

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
Departamento de Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera



TESIS DOCTORAL

**Caracterización de la cinemática de los vientos y los discos
circunestelares ionizados de regiones UC HII con emisión máser en
líneas de recombinación de hidrógeno**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Alejandro Báez Rubio

Director

Jesús Martín-Pintado Martín

Madrid, 2015



UNIVERSIDAD
COMPLUTENSE

MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Astrofísica y CC. de la Atmósfera

**Caracterización de la cinemática
de los vientos y discos
circunestelares ionizados de
regiones UC HII con emisión
másers en líneas de recombinación
de hidrógeno**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
PRESENTADA POR

Alejandro Báez Rubio

Bajo supervisión del doctor:

Jesús Martín-Pintado Martín



CENTRO DE ASTROBIOLOGÍA
ASOCIADO AL NASA ASTROBIOLOGY INSTITUTE



CSIC



MADRID, 2015

*A todas las personas que me ayudan
a creer que el mundo es bello
y que aún es posible confiar en la humanidad,
y también a ti, querida lectora,
por haberme regalado la ilusión para escribirlo.*

Agradecimientos

He de confesar que escribir estas líneas me ha resultado la parte más complicada y en más de un momento decidí que no la escribiría, al contrario de lo que dicta una de esas convenciones sociales que no está escrita en lado ningún pero que es normalmente seguida. No quería por razones personales y porque no soy muy devoto de darle gran importancia a los títulos académicos, al contrario que a los sueños cumplidos. Pero al final voy aprovechar esta ocasión como una excusa para hacer algo diferente. Además de que he de reconocer que la publicación de esta tesis es el momento oportuno de reflejar el nombre de personas sin las cuales la investigación desarrollada en este trabajo no hubiera sido posible.

Por ello me gustaría comenzar nombrando a unas cuantas personas. En primer lugar me gustaría referirme a Izaskun, porque si hay alguien cuyo nombre no aparece en la portada y cuyo trabajo ha sido imprescindible para avanzar y desarrollar este trabajo, has sido tú. Gracias por haberme dado la posibilidad de estudiar nuevas estrellas, por ser paciente conmigo y por motivarme para intentarlo cuando dentro de mí no quería y me parecía que estaba siendo demasiado esfuerzo para algo que no iba a llevar a lado ninguno. Gracias por haber compartido conmigo tus conocimientos, haberme ayudado con las propuestas, por escucharme en Sudáfrica y por ofrecerte siempre para poder hablar contigo de cosas más personales. Tu contribución ha sido fundamental, y estoy seguro que si hubiera tenido el placer de tenerte más cerca, aún me habría ido muchísimo mejor.

A ti, Luis Felipe, y al CRyA en su conjunto, por vuestro recibimiento, por vuestro trato cálido y cercano, pero ante todo por aceptar que hiciera mi estancia en México, unos meses que al final han resultado determinantes en mi crecimiento personal. Also thank you so much, Stan, y a Edith, it was a pleasure to work with you even if our work did not get any important results. I wish to come across with you some day as we did in Cape Town. Gracias a vosotros dos por haberme enseñado interferometría y por hacerme sentir, por primera vez en mi vida, cómodo en un entorno académico. Gracias a todo el CRyA por todo lo que me habéis permitido aprender, desde interferometría hasta tener una visión mucho más completa de lo que conocemos acerca de la formación estelar. Espero que cualquier cosa que os haya podido aportar yo, también lo consideréis valioso.

Vielen Dank für Ihre konstruktiven Beiträge zu dieser Arbeit und für Ihren Enthusiasmus für “unseren” Stern. Und darüber hinaus für das warme Willkommen das Sie mir jedesmal in Granada bereitet haben. Gracias Clemens. Tampoco me olvido de ti, Pere. Te estoy muy agradecido por todas las sugerencias y correcciones que han mejorado considerablemente los artículos y, en especial, por haberme transmitido la meticulosidad para intentar redactar con precisión.

A toi aussi, Frederic. Vous êtes très drôle. J’apprécie vraiment votre aide pendant les observations, mais surtout toutes ces heures partagées en regardant les étoiles et le partage des expériences et des visions de la vie. A ti, Josefina, por tu simpatía y hacerme un favor sin conocerme y desinteresadamente cuando realmente lo necesitaba. そしてあなたに, マリクルス. Y a ti, Guillem.

En último lugar me gustaría nombrar a mi director, Jesús. Espero haber correspondido parte de lo que esperabas de mí al escogermelo para retomar este campo de investigación que al final está resultando tan fructífero. Te agradezco mucho el haberme suministrado las herramientas y las ideas, sin las cuales esta tesis no hubiera sido posible. Gracias por haberme guiado hacia donde debía encaminar mi investigación y, sobre todo, por todo el esfuerzo dedicado para leer con tanto esmero cada uno de los artículos y esta tesis. Sin duda que ha sido vital para que pudieran llegar a buen puerto. Y muy en especial gracias por haber confiado tantas veces en mí, cuando creo que en realidad en ningún momento te he demostrado personalmente que podía llegar a tener la capacidad de afrontar este pequeño reto. Sólo espero que sientas que mereció la pena.

La verdad es que en estos momentos de agradecimientos, se me hace inevitable mirar hacia mi pasado para recordar todo lo que ha hecho posible esta tesis. Y sin duda uno de los hechos más determinantes ha sido la fascinación que, desde niño, siempre he sentido por el mundo en el que vivimos. Siempre recordaré aquel día en el que me regalaron un atlas y cómo disfrutaba pasando una hoja tras otra aprendiendo las montañas, ríos y ciudades que estaban más allá de mi vista, aprendiendo que había planetas y mundos más allá del alcance de los humanos, lugares que probablemente nunca tendría la posibilidad de contemplar. Por eso también he de agradecer el CSIC por la oportunidad recibida de poder acercarme más que nunca hacia el mundo celestial y dedicarme durante cinco años de mi vida a lo que siempre quise ser. Espero haber contribuido a poner un diminuto grano de arena en nuestro conocimiento del mundo que habitamos y que los resultados de este trabajo hayan justificado el dinero público que se invirtió en él. No estoy totalmente seguro de ello, pero sí de que cuando comencé este proyecto, lo hice con una maleta cargada de ilusiones y con la necesidad de empezar un nuevo capítulo en mi vida. Y ahora que este proyecto llega a su fin resulta que la maleta ha acabado llenándose de herramientas y conocimientos para aportar cosas a la sociedad, y desbordada de experiencias maravillosas. Tengo la fortuna y el orgullo de poder decir sin ninguna duda que estos años han sido en los que más sentimientos he vivido. Y si por algo debería caracterizarse la vida son por las sensaciones que procesamos, vivimos por y para ello. En estos años he vivido los días y los meses más tristes de mi vida, pero también mis años más felices, los de mayor creatividad y en los que he hecho las cosas de las que más orgulloso me siento.

Parte de muchas de las cosas que he aprendido y sentido en estos años, y las que he tenido el placer de compartir, ha sido junto a mis compañeros del CAB, a los que me gustaría recordar. A ti, Graciela, por muchas cosas, y también por sonreírme por los pasillos. Julia, for all the complicity shared between us. You know it, I've really enjoyed with you so much, above all because you are one of the few people with who I am not afraid to be myself. Gustavo, por la alegría que siempre me has transmitido, y tu sencillez. A ti, Antonio, que te abriste mucho conmigo y compartimos muchas risas y momentos divertidos. También a ti, Kike. Eres de esas pocas personas de las que estoy seguro que le va a ir muy bien en la vida. A vosotras tres, Alicia, Tania y María, a las que tengo que agradecer mucho por vuestra bondad, el saber escuchar y el saber entusiasmar. A pesar de que podríamos haber tenido una relación aún más cercana, habéis sido tres grandísimos ejemplos de personas con las que he disfrutado muchísimo. Gracias a ti, Diego, con diferencias eres de las personas con las que más he aprendido en mi vida. Es un placer conocer personas con una mente tan abierta como la tuya. A ti, Héctor, por ser el único chico que me ha enseñado la lengua, por tu cariño y ponerme tu mano en mi cabecita. Nunca te lo dije, pero te eché de menos en las semanas que comencé a ir a primera hora. Y también a vosotros, Pablo, Enoma, Montse, Zoubir, Alejandra, Margot, Yoli, Irene, María (sí, tú, la gallega), Joseli, Sofía, Roger, Rafa, Jaime, Jairo, Marimar, Vicky, y otros de los que probablemente me estaré olvidando. Con todos vosotros he compartido en muchas ocasiones momentos muy bonitos.

No sólo viene a mi memoria recuerdos de ellos, sino también de algunos de mis compañeros de la universidad. En especial no me olvido de ti, Mariana. Y de ti, José, porque me demostraste durante la carrera que con la persona que más podía aprender no era con el que más sabía, sino con el que más disfrutaba aprendiendo y compartiendo. Siempre fue un placer estar tantas horas de madrugada haciendo cálculos contigo. Aunque no lo creas, con pocas personas he disfrutado tanto trabajando.

Não me esqueço também de dois colegas da vida. Sim, são vocês dois, Inês e Carlos. Uma das minhas maiores surpresas nestes anos foi ter sorte de que vieram duas vezes visitar-me a Madrid. Obrigado por nunca se esquecerem de mim, por me ouvirem e pelo vosso mais sincero apoio. Fico feliz de poder dizer que vocês são meus amigos, e que a confiança entre nós sempre seja igual. Sempre estarei muito agradecido por me terem apoiado. Y a ti también, Mamen. Tack så mycket, por estar ahí para escucharme.

Me gustaría agradecer también a mis compañeros del CRyA, y a los que me mimaron en México. Sois demasiados para agradecerlos como os merecéis, pero continuamente os recuerdo y ya tuve el placer de deciros a cada uno de vosotros lo que habéis representado para mí. A todos vosotros, por el tiempo compartido en Morelia, y también en Rimini. Aún así, me gustaría volver acordarme de ti, Manuel, por tus inquietudes, tu mente abierta, tu saber escuchar y transmitir, por tu simpatía, y por haber querido compartir tu día a día conmigo desde el primer momento en el que aterricé en el CRyA. Gracias por aquella primera llamada para que me fuera a comer contigo. Fue un auténtico privilegio. De ti, Guillermo, por tener confianza conmigo y compartir conmigo parte de tus experiencias vistas desde una perspectiva tan enriquecedora como la tuya. Y de ti, Nahily, y de tu mamá, por vuestra hospitalidad y el afecto que siempre me habéis transmitido. Yuri, también de ti, porque aunque no te llegué a ver, sigues ahí y siempre serás uno de esos ejemplos de bondad. Gracias a tu mamá, María, por sus llamadas, y a ti por jugar tantas veces conmigo. También a ti, Alma, por tu cercanía y haberte deseado absorber con mis experiencias allí. Disfruté con ello tanto o más que tú.

A vosotros, Lili, Abraham, Esperanza y la bailarina, por las conversaciones, las risas, los viajes, por vuestra complicidad, vuestro cariño y por cuidarme. En pocas palabras, por haberme permitido ser parte de vuestra familia durante algunos de los meses más significativos de mi vida. Por haberme hecho comprobar que la convivencia puede resultar muy sencilla, al contrario de lo que piensa la mayoría de la gente. Siempre seréis mi familia mexicana. Espero y me esforzaré para que algún día volvamos a coincidir en algún punto del mundo.

En estos años, si algo he descubierto es que, aunque la mayoría no lo crean, el mundo está lleno de personas maravillosas dispuestas a abrirte las puertas de sus casas sin apenas conocerte, y las no menos importantes, las de sus corazones. Nunca pensé que me fuera a pasar, pero hoy en día algunas de las personas que considero más han supuesto para mí y que más me han llenado emocionalmente, apenas las he conocido unos momentos, o unos pocos días. Incluso aunque no tenga mucho contacto con ellas, siempre las llevo en el día a día dentro de mí, y en ciertos momentos me llena de satisfacción pensar como he tenido el privilegio de conocerlas. No puedo enumerarlas a todas, pero tú eres una de ellas, Katherine, por abrirme las puertas de tu hogar cuando no me conocías. Con aquel papelito me hiciste sentir una de las emociones más bonitas de mi vida. I podziekowania dla Ciebie, Ania. Por haber dejado tu trabajo y todo para mostrarme tu tierra, por dar la espalda al mundo por guiarme a mí, por haberte esforzado para conseguir que me convirtiera en tu amigo. Pero sobre todo por representar ahora para mí uno de los mejores ejemplos de lo que significa ser una gran persona. Ja tez cie kocham.

A los niños de Kenia. To all the children from North Horr. I went to your village with some fears, and then you gave me away some of the greatest surprises of my whole life. I don't know how to thank you for being so happy just for me being there. I've never felt so rewarded as you made me to feel. You made me to realize that what makes the desert so beautiful is that there is always hidden an oasis full of smiles, as those that you gave me. Alessandro misses you. Gracias a ellos, y a mi ahijada, Sidra. Fazes-me bem simplesmente por exisitires.

De vuestro *changuito*, a mis niñas de Oaxaca, por haberme hecho vivir dentro de un mundo de cuento transformado en realidad. Jennifer, Arileydi, Kendra, Lázaro, mamá y papá, sois una familia maravillosa. Pasa el tiempo y me sigue encantando hablar de vosotros. Conoceros ha sido, sin ninguna duda, uno de los momentos más especiales de mi vida. Os quiero.

Muito obrigado a ti, Óscar, porque aunque apenas nos hayamos visto en unas escasas ocasiones, te considero una de las personas más especiales que he conocido en mi vida. Aunque no seas consciente de ello, me acuerdo continuamente de ti. Nunca conocí un chico tan cariñoso y transparente como tú.

A ti muy especialmente, Sarita. Si te soy sincero, me has llegado a sorprender mucho. Nunca pensé que fuera al final con una de las personas que iba a tener una relación más sana. Gracias por explicarme las cosas del mundo de los adultos. También por aguantarme, porque aunque creas que soy yo el que te he ayudado, en muchos momentos me has regalado lo que más necesitaba, alguien que me escuchara. Acabé en muchos momentos desahogándome contigo. Esta tesis si está escrita pensando fundamentalmente en alguien, fue en ti. Me resulta bastante complicado escribir algo a lo que tenía que dedicar tanto esfuerzo simplemente por conseguir un título académico. Pero tú me has hecho ponerle cara y sonrisa a alguien que le interesa mi trabajo y que le hace ilusión verlo terminado. Espero también aportar a otras personas parte de mis conocimientos, pero el simple de que tú lo vas a recibir ya ha hecho que escribir esta tesis merezca la pena.

Y si alguien me ha dado las energías necesarias para terminarla, has sido tú. Grazie mille davvero a te, Pati. Gracias a ti por lo que ya sabes, y por todo aquello que no sabes. Y por haberme hecho tan feliz. Soy de los que cree que a muchas personas se las puede llegar a querer, pero dignas de admiración hay realmente muy pocas. Y yo, en cambio, te sigo admirando. De verdad y de corazón.

Por último, me gustaría recordar a todas esas personas que han sido testigos directos de mis tropiezos y de mis avances desde que era un niño, a mi familia. Y en primer lugar me gustaría recordar a alguien a quien nunca le he llegado a agradecer lo que ha representado para mí. Gracias a ti, por aparecer en el tercer recuerdo de mi vida, aquel en el que recortabas aquellos trozos de papel con el que me enseñaste el alfabeto y a leer. Gracias a ti por haber llenado la casa de libros que acabé devorando a lo largo de los años. Gracias, gracias por poner la semilla que despertó mi curiosidad hacia el mundo que nos rodea. Muchas gracias a ti, papá, porque sé que si hoy a alguien que está orgulloso de esta tesis, incluso aunque no entiendas nada de lo que estudio, ese eres tú.

A mi abuela Ángeles, porque aunque no vas a llegar a leer estas líneas, sé que te quedarías muy feliz. Gracias por seguir incluso en estos días queriendo compartir conmigo ese mundo y esa época que yo nunca llegué a conocer. Gracias. Gracias por todo. Y a ti, primo, por venirte a Fuenla para cuidarla.

También a ti, niña, porque aunque seas una tramposa, has sido siempre mi mejor compañera de juegos y con la que más me divierto. Por sorprenderme durante estos años cuando menos lo esperaba con esas cartas, por seguir creyendo que existen los reyes y por ser una de las pocas personas que siempre estás ahí para ayudarme con mis locuras que la mayoría no entienden. Y no me gustaría olvidarme de ti, primo, por estar siempre enseñándome cosas de ciencia (y muchas cosas más) cuando en realidad se supone que debería ser yo el que te las enseñara.

Gracias a ti, abuela, porque aunque te de algo de pena nunca haber tenido casi nada para poder entregar a tu familia, nos has dado lo mejor que nos podías dar, tu tiempo y sobre todo tu cariño. Gracias a ti y al abuelo por quererme, y por querernos a toda la familia. A pesar de que tengas la cabeza cada vez peor, quiero que sepas que es un privilegio vivir contigo. Gracias por haber sido durante tantos años el mejor ejemplo de qué tipo de personas quiero en mi vida. Y por darme la oportunidad de disfrutar a lo largo de tantos años de esa casita sin electricidad en la que tuve el privilegio de descubrir la belleza de una noche estrellada. Sé que fue muy duro para ti vivir casi toda tu vida sin tener ni una casa propia, pero gracias a tu huerta hoy estoy escribiendo estas líneas. Gracias a ti y al abuelo, pero también a todos vosotros, papá, mamá, niña, tíos, tías y primos, por esas cientos de noches disfrutadas allí que no se pueden resumir aquí.

Y no me olvido de ti, mamá. Porque desde que era niño siempre has estado ahí. Por haber estado toda tu vida al lado mío cuidándome del mejor modo que sabías, y por seguir continuamente haciéndolo. Siento en parte todos estos años que me he pasado encerrado. Mamá, aquí tienes en parte el fruto de ese sacrificio. Sé que te hubiera gustado que mi vida hubiera sido distinta. Sé muy bien que no comprendes nada de esto y, sinceramente, no sé si habrá merecido la pena tanto esfuerzo. Pero si algo te puedo asegurar es que si viviera otra vez, me gustaría volver a tener la perspectiva del mundo que te da el estudiar física, repetir muchas de las experiencias que me ha hecho vivir este doctorado, y volver a encontrarme con muchas de las personas que he llegado a conocer gracias a él.

Gracias a ti, mamá, y gracias a todos vosotros. Os tengo gratitud como lo tengo hacia la sociedad en su conjunto y el mundo que me rodea. Eso es bien fácil. Pero hacia todos vosotros siento algo mucho más importante en la vida de uno que la gratitud porque, independientemente de la relación afectiva que tenga con cada uno de vosotros, habéis representado cosas importantes para mí. Y por ello simplemente me gustaría deciros que os aprecio, y en mayor o menor medida os debo lo que soy y lo que he llegado a hacer.

Con mucho cariño,
Alejandro.

Índice general

1	Abstract and resume	1
1.1	Introduction	1
1.2	Objectives	3
1.3	Observations and methods	4
1.4	Results	4
1.5	Conclusions	6
2	Prólogo y estructura de la tesis	7
3	Formación y evolución estelar	11
3.1	Formación de estrellas de baja masa	11
3.2	Formación de estrellas masivas	17
3.2.1	Modelo de coalescencia de estrellas	21
3.2.2	Modelo de acreción competitiva en cúmulos estelares de baja masa	22
3.2.3	Modelo de colapso monolítico de un núcleo masivo denso	23
3.3	Regiones ultracompactas HII	24
3.3.1	Contexto galáctico de la localización	27
3.3.2	Morfología	27
3.3.3	Vida media	30
3.3.4	Distribución de densidad electrónica	30
3.3.5	Cinemática	31
3.4	Modelos de regiones UC HII	32
3.4.1	Regiones confinadas por presión	33
3.4.2	Flujos de champagne en regiones no homogéneas	34
3.4.3	Frentes de choque en forma de arco	36
3.4.4	Vientos por fotoionización constante	37
3.4.4.1	Vientos cargados de masa	38
3.4.4.2	Vientos creados por fotoionización de discos	38

4	Formación de estrellas masivas por colapso monolítico	41
4.1	Evidencias observacionales de discos circunestelares	41
4.1.1	Discos circunestelares en supergigantes B[e]	43
4.2	Características de los chorros colimados	46
4.3	Modelos de lanzamiento del viento	47
4.3.1	Modelos gravitacionales	48
4.3.2	Modelos gravitacionales hidrodinámicos	52
4.3.3	Modelos magnetohidrodinámicos	53
4.3.3.1	Aceleración magnetocentrífuga	55
4.3.3.1.1	Vientos de discos	56
4.3.3.1.2	Aceleración magnetohidrodinámica y por presión de radiación	61
4.3.3.1.3	Inestabilidad magnetorotacional	63
4.3.3.1.4	Vientos X	64
4.3.3.2	Vientos producidos por torres magnéticas	66
4.3.3.3	Eyecciones por reconexión magnética	68
4.4	Discriminación observacional entre los modelos	69
5	MORELI, un modelo de transferencia radiativa para líneas de recombinación y continuo	73
5.1	Motivación del modelado de líneas de recombinación	74
5.1.1	Transferencia de radiación	75
5.1.1.1	Coefficientes de desviación para el átomo de hidrógeno	76
5.1.2	Geometría	80
5.1.2.1	Límites espaciales de integración	80
5.1.2.2	Tamaño de la discretización espacial	82
5.1.3	Tasa de pérdida de masa	83
5.1.4	Estructura cinemática	84
5.1.4.1	Rotación kepleriana	85
5.1.4.2	Movimientos rectilíneos	86
5.1.5	Distribución de densidad electrónica	86
5.1.6	Distribución de temperatura electrónica	87
5.2	Consideraciones generales para la determinación de las condi- ciones físicas de las regiones UC HII	88
5.2.1	Gradientes de densidad electrónica a partir de la distribución espectral de energía	88
5.2.2	Temperatura electrónica a partir de los cocientes de la intensidad integrada de líneas con respecto al continuo	88
5.2.3	Discriminación entre la emisión térmica y máser en las líneas de recombinación	92

5.2.4	Gradientes de temperatura electrónica en el caso de emisión máser	95
5.2.5	Saturación de los máseres	95
6	MWC349A, un viento ionizado fotoevaporándose del disco en rotación	99
6.1	Caracterización y entorno de MWC349A	99
6.1.1	Características espectrofotométricas	101
6.1.2	Estudio de la vecindad de MWC349A	102
6.1.3	Estado evolutivo	105
6.2	Resultados de la modelización con el código MORELI	108
6.2.1	Geometría	108
6.2.2	Cinemática	109
6.2.2.1	Viento ionizado	109
6.2.2.2	Disco ionizado	109
6.2.3	Compendio de los resultados cuantitativos	110
6.3	Discusión de los ajustes de la emisión de continuo	113
6.3.1	Mapas	113
6.3.2	Distribución espectral de energía	115
6.3.3	Modelización	119
6.4	Discusión de los ajustes de las líneas de recombinación	120
6.4.1	Restricción de las componentes cinemáticas en la región ionizada: <i>mapa de centroides de la línea H30α</i>	126
6.4.1.1	Características del mapa de centroides	126
6.4.1.2	Interpretación del mapa de centroides con MORELI	128
6.4.2	Restricción de las condiciones físicas y cinemáticas a través del modelado de las líneas de recombinación	133
6.4.2.1	Masa central	133
6.4.2.2	Velocidad terminal	135
6.4.2.3	Velocidad turbulenta	136
6.4.2.4	Radio del lanzamiento del viento ionizado	136
6.4.2.5	Semiapertura del disco ionizado	138
6.4.2.6	Temperaturas electrónicas	140
6.4.2.7	Tamaño del disco	141
6.4.3	Intensidades integradas de las líneas de recombinación. Efectos de saturación.	143
6.4.4	Análisis de las líneas Hn α milimétricas y centimétricas	146
6.4.4.1	Líneas de recombinación de alta frecuencia trazadoras del disco ionizado	147
6.4.4.2	Líneas de recombinación de baja frecuencia trazadoras del viento ionizado	150

6.4.5	Análisis de las líneas de recombinación $Hn'\beta$ y $Hn''\gamma$. . .	151
6.4.6	Determinación de la región de lanzamiento del viento ionizado desde el disco en base al análisis de las líneas $Hn\alpha$ submilimétricas	156
6.4.6.1	Características espectrales	156
6.4.6.2	Modelado de la eyección del viento ionizado desde el disco	160
6.5	Interpretación del lanzamiento del viento ionizado en MWC349A como debida a vientos de discos	164
7	Cepheus A HW2: líneas de recombinación máser extremadamente anchas	169
7.1	Introducción	169
7.2	Modelado del radiocontinuo	174
7.3	Líneas de recombinación	176
7.3.1	Líneas de recombinación máser extremadamente anchas .	178
7.4	Modelado de las líneas de recombinación extremadamente anchas con MORELI	182
8	Monoceros R2-IRS2: un nueva región con líneas de recombinación máser	187
8.1	Introducción	187
8.2	Radiocontinuo	188
8.3	Líneas de recombinación	191
8.3.1	Emisión máser de las líneas de recombinación	195
8.3.2	Modelado de la emisión máser de las líneas de recombinación	196
9	Evidencia de emisión máser en líneas de recombinación hacia el viento ionizado de G35.58-0.03	203
10	Conclusiones	209
11	Perspectivas futuras	213
12	Lista de publicaciones	215
Anexo A	Características de las estrellas masivas	219
Anexo B	Procesos de interacción entre la materia y la radiación	221
B.1	Radiación de continuo	221
B.2	Líneas espectrales	223

B.3	Relaciones entre los coeficientes de Einstein	225
B.4	Cálculo de los coeficientes de Einstein	226
Anexo C Espectroscopía de átomos hidrogenoideos		227
C.1	Aproximación de Rydberg	228
C.2	Aproximación de Dirac	232
C.3	Coeficientes de Einstein para las líneas de recombinación	233
C.3.1	Símbolos δ_j	237
C.4	Perfiles de las líneas de recombinación	238
C.4.1	Ensanchamiento gaussiano	238
C.4.2	Ensanchamiento lorentziano	239
C.4.3	Ensanchamiento total	242
C.5	Catálogo de líneas de recombinación	243
C.6	Potenciales de ionización	274
Anexo D Fundamentos físicos de la transferencia de radiación		277
D.1	Transporte radiativo	277
D.2	Coeficiente de absorción y de emisión del continuo	278
D.3	Coeficientes de absorción y funciones fuente de líneas de recombinación	279
D.3.1	Equilibrio termodinámico local	280
D.3.1.1	Coeficiente de absorción de líneas	284
D.3.2	Condiciones de no equilibrio termodinámico local	285
D.4	Ecuación de transporte radiativo para condiciones de no equilibrio termodinámico local	288
D.4.1	Emisión estimulada y máser	289
D.4.1.1	Efectos de la saturación de los másers en los coeficientes de desviación	290
Anexo E Particularidades incorporadas en el código MORELI		293
E.1	Constantes físicas	293
E.2	Factores de Gaunt	294
E.3	Cálculo numérico del perfil de Voigt	296
E.4	Implementación de la geometría en MORELI	299
E.4.1	Esférica	299
E.4.2	Cilíndrica	300
E.4.3	Cónica	302
E.5	Cinemática	303

