lo muestra el signo de los parámetros w , w_r y w_l .

Esta galaxia muestra, en cualquier caso, un alabeo bastante peculiar, ya que el alabeo en HI y en el óptico (según las observaciones de Florido et al. (1991a) parecen ir en sentidos opuestos.

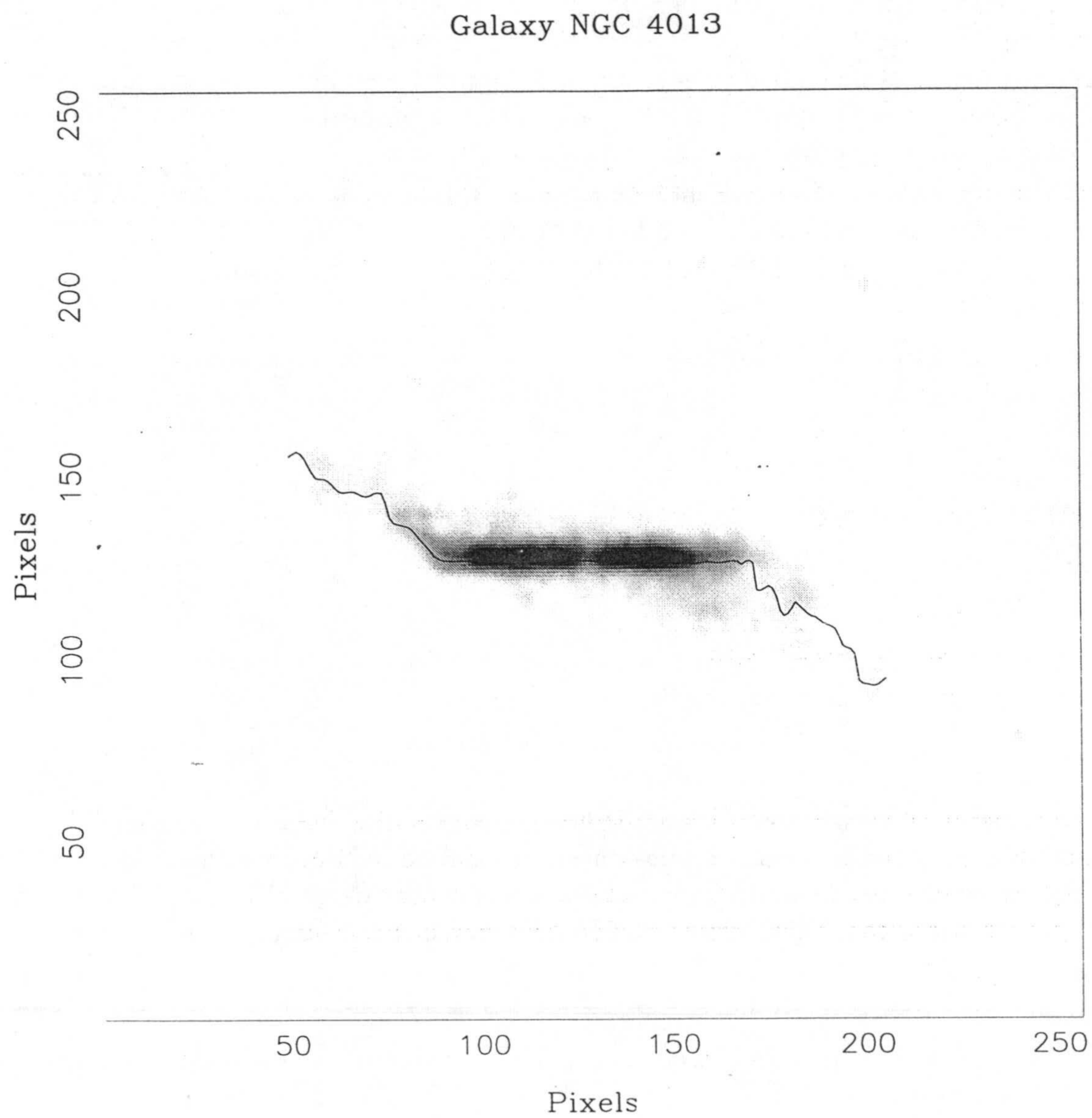


Figura 10.5: Imagen de NGC 4013 en 21 cm obtenida por Bottema (1995) con la curva de albeo calculada por WIG superpuesta.