Anexo F Intensidad de la emisión de continuo de una región HII con estructura de densidad	307
F.1 Caso ópticamente opaco	309
F.2 Caso ópticamente transparente	310
F.3 Caso parcialmente ópticamente opaco	310
F.4 Radio efectivo de un viento ionizado	313
F.4.1 Caso ópticamente transparente	314
F.4.2 Caso parcialmente ópticamente opaco	316
Anexo G Regiones ultracompactas e hipercompactas con líneas de recombinación anchas	317
Anexo H Observaciones realizadas hacia las regiones UC HII de MWC349A, Cepheus A HW2 y MonR2-IRS2	321
H.1 Observaciones de líneas de recombinación hacia MWC349A . . .	321
H.1.1 Interferómetro del Plateau de Bure: mapa de centroides de la línea H30 α	321
H.1.2 IRAM-30m: líneas Hn α y líneas con salto de número cuántico principal mayor que uno	323
H.1.3 Telescopio espacial Herschel: líneas Hn α con $15 \leq n \leq 23$	324
H.2 Observaciones de la emisión de radiocontinuo y de líneas de recombinación hacia Cepheus A HW2	326
H.3 Observaciones de líneas de recombinación hacia Monoceros R2-IRS2	328
Anexo I Análisis cuantitativo de la aparición de las componentes azuladas con respecto a los picos máser en las líneas Hnα con $n \leq 21$ de MWC349A	331
Bibliografía	335

Índice de tablas

3.1	Tamaños y densidades electrónicas de las regiones HII	29
4.1	Discos circunestelares en estrellas masivas	45
6.1	Parámetros de entrada a MORELI para MWC349A	112
6.2	Tamaños medidos para la emisión de radiocontinuo de MWC349A	115
6.3	Intensidades de la emisión de continuo medida en MWC349A y resolución espacial de las observaciones	118
6.4	Comparación de los cocientes esperados en ETL y medidos hacia MWC349A de las intensidades integradas de pares de líneas con frecuencias similares	121
6.5	Cocientes de las intensidades integradas de línea con respecto al continuo en MWC349A	125
6.6	Localización y condiciones físicas en los píxeles con mayor grado de saturación	145
6.7	Comparación de las intensidades de pico y de la separación entre los picos que han sido típicamente observadas y predichas por MORELI para líneas $Hn\alpha$ hacia MWC349A	149
6.8	Intensidades de pico observadas y predichas de líneas $Hn\alpha$ con perfiles de pico simple	151
6.9	Comparación de las intensidades de pico de líneas $Hn'\beta$ y $Hn''\gamma$ en MWC349A	154
6.10	Cocientes de las intensidades integradas de línea con respecto al continuo en MWC349A	156
6.11	Intensidades y separación entre los picos máser de las líneas de recombinación $Hn\alpha$ con $15 \leq n \leq 23$ observadas hacia MWC349A	158
7.1	Intensidades de la emisión de radiocontinuo en Cep A HW2	178
7.2	Parámetros de las líneas de recombinación en Cep A HW2	180
7.3	Cocientes de las intensidades integradas de línea con respecto al continuo en Cep A HW2	182
7.4	Parámetros de entrada a MORELI para Cepheus A HW2	183

8.1	Parámetros de la emisión del radiocontinuo en MonR2-IRS2 . . .	190
8.2	Intensidades de la emisión de radiocontinuo en Monoceros R2-IRS2	192
8.3	Parámetros de la emisión de las líneas de recombinación en MonR2-IRS2	201
8.4	Cocientes de las intensidades integradas de línea con respecto al continuo en MonR2-IRS2	202
8.5	Parámetros de entrada a MORELI para Monoceros R2-IRS2	202
9.1	Distribución espectral de energía de G35.58-0.03	205
9.2	Cocientes de las intensidades integradas de línea con respecto al continuo en G35.58-0.03	208
A.1	Características físicas de las estrellas masivas	220
C.1	Desplazamiento de las líneas de recombinación de distintos elementos químicos respecto al hidrógeno	231
C.2	Expresiones analíticas del ensanchamiento colisional de líneas de recombinación	241
C.3	Catálogo de líneas de recombinación	244
C.4	Potenciales de ionización de elementos químicos con distintos grados de ionización	275
E.1	Constantes físicas y unidades de medida utilizadas por MORELI	293
F.1	Radio efectivo para una región ópticamente transparente	315
G.1	Regiones HC y UC HII con líneas de recombinación anchas	317
G.2	Líneas de recombinación anchas observadas en SgrB2 M	320
H.1	Observaciones de MWC349A con el IRAM-30m	325
H.2	Observaciones de MWC349A con el telescopio espacial Herschel	327
H.3	Características de las observaciones interferométricas de Cepheus A HW2	328
H.4	Líneas de recombinación observadas en MonR2-IRS	329
I.1	Intensidades integradas de línea medidas para cada uno de los picos máser y cada una de las componentes azuladas con respecto a dichos picos para líneas $Hn\alpha$ con $15 \leq n \leq 23$	332

Índice de figuras

3.1	Ilustración general del proceso de formación estelar	14
3.2	Trazas evolutivas e isócronas de estrellas de la presecuencia principal	19
3.3	Densidades electrónicas y tamaños de regiones UC HII	29
4.1	Radio gravitacional en función de la masa de la estrella	49
4.2	Esquema de la estructura del gas ionizado para modelos gravitacionales	51
4.3	Tasa de pérdida de masa en función del radio	53
4.4	Líneas de corriente y contorno de velocidades del modelo hidrodinámico de Font et al. (2004)	54
4.5	Evolución del cociente de las tasas de pérdida de masa del viento y de acreción	58
4.6	Esquema de las configuraciones de distintos modelos de vientos de discos	60
4.7	Esquema de un viento colimado	62
4.8	Esquema de formación de vientos X	65
4.9	Esquema del proceso de formación de una torre magnética	67
4.10	Imágenes del proceso de formación de inestabilidades en una torre magnética	68
4.11	Esquema de los modelos de eyecciones magnetosféricas	70
5.1	Perfil de unas de las primeras líneas de recombinación de hidrógeno observadas en el medio interestelar	75
5.2	Valores de los coeficientes de desviación para líneas $Hn\alpha$	78
5.3	Coefficientes β en función del número cuántico principal	79
5.4	Representación del índice espectral en función del índice b_d de la distribución espectral de energía	89
5.5	Cocientes de las intensidades integradas de línea en velocidades con respecto al continuo para líneas $Hn\alpha$, $Hn\beta$ y $Hn\gamma$	91

6.1	Mapa de la emisión de continuo en el radio y en el infrarrojo cercano, posición de la emisión de los picos máser y vector de polarización de la radiación hacia MWC349A	100
6.2	Mapas de radiocontinuo observado a 20, 6 y 3.6 cm hacia MWC349A	103
6.3	Espectros en el azul de MWC349A y MWC349B	105
6.4	Diagrama de Hertzsprung-Russell en escala logarítmica	106
6.5	Mapa de contorno de la emisión de la línea de CO en torno a MWC349A	107
6.6	Esquema de la geometría utilizada para modelar la región ionizada de MWC349A y sus componentes cinemáticas	111
6.7	Mapas de radiocontinuo modelado y observado a 1.3 cm y 7 mm hacia MWC349A	114
6.8	Distribución espectral de energía observada y modelada de MWC349A	116
6.9	Perfiles de las líneas de recombinación $Hn\alpha$ con $n \geq 29$	123
6.10	Perfiles de las líneas de recombinación $Hn\alpha$ con $15 \leq n \leq 26$	124
6.11	Mapa de posiciones relativas de la emisión de centroides de la línea $H30\alpha$	127
6.12	Predicción del mapa de la emisión de la $H30\alpha$ para velocidades correspondientes a los picos máser y a las alas	130
6.13	Mapa de centroides observado y predicho por MORELI sin rotación del viento	131
6.14	Comparación del mapa de centroides observado con el predicho asumiendo un viento ionizado y un disco en rotación	132
6.15	Comparación del perfil medido para la $H30\alpha$ con los perfiles modelados con MORELI	134
6.16	Ajuste del mapa de centroides utilizando los coeficientes de desviación de Walmsley	135
6.17	Comparación del perfil observacional de la línea $H30\alpha$ con los predichos por MORELI para diferentes v_0	136
6.18	Comparación del perfil medido para la $H30\alpha$ con los perfiles predichos por MORELI para diferentes radios de lanzamiento del viento	138
6.19	Comparación del mapa de centroides observado con los predichos por MORELI para diferentes radios de lanzamiento del viento	139
6.20	Predicción de los perfiles de la $H30\alpha$ de MWC349A con diferentes θ_d	140

6.21	Predicción de los perfiles de la $H30\alpha$ de MWC349A con diferentes temperaturas electrónicas	142
6.22	Intensidades integradas de líneas $Hn\alpha$ observados y predichos por MORELI	144
6.23	Comparación de los perfiles observados y modelados para las líneas $H35\alpha$ y $H41\alpha$ de MWC349A	147
6.24	Variabilidad de la línea $H30\alpha$ en MWC349A	150
6.25	Perfiles observados y predichos para la línea $H76\alpha$ en MWC349A	152
6.26	Comparación de los perfiles observados y predichos para líneas de recombinación $Hn'\beta$ y $Hn''\gamma$ de MWC349A	154
6.27	Perfiles de las líneas $Hn\alpha$ con $18 \leq n \leq 23$ medidas hacia MWC349A	159
6.28	Esquema de la geometría utilizada para modelar el lanzamiento del viento en la región ionizada de MWC349A	161
6.29	Perfiles predichos para las líneas $H26\alpha$ y $H27\alpha$ de MWC349A con componentes espectrales azuladas respecto a los picos máser	163
7.1	Subestructuras observadas en Cepheus A	170
7.2	Mapa de emisión del SO_2 y del continuo a 7 mm	171
7.3	Mapas de la emisión de continuo en Cep A HW2 a 7 mm, 1.3 cm y 3.6 cm obtenidos con el VLA	173
7.4	Distribución espectral de energía observada y modelada de Cep A HW2	175
7.5	Mapas observados y predichos para la emisión de radiocontinuo en MWC349A	177
7.6	Perfiles medidos para las líneas $H40\alpha$, $H34\alpha$ y $H31\alpha$ de Cep A HW2	179
7.7	Cocientes de las intensidades integradas de línea con respecto al continuo en Cep A HW2	181
7.8	Comparación de los perfiles observados y modelados para las líneas de recombinación máser extremadamente anchas observadas hacia Cep A HW2	184
8.1	Mapas de emisión de radiocontinuo hacia MonR2	189
8.2	Distribución espectral de energía observada y modelada de MonR2-IRS2	193
8.3	Mapas de la emisión de radiocontinuo y de las líneas $H26\alpha$ y $H30\alpha$ hacia MonR2-IRS2 y perfiles de línea	194
8.4	Comparación de los perfiles observados y modelados de las líneas $H30\alpha$ y $H26\alpha$ de MonR2-IRS2	199

9.1	Mapa de la emisión de radiocontinuo de G35.58-0.03	204
9.2	Distribución espectral de energía observada y modelada de G35.58-0.03	206
9.3	Perfiles de la línea H30 α y H38 β en G35.58-0.03	207
B.1	Esquema de los procesos físicos involucrados en la emisión de radiación de frenado	222
B.2	Esquema de los procesos de interacción entre los átomos y la radiación	224
C.1	Esquema de la formación de líneas de recombinación por emisión espontánea	230
C.2	Anchuras térmicas y colisionales de regiones UC HII	240
D.1	Esquema del mecanismo de amplificación de la radiación entre dos niveles electrónicos	287
D.2	Profundidades ópticas de la emisión de líneas de recombinación máser como función de N_e y n	292
E.1	Factores de Gaunt en función de la frecuencia	296
E.2	Factores de Gaunt en función de la temperatura electrónica	297
F.1	Representación del índice espectral y de las funciones $W(b_d)$ y $P(b_d)$ en función del índice b_d de la distribución espectral de energía	313
I.1	Incremento relativo de las intensidades integradas de línea para las componentes de las líneas submilimétricas	333

Capítulo 1

Abstract and resume

1.1 Introduction

Although massive stars play a key role in the evolution of galaxies, it is still under debate if they form through stellar mergers (Bonnell et al., 1998; Bonnell & Bate, 2002), competitive accretion of protostars (Bonnell et al., 2001, 2004) or through monolithic collapse of a single gravitationally bound core (Osorio et al., 1999; McKee & Tan, 2003). Recent observational results suggest that massive star formation occurs, at least in some cases, through monolithic collapse by accreting material from a circumstellar disk. The evidence includes the detection of molecular and ionized bipolar outflows (i.e. Tafuya et al. 2004), measurements of polarization (i.e. Jiang et al. 2005), circumstellar disks suggested by its absorption of radiation (i.e. Nielbock et al. 2007), and also the measurements of velocity gradients within the disk using molecular (i.e. Jiménez-Serra et al. 2007) and recombination maser lines. However, the few cases of well established circumstellar disks around massive stars and the observational difficulties make the characteristics of these disk to be poorly known.

At very early stages, the collapse of massive protostars leads to high enough temperatures to release a high flux of UV radiation that strongly ionize their circumstellar regions forming ultra-compact HII (UC-HII) regions. Understanding the evolution of massive stars which have formed UC-HII regions is key for the comprehension on how massive star formation proceeds since they spend $\sim 15\%$ of their lifetime in this stage, a period much longer than that expected from their crossing times if one assumes expansion at the sound speed (Churchwell, 1990). The continuous replenishment of the ionized

gas of UC-HII regions by photoevaporation of neutral dense circumstellar disks can explain that their lifetimes are longer than expected (Hollenbach et al., 1994). Establishing the origin of the ionized wind, its velocity structure and the physical processes powering its ejection from the disk is essential to understand how disks around massive stars evolve and, therefore, how their evolution affects the processes of mass accretion into the central star. However, the knowledge of the kinematics of the ionized disks and of the innermost regions of the ionized outflows remained poorly known.

The best tracer of kinematic of the ionized gas in disks and outflows in UC-HII regions are the hydrogen radio-recombination lines (RLs). These lines typically show linewidths consistent with that expected from thermal broadening, $\Delta v_{\text{FWHM}} \approx 25\text{-}30 \text{ km s}^{-1}$. However, a substantial fraction of UC-HII have larger linewidths, from $\Delta v_{\text{FWHM}} = 40$ to 500 km s^{-1} (Jaffe & Martín-Pintado, 1999), and they are characterized by sizes smaller than 0.05 pc , rising radio-continuum spectral indices at millimeter wavelengths and bipolar morphologies. The wide RLs found toward these sources reveal highly supersonic motions in ionized outflows which have been explained by different models.

Gravitational models (i.e. Hollenbach et al. 1994) explain that the photoionized material from the disk is launched to the outer regions, due to its thermal pressure, forming an outflow. The radius at which the launching occurs, known as gravitational radius, is given by the location where the thermal pressure overtakes the gravitational force. The gravitational radius comprises values between about forty and several hundreds of astronomical units, depending on the electron temperature and the central mass of the star. According to this model, the gas streams off from the outer disk at the sound speed. Analytical and numerical models taking into account also the hydrodynamics effects predict that the launching occur at a radius five times smaller than the gravitational radius due to the pressure exerted by the electron density gradient (Liffman, 2003; Font et al., 2004). In addition these models predict that the terminal velocity of the winds is reached at a few times the gravitational radius, achieving supersonic velocities.

Alternatively, magnetic fields have been proposed to be responsible for the launching and acceleration of ionized outflows. Magnetohydrodynamic models are supported by the finding of relatively strong magnetic fields toward regions of massive star formation (Vlemmings, 2008; Girart et al., 2009; Vlemmings et al., 2010; Qiu et al., 2013) and pre-main sequence massive stars (Alecián et al., 2008). These models basically fall into two broad categories: those leading to episodic ejections (e.g. Huarte-Espinosa et al. 2012 and Zanni

& Ferreira 2013), and those leading to stationary outflows. These models explain the launching due to magnetocentrifugal acceleration through magnetic field lines, whether in the innermost region of the disk threaded by the magnetosphere as predicted by the disk wind models (e.g. Blandford & Payne 1982) or in an extensive range of radii as predicted by the X-wind models (Shu et al., 1994a,b, 2000; Ostriker & Shu, 1995). However it is still under debate which of all these models better explain all the observed ionized winds.

1.2 Objectives

The main goal of this thesis is the characterization of the kinematics of UC-HII regions in order to understand the origin of their ionized winds and to discriminate between the different proposed models. For that purpose, we have devoted a major part of our efforts to study the kinematics of the UC-HII region ionized by MWC349A. This UC-HII is the best example of a massive star surrounded by a photoevaporating neutral disk, imaged at mid-IR and nIR wavelengths (Danchi et al., 2001), and by an ionized wind expanding at nearly constant velocity (Olnon, 1975; Tafuya et al., 2004). Its most outstanding feature is the presence of strong double-peaked Hydrogen RLs at wavelengths shorter than 3 mm, i.e. principal quantum numbers $n \leq 39$ (Martín-Pintado et al., 1989, 1994; Thum et al., 1995). These two peaks arise from maser emission from a dense Keplerian-rotating ionized disk which is observed virtually edge-on (Planesas et al., 1992; Weintraub et al., 2008). The maser lines along with the fact that MWC349A is the strongest radio-continuum source allow to obtain spectra with a high angular and spatial resolution to study in detail the kinematics of its ionized gas. Thus this source is the ideal target to understand the kinematics of ionized disks and winds around a massive star.

We have also looked for new sources with hydrogen RL masers to increase the number of UC-HII candidates appropriate for constraining the kinematics of their innermost regions where the outflow arises and of the possible disks. Thus the final aim to be achieved with ALMA is to use RL maser emission as an optimal tool to constrain the particular characteristics of the ionized disks and outflows of a significant number of UC-HII regions and, thus, achieving a broad view of the physical processes affecting to their ionized winds and disks.

1.3 Observations and methods

In order to characterize the kinematics of UC-HII regions we have compiled a number of objects from the published data in the literature. From these data we have selected UC-HII regions with broad recombination lines tracing highly supersonic motions because these sources are potential candidates to show hydrogen RL maser emission due to the high electron densities in their innermost regions. Then we have performed observations of recombination lines toward some of the most promising candidates, besides MWC349A, the previously only known source with RL maser emission. For that purpose we have used the new capabilities provided by far-IR, submm and mm instruments such as the Plateau de Bure Interferometer (PdBI), the Submillimeter Array (SMA) and the Heterodyne Instrument for the Far Infrared (HIFI) onboard the Herschel Space Observatory.

Once gathered, the data has been analyzed using a non-Local Thermodynamic Equilibrium (non-LTE) 3D radiative transfer model for recombination lines, hereafter MORELI (acronym of MOdel for REcombination LInes). This code was developed in order to constrain the geometry, electron density distribution, electron temperature and kinematics of our targets. The comparison between the observed radio-continuum emission and hydrogen recombination line emission with the predictions of MORELI have allowed to constrain the electron density distribution, electron temperature and kinematics of the outflows of our targets.

1.4 Results

i) Unveiling the kinematics of the ionized disk of MWC349A and the origin of its ionized outflow

We have taken advantage of the powerful maser emission of hydrogen RLs emitted from MWC349A to derive the detailed kinematics of the ionized circumstellar disk and of the ionized outflow around a massive star. This was achieved by using the MORELI code in order to carry out the most complete modelling of MWC349A. We have not only constrained the model parameters from a subset of RL data but for the whole set of observed RLs and the measurements of the radio-continuum emission taken from a wide range of frequencies. In particular, since the maser line profiles, their intensities and the H30 α centroid map are very sensitive to the kinematics and physical

structure of the source (electron density, electron temperature and geometry), the modelling of these RLs and the radio-continuum emission using the MORELI code has provided stringent constraints on the disk and outflow kinematics of MWC349A. In addition, our model provides a general view about the dominant processes involved in the amplification of RLs at different frequency ranges. While maser amplification seems to dominate for Hn α RLs with $n < 41$, stimulated amplification is still important even up frequencies as low as that of the H76 α , 15 GHz. Our main results on the physical structure of MWC349A were:

- a) the RL maser emission occurs in the dense ionized skin of a virtually edge-on circumstellar disk with Keplerian rotation around a massive star of 38 M $_{\odot}$,
- b) the ionized outflow seems to be launched from the disk since it is rotating in the same sense as the ionized disk,
- c) the launching radius of the ionized outflow occurs at a distance of $\lesssim 24$ AU from the central star, favouring the magnetohydrodynamic models, particularly the disk-wind models (Blandford & Payne, 1982; Pudritz & Norman, 1983, 1986; Pudritz et al., 2007).

ii) Detection of new sources with hydrogen recombination lines

MWC349A has been for about 20 years the only UC-HII region associated with young stars known with hydrogen RL masers. However, the improved instrumental capabilities of submm and mm instruments used in our observations have provided the detection of new sources with RL maser emission toward Cepheus A HW2 and Monoceros R2-IRS2. Firstly the increasing of the bandwidth allowed the first detection of extremely broad recombination lines, with linewidths of about 500 km s $^{-1}$, toward Cepheus A HW2 (Jiménez-Serra et al., 2011), an ultracompact region which traces the ionized jet around a massive star in a very early stage of evolution. On the other hand, the detection of double-peaked RL profiles toward MonR2-IRS2 (Jiménez-Serra et al., 2013) showed the need to perform high spatial resolution observations by using interferometers to filter out the optically thin extended emission and thus detecting the maser emission from the innermost regions of broad recombination line objects.

On the other hand, the modelling of Cepheus A HW2 and Monoceros R2-IRS2 have highlighted, like the modelling of MWC349A, the enormous potential of using the RL masers to constrain the profiles of electron temperature, electron density and kinematics of the ionized gas in the densest UC-HII regions. We note that this was possible despite the observational difficulties raised by these two sources: i) in the case of Cepheus A HW2 for

being very close to a hot core whose rich and intense molecular emission strongly contaminates the detected RLs, and ii) Monoceros R2-IRS2 for the lack of maps for which the radiocontinuum emission is spatially resolved.

Finally we have identified toward G35.58-0.03, maser emission at hydrogen RLs based on spectroscopy data published in the literature.

1.5 Conclusions

The physical processes leading to formation and evolution of high mass stars is one of the most discussed issues in Astrophysics. This poorly known field has experienced some progress within the last years thanks to the detection of some circumstellar disks around massive stars supporting formation via monolithic collapse. In this thesis we show one of the most detailed study of a circumstellar disk around a massive star, the one detected toward the UC-HII region of MWC349A, the only known source for about two decades with hydrogen maser recombination line emission. Our results have provided for the first time insight into the physical mechanisms launching the ionized outflow from an ionized disk. Our results support that magnetohydrodynamic effects play a key role in the launching, particularly as predicted by the disk-wind models. However, observations toward other massive stars are needed in order to know if those features are common to other UC-HII regions with the ultimate goal of understanding monolithic massive star formation. Our discovery of new sources with maser emission in hydrogen recombination lines proves the great potential of this type of RL masers to study in great detail the kinematics and physical structure of the innermost ionized gas in UC-HII regions, providing a deep insight into the ongoing processes in the launching of ionized winds in high-mass young stellar objects. This emerging field of study might be particularly successful in the short term thanks to the huge improvement in spatial resolution and sensitivity provided by the full operation of ALMA.

Capítulo 2

Prólogo y estructura de la tesis

Desde la primera de las noches del *homo sapiens*, la humanidad se interrogó acerca de la existencia de aquellos innumerables astros del firmamento nocturno que parecían permanecer inmutables a lo largo de las distintas generaciones humanas. La aparente inalterabilidad de los cielos junto con la regularidad de sus movimientos fue fundamental como herramienta para medir el paso del tiempo y de las estaciones, y por ello fue el origen de la astronomía, la primera de las ciencias desarrolladas por el ser humano en la que se utilizaron modelos matemáticos para explicar la realidad observada. No fue hasta muy recientemente cuando descubrimos que aquel mundo aparentemente imperecedero era algo más parecido al mundo terrenal al que estamos habituados. Este hecho que no es de extrañar puesto que el firmamento que podemos ver hoy en día ha sido prácticamente el mismo durante todo el periodo histórico de la humanidad. Sin embargo, la sorprendente aparición durante varios meses de una *nova stella*¹ en el año 1054, registrada tanto por astrónomos chinos, como por japoneses y árabes, fue la primera evidencia que acabó por llevar al abandono del paradigma de la eternidad e inmutabilidad de las estrellas. Así es como a día de hoy sabemos que en realidad el mundo que hay más allá de la Tierra se trata de un mundo mucho más humano y cercano de lo que creíamos. Un mundo repleto de estrellas que, como nosotros, viven, evolucionan y mueren. Y una apreciación más detallada de las estrellas reveló algo no menos sorprendente: las estrellas no eran meros puntos luminosos todos idénticos entre sí, sino que, como los seres vivos, consisten en un amplio y diverso zoo de distintas clases de estrellas, diferentes entre sí, con distintas temperaturas, colores, masas, edades e incluso composiciones químicas.

¹Nova stella: término con el que se hacía referencia a cualquier nuevo astro visible en el cielo.

Durante los últimos dos siglos los conocimientos de las leyes físicas aplicados al estudio de las estrellas han llevado a un exhaustivo conocimiento de los procesos más relevantes en la formación y evolución de la mayor parte de estrellas. Sin embargo, aún persisten multitud de interrogantes abiertos en relación a las estrellas más masivas, aquellas con masas superiores a $8 M_{\odot}$ y que se corresponden con las estrellas de la secuencia principal de tipo espectral B2 o más temprano (anexo A).

Estas estrellas, de tipo espectral O y B, son responsables de la emisión de un intenso flujo de radiación ultravioleta que da lugar a grandes regiones de hidrógeno ionizado (regiones HII). A través de los fuertes vientos que desarrollan, transfieren momento lineal y energía al medio interestelar. De este modo, calientan y perturban las nubes moleculares en las que nacen, modificando su química al producir fotodisociación de las moléculas y al ayudar a que se produzcan reacciones químicas endotérmicas que dan lugar a la formación de nuevas moléculas. Por otra parte, a su muerte, las estrellas masivas explotan como supernovas produciendo ondas de choque muy energéticas que destruyen y forman nuevos granos de polvo, expulsando parte del gas fuera del plano galáctico, enriqueciendo el medio interestelar con elementos pesados e induciendo la formación estelar en otras nubes moleculares. De este modo, no es de extrañar que, a pesar de su escaso número en comparación a las de menor masa, las estrellas masivas hayan jugado un papel clave en la morfología y la evolución de las galaxias a lo largo de la mayor parte de la historia del universo desde el momento en el que se llegó a formar la primera de ellas. Esto ha motivado un alto interés por intentar comprender sus características a lo largo de sus distintas fases de evolución, y en especial los procesos que conllevan su formación y evolución.