10.3.3 Un ejemplo en milimétricas: NGC 4565

El último ejemplo elegido para ilustrar la utilidad y funcionamiento de WIG es el de la galaxia NGC 4565. Para ello hemos utilizado las observaciones de Neininger et al. (1995) en el continuo de 1.2 mm. El alabeo de esta galaxia en el rango óptico es bien conocido y ha sido estudiado en detalle por Florido et al. (1991a).

Una vez que la galaxia se ha colocado en posición horizontal, es utilizada como input del programa WIG. Al igual que en el caso anterior el método escogido para calcular el centro fué el HSMN, y el método de ajuste gaussiano fué el elegido para el cálculo de la curva de alabeo. Una vez más, la curva calculada superpuesta al mapa de la galaxia en 1.2 mm se muestra en la figura 10.6.

En dicha figura se observa que la parte derecha de la galaxia se encuentra claramente alabeada (como así se muestra también en los parámetros calculados). Dicho efecto también se muestra claramente en los datos en 21cm, pero no así en el óptico (ver Neininger et al. (1995)), lo que podría entenderse como un gradiente de color en el alabeo.

Los parámetros de alabeo calculados en este caso son:

$$\begin{aligned}w &= 0.00188 \\w_r &= 0.00389 \\w_l &= 0.000212\end{aligned}$$

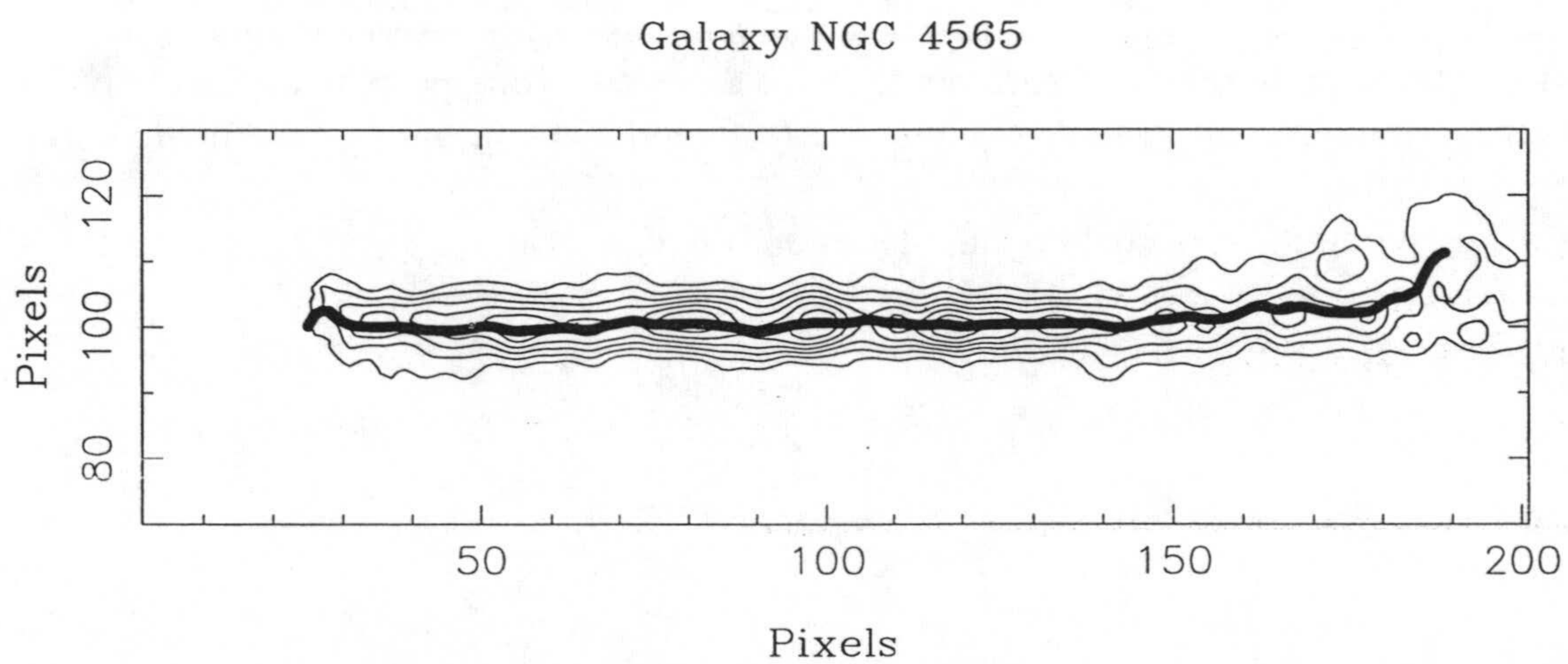


Figura 10.6: Curvas de nivel de la emisión en el continuo de 1.2 mm de la galaxia NGC 4565, según los datos de Neininger et al. (1995), con la curva de alabeo superpuesta.

Capítulo 11 | Resultados y Conclusiones

A partir del trabajo desarrollado y expuesto en los capítulos anteriores se pueden extraer los siguientes resultados y/o conclusiones:

- Hemos avanzado en el campo teórico sobre el fenómeno de los alabeos en galaxias espirales desarrollando un modelo basado en la hipótesis de génesis magnética de alabeos propuesta por Battaner (1991) en el que somos capaces de calcular una fórmula que describe la forma que debe tener una curva de alabeo en el caso en que éste sea generado por el campo magnético intergaláctico. La forma de dicha curva depende únicamente de dos parámetros:
 1. k , que mide esencialmente la importancia de la densidad de energía magnética frente a la densidad de energía gravitatoria.