La presente tesis se centra en el estudio de una de las fases más importantes en la evolución temprana de una estrella masiva, cuando ya existe una estrella central con reacciones nucleares en su interior que producen una región ultracompacta de hidrógeno ionizado. Se estudiará la estructura física y cinemática de los vientos de material ionizado y de los discos circunestelares que están parcialmente ionizados para comprender los procesos físicos relevantes que están ocurriendo durante esta fase evolutiva. Para determinar las características de estos vientos y discos se han utilizado observaciones de la emisión de radiocontinuo y de líneas de recombinación de hidrógeno (anexos B, C y D) a longitudes de onda del infrarrojo lejano, submilimétricas, milimétricas y de radio. Los estudios se han centrado en regiones ultracompactas HII caracterizadas por la presencia de gas ionizado que se está moviendo a velocidades supersónicas y en las que hay un gradiente de densidad electrónica que aumenta radialmente hacia el interior alcanzando en

las regiones más internas densidades electrónicas del orden de unos 10^8 cm^{-3} . Proveniente de estas regiones se han detectado líneas de recombinación de hidrógeno con emisión máser que han resultado ser una excelente herramienta para estudiar su estructura de densidad y temperatura electrónica, además de su cinemática. Esto ha sido posible principalmente gracias a la interpretación de los datos observacionales mediante el programa MORELI, un código escrito en Fortran para modelar tridimensionalmente la emisión de radiocontinuo y de las líneas de recombinación asumiendo condiciones de no equilibrio termodinámico local. De este modo, se ha determinado la estructura física y cinemática de tres regiones ultracompactas HII. De especial relevancia son las conclusiones acerca de los movimientos del disco y del viento ionizado de la región de MWC349A.

Estructura

En primer lugar se introduce en el capítulo 3, de un modo general, los conocimientos actuales de los procesos de formación y evolución de estrellas de poca masa y, en mayor detalle, los referentes a la formación de estrellas masivas, haciendo énfasis en los distintos modelos que se han propuesto para la explicación de la formación de este tipo de estrellas. En el capítulo 4 se exponen los hallazgos observacionales que apoyan la formación de estrellas masivas a través de un disco circunestelar mostrándose, dentro de este contexto, los distintos modelos planteados para explicar la formación de los vientos ionizados que dan lugar a las regiones ultracompactas HII, y poniendo énfasis en qué parámetros observacionales permiten discriminar entre los distintos modelos. A continuación se describe en el capítulo 5 las particularidades del código MORELI desarrollado en Fortran para modelar regiones HII, particularmente sus composiciones químicas, sus geometrías y sus distribuciones de temperatura y densidad electrónica.

Una vez que se ha expuesto todos los principios físicos y particularidades de MORELI, se va a describir los resultados que se han obtenido utilizando sistemáticamente MORELI para el modelado de los datos observacionales disponibles para tres regiones ultracompactas HII con líneas de recombinación máser: MWC349A (capítulo 6), Cepheus A HW2 (capítulo 7) y Monoceros R2-IRS2 (capítulo 8). En el capítulo 9 se muestra las líneas de recombinación de hidrógeno, recientemente publicadas, detectadas hacia G35.58-0.03 y que muestran evidencias de estar emitidas bajo condiciones de emisión máser. Posteriormente en el capítulo 10 se resume los principales resultados obtenidos acerca de la cinemática del disco circunestelar ionizado de MWC349A y de los vientos ionizados de las regiones ultracompactas HII analizadas, remarcando la importancia de estos hallazgos en el contexto general de entender los procesos

relevantes que ocurren en la formación de las estrellas masivas cuando se encuentran en la fase de región ultracompacta HII. Por último, en el capítulo 11, se describe los proyectos observacionales actualmente en marcha para la detección de nuevas fuentes con emisión máser en líneas de recombinación y su posterior estudio.

Capítulo 3

Formación y evolución estelar

3.1 Formación de estrellas de baja masa

Desde las primeras observaciones del cielo nocturno realizadas con telescopios se pudo apreciar objetos con apariencia de nebulosidades que siglos más tardes con el uso de la espectroscopía pudo establecerse que se trataban de grandes nubes de gas y polvo a las que estaban asociadas, en muchas ocasiones, protoestrellas o estrellas recién formadas. El paradigma actual plantea que el proceso de formación estelar (esquemático en la figura 3.1) comienza cuando una nube molecular gigante fría que contiene una enorme cantidad de masa de gas y polvo de unas 10^4 a $10^6 M_{\odot}$ en un radio de ~ 50 pc comienza a colapsar debido a que las fuerzas que mantienen a la nube (la fuerza debida a la presión térmica y turbulenta del gas, además de la ejercida por el campo magnético) dejan de ser lo suficientemente intensas para mantener la nube en el equilibrio hidrostático inicial en el que se encontraba (Shu et al., 1987; Ostriker, 1998). Las razones por las que se puede producir el colapso de la nube pueden ser muy variadas e incluyen la compresión debida a una onda de choque externa producida por la explosión de una supernova cercana, la colisión mutua de nubes moleculares, colisiones galácticas que comprimen las nubes moleculares por la acción de las fuerzas de marea (Jog, 1999) o incluso por la compresión que sufren las nubes moleculares al pasar por una onda de densidad en una galaxia espiral (Cedr s et al., 2013). El colapso provoca que la densidad de la nube vaya incrementándose y que, por tanto, la emisión del polvo se vaya haciendo ópticamente opaca cada vez en regiones más cercanas a la superficie externa de la nube. Este hecho va impidiendo que cada vez mayor porcentaje de la energía gravitacional liberada durante el colapso pueda escapar en forma de radiación, con el consiguiente aumento de la temperatura de la

nube. Debido a que durante el colapso existe una fragmentación de la nube inicial en diferentes núcleos inducida por movimientos turbulentos (Ballesteros-Paredes et al., 2007), en un determinado momento el colapso dará lugar a condensaciones de la nube molecular en las que la densidad y temperatura sean significativamente mayores que las encontrada en su entorno. En concreto estas condensaciones se denominan núcleos calientes cuando tienen la masa suficiente para formar una estrella masiva, o corinos calientes¹ en el caso contrario. En estos últimos se alcanzan temperaturas y densidades que superan los 100 K y $\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ en regiones de tamaños inferiores a 150 ua contenidas dentro de envolturas frías de gas y polvo (véase la revisión de Ceccarelli 2005). El gas y el polvo de esta envoltura se encaminará principalmente hacia los corinos calientes. Cuando estos núcleos exceden una determinada masa, la denominada masa de Jeans, la fuerza de la gravedad domina sobre la presión térmica, y si los campos magnéticos y las turbulencias no ejercen una presión lo suficientemente alta, la zona de la nube que ha superado la masa crítica comienza a colapsar sobre sí misma de manera independiente al resto de las condensaciones, dando lugar a una protoestrella en su zona central que está en casi equilibrio hidrostático. La escala de tiempo en la que ocurre el colapso, t_{ff} , puede modelarse en primera aproximación como el tiempo de caída libre de una nube esférica homogénea con una densidad inicial ρ_i de acuerdo con la siguiente ecuación:

$$t_{\text{ff}} = \frac{3\pi}{\sqrt{32G\rho_i}} \quad (3.1)$$

donde G es la constante de gravitación universal.

Al cabo de un periodo de tiempo del orden del tiempo de caída libre, la masa inicial de la nube habrá colapsado en la región central formando una o varias protoestrellas. Durante el proceso de acreción de masa, cada una de las protoestrellas se mantienen en casi equilibrio hidrostático, contrayéndose lentamente mientras aumenta gradualmente su temperatura por la energía gravitacional liberada. El tiempo durante el cual se puede mantener la luminosidad de cada protoestrella, L , suponiendo que es originada por la

¹Del inglés *hot corino*. Esta nomenclatura proviene del diminutivo de *hot core*, debido a sus similitudes a los núcleos calientes observados en la formación de estrellas masivas, pero con tamaños inferiores. Por conveniencia se suele distinguir entre los núcleos calientes y los corinos calientes por la diferente química que se observa en estas regiones, aunque en realidad debe existir una continuidad entre ambos tipos de objetos ya que el rango de masas de las estrellas que se forman es continuo, y las diferencias en la química y tamaño de estas condensaciones deben variar gradualmente.

energía gravitacional liberada durante la contracción, vendrá dado por la escala de tiempo de Kelvin-Helmholtz:

$$t_{\text{KH}} = \frac{GM^2}{RL} \quad (3.2)$$

donde M y R son respectivamente la masa y el radio de la protoestrella.

Para las protoestrellas con masas menores a $8 M_{\odot}$ y tasas de acreción como las típicamente medidas, los tiempos de Kelvin-Helmholtz para las protoestrellas inicialmente formadas son mayores que los tiempos de caída libre, de ahí que en ellas finalice el proceso de acreción antes de que agoten sus reservas de energía gravitacional potencial. Mientras ocurre el proceso de acreción, la protoestrella va aumentando su luminosidad y temperatura hasta la finalización de la acreción, momento en el cual la trayectoria en el diagrama de Hertzsprung-Russell pasa a ser aproximadamente horizontal (véase la traza evolutiva correspondiente a estrellas de masa solar en la figura 3.2) hasta que la temperatura es lo suficientemente alta en su núcleo para producir reacciones de fusión, primeramente de deuterio y posteriormente de hidrógeno, y dar lugar a una estrella en la secuencia principal que se mantendrá aproximadamente en equilibrio durante miles de millones de años.

Durante el proceso de caída del material hacia la estrella central, el material con un pequeño momento angular va cayendo hacia la estrella pero sin colisionar ante ella. El gas y el polvo procedente de las distintas direcciones se va encontrando y colisionando, lo que produce un frenado del material en el plano perpendicular al del momento angular inicial total presente en la nube. Esto produce, con el paso del tiempo, un disco circunestelar cada vez extendido a regiones más externas.

El proceso descrito de formación de las estrellas de baja masa está apoyado por una multitud de indicios observacionales como el gran número de discos circunestelares. El estudio detallado de la cinemática de los discos circunestelares ha permitido concluir que la rotación es de tipo kepleriano (Simon et al., 2000). Las masas típicas de los discos circunestelares encontrados en torno a estrellas poco masivas de la presecuencia principal, denominadas estrellas T Tauri cuando están rodeadas por una envoltura de gas y polvo poco masiva, son de 10^{-4} a $0.2 M_{\odot}$ (Guilloteau et al., 2011) mientras que sus radios suelen estar comprendidos entre 100 y 800 ua (Simon et al., 2000). Sin embargo, es de destacar que las observaciones indican que las fuerzas de marea pueden dar lugar a discos circunestelares de tamaños del orden de la decena de unidades astronómicas en torno a estrellas de sistemas binarios (Loinard et al., 2002; Rodríguez et al., 1998).

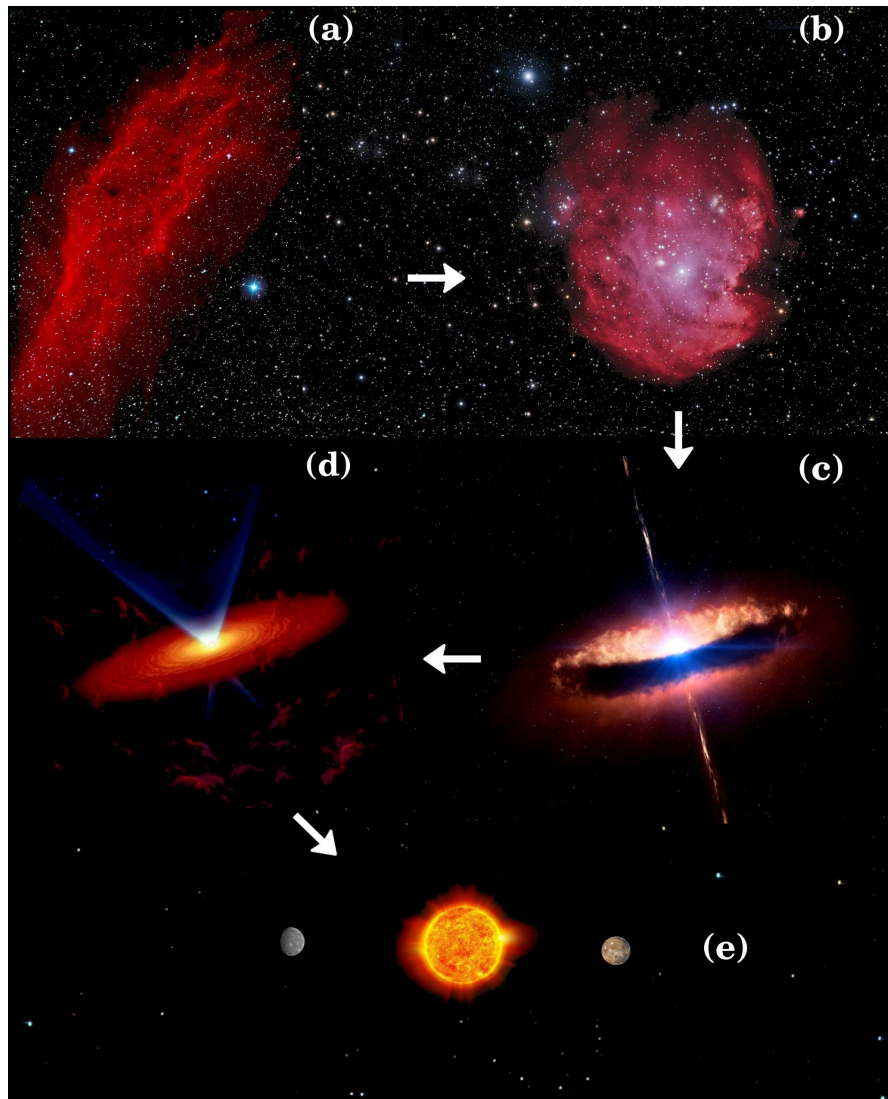


Figura 3.1: Ilustración general del proceso de formación estelar. El proceso de formación de una estrella parte de una nebulosa difusa existente en el medio interestelar (figura a) que por distintas causas puede acabar colapsando sobre sí misma (figura b). A medida que el colapso transcurre, el gas y el polvo se acumula en un disco circunestelar a través del cual se produce el proceso de acreción a la estrella central (figura c). Durante el proceso de acreción, se produce una evolución del disco al ser acreitado material a la protoestrella o al perderse en forma de flujos bipolares (figura c y d). De este modo, al cabo de un tiempo acaba agotándose la reserva de material en el disco dando lugar finalmente a un sistema planetario (figura e). Figura propia creada a partir de la adaptación de imágenes de la NASA, del observatorio de Woodlands y de Joe Golias, y de figuras artísticas de la ESO.

Al estudiar la fracción de estrellas con discos presentes en distintos cúmulos estelares jóvenes, se observa que casi todas las estrellas presentes en cúmulos con edades en torno a un millón de años o menores, presentan tales discos. Mientras que, para cúmulos de mayor edad, la fracción de estrellas con discos disminuye muy rápidamente de manera lineal con el tiempo hasta que, en torno a los seis millones de años, se observan discos en apenas unas pocas de las estrellas de estos cúmulos (Haisch et al., 2001). De un modo análogo, también se ha podido observar que la disipación del gas presente en la envoltura que rodea al disco y a la protoestrella ocurre en las mismas escalas de tiempo (Arce et al., 2007). Además de esta dependencia general con el tiempo, también se ha observado que el tiempo de escala en el que se disipan estos discos presenta una fuerte dependencia con respecto a la masa estelar de la estrella central, siendo menor el tiempo de vida media de los discos circunestelares cuanto menor es la masa de las estrellas centrales formadas. La desaparición de dichos discos se produce por la pérdida del material por procesos disipativos de acreción, además de por la utilización de parte de este material para la formación de planetas (Alexander, 2014; Morbidelli et al., 2012).

Asociados a estos discos circunestelares, se observan flujos bipolares salientes trazados por la emisión de distintas moléculas como, por ejemplo, el monóxido de carbono (Cabrit & Andre, 1991). Estos últimos presentan una formología elongada con sus ejes mayores situados de manera perpendicular a estos discos, tal como se ha observado, entre otras fuentes, hacia AFGL 5142, G192.16-3.82, Cepheus A HW2 y MWC349A (véase sus referencias en la tabla 4.1 y la imagen mostrada en la figura 7.2). Estos flujos se expanden a velocidades típicas comprendidas entre 2 y 30 km s⁻¹ (Arce et al., 2007), observándose en todas las etapas evolutivas de la formación de una estrella de baja masa, desde las épocas más tempranas en las que hay una protoestrella joven rodeada de polvo muy frío hasta etapas en las que hay presencia clara de discos circunestelares en torno a estrellas de tipo T Tauri.

Además, también se ha observado que las características de estos flujos no sólo dependen de las condiciones físicas del entorno, sino que también presentan una dependencia temporal (Richer et al., 2000; Arce & Sargent, 2006; Arce et al., 2007; Seale & Looney, 2008). En las primeras etapas evolutivas, cuando el proceso de formación de la estrella central está muy reciente y aún no se ha llevado a cabo la formación de un disco circunestelar, los flujos de material molecular se encuentran muy colimados, contenidos dentro de conos con ángulos de abertura menores a 55°. Por el contrario, las protoestrellas que presentan ya claramente discos circunestelares en torno a ellas, presentan colimaciones típicas mayores de 75°, desapareciendo cualquier signo de tener una estructura bien definida en aquellas protoestrellas que han alcanzado la fase

evolutiva de estrella de tipo T Tauri. En definitiva, las observaciones muestran que la colimación disminuye a medida que la estrella central va evolucionando.

Los flujos comentados juegan un papel clave para entender el proceso de formación estelar puesto que, en principio, permiten explicar por qué el momento angular inicial de la nube se mantiene constante a pesar del proceso de acreción de material en la protoestrella central (Bally et al., 2007; Frank et al., 2014). Además, junto a estos flujos de material molecular, aunque con tamaños menores, hay asociados chorros colimados de gas atómico, habitualmente denominados *jets* por su nombre en inglés (Reipurth & Bally, 2001). En el caso de aquellos observados en torno a estrellas T Tauri, se denominan objetos Herbig-Haro² y se han observado, principalmente, por la emisión de continuo del gas parcialmente ionizado a longitudes de onda correspondientes al visible (Herbig, 1950; Haro, 1952), además de por la emisión atómica de distintos ionizados de estas regiones y, también, por la emisión del hidrógeno molecular vibracionalmente excitado (Davis et al., 2009). Mientras que para estrellas en formación que se sitúan en etapas evolutivas anteriores, muy embebidas y que, por tanto, sufren una alta extinción, estos chorros se denominan objetos con líneas de emisión molecular de hidrógeno ya que son las líneas vibrorotacionales de esta molécula, que traza gas a temperaturas de miles de kelvin, las que suelen permitir identificar los chorros de estas regiones, aunque también se observen por su emisión de radiocontinuo (véase, a modo de ejemplo, Rodríguez et al. 2012a). Las medidas de los movimientos propios de los lóbulos de estos chorros (Herbig & Jones, 1981; Jones, 1983; Rodríguez et al., 1990; Curiel et al., 1993; Hartigan et al., 2001; Reipurth et al., 2002) muestran que estas regiones ionizadas se expanden a velocidades típicas comprendidas entre 100 y 300 km s⁻¹. Cabe destacar que el gas parcialmente ionizado presente en estas regiones se forma por procesos de choques como resulta evidente del hecho de que las estrellas de baja masa emiten un flujo de radiación ionizante demasiado pequeño para explicar la cantidad de masa ionizada medida en ellas (Torrelles et al., 1985).

Las masas contenidas en los flujos de material molecular y la fuerza necesaria para impulsarlos parecen estar correlacionadas con la luminosidad bolométrica de las protoestrellas. Esto sugiere que su formación depende de la naturaleza de las fuentes centrales (Wu et al., 2004). En efecto, las observaciones indican que estos flujos de material están impulsados por los choques de los

²El convenio comunmente establecido radica en denominar objetos Herbig-Haro a los chorros colimados, en regiones de formación de estrellas de baja masa, que se pueden observar en el visible. Estos objetos también incluyen los chorros colimados observados en torno a protoestrellas que aún permanecen lo suficientemente embebidas para que no se las haya detectado a longitudes de onda del rango visible (Bally, 2009).

chorros colimados de gas atómico contra el material de la envoltura, tal como sugiere el hecho de que los chorros colimados presenten una luminosidad en el radio que está correlacionada con la luminosidad bolométrica de la región y con el flujo de momento lineal del material molecular que supuestamente impulsan. Además, dicha correlación se mantiene independientemente de la masa de la estrella central (Rodríguez et al., 2008). Este proceso también permitiría explicar la pérdida de colimación observada en los flujos bipolares moleculares a medida que transcurre el tiempo (Arce et al., 2007) de acuerdo con un escenario en el que, en las primeras etapas, sólo el material impulsado por un chorro denso puede llegar a penetrar en la envoltura densa que rodea la protoestrella. Sin embargo, a medida que transcurre el tiempo, dicha envoltura pierde material a medida que es acreta a la protoestrella central o barrida por el viento, haciendo posible que la componente del viento menos densa y más abierta sea capaz de actuar sobre el material molecular que no fue impulsado por la componente más densa y colimada del chorro. Cabe destacar que esta idea viene apoyada por medidas recientes efectuadas con observaciones interferométricas (Zapata et al., 2014).

3.2 Formación de estrellas masivas

Como se ha visto en la sección anterior, los procesos generales que ocurren durante la formación estelar parecen ser globalmente entendidos. Sin embargo, la mayor parte de las evidencias observacionales se han obtenido para estrellas de baja masa, mientras que estudios similares para estrellas masivas de tipo espectral O y B no se han podido llevar a cabo con suficiente detalle debido a las dificultades observacionales que plantean su observación. Al igual que ocurre con las estrellas de baja masa, la formación de las estrellas masivas comienzan cuando una nube molecular comienza a contraerse y fragmentarse dando lugar a condensaciones masivas, que en este caso se denominan núcleos calientes y que tienen masas mínimas de $10 M_{\odot}$ (como en el caso de Orion KL) aunque pueden alcanzar masas superiores a $10000 M_{\odot}$, y con tamaños con órdenes de magnitud comprendidos entre 1000 y 10000 ua (Kurtz et al., 2000). En principio podría pensarse que los procesos consiguientes que ocurren en la formación de las estrellas de alta masa podrían ser similares a los que ocurren en las de menor masa pero escalados. Sin embargo, un análisis preliminar global revela diferencias muy significativas, no sólo cuantitativas, sino cualitativas, que ocurren en la formación y evolución de las estrellas más masivas con respecto a las estrellas de baja masa. En efecto, la mayor masa de las estrellas de tipo espectral O y B, con masas superiores a $8 M_{\odot}$, hace

que tengan tiempos de Kelvin-Helmholtz mayores, de unos 10^4 a 10^5 años para tasas de acreción típicas (Palla & Stahler 1993; Bernasconi & Maeder 1996 y anexo A), que superan los tiempos de escala de caída libre de la nube molecular inicial. Esto tiene importantes implicaciones puesto que la protoestrella llega a comenzar sus reacciones de fusión de hidrógeno en su núcleo antes de que finalice la acreción de materia. Por ello las protoestrellas masivas van aproximándose asintóticamente a la secuencia principal a medida que va aumentando sus masas por la acreción (véase, a modo representativo, la traza evolutiva correspondiente a una estrella de $6 M_{\odot}$ mostrada en la figura 3.2), hasta llegar a un determinado momento en el que la contracción de la protoestrella calienta su núcleo hasta una temperatura lo suficientemente alta para producir reacciones nucleares de hidrógeno. Así se llega a formar una estrella masiva incluso antes de que termine el proceso de acreción. La alta temperatura y luminosidad de esta protoestrella produce un flujo muy elevado de radiación muy energética que ioniza casi completamente su entorno circundante más inmediato³.

El principal problema que plantea la formación de una estrella masiva antes de que termine su proceso de ganancia de masa proveniente de la nube molecular es que la presión de radiación se incrementa a medida que aumenta la luminosidad de la estrella central, de modo que puede ser lo suficientemente alta para interrumpir el proceso de acreción. En efecto, en el caso de acreción esférica, la presión de radiación vendría dada por:

$$P_{\text{rad}} = \frac{L_{\text{ef}}\kappa}{4\pi r^2 c} \quad (3.3)$$

donde κ es el coeficiente de absorción de la radiación (ver anexo D) y L_{ef} la luminosidad efectiva. Hay que tener en cuenta que esta luminosidad efectiva en determinadas regiones del material situado en torno a la estrella puede no corresponderse con la luminosidad de ésta si parte de la radiación emitida por la estrella está oculta por una región ópticamente opaca. Este sería, por ejemplo, el caso de la presión de radiación ejercida sobre la envoltura que hay en torno

³Cabe precisar que en las primeras fases de la formación de, al menos, algunas protoestrellas, éstas presentan una elevada luminosidad pero no parecen presentar una alta temperatura puesto que no se observa una región fotoionizada en torno a ellas (véase, por ejemplo, Palau et al. 2013). Por ello se cree que, en estas primeras fases, la acreción de material produce un incremento del radio de las protoestrellas (que podría alcanzar incluso los $100 R_{\odot}$ o 100 ua de acuerdo con diferentes modelos) que hace que mantengan una elevada luminosidad a pesar de que su temperatura efectiva no sea lo suficientemente alta para ionizar la región (Yorke & Bodenheimer, 2008; Hosokawa et al., 2012). Otra alternativa planteada es que la rápida acreción inhiba la formación de la región UC HII (Yorke, 1984; Walmsley, 1995; Molinari et al., 1998).

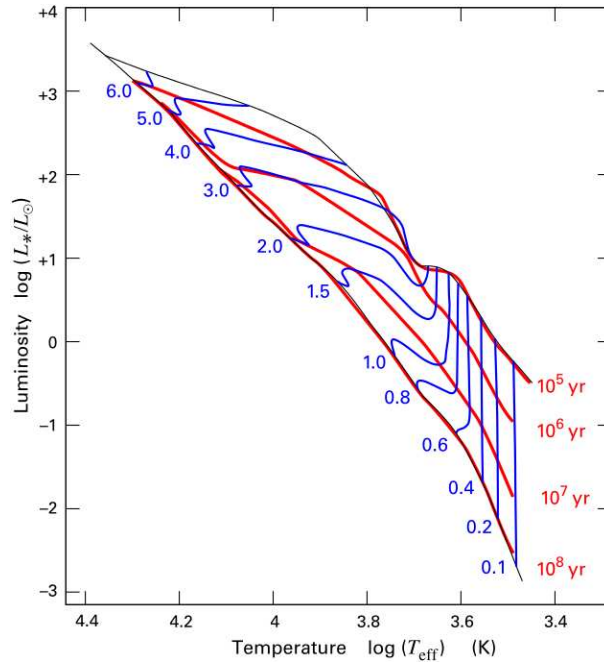


Figura 3.2: Trazas evolutivas en el diagrama de Hertzsprung-Russell (líneas azules) e isócronas (líneas rojas) de estrellas de la presecuencia principal obtenidas por Palla & Stahler (1993). Las edades de las isócronas se indican con números rojos, mientras que las masas de las trazas evolutivas, medidas en masas solares, se indican con números azules. Figura adaptada de Stahler & Palla (2004) por Patrick87.

a estrellas con discos circunestelares densos. Puesto que la temperatura en la región ópticamente opaca del disco es mucho menor que la de la estrella, y puesto que su superficie de emisión es relativamente pequeña, la luminosidad efectiva incidente sobre las regiones ecuatoriales del disco será bastante menor que en el resto de regiones en torno a la estrella.