 2. α , que es el ángulo que forma el vector del campo magnético intergaláctico respecto del plano de simetría del disco galáctico.
- La forma de la curva de alabeo es tal que se comporta como una función cúbica para pequeños radios galactocéntricos, y toma una pendiente asintótica a grandes radios que coincide con la del campo magnético intergaláctico.
- Hemos comparado la curva de alabeo calculada con un caso práctico utilizando los datos de la galaxia NGC 5907 en 21 cm obtenidos por Sancisi (1976), comprobando que la curva se ajusta bastante bien a los datos experimentales, y que los valores de los parámetros obtenidos en el ajuste proporcionan valores razonables para la intensidad del campo magnético intergaláctico, así como un valor de la inclinación del mismo respecto del plano de simetría del disco de la galaxia.
- Hemos introducido la definición de un parámetro global, w , (así como parámetros equivalentes para cada lado del disco, w_l y w_r) que mide, de forma global, el grado de alabeo de un disco galáctico cuando éste es visto de perfil, y cuyo cálculo puede hacerse de forma sencilla en casos prácticos. Este

parámetro permitirá comparar el alabeo de una galaxia en distintas longitudes de onda y detectar si existen diferencias y cuán importantes son éstas (lo cual puede ser clave para su comprensión, ya que, como se ha visto, algunos modelos teóricos no predicen este efecto). Por otro lado, también se pueden comparar los alabeos de distintas galaxias y estudiar así la influencia del mismo con otros factores (como el entorno, otros aspectos morfológicos del disco, etc...), lo cual permitirá mejorar los estudios estadísticos sobre este fenómeno realizados hasta la fecha.

- Hemos definido, además, tres parámetros adicionales, A , B y C , que den cuenta de algunos aspectos geométricos interesantes del alabeo, como son:
 1. El punto de arranque del alabeo, representado por el parámetro A .
 2. La longitud característica en que el alabeo alcanza una dirección asintótica, representada por el valor de B .
 3. La dirección asintótica que alcanza el alabeo a largos radios galactocéntricos, representada por el valor de C .