Por otra parte esta presión de radiación será contrarrestada por la presión gravitatoria ejercida por el proceso de colapso, la cual viene descrita por la siguiente ecuación:

$$P_{\text{grav}} = \frac{GM\rho}{r^2} \quad (3.4)$$

donde M es la masa de la estrella central en formación y ρ la densidad de la envoltura al radio considerado.

Teniendo en cuenta que la luminosidad de las estrellas masivas con tipos

espectrales comprendidos entre B3 y O3 sigue una dependencia aproximada de la forma $L \propto M^\gamma$ con $\gamma \gtrsim 2.6$ (anexo A), se deduce que el cociente entre las presiones de radiación y gravitatoria es función de la masa de la estrella de acuerdo con la siguiente dependencia:

$$\frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{grav}}} = \frac{M^{\gamma-1} \kappa}{Gm} \quad (3.5)$$

De acuerdo con esta ecuación, puesto que $\gamma > 1$, para masas lo suficientemente altas la presión de radiación puede llegar a superar a la gravitatoria. El balance que se establece entre ambas presiones para una estrella en particular se obtiene a partir de modelos que determinan la luminosidad efectiva en función de la tasa de acreción, de la densidad de polvo y del tamaño de sus granos. De este modo, se ha mostrado que el proceso de acreción esférica podría interrumpirse para estrellas con masas mayores a $\sim 20 M_\odot$ (Wolfire & Cassinelli, 1987), imposibilitando teóricamente la formación de estrellas muy masivas. Sin embargo, en realidad se conocen estrellas con masas determinadas a partir de la rotación kepleriana de un sistema binario tan elevadas como $116 M_\odot$ (Schnurr et al., 2008). Por ello, se ha propuesto una gran variedad de modelos que intentan explicar la formación de estrellas de alta masa. Estos modelos se dividen básicamente en la formación de la estrella masiva a partir de la coalescencia de estrellas de baja masa o intermedia (sección 3.2.1), y aquellos que consideran distintos mecanismos físicos que contrarrestarían la presión de radiación posibilitando que se mantenga la acreción de materia en la estrella central (sección 3.4). Estos últimos pueden englobarse dentro de dos modelos diferentes atendiendo a los diferentes orígenes de los que procede la masa acreta. El primero de estos modelos es el de acreción competitiva en cúmulos estelares de baja masa según el cual las estrellas masivas se forman por acreción de material procedente de fuera del núcleo denso donde se llegan a formar dichas estrellas (sección 3.2.2). La segunda posibilidad es que el núcleo denso donde se ha llegado a formar la protoestrella ya contenga la masa suficiente para que, en el caso de sufrir un colapso monolítico, se llegue a formar una estrella masiva (sección 3.2.3). A continuación se analizarán con más detalles cada uno de estos modelos, poniendo de relieve que a día de hoy ninguno de estos tres modelos ha podido ser rechazado. Por esta razón está en debate cuál es el proceso real que origina una estrella masiva, cabiendo la posibilidad que en realidad todos estos modelos sean posibles y se den en distintas regiones dependiendo de las condiciones iniciales de la nube molecular.

3.2.1 Formación de estrellas masivas por coalescencia

Uno de los modelos planteados para explicar la formación de estrellas con masas superiores a $10 M_{\odot}$ es su formación a partir de la coalescencia múltiple de varias estrellas de masas intermedias que ya están formadas (Bonnell et al., 1998; Bonnell & Bate, 2002, 2005). El gran potencial de estos modelos es que permiten explicar la formación de estrellas de cualquier masa si las condiciones iniciales de la nube molecular son tales que permite la coalescencia del número de estrellas de masa intermedia necesarias para dar lugar a la masa final de la estrella masiva. Este modelo vendría apoyado cualitativamente por el hallazgo de que, a excepción de algún caso como el del cúmulo de R136 situado en la Gran Nube de Magallanes (Stolte et al., 2006), las estrellas más masivas se suelen encontrar en el centro de los cúmulos abiertos jóvenes, allí donde la densidad estelar es mayor. Además, estos modelos son capaces de reproducir las funciones iniciales de masa observadas.

El gran problema teórico que presenta este modelo para poder explicar de un modo general la mayor parte de estrellas masivas es que la sección eficaz de colisión de estrellas es por lo general pequeña para que sea probable que se produzca un choque de dos estrellas en una escala de tiempo menor al de su evolución ($\sim 10^6$ años). Por ello, estos modelos requieren densidades de al menos $\sim 10^7$ estrellas pc^{-1} durante el periodo de tiempo en el que ocurren los procesos de coalescencia (Bally & Zinnecker 2005 y revisión mostrada por Rivilla et al. 2013). Sin embargo, únicamente se alcanzan densidades lo suficientemente altas, de unas 10^8 estrellas pc^{-1} , en unas pocas regiones de formación de estrellas como el de Cepheus A HW2 (Curiel et al. 2002; Martín-Pintado et al. 2005 y capítulo 7) y θ B¹ Ori (Close et al., 2003) en regiones que comprenden escalas espaciales de unas 500 ua, demasiado pequeñas para que haya un número significativo de estrellas que puedan colisionar para dar lugar a una estrella masiva. Del mismo modo, las observaciones de los cúmulos estelares de estrellas OB más densos, como el de W3 IRS5 (Megeath et al., 2005) o el núcleo caliente de Orión (Rivilla et al., 2013), no superan densidades de $\sim 10^6$ estrellas pc^{-1} en una escala espacial insuficientemente grande (de unas ~ 6000 ua) para que el número de estrellas que puedan colisionar supere la docena de estrellas.

De cualquier modo, incluso aunque otros mecanismos que sean expuestos posteriormente puedan explicar mayoritariamente la formación de las estrellas masivas, es posible que el modelo de coalescencia de estrellas de baja masa ocurra y explique la formación de algunas estrellas particulares. Este podría ser el caso de algunas estrellas masivas jóvenes presentes en el cúmulo de Orión KL/BN de acuerdo con lo que sugiere los movimientos propios

observado de alguna de sus estrellas y los peculiares flujos moleculares observados, cuyas características físicas muestran la presencia de múltiples frentes de choque en todas las direcciones que indican que se originó por un evento explosivo (Bally & Zinnecker, 2005; Gómez et al., 2005, 2008; Bally et al., 2011). Además, también es posible que explique la formación de algunas de las estrellas más masivas observadas, como aquellas encontradas en los cúmulos densos de NGC3603 o R136 (Crowther et al., 2010), para las cuales la presión de radiación sería extremadamente grande.

3.2.2 Formación de estrellas masivas por acreción competitiva en cúmulos estelares de baja masa

El modelo de formación por acreción competitiva (Bonnell et al., 2001, 2004) plantea la posibilidad de que la presión de radiación que en principio podría impedir el proceso de acreción de una estrella de $10 M_{\odot}$, no imposibilitaría la acreción de grandes cantidades de gas y polvo en estrellas localizadas en el centro de cúmulos densos de estrellas de baja masa debido a la gran energía potencial gravitatoria que habría en estas regiones centrales. En concreto este modelo parte de condiciones iniciales similares a las existentes en la formación de estrellas de baja masa, con una nube molecular que, a medida que se contrae, da lugar a núcleos poco masivos en los que acaban formándose protoestrellas de baja masa. La diferencia radica en que si los cúmulos originales son lo suficientemente densos, los núcleos que están situados en el centro del cúmulo tendrían un potencial gravitatorio mayor que el resto de condensaciones, haciendo posible que el gas y el polvo de la nube molecular se encaminen principalmente hacia estas regiones centrales provocando que los núcleos centrales ganen masa, incrementen aún más su potencial gravitatorio retroalimentando la ganancia de masa de estos núcleos, para que finalmente la acreción hacia las protoestrellas de baja masa de lugar a estrellas masivas. Por tanto, de acuerdo con este modelo, es la localización de las protoestrellas dentro de una región de formación estelar la que determinaría la formación de las estrellas masivas y la masa final que alcanzarían las estrellas que se formen. Esto implica que en las regiones de formación de estrellas masivas como, por ejemplo, las asociaciones de estrellas OB, debería observarse una segregación de masas con respecto a la distancia al centro de la región. Esto se debe tanto por la formación en sí de las estrellas más masivas en el centro, como a que no se espera que dicha segregación de masas inicial desaparezca por la evolución dinámica de las estrellas de la región. Las observaciones indican que dicha segregación de masas ocurre en determinadas regiones con formación de estrellas masivas. Sin embargo, estos resultados no son

concluyentes ya que las simulaciones bajo determinadas condiciones iniciales muestran que la segregación de masas puede ocurrir en tiempos dinámicos muy pequeños, desde ~ 0.5 a 1 millón de años, por evolución dinámica (Allison et al., 2009, 2010). Este parece ser el caso de algunos cúmulos estelares jóvenes con presencia de estrellas masivas como, por ejemplo, en HD 97950 (Pang et al., 2013). Por otra parte, aunque no pueda descartarse que el modelo de acreción competitiva pueda en algunos casos contribuir a la formación de estrellas masivas, recientemente se ha descubierto que alguna asociación de estrellas OB como Cygnus OB2 no presenta segregación de masas (Wright et al., 2014), descartando, por tanto, que la formación de las estrellas masivas existentes en esta asociación, algunas con masas tan altas como $110 M_{\odot}$ (Clark et al., 2012), se haya podido originar por un proceso de acreción competitiva.

3.2.3 Formación de estrellas masivas por colapso monolítico de un núcleo masivo denso

Alternativamente se ha propuesto modelos en los que las estrellas masivas se forman por colapso monolítico del material presente en un único núcleo denso con una masa lo suficientemente elevada para llegar a formar la estrella (Osorio et al., 1999; McKee & Tan, 2003). Este proceso sería aparentemente similar al que parece seguir las estrellas de baja masa (sección 3.1), pero escalado a las masas, momentos y energías involucradas en la formación de estrellas de alta masa, y siendo la presión de radiación un proceso muy relevante a considerar. La detección de discos circunestelares en torno a algunas estrellas masivas (sección 4.1) apoya que, en al menos algunos casos, las estrellas masivas se formen a través de colapso monolítico de un disco circunestelar.

Además, recientemente se han realizado simulaciones numéricas que permiten explicar la acreción de material en la estrella central a pesar de la presión ejercida por el elevado flujo de radiación ionizante proveniente de la estrella central en base a la disminución de la luminosidad efectiva de las regiones más internas del disco de polvo y a la elevada presión térmica y dinámica de las regiones más internas del disco de gas (Kuiper et al., 2010, 2011; Kuiper & Yorke, 2013). Esto se explica en estos modelos debido a las altas temperaturas que se espera encontrar en las zonas más internas del disco circunestelar de una estrella masiva. A modo de ejemplo, una estrella de $10 M_{\odot}$ con una tasa de acreción de $10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ alcanzaría la temperatura de sublimación del polvo, 1500 K, a una distancia de 10 ua con respecto a la estrella central, unas tres veces mayor al que se esperaría obtener si el calentamiento es debido únicamente a la radiación procedente de la estrella central (Vaidya

et al., 2009). De este modo, las regiones más internas del disco circunestelar presentaría gas con temperaturas y densidades lo suficientemente elevadas (de hasta $\sim 10^5$ K y $\sim 10^{-8}$ g cm $^{-3}$ a radios de 0.1 ua) para explicar que esta región más interna del disco de gas sea ópticamente opaca y haga disminuir la luminosidad efectiva que sufre la zona más interna del disco de polvo (Vaidya et al., 2009).

Una de las diferencias más importantes de este modelo con respecto a la formación de núcleos de baja masa consiste en que los núcleos masivos permanecen en un estado de casi equilibrio frente al colapso gracias a presiones de tipo no térmico, como puedan ser las debidas a movimientos turbulentos. Diferentes modelos hidrodinámicos en los que incorporan los efectos de la radiación muestran que no habría una fragmentación significativa de los núcleos masivos gracias al calentamiento radiativo producido del gas por la luminosidad producida por la rápida acreción de masa (Krumholz et al., 2007).

3.3 Regiones ultracompactas HII

La existencia de una fase evolutiva en la que la radiación ultravioleta emitida por la estrella masiva en formación ha creado una región ionizada en torno a ella que se extiende hasta un tamaño apreciable para que las observaciones sean sensibles a su emisión de radiocontinuo (sección 6.3) está bien documentada por las observaciones de regiones ultracompactas ionizadas (a las que de aquí en adelante se las denominará regiones UC HII) tal y como se describe ampliamente en la sección 3.3. Estas regiones se han observado en zonas donde hay una serie de indicios observacionales de formación estelar reciente, como son la presencia de regiones HII extensas, nebulosas de reflexión y de absorción y núcleos moleculares calientes. Además, la distribución espectral de energía medida hacia las regiones UC HII en el infrarrojo medio y lejano se caracteriza por excesos de emisión con respecto a lo esperado de la extrapolación del índice espectral de la emisión de continuo libre-libre (sección 3.3.4), generalmente con picos de emisión a unas ~ 100 μ m (Wood & Churchwell, 1989a; Hoare et al., 1991) que indican la presencia de grandes cantidades de polvo en sus inmediaciones. Todos estos hechos, unidos a los pequeños tamaños de estas regiones ionizadas sugirió claramente que las estrellas masivas recién formadas deberían ser las responsables de la ionización de la mayoría de estas regiones ionizadas ultracompactas. Estas regiones representan una de las fases más tempranas en la evolución y formación de las estrellas masivas y, por ello, su estudio es clave para comprender los procesos físicos que ocurren en la evolución temprana de este tipo de estrellas

Las regiones UC HII se caracterizan por ser condensaciones de hidrógeno ionizado que se observan principalmente gracias a su emisión de continuo libre-libre (sección D.2) con tamaños menores de 0.1 pc y densidades electrónicas mayores de 10^4 cm^{-3} ⁴. La temperatura electrónica medida hacia estas regiones está comprendida aproximadamente entre unos 4000 y 17000 K⁵, encontrándose que en promedio las regiones UC HII situadas a mayores distancias del centro galáctico, y con una abundancia de metales menor, presentan temperaturas electrónicas mayores (Afflerbach et al., 1996; Quireza et al., 2006). Estos hallazgos observacionales son consistentes con el modelado teórico de las tasas de calentamiento y enfriamiento de las regiones HII que indican que la emisión de los elementos metálicos es el proceso responsable por el que se enfría una región ionizada, disminuyendo la eficiencia de enfriamiento fuertemente para temperaturas electrónicas pequeñas como las encontradas hacia las regiones UC HII más frías, y aumentando fuertemente para temperaturas correspondientes a las encontradas para las regiones UC HII más calientes (Rubin, 1985).

Cabe destacar que, aunque hasta el momento únicamente se haya hecho referencia a regiones UC HII formadas por ionización debida a la intensa radiación energética procedente de la estrella masiva central, en las etapas evolutivas más tempranas de la formación de estas estrellas, pueden producirse regiones ionizadas con las características observacionales mencionadas, aunque debidas a ionización por choques (sección 4.2). Estas regiones se caracterizan por presentar chorros ionizados muy colimados que, probablemente, tracen fases evolutivas anteriores a la formación de una región fotoionizada, tal como sugiere el que no se haya confirmado, de momento, la detección simultánea de un chorro colimado junto a una región fotoionizada. Como inciso hay que señalar que la comunidad científica que suele estudiar algunos de estos chorros muy colimados que se han encontrado en torno a estrellas masivas, no suelen englobarlos bajo la etiqueta de región UC HII para diferenciarlas de aquellas regiones formadas por fotoionización y enfatizar sus particulares

⁴La mayor parte de las regiones UC HII detectadas en los rastreos realizados a longitudes de onda correspondientes al radio, caracterizadas por las características observacionales descritas en el texto, constituyen estrellas masivas en formación. Sin embargo, algunas de ellas podrían consistir en regiones ionizadas creadas por la ionización de estrellas masivas evolucionadas, tales como las supergigantes B[e] o las estrellas FS CMa (véase la lista de publicaciones adicionales en el capítulo 12). Sin embargo, el número de éstas constituyen una fracción muy pequeña con respecto al total ya que sus tiempos de vida media son relativamente cortos.

⁵Las menores temperaturas electrónicas medidas en regiones ionizadas son de 1800 K hacia las regiones de alta abundancia metálica del centro galáctico (Law et al., 2009) y 4100 ± 500 K hacia la región UC HII de G75.84+0.40 (Afflerbach et al., 1996). Por otra parte, la mayor temperatura electrónica medida hacia una región UC HII es de unos 17000 K hacia G34.3C (Afflerbach et al., 1996) y Saggitarius B2-M H26 α -1 (Zhao & Wright, 2011).

características.

Observaciones de regiones UC HII se han llevado realizando ininterrumpidamente desde el descubrimiento en el año 1966 de la fuente DR21, la primera región UC HII conocida (Downes & Rinehart, 1966; Ryle & Downes, 1967). Sin embargo, a pesar de la gran cantidad de años transcurridos, hasta muy recientemente apenas se han encontrado indicios observacionales que aporten evidencias de qué procesos están teniendo lugar en las primeras etapas de la evolución de las estrellas masivas. Esto se debe principalmente a las dificultades que plantea la observación de estas primeras fases de evolución. Una de las dificultades observacionales más importantes radica en la rápida evolución que sufren las estrellas masivas (sección 3.2), unido también al escaso número que se forman de ellas de acuerdo con las funciones iniciales de masas observadas (Salpeter, 1955; Massey et al., 1995; Scalo, 1998; Kroupa & Weidner, 2003). Estos dos hechos hacen que existan relativamente pocas estrellas de tipo OB en la galaxia en cada una de las etapas relevantes que conlleva su evolución.

Otra de las dificultades observacionales consiste en la imposibilidad de haber podido estudiar, por el momento, las características de tanto las estrellas masivas de la presecuencia principal como de las zonas más internas de las regiones UC HII debido al elevado oscurecimiento producido por la enorme cantidad de polvo presente en estas regiones que dificulta su observación a longitudes de onda correspondientes al rango visible y al infrarrojo cercano e incluso medio⁶. En concreto el oscurecimiento producido por la absorción de la radiación estelar por parte del polvo es del orden de 100 a 1000 magnitudes en el visible (Arce et al., 2007). Por ello, los estudios se han concentrado en observaciones en el infrarrojo lejano, rango submilimétrico, milimétrico y radio, debido a que a estas longitudes de onda el polvo es prácticamente transparente. Sin embargo, estas observaciones han carecido, por lo general, de la suficiente resolución espacial para estudiar las regiones más internas de las regiones UC HII por situarse la mayoría de éstas a distancias muy grandes, generalmente mayores de 2 kpc (Wood & Churchwell, 1989b), frente a los menos de 200 pc de distancia en los que se encuentran varias regiones de formación estelar de baja masa como, por ejemplo, Ophiuchus, Perseus o Taurus. Todas estas dificultades se ven en cierta medida compensadas por la alta luminosidad de este tipo de estrellas (anexo A), que permite detectarlas a grandes distancias aunque no se disponga de la suficiente resolución espacial para estudiarlas con detalle.

⁶En la presente tesis se considera una longitud de onda de 3 μm como límite entre los rangos espectrales del infrarrojo cercano y medio de acuerdo con la definición dada por la ISO 20473.

3.3.1 Contexto galáctico de la localización de las regiones UC HII

De lo expuesto en capítulos anteriores, queda clara la idea de que las regiones UC HII constituyen una etapa clave para entender la formación de las estrellas masivas, de modo que los rastreos llevados a cabo para observarlas a lo largo de la Vía Láctea constituyen una herramienta fundamental para saber dónde ocurre la formación de estrellas masivas. La distribución espacial de estrellas OB embebidas dentro de nubes moleculares se ha podido determinar a partir de las observaciones realizadas por el telescopio espacial IRAS (*Infrared Astronomical Satellite*) a 12, 25, 60 y 100 μm , utilizando un criterio de selección de estas regiones basado en un diagrama de colores a estas longitudes de onda. Este procedimiento resulta adecuado debido a que la sensibilidad proporcionada por IRAS es lo suficientemente alta para detectar al menos todas las estrellas de tipo espectral O situadas en el plano galáctico. Así se encontró que una distribución que sugiere claramente que la formación de estrellas masivas se concentra en el plano de la galaxia, fundamentalmente a latitudes galácticas menores de $\sim 2^\circ$.

3.3.2 Morfología de regiones UC HII

Debido a que las regiones UC HII se localizan principalmente en el plano galáctico en regiones con una gran densidad de fuentes, por lo general es necesario realizar observaciones interferométricas que sean sensibles a las estructuras de pequeña escala espacial para así determinar la morfología de las regiones UC HII filtrando la emisión procedente de las regiones HII extendidas y resolviendo las componente más densas y compactas de estos objetos. Desde el primero de los grandes catálogos realizados (Wood & Churchwell, 1989b) se pudo identificar una rica variedad de morfologías distintas a la tradicionalmente esperada estructura esférica que resultaría de una región HII expandiéndose radialmente, en una nube molecular densa y esférica, hasta llegar a un equilibrio de presión con el medio circundante (Strömgren, 1939). Las morfologías observadas pueden clasificarse en cometarias (con un núcleo y una cola), bipolares, esféricas, en forma de cascarón, irregulares, además de haber regiones que no han sido resueltas espacialmente (Wood & Churchwell, 1989b; Kurtz et al., 1994; De Pree et al., 2005). Aunque la frecuencia con la que aparecen las distintas morfologías medidas por Wood & Churchwell (1989b) y Kurtz et al. (1994) son consistentes en los dos estudios, hay que tener en cuenta que la morfología observada de una región UC HII puede variar dependiendo

de la sensibilidad y resolución espacial de la observación (Fey et al., 1992). Por otra parte, aunque pueda ser conveniente clasificar las regiones UC HII de acuerdo con la morfología del núcleo central de la región, muchos de estos núcleos están rodeados de emisión de continuo débil en regiones más extensas que pueden presentar una morfología distinta a la del núcleo.

Las regiones UC HII detectadas con las primeras observaciones interferométricas sistemáticas tenían densidades electrónicas típicas de $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y tamaños con un radio menor o del orden de unas 0.1 pc (Wood & Churchwell, 1989b). Sin embargo, posteriormente la utilización de mayor resolución espacial y sensibilidad permitió detectar regiones HII más compactas, con tamaños de un orden de magnitud menores y densidades electrónicas de $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ (Sewiło et al., 2011). Por otra parte, observaciones realizadas con los interferómetros del VLA⁷ y ATCA⁸ utilizando configuraciones compactas muestran la presencia de emisión de radiocontinuo extendida en regiones con un tamaño típico de ~ 2 a 15 pc en torno a un porcentaje alto de regiones UC HII. La estructura continua que se observa en los mapas realizados con múltiples configuraciones interferométricas del VLA entre las regiones UC HII y las componentes más extendidas (Kurtz et al., 1999; de la Fuente et al., 2009) y la similitud de las velocidades sistémicas de las líneas de recombinación observadas hacia ambas componentes espaciales (Kim & Koo, 2001; Araya et al., 2002) suponen fuertes evidencias de que la componente más extendida está físicamente relacionada con la componente ultracompacta. Esta idea también es apoyada por el hecho de que las regiones UC HII más jóvenes, trazadas por máseres de metanol, presentan por lo general emisión extendida localizada en zonas espacialmente más compactas que la que se encuentra en promedio (Ellingsen et al., 2005).

Aunque en realidad los tamaños y densidades electrónicas de las regiones HII comprendan un rango continuo tal y como puede verse en la figura 3.3, por conveniencia se etiquetan las regiones aproximadamente de acuerdo a los rangos de tamaños y densidades electrónicas mostradas en la tabla 3.1. De este modo, parece que en realidad se tiene un rango continuo de tamaños y medidas de emisión de regiones HII que comprenden desde las más pequeñas y densas detectadas hasta la fecha, las regiones hipercompactas (HC) HII como Cepheus A HW2 (capítulo 7), hasta las enormes regiones HII existentes en torno a estrellas masivas más evolucionadas y que han barrido el material de su entorno inmediato hasta grandes distancias como en el caso del trapecio de Orión.

⁷El interferómetro VLA (siglas de *Very Large Array*) se compone de 27 antenas de 25 m de diámetro situadas en Nuevo México (EE.UU.).

⁸El interferómetro ATCA (siglas de *Australia Telescope Compact Array*) se compone de cinco antenas de 22 m de diámetro situado en Nueva Gales del Sur (Australia).

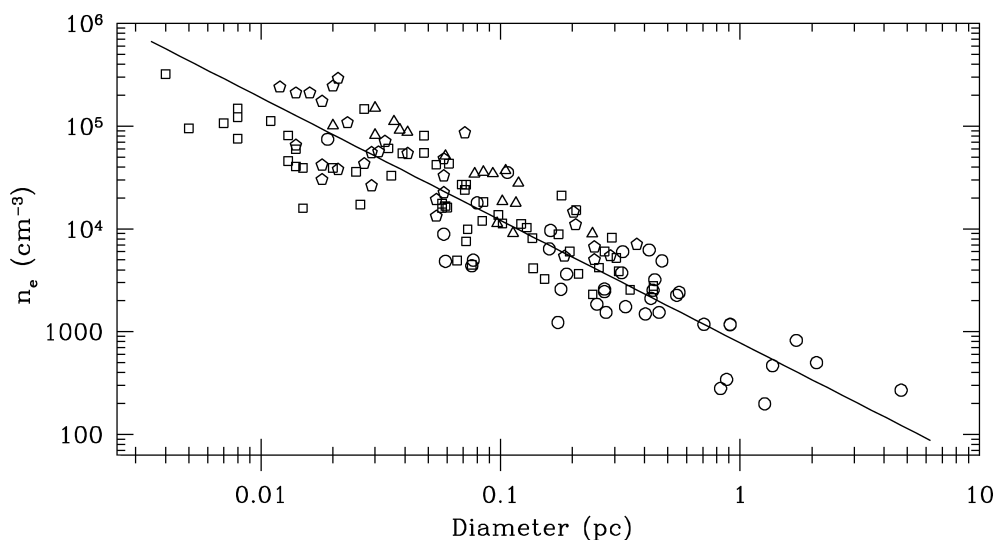


Figura 3.3: Densidades electrónicas medidas, N_e , en función del tamaño encontrado para las regiones UC HII. Figura de Garay & Lizano (1999).

Tabla 3.1: Rango de valores encontrados para los tamaños, R , y densidades electrónicas, N_e , de las regiones HII en torno a estrellas masivas.

Nombre de la región	R [pc]	N_e [cm^{-3}]	Masa ionizada [M_\odot]
Hipercompacta HII	$\lesssim 0.05$	$\sim 10^5\text{-}10^6$	$\sim 10^{-3}$
Ultracompacta HII	$\lesssim 0.1$	$\gtrsim 10^4$	$\sim 10^{-2}$
Compacta HII	$\lesssim 0.5$	$\gtrsim 5 \cdot 10^3$	~ 1
Clásica	~ 10	~ 100	$\sim 10^5$
Gigante	~ 100	~ 30	$10^3\text{-}10^6$
Supergigante	> 100	~ 10	$\sim 10^6\text{-}10^8$

Una diferencia importante entre las regiones UC HII y las compactas de tamaños superiores consiste en que éstas últimas carecen de excesos de emisión en el infrarrojo con respecto a lo esperado de la extrapolación del índice espectral de la emisión de continuo libre-libre (sección 3.3.4) a $100 \mu\text{m}$. Sin embargo, este criterio no permite discriminar completamente entre ambos tipos de regiones cuando no están resueltas espacialmente puesto que existen regiones UC HII con débiles excesos de emisión a la longitud de onda comentada. Un ejemplo de este caso es la distribución espectral de energía observada hacia MWC349A (figura 6.8).