La comparación de estos valores con otras magnitudes relevantes de la galaxia y/o su entorno, pueden ayudar a comprender mejor el fenómeno de los alabeos.

- Hemos desarrollado un programa, al que hemos llamado WIG (Warped Inclined Galaxies) que es capaz, a partir de una imagen de una galaxia de perfil (entendiendo esto como que la galaxia tiene una inclinación superior a 80°) en *cualquier* longitud de onda, de calcular la curva de alabeo de la misma y, a partir de ésta, todos los parámetros definidos anteriormente. El programa funciona de forma casi automática sin necesidad de prácticamente ninguna interacción por parte de su usuario. Este programa ha sido ya utilizado (aunque con pequeñas modificaciones) con éxito en un estudio de alabeos por de Grijs (1997), mostrando su utilidad.
- Hemos mostrado el funcionamiento y utilidad de dicho programa a través de tres ejemplos de galaxias en diferentes longitudes de onda:
 - ESO 235-53 en la banda I, en el rango óptico.
 - NGC 4013 en la línea de 21 cm del hidrógeno atómico.
 - NGC 4565 en el continuo de 1.2 mm.

Los resultados obtenidos son satisfactorios, mostrando la utilidad y el potencial, tanto de los parámetros definidos como del software desarrollado para su cálculo.

Este trabajo ha dado como resultado dos artículos: Jiménez-Vicente et al., 1997 (publicado en *Astrophysics and Space Science*) y Battaner & Jiménez-Vicente, 1998 (publicado en *Astronomy and Astrophysics*).

A continuación sugeriremos algunos trabajos que podrían realizarse como continuación y/o complementación del trabajo realizado en esta tesis:

- En el aspecto teórico, el desarrollo de un modelo completo resolviendo las ecuaciones magnetohidrodinámicas para el gas en el disco constituiría un modelo completo de alabeos generados magnéticamente. Evidentemente, la complejidad de dichas ecuaciones hace imposible su resolución analítica, por lo que habría que recurrir a su resolución con la ayuda de ordenadores. Este cálculo sería sin duda largo y costoso, aunque podría ser muy interesante su comparación con las simulaciones realizadas para otros modelos teóricos.
- La comparación de las curvas de alabeo obtenidas para otras galaxias con la curva calculada teóricamente en esta tesis podría ayudar a determinar la validez de dicho modelo y, en su caso, establecer el rango de valores del campo magnético intergaláctico así como de su dirección. Este último valor podría, además, ser crucial para determinar la configuración de este campo magnético intergaláctico a grandes escalas. Es importante resaltar, no obstante, que se debe disponer de fotometría bastante profunda de las muestras elegidas para este estudio, ya que en caso contrario el alabeo puede quedar oculto. Así lo hemos comprobado, por ejemplo, con muchas galaxias extraídas del DSS (Digitalized Sky Survey), el cual no proporciona datos lo suficientemente profundos como para permitir un estudio como el que aquí se propone.
- El cálculo sistemático de los parámetros de alabeo propuestos en esta tesis (lo cual podría hacerse fácilmente gracias al programa WIG), en muestras amplias de galaxias, constituiría un estudio estadístico importante que ayudaría a decidir la validez de algunos de los modelos teóricos sobre alabeos existentes en la actualidad.
- El programa WIG y los parámetros propuestos pueden aplicarse para detectar y medir cuantitativamente la existencia o no de un gradiente de color en el alabeo, que sigue aún en debate; ya que ambas herramientas son óptimas para este estudio. Con este fin, la observación de galaxias de perfil en múltiples longitudes de onda (preferiblemente que tracen poblaciones de diferentes edades) es altamente deseable. En general, las observaciones de alabeos deben ser determinantes para su comprensión, por lo que cualquier trabajo observacional a este respecto supondría un aporte muy interesante, ya que permitiría una base de datos necesaria para poner a prueba todos y cada uno de los modelos teóricos existentes.

Apéndice A | Poética Lúdica Galáctica

Oda al alabeo

Por el borde lejano
el disco se alabea.
¡Pues yendo tan lontano,
podría la marea
producir este efecto!. Intento vano.

¿Como podría ser
que estando un disco aislado
se pudiera torcer
como así se ha observado?.
¡Alguna explicación ha de tener!.

¿Y si el disco vibrara
y en esa oscilación
normal modo encontrara
de forma y condición
que la deformación se conservara?

Si el disco brusco acaba,
así ser bien podría,
mas si Toomre acertaba
esto no pasaría
si lo hace de forma suave y pausada.

Mas si están rodeados
de una materia oscura,
los discos son doblados,
dice Sparke, y lo jura,
si disco y halo estan desalineados.

De la simulación
se puede deducir
si alguna reacción
el halo ha de sentir,
dicen Dubinksi y Kuijken con razón.

Y queda demostrado
que hay tal reacción
y así se ha publicado
que en esta evolución
están halos y discos bien ligados.

Binney tiene otra idea:
¿Y si constantemente
al halo se acarrea
materia del ambiente?
¡El disco reacciona y se alabea!

¡Bonita teoría!
Y Kuijken en Holanda,
humeda, llana y fría,
a un vasco se lo manda:
¡Simúlame el modelo! Y desconfía.

Y llega Battaner,
heterodoxo él,
y quiere suponer,
y así es sobre el papel,
que el magnetismo el disco hace torcer.

Yo esto más me lo creo
que lo del halo oscuro,
pues colaboro y veo
que el magnetismo puro
me da bonitas curvas de alabeo.

La puerta aún esta abierta.
El camino fue duro.
Seguiremos alerta
por ver si en el futuro
sabemos quien erró y quien acierta.

Bibliografía

- Arsenault R., Roy J-R., Boulesteix J., 1990, A&A 234, 23
- Atherton, P. D., Taylor, K., Pike, C. D., Harmer, C. F. W., Parker, N. M., Hook, R. N., 1982, MNRAS 201, 661
- Bartunov O. S., Tsvetkov D. YU., Filimonova I. V., 1994, PASP 106, 1276
- Battaner, E., Florido, E., Sánchez-Saavedra, M. L., 1990, A&A 236, 1
- Battaner, E., Garrido, J. L., Sánchez-Saavedra, M. L., Florido, E., 1991, A&A 251, 402
- Battaner, E., Garrido, J. L., Membrado, M., Florido, E., 1992, Nature 360, 652
- Battaner, E., Lesch, H., Florido, E., 1998, astro-ph/9802010
- Battaner, E., Jiménez-Vicente, J., 1998, A&A 332, 809
- Begeman K. 1989, A&A 223, 47
- Binney, J., 1991, en *Dynamics of Disc Galaxies*, ed. B. Sundelius. Goteborg, Sweden, 297
- Binney, J., 1992, Ann Rev A&A 30, 51
- Bottema R., 1988, A&A 197, 105
- Bottema R., 1993, A&A 275, 16
- Bottema R., 1995, A&A 295, 605
- Bottema R., 1996, A&A 306, 345
- Bosma, A., 1991, AJ 86, 1791
- Briggs, F. H., 1990, ApJ 352, 15
- Burke, B. F., 1957, AJ 62, 90
- Burton, W. B., te Lintel Hekkert, P., 1986, A&ASS 65, 427
- Burton, W. B., 1988, en *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, ed. G. L. Verschuur & K. J. Kellermann. Springer-Verlag. Berlin
- Burton, W. B., 1996, priv. comm.