3.3.3 Vida media de las regiones UC HII

Las observaciones realizadas con el telescopio IRAS de todo el cielo han permitido obtener una estimación del tiempo de vida media de regiones HII embebidas dentro de nubes de gas y polvo a partir de su identificación en un diagrama de colores en el infrarrojo medio y lejano. En concreto estas observaciones concluyeron que existen unas 1600 estrellas de tipo espectral O embebidas en una nube molecular (Wood & Churchwell, 1989a), mientras que los últimos catálogos realizados a partir de observaciones de todo el cielo en el visible indican que existen un número mínimo de unas 14000 y 18000 estrellas de este tipo espectral en la galaxia si se supone que las fuentes están uniformemente distribuidas a lo largo del disco galáctico (Maíz Apellániz et al., 2013). La comparación de ambos datos implica que las estrellas de tipo espectral O deben pasar en torno a un 10% de su tiempo embebidas en la nube molecular, o incluso un periodo de tiempo mayor al tener en cuenta que el número de estrellas de tipo O embebidas puede estar subestimada al no ser completa la selección realizada con IRAS (Wood & Churchwell, 1989a). Teniendo en cuenta que una estrella de tipo espectral temprano como, por ejemplo una de tipo O3, tiene una vida media en la secuencia principal de $\sim 3 \cdot 10^6$ años (anexo A), el resultado anteriormente hallado para el porcentaje de tiempo que pasan las estrellas O embebidas implicaría un límite inferior para el tiempo de vida media en esta fase evolutiva de $\sim 3 \cdot 10^5$ años. En este periodo de tiempo la región debería alcanzar un tamaño de unos 20 pc si su expansión se lleva a cabo a una velocidad terminal igual a la velocidad del sonido típica del gas de una región UC HII, $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ (figura C.2). Sin embargo, este tamaño representa un orden de magnitud superior a los tamaños típicos de las regiones ultracompactas y compactas HII (tabla 3.1), lo que indica que en realidad hay algún mecanismo físico que frena la expansión de la región ionizada hacia su entorno como los discutidos en la sección 3.4.

3.3.4 Distribución de densidad electrónica en regiones UC HII e HC HII. Vientos estelares.

Las regiones HII suelen presentar por lo general distribuciones espectrales de energía que, a longitudes de onda correspondientes al radio, dependen de la frecuencia con un índice de potencias de acuerdo con una ley de la forma $I_\nu \propto \nu^\alpha$, donde α es el parámetro conocido como índice espectral. Las regiones HII clásicas presentan típicamente un valor de $\alpha \sim -0.1$, el cual se interpreta como debida a emisión de continuo libre-libre (anexo B.1) ópticamente

transparente (anexo F). Sin embargo, las regiones UC HII únicamente presenta este tipo de emisión para frecuencias mayores de unos 10 GHz. En las regiones UC HII el índice espectral cambia a partir de una determinada frecuencia, correspondiente a aquella en las que la emisión de radiocontinuo está en el límite entre los casos ópticamente transparente y parcialmente ópticamente opaco, aumentando hasta valores de $-0.1 < \alpha < 2$ (anexo F). En una buena parte de las regiones UC HII, estos índices espectrales intermedios se mantiene a lo largo de un gran rango de frecuencias, de modo que no se pueden interpretar como debidos a la transición de emisión ópticamente transparente de una fuente térmica de densidad electrónica constante a emisión ópticamente opaca (sección 5.2.1) ni como debidos a un gradiente de temperatura electrónica ya que implicaría considerar gradientes muy intensos (sección 5.1.6). Por tanto, estos índices espectrales intermedios se interpretan como debidos a la emisión parcialmente ópticamente opaca característica de un viento ionizado con una distribución de densidad electrónica que disminuye con el radio a la estrella central por la expansión de dicho viento (sección 5.2.1), siendo el caso de $\alpha = 0.6$ el de un viento expandiéndose a velocidad constante (anexo F). Esto mismo ocurre para las regiones HC HII, pero en este caso sus mayores densidades electrónicas provocan que las frecuencias de transición entre emisión ópticamente transparente y parcialmente ópticamente opaca se sitúe a frecuencias mayores, y por ello los índices espectrales intermedios que se miden para estas regiones se mantienen en todo el rango centimétrico e incluso milimétrico. Por último cabe precisar que las distribuciones de densidad electrónica de estas regiones también podrían presentar una dependencia angular, especialmente cuando existe la presencia de un disco circunestelar, como ocurre en el caso de MWC349A (sección 6.3.1).

3.3.5 Cinemática de las regiones UC HII e HC HII

Desde la detección de las primeras líneas de recombinación hacia regiones UC HII se encontró que tienen por lo general anchuras similares a la anchura térmica esperada, $\Delta v_{1/2} \sim 15\text{-}30 \text{ km s}^{-1}$, para un gas ionizado con temperaturas electrónicas comprendidas entre 5000 y 20000 K (tabla C.2). Sin embargo, desde el año 1995 (Gaume et al.) se sabe que una buena parte de las regiones HC HII, caracterizadas por índices espectrales para la emisión de radiocontinuo (ver sección 5.2.1) comprendidos entre unos 0.3 y 1.6, presentan anchuras de líneas mayores de 40 km s^{-1} , alcanzando incluso valores del orden de los 100 km s^{-1} (ver tabla del anexo G.1). Este hecho es el motivo principal por el que se suele distinguir a las regiones HC HII como un subgrupo diferenciado de las regiones UC HII, especificándose dentro de las regiones HC HII con el término de *objetos*

con líneas de recombinación anchas a aquellas en las que estas líneas presentan anchuras claramente supersónicas.

Las anchuras de las líneas de recombinación de los objetos con líneas de recombinación anchas se interpretan a grandes rasgos como debidas a la presencia de movimientos macroscópicos supersónicos en el material ionizado en una región que es responsable de una fracción importante de la intensidad total de las líneas. Hipotéticamente estas grandes velocidades podría deberse a distintos fenómenos como caída de material al disco de acreción, la expansión de un viento o flujo bipolar o a la rotación de un disco circunestelar parcialmente ionizado. Otra explicación alternativa que podría plantearse es que las anchuras medidas sean debidas a la contribución de múltiples fuentes sin resolver que presenten movimientos relativos entre sí significativos. Para discriminar entre estos posibles mecanismos de ensanchamientos de las líneas es crucial realizar observaciones con una alta resolución espacial junto con modelizaciones de las características espectrales observadas.

Hay que remarcar que la presencia de movimientos macroscópicos supersónicos está bien establecida hacia todas las regiones con líneas de recombinación anchas de la tabla del anexo G en la que hay observaciones de líneas $Hn\alpha$ con $n \lesssim 52$. Sin embargo, para las regiones en las que sólo hay líneas de recombinación observadas con números cuánticos principales mayores, $n > 52$, una parte significativa de la anchura observada a longitudes de onda centimétricas puede ser debida al ensanchamiento colisional al igual que se ha encontrado hacia otras regiones UC HII (Keto et al., 2008; Sewiło et al., 2011). Esto es debido a que dicho ensanchamiento aumenta muy significativamente a medida que aumenta el número cuántico principal n de la línea considerada (anexo C.4).

3.4 Modelos de regiones UC HII

Para explicar las morfologías observadas de las regiones UC HII, la frecuencia con la que se observa cada una de ellas y el tiempo de vida media de las regiones HC y UC HII se han propuesto al menos siete modelos diferentes que intentan dar respuesta a algunas de estas cuestiones o a todas en su conjunto. A grandes rasgos estos modelos se dividen entre aquellos en los que se propone que la presión hidrodinámica es contrarrestada por diferentes mecanismos físicos como la presión térmica, turbulenta o dinámica, y aquellos modelos que suponen que no existen mecanismos físicos que mantengan confinado el material ionizado, sino que este se expande mientras se mantiene

las altas densidades en las escalas espaciales de las regiones UC HII debido a que este material ionizado es permanentemente renovado por la ionización de material neutro situado cercano a la estrella ya sea dentro de un disco circunestelar o en pequeñas condensaciones neutras.

3.4.1 Modelos de regiones confinadas por presión

Uno de los primeros modelos con el que se intentó explicar, al menos, las regiones UC HII con morfología esférica fue un modelo simple en el que la estrella masiva central en formación emite radiación UV que ioniza su medio circundante, formando una pequeña región ionizada cuyo frente de ionización se expandirá rápidamente durante una pequeña escala de pocos años (Dyson & Williams, 1980). El radio que alcanzará inicialmente esta esfera ionizada, R_i , para una estrella masiva que emite un determinado flujo de radiación ionizante, S_{Ly} , dependerá del radio hasta el que hay suficientes átomos para ionizar. Bajo la aproximación de que el gas está compuesto fundamentalmente de hidrógeno totalmente ionizado, el radio de la esfera ionizada, denominada esfera de Strömgren en honor al astrofísico que propuso dicho modelo (Strömgren, 1939), será el siguiente:

$$R_i = \left(\frac{3S_{Ly}}{4\pi N_{H_2}\beta_2} \right)^{1/3} \quad (3.6)$$

donde β_2 es el coeficiente de recombinación a todos los niveles electrónicos excepto al estado fundamental por ir este último asociado a una consiguiente fotoionización y N_{H_2} la densidad de hidrógeno a ionizar.

Una vez formada esta esfera ionizada, se expandirá en una escala de tiempo mucho mayor debido al repentino aumento de temperatura que ocurre en la zona ionizada por las altas temperaturas electrónicas que alcanzan estas regiones, típicamente de unos 10000 K (Afflerbach et al., 1996), con el consiguiente aumento en unos dos órdenes de magnitud de la presión ejercida sobre su entorno. Esta expansión radial hacia regiones más externas de menor presión se producirá a la velocidad del sonido del gas ionizado, $v_0 \sim 20 \text{ km s}^{-1}$ (figura C.2), formándose un frente de choque con el material neutro del entorno ya que dicha velocidad será supersónica en relación a la velocidad del sonido en la nube molecular, $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$. Esta expansión ocurrirá hasta el momento en el que la esfera ionizada alcance un tamaño lo suficientemente grande para que en sus regiones más externas la densidad electrónica disminuya en dos órdenes de magnitud y, por tanto, permita que se alcance un equilibrio de presión con

su entorno. El tamaño de la región ionizada durante su expansión se puede parametrizar en función del tiempo como función de la velocidad de expansión v_0 (Spitzer, 1978):

$$R(t) = R_i \left(1 + \frac{7v_0 t}{4R_i} \right)^{4/7} \quad (3.7)$$

En el caso de regiones UC HII embebidas en regiones con gas molecular relativamente caliente, $T \sim 200$ K, y denso, $N_{H_2} \sim 10^7$ cm $^{-3}$, la presión térmica del material molecular en la que se encuentra inmersa la región UC HII puede ser suficientemente alta para que la expansión de la región ionizada sea lo suficientemente lenta para que permanezca con tamaños correspondientes a la fase de región UC HII durante los tiempos de vida media observados (de Pree et al., 1998; Olmi & Cesaroni, 1999). Sin embargo, aún está en debate si las condiciones físicas de las nubes moleculares son adecuadas para explicar el confinamiento de las regiones UC HII (de Pree et al., 1995; Xie et al., 1996; de Pree et al., 1998; Olmi & Cesaroni, 1999). Por ello se han propuesto mecanismos alternativos que aumente la presión del material del entorno y así explicar el tiempo de vida media de las regiones UC HII.

Dos de las alternativas propuestas consisten en la presión dinámica producida por movimientos turbulentos (Xie et al., 1996) o por caída de material hacia la región UC HII al continuar la nube molecular polvorizada colapsando hacia la protoestrella (Reid et al., 1980; Garay et al., 1985). Sin embargo, ambos modelos presentan problemas teóricos. En relación a los modelos con presión dinámica producida por turbulencias, los modelos necesitarían explicar el mantenimiento continuo de la turbulencia ya que los movimientos turbulentos supersónicos medidos en el gas de las nubes moleculares (Blitz, 1993) se disiparían en escalas de tiempo menores que el tiempo de caída libre (Mac Low, 1999). Por otra parte, con respecto a los modelos de flujos de material colapsando, los modelos teóricos muestran que el balance entre la presión térmica del gas ionizado y la presión dinámica del material colapsando es inestable, de modo que cualquier perturbación lleva bien al colapso o a la expansión de la región ionizada (Hollenbach et al., 1994).

3.4.2 Modelo de flujos de champagne en regiones no homogéneas

El modelo de *champagne* (Tenorio Tagle et al., 1979; Bodenheimer et al., 1979) permite explicar la morfología cometaria que se observa en un gran número

de regiones UC HII. Este modelo supone que la estrella en formación ioniza asimétricamente su entorno debido a los fuertes gradientes de densidad que se encuentran en la nube de gas en la que se encuentra embebida. En el caso del lado de la nube molecular donde hay mayor densidad de gas, la expansión de la zona ionizada va frenándose al encontrarse zonas de mayor densidad y, por tanto, de mayor presión. En el lado contrario donde la densidad es menor, la expansión del gas ionizado se expande hacia esta zona de menor presión. Estos procesos favorecen la creación de una región UC HII con morfología cometaria con la formación de una cabeza intensa en la zona de mayor densidad donde la expansión se está frenando, y una cola en el lado contrario, en la zona de menor densidad en la que se está expandiendo en mayor medida el gas.

Este confinamiento de la región ionizada en la dirección de la cabeza haría que la edad dinámica deducida de la velocidad de expansión de la cabeza, es decir, del núcleo central de la región UC HII, sea mucho menor que la edad real de esta región, proporcionando una explicación al problema del tiempo de vida media en regiones con esta morfología. Además, el hecho de que la onda de choque en la cabeza se frene en este tipo de regiones UC HII explicaría que esta morfología sea una de las más frecuentes. La fase cometaria terminaría en el momento en que la ionización terminase por erosionar la zona de mayor densidad. Hay que precisar que este modelo permitiría explicar la morfología cometaria para cualquier nube molecular con estrellas masivas que están situadas en los bordes de estas nubes, donde los gradientes de densidad son grandes (Franco et al., 1990).

Respecto a la cinemática, este modelo predice que las mayores velocidades del gas ionizado ocurren en la cola donde este gas está acelerándose, pudiendo alcanzarse velocidades de unas cuantas veces la del sonido. Por otra parte la velocidad predicha en la cabeza del coma debería ser similar a la del gas molecular adyacente ya que no se está suponiendo que haya algún movimiento relativo significativo entre la región UC HII y la nube molecular. Esta estructura cinemática puede ser consistente con los resultados cinemáticos obtenidos de las líneas de recombinación detectadas hacia algunas regiones UC HII como, por ejemplo, G13.87+0.28 (Garay et al., 1994).

Sin embargo, uno de los principales problemas que presenta este modelo es que no permite explicar el abrintallamiento hacia el borde observado, no en todas, pero sí en muchas de las regiones UC HII con morfología cometaria como, por ejemplo, G34.3+0.2 (Gaume et al., 1994). Por ello se ha propuesto que puede haber presencia de vientos estelares que formen un frente de choque con el viento ionizado procedente de la fotoevaporación, desviándolo (Arthur & Hoare, 2006).

3.4.3 Modelo de frentes de choque en forma de arco

Este modelo (van Buren et al., 1990; Mac Low et al., 1991) se basa en suponer que una estrella masiva, responsable de la región HII, posee también un intenso viento ionizado que se mueve uniformemente a través de la nube molecular a una velocidad superior a la del sonido en el gas neutro del entorno, es decir, $v \gtrsim 10 \text{ km s}^{-1}$. Este hecho produciría un aumento de la presión dinámica al comprimirse el material ionizado del viento en la dirección del movimiento, dando lugar a un frente de choque en forma parabólica con su vértice situado en la dirección mencionada. Por ello, este modelo permite explicar la presencia de morfologías cometarias, e incluso de otras morfologías como la esférica al suponer que son regiones cometarias moviéndose en la dirección de la línea de mira. Sin embargo, en ningún caso permite explicar morfologías irregulares con múltiples picos de emisión o con formas de cascarón. Además, implicaría que durante todo el tiempo en el que la estrella en formación está desplazándose por la nube molecular, la región UC HII se mantendría compacta ya que la presión dinámica impediría la expansión. Por ello, este modelo permite explicar que las vidas medias estadísticas observadas de las regiones UC HII sean mayores que las vidas que se deducirían de las velocidades de expansión del viento. En efecto, una estrella moviéndose a una velocidad de 10 km s^{-1} a lo largo de 1 pc, hasta llegar al borde de la nube molecular, mantendría su frente de choque durante un periodo de tiempo de unos 10^5 años.

Al contrario de lo que ocurre con los modelos de flujos de champagne, este modelo sí que permite explicar el brillantamiento observado hacia el borde de diversas regiones UC HII. Sin embargo, respecto a la cinemática, predice que la velocidad en el vértice del frente de choque parabólico sería idéntica a la de velocidad a la que se mueve la estrella central, lo cual no concuerda con las observaciones de muchas regiones UC HII que tampoco pueden ser explicadas por el modelo de flujos de champagne como, por ejemplo, G34.3+0.2 (Gaume et al., 1994). Por ello se ha propuesto la necesidad de introducir los efectos hidrodinámicos producidos por vientos estelares intensos y las posibles complejas distribuciones de densidad de la nube molecular materna (Gaume et al., 1994).

Uno de los grandes problemas que surge para que este modelo explique de un modo general la formación de las regiones UC HII con morfología cometaria es que habría que explicar el origen de la alta velocidad relativa de la estrella en formación con respecto a la nube molecular. Estas grandes velocidades deberían estar presentes en, al menos, el 20% de las estrellas OB para poder explicar la frecuencia observada de esta morfología en los catálogos de Wood & Churchwell (1989b) y Kurtz et al. (1994). Sin embargo, la dispersión típica

de velocidades medidas en las estrellas presentes en asociaciones OB suele ser de $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$ (Jones & Walker, 1988; Tian et al., 1996; Mathieu, 1986). Incluso aunque algunas estrellas pudieran ser aceleradas por efectos dinámicos en interacciones de sistemas múltiples o al ser eyectadas por los frentes de choque producidos por las supernovas, su frecuencia es demasiado elevada en comparación con el $\sim 5\text{-}10\%$ de estrellas de tipo espectral B que presentan velocidades altas (Moffat et al., 1998; Gies, 1987).

Además, explicar el origen de la alta velocidad relativa de la estrella en formación con respecto a la nube molecular es un problema en sí mismo. Aunque se podría recurrir a distintos mecanismos dinámicos para explicar estas velocidades, en el caso de que estas velocidades fuesen reales, la mayor parte de las regiones UC HII deberían encontrarse durante la mayor parte de sus vidas en zonas relativamente aisladas de otras fuentes presentes en la nube molecular ya que el número de éstas no es lo suficientemente elevado para que la región UC HII se sitúe durante la mayor parte del tiempo cerca de otras regiones con las que no interacciona físicamente (Fey et al., 1992; Gaume et al., 1994). Sin embargo, las observaciones indican que un número relativamente grande de las regiones UC HII estudiadas presentan fuentes compactas cerca de las cabezas, tal como evidencia la emisión molecular o de radiocontinuo encontrada en regiones como G34.25+0.14, G34.26+0.15, G34.3+0.2C, G32.80+0.19B, G61.48+0.09B1 (Fey et al., 1992; Gaume et al., 1994; Garay et al., 1994).

3.4.4 Modelos de vientos por fotoionización constante

Para explicar la aparentemente larga vida media de las regiones UC HII en comparación a lo esperado de las velocidades de expansión trazadas por las líneas de recombinación, se ha propuesto una explicación alternativa a los modelos basados en el confinamiento de la región UC HII, que consiste en que el material ionizado de la región ionizada se está renovando constantemente por la fotoionización de grandes reservas de material neutro. De este modo, incluso aunque el material ionizado presente en la región UC HII se expanda, el reemplazo del material que se ha expandido por nuevo material fotoionizado haría que se mantuviera la región UC HII durante tiempos de vida mayores independientemente de que haya una expansión de este material que de lugar a una región HII extensa adyacente. Una de las grandes fortalezas de los modelos que se basan en esta explicación es que son los únicos que permiten explicar la existencia de componentes compactas y extendidas que forman una estructura continua con la región UC HII (sección 3.3.2).

3.4.4.1 Vientos cargados de masa

De acuerdo con los modelos de vientos cargados de masa, este material neutro estaría contenido dentro de la región HII en condensaciones densas de gas y polvo que sufren una erosión hidrodinámica y/o fotoionización (Dyson et al., 1995; Lizano et al., 1996). Estos modelos tienen un gran potencial para explicar las observaciones ya que variando la distribución espacial de estas condensaciones, su tasa de inyección de material ionizado a la región UC HII y la posición relativa de la región con respecto a la línea de mira, se puede reproducir todos los tipos de morfologías observadas en las regiones HC y UC HII (Redman et al., 1998). En concreto la morfología cometaria se ha reproducido utilizando un gradiente de la masa contenido en los grumos que se incrementa exponencialmente o con una ley de potencias al disminuir la distancia a la estrella, mientras que la morfología bipolar se reproduce en el caso de que el gradiente de masa en los grumos sea tal que sea mayor en un disco. Sin embargo, la mayor dificultad que plantean estos modelos consiste en dar una explicación autoconsistente, en base de las condiciones iniciales de la nube molecular, de las distribuciones espaciales de los grumos que son necesarias para explicar las observaciones.

3.4.4.2 Vientos creados por fotoionización de discos

Alternativamente, existen modelos y evidencias observacionales que indican que la fuente de material de la región UC HII puede estar contenida dentro de un disco circunestelar neutro, remanente de la nube molecular a partir de la que se formó, cuya fotoionización da lugar a la región UC HII (ver Bally & Scoville 1982; Yorke 1986; Hollenbach et al. 1994 y sección 4.1).

Los modelos de vientos de discos permiten explicar que la presión gravitatoria contrarreste la fuerte presión de radiación de las estrellas masivas en base a la alta profundidad óptica que se puede alcanzar en el disco circunestelar y que reduce la luminosidad efectiva de la región (sección 3.2). Según estos modelos, el polvo presente en las regiones del disco más cercanas a la estrella acaba siendo destruido por la radiación UV o coagulado en partículas mayores, de modo que su opacidad está dominada por el gas, permitiendo a las estrellas acretar masa de esta región. De este modo, los modelos muestran que se pueden formar estrellas de $43 M_{\odot}$ (Yorke & Sonnhalter, 2002) e incluso de $100 M_{\odot}$ (Jijina & Adams, 1996). Además, cabe destacar que el efecto de disminución de la luminosidad efectiva en las zonas ecuatoriales correspondientes al disco circunestelar se ve puede ver acentuado por el gas

ópticamente opaco de la región del disco más cercana a la estrella a través de la que ocurre la acreción (Kuiper & Yorke, 2013).

Dos aspectos destacados por los que se puede pensar que los modelos de vientos de disco son claves para explicar la formación de regiones UC HII son las evidencias observacionales de que estos discos realmente existen en un número apreciable de estrellas masivas (como se expondrá en la sección 4.1) y, también, que los resultados de diversos modelos hidrodinámicos y magnetohidrodinámicos autoconsistentes predicen la formación de estos discos a partir de una nube molecular inicialmente esférica. Además, aunque en principio podría pensarse que este tipo de modelos únicamente permitirían explicar regiones UC HII con morfología bipolar, esférica o con forma de cascarón, también permiten explicar morfologías asimétricas en base a la fotoionización producida por estrellas masivas cercanas.

Capítulo 4

Formación de estrellas masivas por colapso monolítico

4.1 Evidencias observacionales de discos circunestelares

En un principio la hipótesis teórica planteada para explicar el tiempo de vida media de las regiones UC HII en base a modelos de vientos ionizados originados por la fotoionización constante de los discos circunestelares sólo estuvo apoyada observacionalmente por mapas de la emisión de radiocontinuo. Estos muestran la presencia de vientos ionizados en torno a estrellas masivas con una geometría bipolar indicativa de que probablemente eran originados en un disco neutro. Este es el caso de, por ejemplo, los vientos bipolares observados hacia MWC349A y Cepheus A HW2 mostrados en las figuras 6.7 y 7.3. La presencia de estos discos también ha sido más recientemente sugerida por la detección de flujos moleculares bipolares tanto en etapas evolutivas correspondientes a la de una región UC HII como anteriores a su formación.

Sin embargo, ha sido la acumulación en los últimos años de una serie de observaciones de alta resolución espacial las que han sugerido, sin ambigüedades, la existencia de discos neutros circunestelares en torno a algunas estrellas masivas tanto de tipo espectral B como O. La mayor parte de estas observaciones han inferido la presencia del disco a través de la emisión térmica de radiación, por parte del polvo, a lo largo de una región elongada a longitudes de onda milimétricas o del infrarrojo cercano (véase, por ejemplo, Kraus et al. 2010, Preibisch et al. 2011 o la figura 6.1), o por la detección en

dicha región de emisión de líneas moleculares observadas a longitudes de onda submilimétricas y milimétricas (Patel et al. 2005; Jiménez-Serra et al. 2007; Davies et al. 2010). A este respecto cabe precisar que, en el caso de la emisión molecular, los mapas de la emisión de las líneas, en algunos casos, sólo han proporcionado información acerca de la extensión del disco mientras que, en otros, las observaciones tienen la suficiente relación señal-ruido y resolución espectral y espacial para permitir estudiar la cinemática del disco midiendo los gradientes de velocidad que existen a lo largo del disco. Las líneas que han proporcionado estos resultados son, en su mayoría, debidas a transiciones de moléculas como, por ejemplo, el agua o el metanol (véase, como ejemplos, Shepherd & Kurtz 1999 y Pestalozzi et al. 2004), caracterizadas por ser muy intensas debido a que las poblaciones de los niveles rotacionales correspondientes están invertidas de modo que la intensidad de la línea es amplificada por el efecto máser (véase el anexo D).

Otros indicios que han revelado indirectamente la presencia de los discos es el elevado oscurecimiento que producen cuando se sitúan aproximadamente de canto con respecto al observador (véase, por ejemplo, Nielbock et al. 2007, Sridharan et al. 2005 o la figura 6.1) o por el patrón característico que puede producir en la polarización de la luz. En efecto, la radiación correspondiente al infrarrojo cercano emitida por la estrella central y que ilumina su entorno será no polarizada. Sin embargo, si la estrella masiva ya ha formado una cavidad ionizada perpendicular al disco neutro, la radiación en esta región podrá presentar un cierto grado de polarización al reflejarse una parte de ella en el polvo de las paredes de la cavidad, al contrario de lo que ocurre con la radiación que atraviesa el denso y opaco disco. Por ello, la detección de una región elongada con un grado de polarización bajo situado perpendicularmente a una estructura bipolar con un grado de polarización elevado supone un claro indicio de la existencia de un sistema formado por un disco circunestelar y un flujo bipolar (Jiang et al., 2005, 2008).