- Carney, B. W., Seitzer, P., 1993, AJ 105, 2126
- Combes F., Becquaert J-F., 1997, A&A 326, 554
- Cuddeford, P., Binney, J., 1993, Nature 365, 20
- Christodoulou, D. M., Tohline, J. E., Steiman-Cameron, T. Y., 1993, ApJ 416, 74
- Dahlem, M., Lisenfeld, U., Golla, G., 1995, ApJ 444, 119
- Dahlem, M., 1997, PASP 109, 1298
- de Grijs, R., 1997, Ph. D. Thesis, Groningen University
- de Grijs, R., Peletier, R. F., 1997, A&A 320, L21
- de Jong, R. S., 1996, A&A 313, 45
- Dekel, A., Shlosman, I., 1983, en *Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies*, ed. E. Athanassoula, Reidel, Dordrecht, 187
- Dettmar, R.-J., 1990, A&A 232, L14
- Djorgovski, S., Sosin, C., 1989, ApJ 341, L13
- Dubinski, J., Kuijken, K., 1995, ApJ 442, 492
- Fick, M., Blitz, L., 1982, en *Kinematics, Dynamics and Structure of the Milky Way*, ed. W. L. H. Shuter. Reidel. Dordrecht
- Field, G. B., Goldsmith, D. W., Habing, H. J., 1969, ApJ 155, L149
- Florido, E., Prieto, M., Battaner, E., Mediavilla, E., Sánchez-Saavedra, M. L., 1991a, A&A 242, 301
- Florido, E., Prieto, M., Battaner, E., Mediavilla, E., Sánchez-Saavedra, M. L., 1991b, MNRAS 251, 193
- Foster P. A., Nelson A. H., 1985, MNRAS 215, 555
- García-Ruiz, I., Kuijken, K., Dubinski, J., 1997, astro-ph/9711182
- Guibert, J., Lequeux, J. Viallefond, F., 1978, A&A 68, 1
- Hamabe, M., Kodaira, K., Okamura, S., Takase, B., 1980, PASJ 32, 197
- Hamabe, M., Okamura, S., Iye, M., Nishimura, S., 1981, PASJ 33, 643
- Henderson, A. P., HJackson, P. D., Kerr, F. J., 1982, ApJ 263, 116
- Hofner, P., Sparke, L. S., 1994, ApJ 428, 466
- Howk, J. C., Savage, B. D., 1997, AJ 114, 2463
- Hunter, C., Toomre, A., 1959, AJ 155, 747
- Ichikawa, T., Sasaki, T., 1984, en *Proc. Second Asian-Pacific Regional Meet. on Astron.*, ed. B. Hidayat & M. W. Feast, Jakarte, Tira Pustaka Pub. House, 182

- Ikeuchi, S., Habe, A., Tanaka, Y. D., 1984, MNRAS 207, 909
- Jiang, I.-G., Binney, J., 1998, astro-ph/9807161
- Jiménez-Vicente, J., Porcel, C., Sánchez-Saavedra, M. L., Battaner, E., 1997, ApSS 253, 225
- Jiménez-Vicente, J., Battaner, E., Rozas, M., Castañeda, H., 1998, enviado a A&A
- Kahn, F. D., Woltjer, L., 1959, ApJ 130, 705
- Kahn, F. D., 1994, ApSS 216, 325
- Kennicutt R. C. Jr., Edgar B. K., Hodge P. W., 1989, ApJ 337, 761.
- Kerr, F. J., 1957, AJ 62, 93
- Kronberg, P. P., 1994, Rev. Prog. in Phys. 57:4, 325
- Lewis, J., Unger, S., 1991, en *Taurus Data and How to Reduce it*. WHT doc.
- Lockman, F. J., 1984, ApJ 283, L90
- Lynden-Bell, D., 1965, MNRAS 129, 299
- Masset, F., Tagger, M., 1997, A&A 318, 747
- Mayer-Hasselwonder, H. A., et al., 1982, A&A 105, 164
- McCall M. L., Straker R. W., Uomoto A. K., 1996, AJ 112, 1096
- McKee, C. F., Ostriker, J. P., 1977, ApJ 218, 148
- Mihalas, D., Binney, J., 1981, en *Galactic Astronomy. Structure and Kinematics*, W.H. Freeman & Co., New York
- Miyamoto, M., Yoshizawa, M., Suzuki, S., 1988, A&A 194, 107
- Neininger, N., Guélin, M., García-Burillo, S., Zylka, R., Wielbinski, R., 1995, A&A 310, 725
- Nelson, R. W., Tremaine, S., 1995, MNRAS 275, 897
- Norman C. A., Ikeuchi S. 1989, ApJ 345, 372
- Oort, J. H., Derr, F. J., Westerhout, F., 1958, MNRAS 118, 379
- Osterbrock D. E. 1989, *Astrophysics of gaseous Nebulae and galactic nuclei*, Mill Valley, University Science Books
- Ostriker, E. C., Binney, J., 1989, MNRAS 237, 785
- Peletier, R. F., Valentijn, E. A., Moorwood, A. F. M., Freudling, W., 1994, A&AS 108, 621
- Porcel, C., Battaner, E., 1995, MNRAS 274, 1153
- Porcel, C., Battaner, E., Jiménez-Vicente, J., 1997, A&A 322, 103.