En el caso de varias regiones de formación estelar masiva como M17-UC1, MWC349A (capítulo 6) y Cepheus A HW2 (capítulo 7), la presencia de los discos circunestelares neutros se ve apoyada por la presencia simultánea de vientos bipolares moleculares y/o ionizados orientados perpendicularmente a los discos. En particular, en un número elevado de fuentes, los flujos bipolares moleculares son el único indicio indirecto de la presencia de tales discos (Shepherd & Churchwell, 1996a,b; Beuther et al., 2002). Además, en el caso de varias estrellas masivas en formación, ha sido posible detectar los chorros colimados parcialmente ionizados responsables de impulsar los flujos moleculares al colisionar con el material de la envoltura (sección 4.2). Una última evidencia de la presencia de discos circunestelares en torno a

estrellas masiva viene dada por vientos ionizados ecuatoriales formados por la aceleración del gas ionizado, que ejerce la presión de radiación en la superficie de estos discos, a lo largo de la superficie del disco (Drew et al., 1998).

Todos estos indicios observacionales parecen sugerir claramente que los discos en torno a estrellas masivas son un elemento clave para comprender la evolución y formación de este tipo de estrellas incluso aunque no pueda descartarse que los modelos de coalescencia de estrellas y de acreción competitiva expliquen la formación de algunas estrellas masivas en cúmulos. Actualmente hay en torno a una veintena de estrellas masivas con discos circunestelares, o con indicios de tenerlo, como las mostradas en el catálogo presentado en la tabla 4.1. A pesar de ello, tanto la cinemática de estos discos circunestelares como la de sus respectivos vientos ha estado sujeta casi únicamente a estudios teóricos hasta muy recientemente debido a las dificultades observacionales ya comentadas en la sección 3.2. En esta tesis mostramos una serie de hechos observacionales que han proporcionado respuesta acerca de la cinemática del disco circunestelar de la región UC HII de MWC349A, la estrella masiva de mayor masa en la que hay claras evidencias de la presencia de un disco (tabla 4.1).

4.1.1 Discos circunestelares en supergigantes B[e]

Hay evidencias de la presencia de discos circunestelares que contienen gas frío denso predominantemente neutro no sólo en torno a protoestrellas o estrellas masivas de la presecuencia principal, sino también en torno a estrellas masivas evolucionadas como las supergigantes de tipo B[e], a las que se denota como sgB[e]. Estas estrellas evolucionadas se caracterizan por presentar espectros ricos en líneas de emisión. Hasta la fecha, la mayor parte de las observaciones encaminadas a estudiar este tipo de estrellas se ha realizado hacia las nubes de Magallanes, donde fueron descubiertas y donde se concentran prácticamente todas las sgB[e] conocidas. Esto no impide que en la actualidad exista, al menos, una decena de posibles candidatos en la Vía Láctea (Miroshnichenko, 2007), una de las cuales se ha especulado que sería MWC349A, la estrella masiva con el viento y disco circunestelar ionizado estudiado en más detalle y en el que se centra buena parte de esta tesis (capítulo 6). Sin embargo, tal y como se describe, las observaciones más recientes parecen apoyar de un modo mucho más firme la posibilidad de que esta estrella se encuentre en una de sus primeras etapas de evolución (sección 6.1.2).

En el caso de las estrellas sgB[e], la principal evidencia observacional que

se atribuye a la presencia de discos circunestelares es la intensa emisión a longitudes de onda infrarrojas (Zickgraf et al., 1986). Un segundo indicio de la existencia de tales discos son sus características espectrales, que indican la presencia simultánea de líneas formadas en dos regiones distintas. En concreto se han detectado líneas atómicas de absorción de baja excitación y con anchuras pequeñas, del orden de las decenas de km s^{-1} , que parece corresponder a su emisión en un gas frío, denso y que se está expandiendo lentamente en un disco circunestelar, junto con líneas atómicas de emisión correspondientes a una alta excitación y con anchuras grandes, del orden de 1000 o 2000 km s^{-1} , que parecen originarse en un viento caliente que se está expandiendo rápidamente en la dirección perpendicular al disco circunestelar (Zickgraf et al., 1986). La idea de la presencia de un disco circunestelar se ha visto también apoyada por la detección de emisión de líneas moleculares, correspondientes a las moléculas de CO y de TiO, proveniente de regiones frías y de alta densidad como las que se puede encontrar en un disco circunestelar (Zickgraf et al., 1989).

Al contrario que para las protoestrellas y estrellas de la secuencia principal, la formación de los discos circunestelares presentes en torno a SgB[e] se explica como debidas a la pérdida de masa que se puede producir en las regiones ecuatoriales de estas estrellas al estar rotando a velocidades muy altas (Gummersbach et al., 1995; Zickgraf, 2000, 2006; Kraus et al., 2008) tal y como reproduce el modelo de biestabilidad rotacional inducida (Curé et al., 2005). Hay que destacar que aunque se traten de estrellas evolucionadas, en principio tanto los procesos de fotoionización del disco circunestelar por la radiación proveniente de la estrella masiva central como los procesos de lanzamiento y de colimación del viento pueden ser similares a los que ocurre en estrellas masivas de la secuencia principal, de modo que su estudio puede aportar información relevante para comprender el proceso de formación de estrellas masivas por colapso monolítico en la fase evolutiva correspondiente a una región UC HII formada por fotoionización del disco.

Tabla 4.1: Discos circunestelares en torno a estrellas masivas cuya detección ha sido reclamada.

Región	M	Posición		Método	Referencia (*)
	[M_{\odot}]	α	δ		
Orión I	7-19	05:35:14.51	-05:22:30.59	LM-FB, LM-D _n	(a), (b), (c), (d), (e), (f)
IRAS 20126+4104	~ 7	20:14:26.04	+41:13:32.5	LM-FB, IR-D _n , abs IR-D _n , LM-D _n	(g), (h), (i), (j)
AFGL 490	8-10	03:27:38.55	+58:46:59.8	LM-D _n	(k)
AFGL 5142	8-10	05:30:48.02	33:47:54.47	LM-FB, LM-D _n	(l), (m), (n), (ñ)
M17-UC1	8-20	18:20:24.83	-16:11:35.0	abs IR-D _n	(o)
G192.16-3.82	11.2-25.2	5:58:13.55	+16:31:58.30	LM-D _n , POL	(p), (q)
W33A	~ 15	18:14:39.3	-17:52:06.7	LM-FB, LM-D _n	(r)
S255 IRS1	~ 15	06:12:53.85	+17:59:23.7	POL	(s)
Cep A HW2	15	22:56:17.98	+62:01:49.5	RC-FB, LR-FB, LM-D _n	capítulo 7
IRAS 18162-2048	15	18:19:12.10	-20:47:31.1	RC-FB, RC-D _n , LM-D _n	(t), (u), (v), (x)
AFGL 2591-VLA3	16	20:29:24.90	+40:11:21.0	LM-FB, LM-D _n , POL	(y), (z), (A), (B), (C)
G35.2-0.74N	18	18:58:12.93	+01:40:39.50	LM-FB, LM-D _n	(D), (E)
IRAS 23033+5951	19	20:31:10.7	40:03:10.0	LM-FB, LM-D _n y POL	(F), (G), (H)
AFGL 2136	20	18:22:26.4	-13:30:12.0	LM-D _n	(I)
IRAS 18089-1732	>25	18:11:51.4	-17:31:28.5	LM-FB, LM-D _n	(J), (K)
S140 IRS1	~27	22:17:41.08	+63:03:41.39	RC-V _e , RC-D _n , LM-FB, POL	(L), (H), (M)
IRAS 18151-1208	30	18:17:58.1	-12:07:24.8	RC-disco, LM-FB, LM-D _n	(N), (I)
NGC7538-IRS1	~ 30	23:13:45.34	+61:28:10.4	LR-FB, LM-FB, LM-D _m , POL	(Ñ), (H), (O)
MWC349A	~30	20:32:45.54	+40:39:36.8	RC-FB, LR-FB, IR-D _n , LR-D _i , POL	capítulo 6

Las nomenclaturas utilizadas para describir los métodos de análisis que indican la existencia de un disco circunestelar son las siguientes:

RC-FB = emisión de radiocontinuo libre-libre que traza un flujo bipolar ionizado perpendicular al disco neutro

LR-FB = emisión de líneas de recombinación que trazan un flujo bipolar ionizado perpendicular al disco neutro

LM-FB = emisión de líneas moleculares que trazan un flujo bipolar molecular perpendicular al disco neutro

IR-D_n = morfología de la emisión del polvo en el infrarrojo cercano o medio

abs IR-D_n = morfología de la absorción del polvo en el infrarrojo cercano o medio

RC-D_n = emisión de radiocontinuo que traza la emisión del polvo del disco neutro

RC-V_e = emisión de radiocontinuo que trazan un viento ecuatorial

LR-D_i = emisión de líneas de recombinación que trazan un disco ionizado

LM-D_n = emisión de líneas moleculares que trazan un disco neutro

POL = polarización de la emisión en el infrarrojo cercano que sugiere la presencia de un sistema formado por un disco y un flujo bipolar

(*) Referencias: (a) Greenhill et al. (2004), (b) Gómez et al. (2008), (c) Hirota et al. (2013), (d) Matthews et al. (2010), (e) Reid et al. (2007),

(f) Niederhofer et al. (2012), (g) Cesaroni et al. (1999), (h) Cesaroni et al. (2005), (i) Sridharan et al. (2005), (j) de Wit et al. (2009),

(k) Schreyer et al. (2006), (l) Hunter et al. (1995), (m) Hunter et al. (1999), (n) Zhang et al. (2002), (ñ) Zhang et al. (2007), (o) Nielbock et al. (2007),

(p) Shepherd & Kurtz (1999), (q) Liu et al. (2013), (r) Davies et al. (2010), (s) Simpson et al. (2009), (t) Rodríguez & Reipurth (1989),

(u) Fernández-López et al. (2011b), (v) Fernández-López et al. (2011a), (x) Carrasco-González et al. (2012), (y) Lada et al. (1984), (z) Yamashita et al. (1987),

(A) Preibisch et al. (2003), (B) Wang et al. (2012), (C) Johnston et al. (2013), (D) Birks et al. (2006), (E) Sánchez-Monge et al. (2013),

(F) Beuther et al. (2004b), (G) Rodríguez et al. (2012b), (H) Jiang et al. (2005), (I) Murakawa et al. (2013), (J) Beuther et al. (2004a),

(K) Beuther et al. (2005), (L) Hoare (2006), (M) Maud & Hoare (2013), (N) Fallscheer et al. (2011), (Ñ) Pestalozzi et al. (2004) y (O) Zhu et al. (2013).

4.2 Características de los chorros colimados en torno a estrellas masivas

Tal como ya se ha comentado anteriormente, en las regiones de formación de estrellas masivas ha sido posible detectar flujos bipolares moleculares y, también, en torno a una veintena de chorros ionizados (Anglada, 1996). Aunque, en principio, cúmulos de protoestrellas de baja masa situados en las proximidades de una estrella masiva en formación podrían ser los responsables de formar estos flujos bipolares, las observaciones indican que son las estrellas de alta masa las que los originan. Dos de las diferencias más significativas con respecto a sus análogos en protoestrellas de baja masa es que son mucho más masivos y energéticos (Zhang et al., 2005). Además, los lóbulos de los chorros de las protoestrellas masivas presentan velocidades mucho mayores, desde 200 a $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$, como muestran las medidas realizadas de los movimientos propios de su emisión de radiocontinuo (Martí et al., 1995; Martí et al., 1998; Curiel et al., 2006; Rodríguez et al., 2008). De cualquier modo, la relativamente poca intensidad de la emisión típica de continuo de estas fuentes (Anglada et al., 2014) había impedido que se hubiera podido detectar líneas de recombinación hacia estas fuentes que permitieran confirmar que la velocidad medida hacia los lóbulos corresponden también a la del gas contenido en el chorro.

A pesar de las diferencias comentadas, estas regiones comparten características similares a las regiones ionizadas existentes en torno a estrellas de baja masa en formación. Entre las similitudes se encuentran que estas regiones ionizadas trazan vientos muy colimados o chorros, junto a los cuales parecen encontrarse asociados flujos muy colimados de material molecular. Además, las regiones de formación de estrellas masivas presentan una luminosidad en el radio que está correlacionada con la luminosidad bolométrica y con el flujo de momento lineal del material molecular de un modo idéntico a la correlación encontrada para las estrellas de baja masa. Esto parece indicar que, probablemente, los flujos de material molecular estén impulsados por chorros parcialmente ionizados y que los procesos de formación de estos son idénticos para estrellas de baja y alta masa (Rodríguez et al., 2008). Todas estas semejanzas llevan a pensar que la ionización de los chorros colimados se produce al colisionar vientos muy colimados con la envoltura de gas y polvo que hay en torno a la protoestrella masiva, de modo similar a lo que ocurre en los chorros ionizados existentes en torno a estrellas de baja masa (sección 3.1).

Además, parece claro que el grado de colimación de estos objetos depende no sólo de las condiciones físicas del entorno, sino también de la fase evolutiva

en la que se encuentra cada uno de ellos. Esto viene apoyado por haberse encontrado evidencias de protoestrellas muy cercanas entre sí en las que aquella que es aparentemente más evolucionada presenta una colimación prácticamente despreciable (Torrelles et al., 2003). Por otra parte, en esta fuente, se ha detectado recientemente un aumento de su colimación (Kim et al., 2013; Surcis et al., 2014) que confirma que el grado de colimación de un flujo bipolar varía a lo largo del tiempo. Sin embargo, no parece que sea posible establecer una correspondencia unívoca entre el grado de colimación y la fase evolutiva, al contrario de lo que pensaban anteriormente algunos investigadores (Beuther & Shepherd, 2005), ya que se encuentran flujos bipolares muy colimados tanto en torno a estrellas masivas en fases de su formación muy tempranas (Chibueze et al., 2012) como en fases relativamente avanzadas (Carrasco-González et al., 2010; Palau et al., 2013). De cualquier modo, en principio parece que, en promedio, los flujos bipolares en torno a estrellas masivas se encuentran menos colimados que sus análogos en protoestrellas de baja masa (Wu et al., 2004).

4.3 Modelos de lanzamiento del viento

Los modelos de vientos en los que su masa procede de la fotoionización de discos circunestelares deberían, en principio, ser capaces de explicar globalmente los resultados obtenidos de las observaciones de las regiones UC HII o, al menos, de aquellas regiones en las que hay evidencias de la existencia de tales discos. Además de poder explicar el tiempo de vida media de estas regiones ionizadas, estos modelos deberían proporcionar una explicación acerca de cómo se forma el viento ionizado, en qué regiones se produce y qué características cinemáticas pueden presentar. Entre los mecanismos propuestos más estudiados están los modelos gravitacionales en los que la cinemática del gas ionizado viene determinada básicamente por la presión dinámica ejercida por el viento ionizado procedente de la estrella, la presión térmica del gas ionizado y el potencial gravitatorio al que está sometido por la masa de la estrella central. Asimismo, diversos modelos magnetohidrodinámicos consideran que el campo magnético desempeña un papel clave en formar y establecer la estructura resultante del viento en la región UC HII. A continuación se describirá con más detalles las características de los diferentes modelos propuestos. Sus predicciones acerca de en qué región ocurre el lanzamiento del viento procedente de la fotoionización del disco neutro permitirá establecer criterios para determinar cuáles de estos modelos son consistentes con las observaciones.

4.3.1 Modelos gravitacionales

En los modelos gravitacionales el gas fotoionizado en la superficie del disco neutro está gravitacionalmente ligado a la estrella cuando se encuentra a distancias menores a aquella en la que la velocidad térmica más probable de las partículas ionizadas iguala a la velocidad de escape del potencial gravitatorio creado por la estrella. El radio donde esto ocurre se conoce como radio gravitacional, R_g , y viene determinado en el caso de modelos puramente gravitacionales por la siguiente ecuación:

$$R_g = \frac{GM\mu_e m_u}{kT_e} \quad (4.1)$$

donde μ_e es el peso atómico medio por electrón (sección 5.1.3) y m_u la unidad de masa atómica.

De acuerdo con su definición, el radio gravitacional representa la distancia mínima en la que puede producirse el lanzamiento del viento con material ionizado formado por la fotoionización del disco neutro. Debido a la elevada atracción gravitatoria producida por las estrellas masivas, esta distancia presenta un límite inferior de unas 42 ua para una estrella masiva de tipo espectral B2 y temperatura electrónica de 15000 K para el gas ionizado tal y como puede verse en la línea discontinua de la figura 4.1. Dicha distancia se incrementa para estrellas de mayor masa o para regiones ionizadas con menor temperatura electrónica, alcanzando valores de, incluso, varias centenas de unidades astronómicas para estrellas de tipo espectral O3 (figura 4.1). De cualquier modo hay que tener en cuenta que la consideración de un radio gravitacional es una aproximación ya que la distribución de velocidades de los electrones presentes en el gas ionizado es continua, de modo que los electrones con diferentes velocidades alcanzan la velocidad de escape a diferentes radios con respecto a la estrella central. Por tanto, en realidad existirá un determinado rango espacial y no un radio discreto donde el gas fotoionizado deja de estar ligado gravitacionalmente a la estrella central.

Si se especifica el radio gravitacional de la estrella en cuestión, la estructura de su región fotoionizada vendrá determinada, principalmente, por la tasa de pérdida de masa. El primero de los modelos gravitacionales planteados (Hollenbach et al., 1994), y que sirvió como base para los modelos posteriores, consistía en una aproximación semianalítica en la que se estima la tasa de pérdida de masa del viento originado por el lanzamiento del gas fotoionizado producido al incidir la radiación ionizante sobre un disco circunestelar

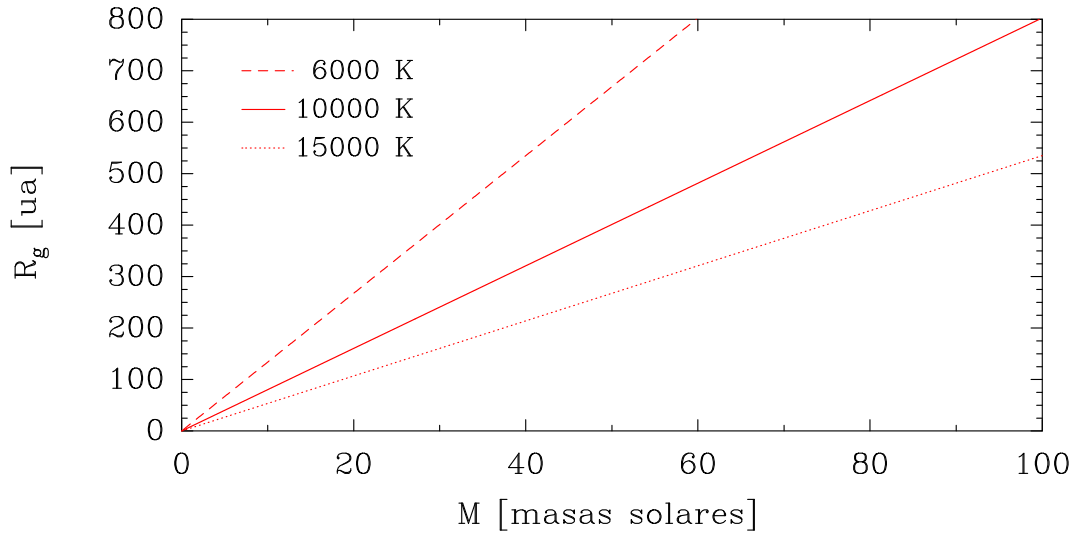


Figura 4.1: Radio gravitacional, R_g , en función de la masa de la estrella central, M , considerando que la temperatura electrónica del gas ionizado es de 6000, 10000 y 15000 K (líneas punteada, continua y discontinua respectivamente). La estimación se ha realizado suponiendo despreciable la masa del disco circunestelar, considerando ionización completa de todos los elementos químicos y asumiendo una abundancia de átomos de hidrógeno del 90% con respecto al total de átomos.

delgado⁹. Para ello, considera como parámetros libres de entrada únicamente la temperatura electrónica del viento ionizado y las magnitudes correspondientes a la estrella central, es decir, la tasa de radiación ionizante emitida por la estrella central, su tasa de pérdida de masa y la masa de la estrella central con la que se determina el valor del radio gravitacional. El valor de la tasa de pérdida de masa de la estrella determina dos estructuras diferentes para la región ionizada que se conocen como el caso con un viento estelar débil o fuerte.

En la parte superior de la figura 4.2 se representa esquemáticamente la formación de un viento de disco según los modelos gravitacionales para el caso en el que la tasa de pérdida de masa debida al viento estelar sea pequeña. Bajo esta condición, el material fotoionizado dentro del radio gravitacional formará una atmósfera estática ligada al disco con una densidad que cae exponencialmente con la altura con respecto a dicho disco. Por el contrario, el material fotoionizado situado a una distancia superior al radio gravitacional formará un viento al ser lanzado en dirección perpendicular a la superficie del disco por la presión térmica que ejerce. La tasa de pérdida de masa de este

⁹Un disco circunestelar ionizado delgado hace referencia a un disco cuya escala de alturas es al menos un orden de magnitud menor que la distancia a la estrella central.

viento dependerá de la tasa de fotoionización, la cual puede estar dominada por la fotoionización producida por la radiación ionizante difusa emitida por la atmósfera estática contenida dentro del radio gravitacional de acuerdo con los resultados del modelo de Hollenbach et al. (1994). Esto es debido tanto a la alta masa de gas ionizado que hay presente en la atmósfera estática, y que da lugar a una intensa emisión de radiación ionizante durante el proceso de recombinación de un electrón al estado fundamental (anexo C), como a la menor atenuación que sufre la radiación ionizante procedente de esta atmósfera en comparación a la procedente de la estrella central. Puesto que la tasa de fotoionizaciones está dominada por la radiación difusa, la formación del viento de disco se producirá hasta una cierta distancia máxima en la que la fotoionización del disco sea despreciable por su gran distancia a la atmósfera estática.

Por otra parte la formación de un viento de disco en el caso de que el viento procedente de la estrella central sea intenso se representa en la parte inferior de la figura 4.2. En este caso el viento estelar ejercerá una presión dinámica significativa sobre la atmósfera de gas fotoionizado que mantendrá confinado al gas fotoionizado junto al disco neutro en las regiones más próximas a la estrella. Esto tendrá como consecuencia lógica que el flujo de radiación ionizante procedente de la estrella central e incidente sobre el disco circunestelar será menos atenuado a distancias mayores a la del radio gravitacional que en el caso de un viento estelar débil, lo que a su vez hará que aumente el flujo de radiación ionizante procedente de la estrella central y que incide sobre el disco circunestelar, y que disminuya el correspondiente a la emisión de la atmósfera estática ionizada. Estos dos efectos combinados permitirá que, en este caso, la fotoionización producida por la radiación ionizante procedente de la estrella central alcance zonas más lejanas de la estrella que en el caso de un viento estelar débil. El material fotoionizado se encontrará confinado junto al disco hasta aquel radio en el que la densidad electrónica ha disminuido lo suficiente para que la presión térmica del gas fotoionizado iguale a la presión dinámica ejercida por el viento estelar. Para radios mayores a este radio crítico comienza a dominar la presión térmica del viento del disco, de modo que dejará de estar confinado junto a este y se expandirá.

En definitiva, dependiendo de la tasa de pérdida de masa del viento estelar, el lanzamiento del viento de disco producido por la fotoionización del disco neutro ocurrirá a distintos radios, siendo del orden del radio gravitacional para un viento estelar débil (figura 4.1), y mayores para el caso de un viento estelar fuerte. Además, cabe precisar que aunque se hayan obtenido suponiendo el caso de un disco delgado, por lo general los resultados obtenidos se mantendrían al considerar el caso de un disco grueso ya que en cualquier caso,

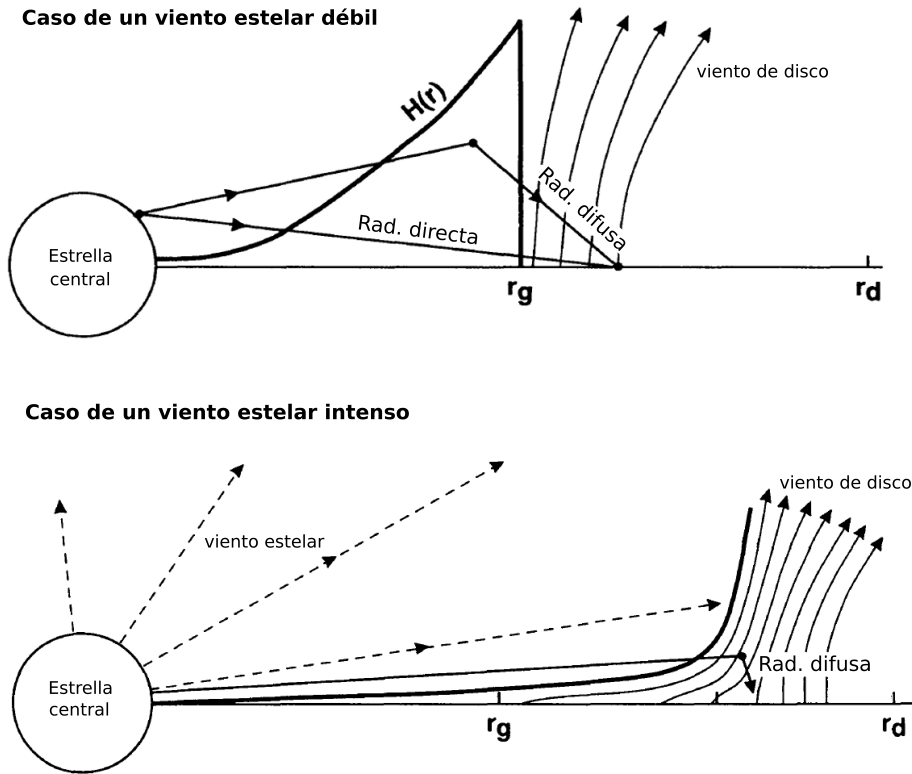


Figura 4.2: Esquema de la estructura del gas ionizado para modelos gravitacionales en los casos de que la pérdida de masa debida al viento estelar sea débil (figura superior) o intensa (figura inferior). La trayectoria de la radiación se ha representado con líneas continuas con flechas intercaladas, mientras que las líneas de corriente del viento de disco formado se representa en la región externa del disco con líneas finalizadas en flechas. La escala de alturas, $H(r)$, de la atmósfera ionizada situada a radios inferiores al gravitacional, r_g , para el caso de un viento estelar débil se representa con una línea opaca, mientras que las líneas de corriente de este viento se han representado con líneas discontinuas. Figura adaptada de Hollenbach et al. (1994).

incluso si el disco tiene una geometría tal que existen zonas del disco protegidas de la incidencia directa de la radiación ionizante procedente de la estrella central, es la radiación difusa la que domina la fotoionización de material del disco neutro para radios mayores al gravitacional.