- Quinn, T. R., Binney, J., 1992, MNRAS 255, 729
- Reed, B. C., Fitzgerald, M. P., 1984, MNRAS 211, 235
- Reshetnikov, V. P., 1995, Astron. Astrophys. Trans
- Reshetnikov, V. P., Combes, F., 1998, A&A 337, 9
- Reynolds, R. J., 1989, ApJ 339, L29
- Rogstad, D. H., Lockhart, I. A., Wright, M. C. H., 1974, ApJ 193, 309
- Roy J-R., Arsenault R., Joncas G., 1986, ApJ 300, 624
- Rozas M., 1996, Tesis doctoral, IAC.
- Rozas M., Beckman J. E., Knapen J. H., 1996, A&A 307, 735
- Ruphy, S., Robin, A. C., Epchtein, N., Copet, E., Bertin, E., Fouqué, P., Guglielmo, F., 1996, A&A 313, L21
- Ryden, B. S., Gunn, J. E., 1987, ApJ 318, 15
- Ryden, B. S., 1988, ApJ 329, 589
- Sadroski, T. J. et al., 1992, en *Back to the Galaxy*. University of Maryland. College Park.
- Sancisi, R., 1976, A&A 53, 159
- Sánchez-Saavedra, M. L., Battaner, E., Florido, E., 1990, MNRAS 246, 458
- Shang, Z., et al., 1998, ApJ 504, L23
- Shapiro, P. R., Field, G. B., 1976, ApJ 205, 762
- Shortridge, K., et al., 1997, FIGARO Users Guide, PPARC
- Sparke, L. S., 1984, ApJ 280, 117
- Sparke, L. S., Casertano, S., 1988, MNRAS 234, 873
- Spitzer L. Jr. 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium*, J. Wiley & Sons, New York.
- Syget, J. F., Tagger, M., Athanassoula, E., Pellat, R., 1988, MNRAS 232, 733
- Tagger, M., Syget, J. F., Athanassoula, E., Pellat, R., 1987, ApJ 318, L43
- Taylor, K., Atherton, P. D., 1980, MNRAS 191, 675
- Tully R. B., Verheijen M. A. W., Pierce M. J., Huang J-S., Wainscoat R. J., 1996, AJ 112, 2471
- Unger, S. W., 1991, TAURUS Users Manual, RGO.
- van der Hulst, J. M., Kamphuis, J., 1991, en *IAU Symposium No. 144, The interstellar Disk-Halo Connection in Galaxies*, ed. Bloemen, J. B. G. M., Kluwer Academic Publ., 201

- van der Kruit P. C., Searle, L., 1981a, A&A 95, 105
van der Kruit P. C., Searle, L., 1981b, A&A 95, 116
van der Kruit P. C., Searle, L., 1982a, A&A 110, 61
van der Kruit P. C., Searle, L., 1982a, A&A 110, 79
van der Kruit P. C., Shostak G. S.: 1982, A&A 105, 351
van der Kruit P. C., 1988, A&A 192, 117
van Dyk S. D.: 1992, AJ 103, 1788
Wainscoat, R. J., Freeman, K. C., Hyland, A. R., 1989, ApJ 337, 163
Wakker, B. P., van Woerden, H., 1997, Ann. Rev. A&A 35, 217
Weinberg, M. D., 1995, ApJ 455, L31
Zurita, A., Battaner, E., 1997, A&A 322, 86