4.3.2 Modelos gravitacionales hidrodinámicos

Aunque el modelo gravitacional expuesto anteriormente sirve para comprender, de un modo cualitativo, la posible distribución de densidad electrónica y velocidad del gas ionizado de una región UC HII cuyo disco neutro está sufriendo fotoionización, los resultados cuantitativos se ven modificados al incorporar efectos hidrodinámicos. Uno de los efectos más significativos es que, cerca de la superficie del disco neutro, el gradiente de densidad electrónica ejerce una presión adicional sobre el gas ionizado que resulta en líneas de corriente que parten perpendicularmente de la superficie del disco pero que se van doblando radialmente hacia fuera hasta tener un viento ionizado totalmente esférico (Font et al., 2004). Esta presión añadida por los gradientes de densidad provoca que el radio gravitacional efectivo en el que ocurre el lanzamiento del viento fotoionizado, en el caso de un viento estelar débil, ocurra a distancias más cercanas a la estrella con respecto a lo predicho por el modelo semianalítico de Hollenbach et al., disminuyendo el valor del radio gravitacional un factor cinco (Liffman, 2003).

Las simulaciones numéricas muestran que, efectivamente, el radio en el que se produce mayor tasa de pérdida de masa ocurre a una distancia de $0.2R_g$, aunque la pérdida de masa es importante en el rango de distancias comprendidas entre $0.1R_g$ y R_g tal como se aprecia en la figura 4.3. Además, puesto que el viento fotoionizado se lanza en zonas más internas que el radio gravitacional, que están sometidas a un mayor campo gravitacional, su velocidad de escape es mayor y, por tanto, las simulaciones numéricas de modelos gravitacionales que incorporan efectos hidrodinámicos predicen velocidades terminales mayores para los vientos (Font et al., 2004). Esto hace que para una misma tasa de pérdida de masa, la tasa de momento angular extraída del disco por el viento que predicen estas simulaciones sea mayor que la de los modelos puramente gravitacionales. De todos modos, el viento únicamente alcanza una velocidad igual o por encima de la del sonido a distancias mayores a las del radio gravitacional (figura 4.4) ya que el lanzamiento ocurre a una velocidad subsónica (Font et al., 2004).

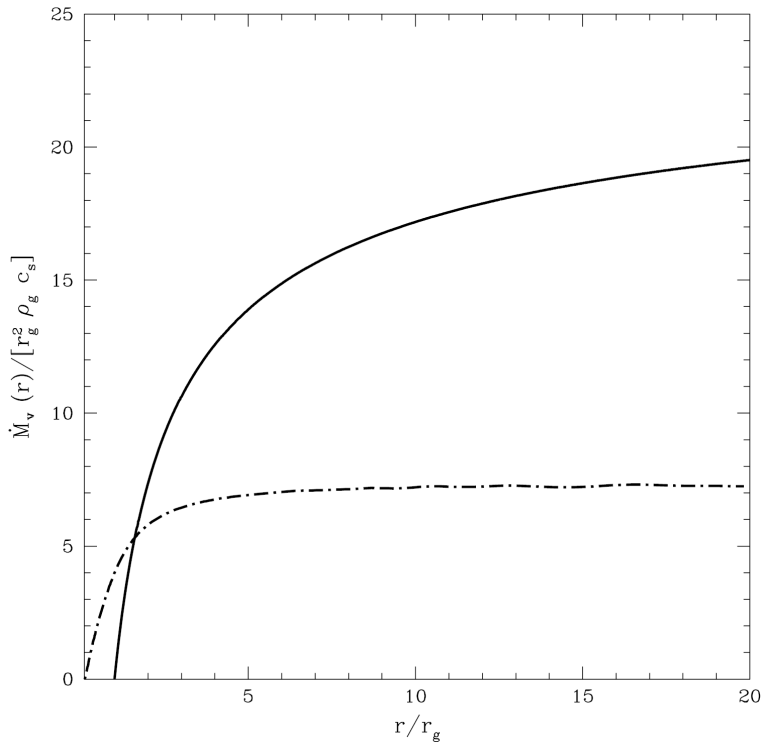


Figura 4.3: Tasa de pérdida de masa obtenidos el modelo gravitacional de Hollenbach et al. (1994) y el hidrodinámico de Font et al. (2004) (línea continua y discontinua respectivamente) en función del radio medido este en unidades de radios gravitacionales. La tasa de pérdida de masa se muestra normalizada para obtener unidades adimensionales. Figura de Font et al. (2004).

4.3.3 Modelos magnetohidrodinámicos

La evidencia de la presencia de fuertes vientos estelares en las estrellas de tipo espectral O y B de la secuencia principal, con velocidades de 1000 a 3000 km s^{-1} (Puls et al., 1996), llevó en un principio a pensar que el mecanismo por el que se lanza material ionizado desde la superficie de la estrella pudiera ser el responsable de la formación de la región UC HII y que, por tanto, estas regiones consistiesen básicamente en un viento estelar. De hecho la formación de un viento de origen estelar en torno a una estrella masiva implicaría la extracción de momento angular de la superficie de la estrella, lo que permitiría explicar que sus velocidades angulares de rotación estén considerablemente por debajo de la velocidad de ruptura (aquella en la que la fuerza centrípeta iguala a la fuerza gravitatoria) al contrario de lo que se esperaría de su aceleración por la acreción continua de material (Huang & Gies, 2008; Wolff et al., 2006;

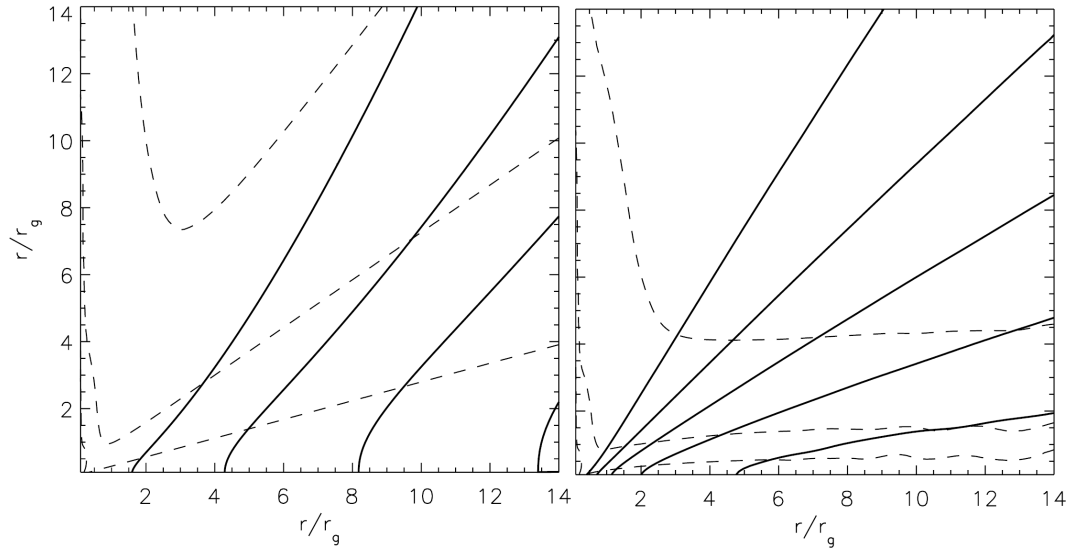


Figura 4.4: Líneas de corriente y contorno de velocidades (representadas respectivamente con líneas continuas y discontinuas) obtenida por el modelo hidrodinámico de Font et al. (2004) para un viento de disco con estructura de densidad electrónica dada por $N_e \propto r^{-3/2}$ (figura izquierda) y $N_e \propto r^{-5/2}$ (figura derecha). Las líneas de corriente contienen respectivamente el 20%, 40%, 60%, 80% y el 95% de la masa total presente en el viento. Los contornos de velocidades (líneas discontinuas) muestran las posiciones donde el viento alcanza velocidades de 1, 2 y 3 veces la velocidad del sonido (aumentando la velocidad a medida que aumenta la distancia al disco). Figura de Font et al. (2004).

Rosen et al., 2012). Sin embargo, la hipótesis de que las regiones UC HII están formadas básicamente por un viento de procedencia estelar no permitiría explicar flujos de material muy colimados como, por ejemplo, los observados hacia Cepheus A HW2 tal y como se muestra en el capítulo 7.

Por ello, a lo largo de las últimas décadas se han desarrollado, como alternativa, una gran variedad de modelos magnetohidrodinámicos para explicar tanto el lanzamiento del viento ionizado de las estrellas masivas en formación, como su aceleración y colimación. Estos modelos son imprescindibles para poder explicar la presencia de flujos muy colimados, debido a que ni la presión térmica del gas ni la presión de radiación pueden colimar grandes cantidades de masa. Además, la reciente detección de campos magnéticos en varias regiones de formación de estrellas masivas (Vlemmings, 2008; Girart et al., 2009; Vlemmings et al., 2010; Qiu et al., 2013) y en alguna estrella de la presecuencia principal (Alecian et al., 2008) es un indicio observacional clave de que los campos magnéticos puedan jugar un papel

relevante en la formación y evolución de sus vientos.

La gran variedad de modelos teóricos que incorporan procesos magneto-hidrodinámicos para explicar el lanzamiento del viento se pueden agrupar principalmente en dos clases de modelos, los modelos de aceleración magnetocentrífuga (sección 4.3.3.1), que permiten explicar la formación constante de un viento, y los modelos de torres magnéticas (sección 4.3.3.2) y de eyecciones magnetosféricas (sección 4.3.3.3) que predicen la formación de un viento en episodios que se repiten a lo largo del tiempo. A continuación se describen concisamente las características de cada una de estas clases de modelos.

4.3.3.1 Modelos magnetocentrífugos

El mecanismo básico con el que se explica la formación de vientos ionizados con un cierto grado de colimación es el modelo de aceleración magnetocentrífuga. De acuerdo con este modelo, el viento ionizado puede dividirse a grandes rasgos en tres regiones distintas.

La primera de las regiones consiste en el disco circunestelar, en el cual la energía cinética de rotación es significativamente mayor que la densidad de energía magnética. Esto provoca que, además de la componente poloidal del campo magnético, exista una componente toroidal al ser arrastradas las líneas de campo magnético junto con el movimiento de rotación del disco en torno a la estrella central del gas ionizado, es decir, por estar las líneas de campo congeladas en los elementos de fluido.

La segunda región, situada sobre el disco circunestelar en una zona donde la densidad de gas ionizado es pequeña en comparación a la encontrada en el disco, se caracteriza por presentar una densidad de energía magnética que domina sobre la densidad de energía térmica. En esta región el campo magnético hace que el material ionizado rote junto a este ya que cualquier movimiento que se produzca en un elemento de fluido del gas ionizado a lo largo de las líneas de campo magnético no será afectado por este, al contrario que los movimientos perpendiculares al campo magnético, los cuales ejercerán una fuerza de Lorentz perpendicular a la dirección del movimiento y, por tanto, impedirá que el movimiento se mantenga a lo largo de la dirección inicial. De este modo, si el conjunto de fuerzas que actúan sobre un elemento de fluido en la dirección de las líneas de campo resultan en una fuerza hacia fuera de la estrella, las turbulencias generarán un flujo saliente de material ionizado. Esto ocurre siempre y cuando las líneas de campo estén lo suficientemente bien inclinadas con respecto al plano medio del disco circunestelar para que así la proyección de la fuerza centrífuga (junto con la posible componente ejercida

por la presión de radiación) en la dirección de las líneas de campo sea lo suficientemente grande.

La tercera de las regiones, situada a mayores distancias de la estrella central y a alturas mayores sobre el disco circunestelar, es aquella en la que la densidad de energía magnética ha disminuido lo suficiente para que ésta deje de dominar la cinemática del viento. La superficie donde se produce esta transición es la denominada superficie de Alfvén, definida como aquella superficie que contiene los puntos donde la densidad de energía cinética de un elemento de fluido iguala a la energía magnética. A distancias mayores a las definidas por esta superficie, la inercia del gas ionizado comienza a dominar sobre la fuerza ejercida por el campo magnético, de modo que el gas deja de rotar con la misma velocidad angular con la que fue lanzado del disco, modificándose las líneas de campo que también dejan de mantener su misma rotación y pasan a torcerse dando lugar a líneas de campo magnético abiertas y que presentan una componente toroidal que va a ser la responsable de producir una colimación del viento.

La diferencia fundamental entre los distintos modelos de aceleración magnetocentrífuga radica en qué zonas el campo magnético es lo suficientemente intenso para que permita el lanzamiento del viento a lo largo de sus líneas de campo. Entre los modelos más desarrollados están los denominados modelos de vientos X, que son aquellos en los que el lanzamiento del viento se produce en el límite entre el disco circunestelar y la magnetosfera de la estrella central (sección 4.3.3.1.4) y los denominados vientos de discos, que son aquellos en los que el viento se origina a lo largo de un amplio rango de distancias en la que hay presente un campo magnético. A su vez estos últimos modelos se dividen entre aquellos que únicamente considera el papel ejercido por el campo magnético (sección 4.3.3.1.1), o aquellos que también incorporan los efectos de la presión de radiación (sección 4.3.3.1.2) o de inestabilidades magnetohidrodinámicas que son relevantes para el lanzamiento o la dinámica del viento (sección 4.3.3.1.3).

4.3.3.1.1 Vientos de discos

i) Modelos semianalíticos autoconsistentes

El primero de los modelos magnetohidrodinámicos propuestos para explicar la formación de vientos con morfología bipolar fue el planteado por Blandford & Payne (1982) dentro del contexto de los flujos bipolares observados en torno a agujeros negros masivos galácticos. Dicho modelo

se caracteriza básicamente por una formulación semianalítica con la que se obtienen soluciones estacionarias, es decir, soluciones que son autoconsistentes con las condiciones iniciales o de contorno impuestas en la resolución de las ecuaciones diferenciales. Posteriormente otros investigadores utilizaron una formulación análoga y los mismos fundamentos físicos para explicar la formación de flujos bipolares a partir de discos circunestelares (Pudritz & Norman, 1983, 1986; Pudritz et al., 2007).

Los resultados obtenidos por estos modelos han ayudado a estudiar cuantitativamente los procesos físicos que probablemente estén involucrados en el lanzamiento magnetocentrífugo de los vientos y en su colimación que, a grandes rasgos, son los explicados cualitativamente en la sección 4.3.3. Estos modelos de vientos de discos suponen la presencia de un campo magnético de gran escala que penetra en el disco a lo largo de una extensa región, produciéndose en ella la eyección del viento a lo largo de sus líneas de campo por aceleración magnetocentrífuga, siempre y cuando la componente poloidal presente en el plano del disco circunestelar tenga un ángulo de inclinación pequeño con respecto al plano de dicho disco, en concreto menor a 60° (Blandford & Payne, 1982). Aunque estos modelos presuponen la existencia de un campo magnético extenso, la explicación de qué fenómenos físicos podrían dar origen a este campo es todavía un campo muy debatido. Entre las hipótesis más difundidas se encuentra la formación por el efecto dinamo en el disco (Tout & Pringle, 1996; von Rekowski et al., 2003; Blackman & Field, 2004; Uzdensky & Goodman, 2008) o por advección del campo magnético interestelar acoplado inicialmente a la nube molecular (Mouschovias, 1976).

ii) Simulaciones numéricas

Una extensión de los modelos de vientos de discos semianalíticos y autoconsistentes se basa en los resultados obtenidos para la estructura del viento proporcionados por simulaciones numéricas con las que se modela cómo va variando dicha estructura a lo largo del tiempo por los efectos magnetohidrodinámicos. La principal ventaja de estos modelos consiste en que, al contrario que los modelos semianalíticos, no tienen por qué introducir restricciones geométricas para obtener las soluciones. Las simulaciones numéricas realizadas hasta la fecha se basan en modelos magnetohidrodinámicos tridimensionales que imponen simetría de revolución en torno al eje de rotación. A su vez, estos modelos se clasifican principalmente en aquellos que modelan únicamente la formación del viento (Ustyugova et al., 1995; Ouyed & Pudritz, 1997a,b, 1999; Krasnopolsky et al., 1999) y aquellos que modelan simultáneamente tanto el viento como la evolución dinámica del disco de acreción (Casse & Keppens, 2002, 2004; Zanni et al., 2007; Murphy et al., 2010;

Sheikhnezami et al., 2012; Tzeferacos et al., 2013; Fendt & Sheikhnezami, 2013). En principio estos últimos modelos proporcionarían una mejor descripción de la realidad ya que a medida que se produce el lanzamiento del viento, la estructura del disco va variando gradualmente hasta el momento en el que todo él llegue a fotoevaporarse o a ser acretado. Aunque por el momento estos modelos sólo se han desarrollado para la formación de vientos en estrellas de baja masa en formación (estrellas de tipo T Tauri) debido principalmente al desconocimiento acerca de la estructura concreta de los discos circunestelares en torno a estrellas masivas, las simulaciones simultáneas del disco y del viento han revelado que una vez que ha terminado de formarse el viento, el proceso se puede considerar como casi estacionario tal y como muestra la figura 4.5.

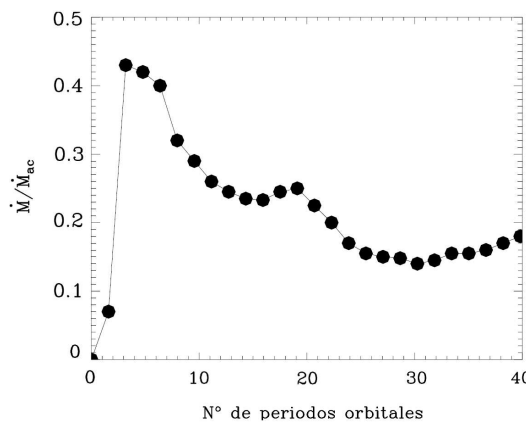


Figura 4.5: Evolución del cociente de las tasas de pérdida de masa del viento, \dot{M} , y de acreción, \dot{M}_{ac} , en función del número de periodos orbitales transcurridos desde el comienzo de la simulación numérica de Casse & Keppens (2002). Se observa que transcurrido unas decenas de periodos orbitales, cuando el viento ionizado ya está formado, el mecanismo de eyección se mantiene aproximadamente estable con el tiempo. Figura adaptada de Casse & Keppens (2002).

Los modelos que únicamente modelan la formación del viento, consideran el disco circunestelar como una condición de contorno que impone la distribución de la componente poloidal del campo magnético, B_p , que surge de la superficie del disco. Esta hipótesis se fundamenta en que tanto las observaciones como las simulaciones simultáneas del disco y del viento indican que los discos circunestelares son estables durante decenas de órbitas completadas en torno a la estrella central. Otro de los parámetros de entrada de estos modelos es la tasa de pérdida de masa por el viento, cuyo valor está directamente relacionado con la tasa de acreción en el disco circunestelar al imponer la conservación del momento angular total.

Uno de los resultados más importantes proporcionados por las simulaciones numéricas ha sido demostrar la viabilidad del proceso de autocolimación para explicar el alto grado de colimación de los vientos observados en estrellas en formación de poca masa y de vientos de algunas estrellas masivas. De un modo cualitativo se puede entender el proceso de colimación debido a que, para distancias superiores a las de la superficie de Alfvén, comienza a aparecer una componente toroidal en las líneas de campo magnético. Además, existe otra fuerza debida a la atracción entre las corrientes que lleva el viento en cada una de las superficies que contienen las líneas de campo que parten de un determinado anillo de la superficie del disco (véase figura 4.7). En concreto estas distintas superficies interactúan entre sí de un modo análogo a la atracción que ocurre entre dos cables con unas determinadas corrientes circulando en el mismo sentido, dando lugar a una autocolimación del viento.

Los modelos muestran que el grado de colimación del viento es muy sensible a la distribución radial de la componente poloidal del campo magnético que imponen los modelos como condición de contorno en la superficie del disco circunestelar (Pudritz et al., 2006, 2007; Staff et al., 2014) tal y como puede apreciarse en la figura 4.6. Esto se debe a que la distribución radial de la componente poloidal afecta a la cantidad de masa que es lanzada por el viento y, por tanto, a la corriente que lleva el viento en cada una de las superficies que contienen las líneas de corriente y de campo magnético que parten de un determinado anillo de la superficie del disco. En concreto los modelos parametrizan dicha distribución de acuerdo con una ley de potencias dependiente de un parámetro μ , es decir:

$$B_p \propto r^{\mu-1} \quad (4.2)$$

donde el valor del índice μ varía de acuerdo con el modelo. A modo de ejemplo, $\mu = 0$ para (Ouyed & Pudritz, 1997a,b), $\mu = -0.25$ para (Blandford & Payne, 1982) y $\mu = 0.5$ para (Pelletier & Pudritz, 1992). Las simulaciones muestran que cuando la componente poloidal del campo magnético presenta gradientes grandes con respecto a la distancia a la estrella central, concretamente para $\mu = -0.75$ y $\mu = -0.5$, los vientos tienden a ser menos colimados y la colimación no ocurre dentro de un cilindro, al contrario de lo que se predice para los casos con gradientes menores como $\mu = 0$ y $\nu = -0.25$ (Pudritz et al., 2006). Los modelos también muestran que incluso pueden aparecer dos componentes cinemáticas distintas dependiendo del valor de μ (Staff et al., 2014). Estas diferencias en la estructura de los vientos abre la posibilidad de discriminar observacionalmente entre las distintas distribuciones del campo magnético poloidal inicial en el caso de que los modelos de discos sean consistentes con

lo que realmente ocurre en los discos circunestelares. Por último, también cabe precisar que existe también una cierta dependencia de la estructura del viento con la distribución de densidad en la superficie del disco, aumentando la colimación al aumentar el gradiente de densidad (Fendt, 2006).

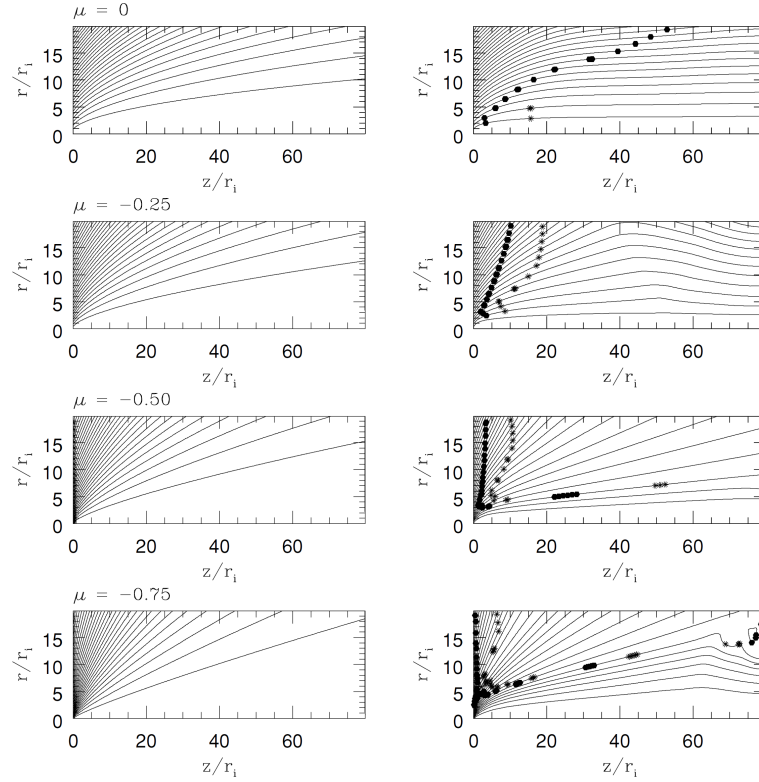


Figura 4.6: Esquema de las configuraciones iniciales (paneles izquierdos) y finales (paneles derechos) de modelos de vientos de discos con distintos gradientes de la componente poloidal del campo magnético ($\mu = 0, -0.25, -0.50, -0.75$). Los ejes horizontales y verticales representan respectivamente la altura sobre el disco circunestelar, z , y la distancia a la estrella central, r , medidas en unidades relativas al radio en el que se produce el lanzamiento de la línea de corriente considerada, r_1 . Los círculos representan la localización de la superficie de Alfvén y puede verse que para un determinado valor de z/r_1 , se sitúan a radios más cercanos al punto de lanzamiento, r/r_1 , cuando μ disminuye. Figura adaptada de Pudritz et al. (2006).

Además del grado de colimación, las simulaciones muestran que dependiendo de las condiciones de contorno seleccionadas, la superficie de Alfvén se sitúa a distintas distancia del punto del que es lanzada cada una de las líneas de corriente del viento. Por conveniencia se suele especificar la distancia a la que se sitúa la superficie de Alfvén por el parámetro $\lambda_m = r_A/r_1$,

donde r_A es el radio al que se sitúa la superficie de Alfvén para la línea de corriente considerada y r_1 el radio desde el que se produce el lanzamiento del viento de dicha línea de corriente. Este parámetro λ_m se denomina longitud de la palanca magnética (*lever arm*) por representar una medida aproximada de la longitud a lo largo de la cual se produce la aceleración del viento. En particular los modelos muestran que el valor de λ_m es particularmente sensible a la masa específica cargada al viento (Ouyed & Pudritz, 1999). Al aumentar la masa lanzada al viento, la inercia de cada línea de corriente del viento se hace mayor y comienza a dominar con respecto a la fuerza magnética a distancias más cercanas al punto del disco del que fue lanzado, de modo que disminuye el parámetro λ_m . Por ello, los modelos predicen que, fijado el resto de parámetros, la colimación del viento se produce a radios más internos a medida que aumenta la masa cargada al viento ionizado.

También es muy destacable el hecho de que cada una de las simulaciones predice un determinado patrón para las velocidades terminales que alcanza el viento después de la superficie de Alfvén, v_0 . El gradiente de velocidades aparece debido a que, fijado el valor de λ_m , la velocidad terminal de cada una de las líneas de corriente del disco depende inversamente proporcional al radio desde el que se produce el lanzamiento del viento o, equivalentemente, directamente proporcional a la velocidad de escape del punto desde el que fue lanzado de acuerdo con las siguientes ecuaciones (Konigl & Pudritz, 2000):

$$\begin{aligned} v_0 &\sim \sqrt{2}\lambda_m v_1 & (4.3) \\ v_1 &= \frac{\sqrt{GM}}{r_1} \end{aligned}$$

donde v_1 hace referencia a la velocidad kepleriana en la base desde la que es lanzada la línea de corriente considerada, es decir, la correspondiente al disco en el punto de lanzamiento de la línea de corriente.

4.3.3.1.2 Modelos magnetohidrodinámicos y de radiación

En principio los modelos de vientos de discos descritos anteriormente pueden aplicarse para explicar la formación del viento tanto en discos circunestelares en torno a estrellas de baja masa en formación, en los que la ionización de su radiación se debe al flujo de radiación ionizante procedente de estrellas masivas cercanas, como en disco circunestelares en torno a estrellas masivas que no han finalizado su proceso de formación. Sin embargo, a

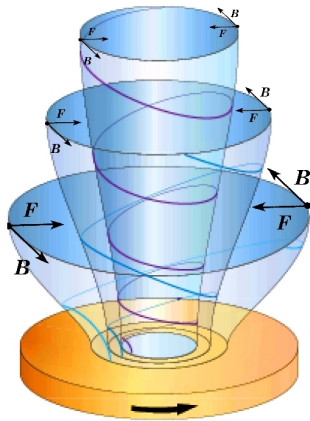


Figura 4.7: Esquema de un viento colimado en el que se observa las distintas capas que contienen líneas de corriente del viento ionizado que son lanzados desde el disco circunestelar a distintos radios. Con vectores se muestra la dirección del campo magnético y de la fuerza de atracción entre las corrientes contenidas en las corrientes contenidas en las distintas capas. Figura adaptada de Ferreira (2013).

medida que una estrella masiva en formación gana masa, pueden aparecer otros procesos físicos que jueguen un papel relevante en el lanzamiento y aceleración del viento, especialmente la presión ejercida por el elevado flujo de radiación ionizante. Por esta razón, en los últimos años se ha desarrollado modelos magnetohidrodinámicos en los que también se tiene en consideración los efectos que produce la presión de radiación en los vientos de discos lanzados desde discos circunestelares de las estrellas masivas. Estos modelos tienen que tener en cuenta tanto la presión ejercida por la radiación que es emitida tanto por la estrella masiva central como por las regiones calientes de la zona interna del disco circunestelar.

Uno de los procesos en los que podría ser relevante la presión ejercida por la radiación es en ayudar a que se produzca el lanzamiento del viento al ejercer una fuerza a lo largo de la componente poloidal del campo magnético. En concreto algunos modelos indican que permitiría la formación de un viento incluso para casos en los que las líneas de campo magnético presenten elevadas inclinaciones con respecto al plano del disco (véase, a modo de ejemplo, Proga et al. 2000; Cao 2012). Sin embargo, el efecto producido por la presión de radiación que tiene mayor influencia en la estructura del viento es con respecto a la pérdida de colimación que sufre éste. En particular, un modelo numérico de vientos de discos a los que se ha incorporado tanto la presión de radiación de la emisión de continuo y de las líneas muestra que el grado de colimación disminuye a medida que aumenta la luminosidad de la estrella central, es decir, con su masa, al aumentar la presión de radiación (Vaidya et al., 2011). Puesto que las estrellas masivas evolucionan a lo largo de la secuencia principal hasta que termina el proceso de acreción (capítulo 3), se esperaría que la disminución del grado de colimación sea un proceso evolutivo que ocurre en las estrellas masivas después de que se haya establecido un chorro colimado totalmente

desarrollado. Hay que remarcar que esta pérdida de colimación podría hacer que incluso modelos de discos con condiciones de contorno que predicen una colimación cilíndrica del viento de lugar, al cabo de un cierto tiempo, a un viento abierto con una geometría de doble cono. La principal consecuencia de esto es que haya que tomar con cautela los resultados de los modelos puramente magnetohidrodinámicos al analizar los vientos observados hacia regiones UC HII.

4.3.3.1.3 Inestabilidad magnetorotacional

Otro proceso físico a considerar que podría contribuir apreciablemente a la generación de vientos bipolares es la inestabilidad magnetorotacional (Lesur et al., 2013). Este proceso se puede entender en base a lo que sucede con las líneas de campo magnético que unen dos regiones adyacentes de gas ionizado. En un anillo cualquiera del disco circunestelar, su región más interna orbitará con mayor velocidad angular que la externa, de modo que aumenta con el tiempo la distancia relativa entre dos elementos de fluido inicialmente adyacentes. Este desplazamiento relativo produce un estiramiento de las líneas de campo magnético, produciendo una fuerza que frena el movimiento del elemento de fluido más interno, transfiriendo momento angular a la externa. Esto tiene como consecuencia que la región más interna disminuya su momento angular y que caiga hacia una órbita más interna produciendo, a su vez, un mayor distanciamiento con la región más externa, que aumenta el estiramiento de las líneas de campo que inicialmente unían las dos regiones. Debido a esta retroalimentación, aunque se parta de una variación infinitesimal de velocidad entre las dos regiones, se produce un rápido crecimiento de la intensidad de la componente toroidal del campo magnético y, junto a ésta, de la tasa de transferencia de momento angular. La transferencia de momento angular desde un elemento de fluido más interno a otro más externo en un disco circunestelar magnetizado débilmente, $\beta = 10$ (donde β es el cociente entre la presión térmica y la magnética del gas), puede lanzar vientos similares a los de las simulaciones que sólo tienen en cuenta los procesos magnetocentrífugos (Suzuki & Inutsuka, 2009). Hay que notar que en el caso de discos con una magnetización más intensa, la tensión magnética impediría que el mecanismo de inestabilidad magnetorotacional fuera relevante (Balbus & Hawley, 1991), mientras que en el caso de discos muy débilmente magnetizados, $\beta \gtrsim 10^2$, el mecanismo de inestabilidad magnetorotacional presentaría una tasa muy baja de transferencia de momento angular al viento que impediría explicar las tasas de acreción necesarias para formar una estrella masiva (Bai & Stone, 2013; Fromang et al., 2013).

4.3.3.1.4 Vientos X

En un principio podría pensarse que las estrellas masivas no tienen campos magnéticos debido a que no presentan importantes movimientos convectivos en ellas. Sin embargo, recientemente se han detectado campos magnéticos en torno al menos 65 estrellas masivas de la secuencia principal de tipo espectral O y B. Las intensidades medidas para estos campos magnéticos comprenden valores desde los 0.1 hasta unos 20 kG que, en primera aproximación, se pueden considerar como debidas a un momento dipolar (Donati et al., 2002; Hubrig et al., 2006; Petit et al., 2008; Grunhut et al., 2009; Martins et al., 2010; Wade et al., 2012, 2013). La presencia de estas intensas magnetosferas en torno a estrellas masivas abre la posibilidad de que pueda producirse el lanzamiento del viento por aceleración magnetocentrífuga de acuerdo con los modelos de vientos X que se plantearon para estrellas de la secuencia principal de baja masa (Shu et al., 1994a,b; Najita & Shu, 1994; Ostriker & Shu, 1995; Shu et al., 2000).

De acuerdo con los modelos de vientos X, las líneas de campo magnético que conectan ambos polos de la estrella apenas intersectan al disco circunestelar debido a que las regiones más internas del disco están completamente ionizadas por el alto flujo de radiación ionizante y, por tanto, se comporta como un conductor perfecto que actúa como una jaula de Faraday, dentro del cual el campo electromagnético se anula. Esto hace que las líneas de campo magnético que conectan los dos polos magnéticos de la estrella se retuerzan en el plano ecuatorial donde se encuentra el disco, comprimiéndose en el límite entre la cavidad sin ionizar que hay junto a la estrella central y la zona más interna del disco ionizado. Sin embargo, puesto que el disco no es un conductor perfecto, existe una cierta difusividad magnética que permite que las líneas magnetosféricas penetren en la región más interna del disco circunestelar ionizado en una región anular a la que se denomina región X. Además, puesto que en el disco se espera que domine la energía cinética de rotación con respecto a la magnética, las líneas de campo magnético que atraviesan la región X van a rotar a la misma velocidad angular que el gas ionizado y, por tanto, la rotación de la estrella se va a acoplar a esta velocidad angular. Los elementos de fluido ionizado que se sitúan a radios ligeramente menores a los de la región X van a presentar una velocidad de rotación subkepleriana al acoplarse a la rotación del intenso campo magnético que hay en dicha región, donde las líneas de campo están muy comprimidas. Por tanto, va a disminuir el momento angular del material presente en este elemento de fluido y va a caer hacia la estrella central siguiendo las líneas de campo magnético (ver figura 4.8). En cambio, los elementos de fluido ionizado que se encuentren en la zona más externa de la región X serán sometidos a un momento de fuerza ejercido por el campo

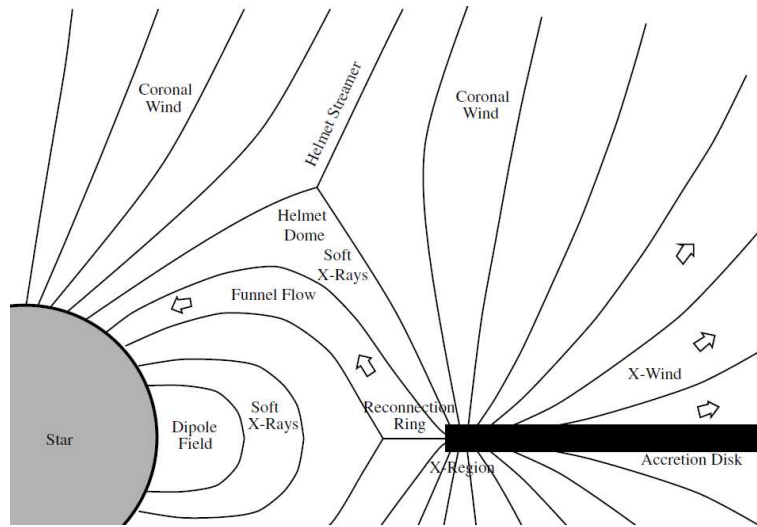


Figura 4.8: Esquema del proceso de formación de un viento X. En la región más interna del disco las líneas de campo magnético (representadas con líneas continuas) de la magnetosfera intersecta al disco en torno al punto X en el que el disco rota a la misma velocidad angular que la estrella central. A través de las líneas de campo abiertas situadas a radios ligeramente superiores al punto X y que intersectan al disco con inclinaciones inferiores a 60° se forma un viento de disco (representado con unas flechas). Por el contrario, a radios ligeramente inferiores al punto X se forma un flujo de material que es acretado a la estrella a través del conocido como flujo de embudo de flujo (*funnel flow*). Figura adaptada de Shu et al. (2000).

magnético ya que, en esta región, las líneas de campo magnético están rotando a una velocidad mayor que la kepleriana. El momento de fuerza ejercido ayudará al lanzamiento del gas ionizado a lo largo de las líneas de campo magnético por aceleración magnetocentrífuga. Este flujo saliente de gas ionizado es el conocido como viento X y se llevará a cabo a lo largo de las líneas de campo magnéticas abiertas tal y como se describió en la sección 4.3.3 y como puede observarse en la figura 4.8. La región X que da nombre a este tipo de modelos recibe su denominación debido a que en dicha región existe un punto en el que las líneas de campo magnético intersectan en forma de X, dividiendo el espacio entre la región más interna en las que las líneas de campo magnético magnetosféricas son cerradas y la región más externa en la que aparecen líneas de campo abiertas que parten de la zona del disco circunestelar cercana al punto X.

El tamaño de la región X puede considerarse, en primera aproximación, como el comprendido entre aquella distancia a la que comienza el disco a estar

ionizado y aquella distancia en la que la intensidad del campo magnetosférico es despreciable para afectar a la dinámica del gas ionizado, R_m . Esta última distancia puede considerarse como aquella en la que el par de fuerzas ejercido por la magnetosfera en el material ionizado iguala al par de fuerzas viscoso que hay localmente en el disco y que viene dado por la siguiente ecuación (Clarke et al., 1995):

$$R_m = \left(\frac{2BR_*^6}{\dot{M}\sqrt{GM}} \right)^{2/7} \quad (4.4)$$

donde B es la intensidad del campo magnético (aproximado por un campo dipolar) en la superficie de la estrella, situada a un radio R_* .

En relación a la colimación, estos modelos predicen la formación de vientos con una morfología de doble cono y con poca colimación, con ángulos de abertura del orden de decenas de grados (Shu et al., 2000; Pudritz et al., 2006) tal y como corresponde también a los modelos de vientos de discos con fuertes gradientes de la intensidad de la componente poloidal del campo magnético (sección 4.3.3.1.1). Además, las predicciones de los modelos indican que la velocidad terminal que alcanza el viento es similar para todas las líneas de corriente, de modo que esta predicción puede ser, en principio, contrastada observacionalmente.

4.3.3.2 Vientos producidos por torres magnéticas

A diferencia de los modelos expuestos anteriormente basados en la aceleración magnetocentrífuga, los modelos de vientos producidos por torres magnéticas (Lynden-Bell, 1996, 2003; Huarte-Espinosa et al., 2012) se basan en el lanzamiento del viento debido principalmente a una componente toroidal del campo magnético, generada por la rotación diferencial del disco, que domina la dinámica del viento incluso desde la región del disco circunestelar desde donde es lanzado. Intuitivamente este modelo se puede entender partiendo de un campo magnético poloidal que parte del disco, originado por efecto dinamo en el disco o por advección del campo magnético interestelar acoplado inicialmente a la nube molecular tal y como en los vientos de discos (sección 4.3.3.1.1), y caracterizado por líneas que se cierran sobre el disco en elementos de fluido del disco situados a distintos radios del centro tal y como se observa en la figura 4.9a. Sin embargo, puesto que la rotación del disco es kepleriana, existe una rotación diferencial que hace que dos elementos de fluido inicialmente adyacentes se separen debido a la mayor velocidad

angular del elemento situado más interno. Esto provoca que las líneas de campo comiencen a separarse y a doblarse dando lugar a una componente toroidal. Esta componente toroidal ejerce una determinada presión magnética que provoca que las líneas de campo se expandan hacia fuera (figura 4.9b). A lo largo de estas líneas de campo el material fotoionizado es lanzado por aceleración magnetocentrífuga si dichas líneas están lo suficientemente bien inclinadas (sección 4.3.3, Blandford & Payne 1982). Sin embargo, la comentada expansión radial de las líneas de campo magnético se ve detenida en cierto momento debida a la presión ejercida por el gas externo cuando la presión magnética ha llegado a disminuir lo suficiente. En este momento las líneas de campo magnético se expanden en la dirección vertical (figura 4.9c). La sucesión de este proceso de expansión de las líneas de campo magnético al final resulta en una estructura para las líneas de campo que se conoce como torres magnéticas (figura 4.9d) debido a su morfología de forma cilíndrica con el eje perpendicular al disco, y de ahí el nombre que ha recibido esta clase de modelos. Estas torres magnéticas son las responsables de colimar fuertemente el viento de un modo análogo a la colimación de los vientos magnetocentrífugos más allá de la superficie de Alfvén, tal y como muestran las simulaciones y los experimentos de laboratorio que reproducen los procesos y condiciones físicas de estos modelos (Bellan et al., 2005; Ciardi et al., 2005, 2007; Lebedev et al., 2005). En concreto estos modelos indican que el radio del cilindro en el que se colima el viento, y su duración, aumentaría a medida que disminuye la presión que el gas externo ejerce sobre la torre magnética (Kato et al., 2004).

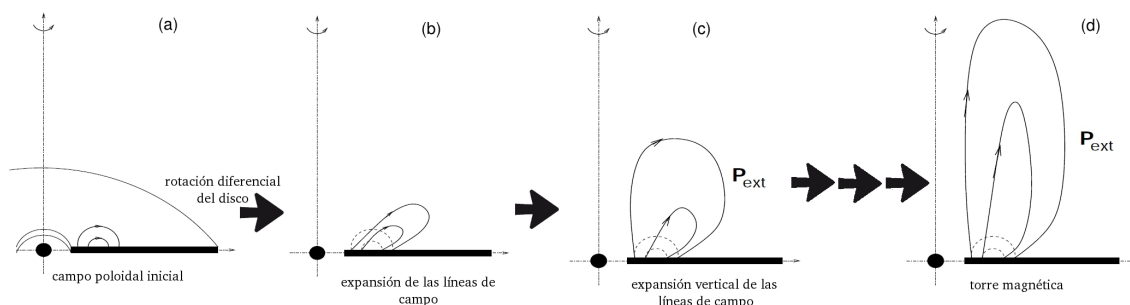


Figura 4.9: Esquema del proceso de formación de una torre magnética partiendo de un campo magnético poloidal (panel a), que se expande hacia fuera por la presión magnética (panel b), para posteriormente verse dicha expansión detenida por la presión del gas externo, haciendo que la expansión proceda verticalmente al disco (panel c) para así finalmente llegar a formar una torre magnética que da lugar a una fuerte colimación del viento (panel d). Figura adaptada de Uzdensky & Goodman (2008).

Uno de los puntos fuertes de estos modelos es la fácil explicación de la

formación de un campo magnético toroidal debido a la rotación diferencial del disco. Sin embargo, tanto las simulaciones numéricas (Huarte-Espinosa et al., 2012) como los experimentos de laboratorio (Suzuki-Vidal et al., 2010) han mostrado que las torres magnéticas creadas acaban fragmentándose por las inestabilidades magnetohidrodinámicas que se desarrollan en la parte central del viento colimado tal y como se muestra en la figura 4.10. De este modo, estos modelos únicamente permiten explicar vientos variables o con una estructura grumosa.

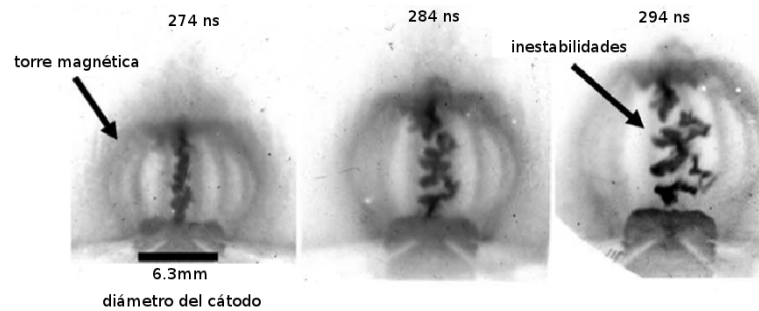


Figura 4.10: Imágen en rayos X blandos que muestra el proceso de formación de inestabilidades dentro de una torre magnética que finalmente da lugar a la fragmentación del viento colimado. Figura adaptada de Suzuki-Vidal et al. (2010).

4.3.3.3 Eyecciones magnetosféricas por reconexión magnética

Los modelos de eyecciones magnetosféricas (Ferreira et al., 2000, 2006; Romanova et al., 2009; Zanni & Ferreira, 2013) se basan en un viento lanzado en la región de separación entre las líneas de campo magnético cerradas debidas a la magnetosfera de la estrella central y las líneas de campo abiertas debidas a la componente poloidal de campo magnético presente en el disco (figura 4.11). En esta región la rotación diferencial del disco hace que las líneas de campo magnetosféricas se expandan al igual que ocurre en los modelos de torres magnéticas (sección 4.3.3.2). Esto hace posible que ciertas líneas se reconecten con líneas de campo abiertas del disco produciendo eyección de material a lo largo de estas líneas (figura 4.11c). Estos vientos, denominados vientos por reconexión magnética, pueden formarse en tres regiones distintas dependiendo de si el momento magnético del disco es paralelo o antiparalelo al momento magnetosférico. Estas dos configuraciones del campo magnético dan lugar a una estructura de las líneas conocida respectivamente por interacción de tipo X o Y que se diferencian en el punto donde la suma del campo magnetosférico y del disco se anula y, por tanto, en los lugares donde se produce la reconexión

magnética entre las líneas de ambas componentes magnéticas tal y como se ilustra en las figuras 4.11a y 4.11b.

Una de las principales diferencias destacables de estos modelos con respecto a los modelos de vientos X (sección 4.3.3.1.4) consiste en que no se considera que la rotación de la estrella esté acoplada a la velocidad angular del disco en el límite exterior de la magnetosfera, además de que en el caso de las eyecciones magnetosféricas el lanzamiento del viento no es estacionario, sino que se produce aproximadamente a cada un cierto periodo temporal dado por el tiempo que tardan las líneas magnetosféricas en expandirse y en reconectarse con las líneas abiertas generadas por el campo magnético del disco. De este modo, estos modelos permiten explicar las fluctuaciones en las tasas de pérdida de masa que se observan en los vientos. Sin embargo, el punto fuerte de la hipótesis de la formación de eyecciones magnetosféricas es que predicen una desaceleración en la rotación de la superficie de la estrella masiva por el fenómeno de frenado magnético (Mouschovias & Paleologou, 1980; Mouschovias, 1991; Basu & Mouschovias, 1994) debido al acoplamiento de la superficie de la estrella con el disco en una región en la que este rota a velocidades angulares menores a las de la superficie de la estrella, resultando en un momento de fuerzas que frena a ésta. Por ello, para explicar que la rotación de las estrellas masivas se produzca a una velocidad angular muy por debajo de la de ruptura, se ha sugerido que estas eyecciones podrían ocurrir simultáneamente a la formación de vientos estacionarios por lanzamiento magnetocentrífugo.

4.4 Discriminación observacional entre los modelos de lanzamiento de vientos

En el caso de que los campos magnéticos jueguen un papel relevante en el lanzamiento del viento, los distintos modelos planteados podrían contrastarse si se llegase a determinar observacionalmente la estructura del campo magnético en torno a la estrella masiva en formación. Sin embargo, las técnicas utilizadas carecen, en la actualidad, de la suficiente sensibilidad y resolución espacial para determinar la intensidad y la dirección de las líneas de campo magnético. Por ello, es necesario recurrir a otras magnitudes que puedan actualmente ser medidas en los vientos y que permitan discriminar entre los distintos modelos de formación. En particular la región en la que se produce el lanzamiento y aceleración del viento ionizado es un parámetro que permitiría distinguir observacionalmente entre algunos de los diferentes

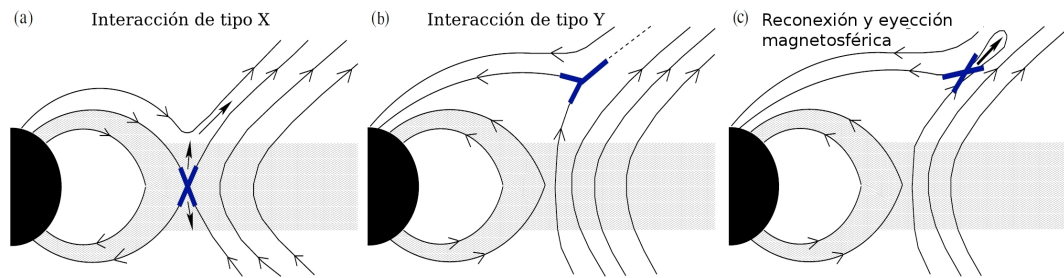


Figura 4.11: Esquema de los modelos de eyecciones de viento por reconexión magnética. La figura (a) muestra una interacción de tipo X en la que el momento dipolar del campo magnético del disco es paralelo al estelar, mientras que la figura (b) muestra una interacción de tipo Y en la que ambos momentos dipolares son antiparalelos. Para este caso se ha representado en la figura (c) la reconexión magnética entre una línea de campo magnetosférico con una procedente del disco. La estrella central se representa como una semicircunferencia negra de la que parten líneas de campo magnético cerradas (representadas utilizando líneas con flechas) que intersectan con las líneas de campo abiertas formadas en el disco. La región donde intersectan y se anula la resultante de ambos campos magnéticos se representa en azul, mientras que la eyección del viento se representa con flechas negras gruesas en las figuras (a) y (c). Figura adaptada de Ferreira et al. (2006).

modelos de formación de vientos reproduce mejor las observaciones.

Los modelos de vientos X, eyecciones por reconexión magnética y por torres magnéticas serían respaldados si se encontrase que el lanzamiento del viento estacionario ocurre en una pequeña región anular del disco circunestelar, mientras que si, por el contrario, se encuentra que el lanzamiento ocurre en un rango amplio de radios, serían los vientos de discos o de inestabilidad magnetorotacional los que podrían proporcionar una explicación a la formación de este viento.

A su vez, puede diferenciarse entre aquellos modelos de vientos que predicen que el origen del lanzamiento del viento ocurre en regiones similares, en base a observaciones que muestren si la eyección de material ocurre en periodos puntuales (como ocurre en la región de formación de estrella de masa intermedia de LkH α 234, Torrelles et al. 2014) o si, por el contrario, ocurre de una manera continua. Así, podría discriminarse entre el modelo de vientos de discos y de inestabilidad magnetorotacional, o entre el de vientos X y los de eyecciones por reconexión magnética y torres magnéticas. Además, aunque no se discutirá en profundidad en esta tesis, es posible discriminar entre los tres modelos en los que el viento es lanzado en eyecciones periódicas en base a la periodicidad con la que ocurren las eyecciones.

En aquellos casos en los que las observaciones no tengan la suficiente resolución espacial para determinar la región de lanzamiento del viento, se puede discriminar entre los distintos modelos en base al grado de colimación del viento y del perfil de velocidades que presenta. A modo de ejemplo, se va a considerar únicamente los dos modelos con eyección continua del viento. En el caso de los vientos X, se espera un viento poco colimado con una velocidad terminal similar para todos los ángulos (Shang et al., 2007). Por el contrario, en los modelos de vientos de disco se espera que haya un gradiente de velocidades ya que la velocidad terminal del viento depende del radio desde el que fue lanzado en cada una de las líneas de corriente (Konigl & Pudritz, 2000). En el caso de los modelos de eyecciones episódicas, el único modelo que reproduce lanzamiento de viento muy colimado es el modelo de torres magnéticas.

De cualquier modo hay que tener en cuenta que una posibilidad es que diversos procesos de lanzamiento del viento se estuvieran produciendo y que no sean mutuamente incompatibles. A modo de ejemplo, una estrella masiva con una magnetosfera y con un disco circunestelar en el que por cualquier causa haya un campo magnético poloidal suficientemente intenso, podría lanzar simultáneamente un viento X en la zona más interna del disco circunestelar y un viento de disco a lo largo de una extensa región en zonas más externas del disco. En estos casos, habría que determinar la contribución relativa de cada uno de los vientos, viento X y el viento de disco, a los datos observacionales. De hecho las observaciones hacia alguna estrella de baja masa de tipo T Tauri como DG Tau son consistentes con la presencia de ambos vientos (Pyo et al., 2009).

Capítulo 5

MORELI, un modelo de transferencia radiativa para líneas de recombinación y continuo

El modelo MORELI (nombre dado por el acrónimo de *MOdel for REcombination Lines*) consiste en un código desarrollado en Fortran para modelar regiones ionizadas. Para ello realiza la discretización de la región HII que se desea modelar en una malla en tres dimensiones de cubos regulares con aristas con dimensiones dx , dy y dz , donde el eje z representa la dirección de la línea de mira (con el observador situado hacia valores z negativos), el eje x la proyección del eje de simetría de revolución de la región¹⁰ (ver sección 5.1.2) y el eje y la dirección ortogonal al plano formado por los dos ejes anteriores. Esta discretización es equivalente a una red regular de puntos situados en los vértices de rectángulos cuando se observa la proyección de los puntos de la malla tridimensional en el plano del cielo. Utilizando dicha discretización espacial, el código obtiene el espectro resultante para cada línea de mira a partir de la integración de la ecuación de transporte radiativo (anexo D.1). Para ello, MORELI incorpora las ecuación de transferencia radiativa junto a los coeficientes de absorción tanto del continuo como de las líneas de recombinación para simular los espectros resultantes de regiones HII que son modeladas asumiendo una determinada geometría y estructura de sus condiciones físicas (temperatura y densidad electrónica) y cinemática.

Este código fue inicialmente creado y desarrollado por Jesús Martín-Pintado

¹⁰El eje de revolución hace referencia a la recta en torno a la cual se hace rotar una región de un plano que la contiene para dar lugar a un sólido denominado sólido de revolución. Por tanto, consiste en un eje de simetría particular de esta clase de sólidos.

y Pere Planesas, aplicándose para el modelado de la línea de recombinación $H66\alpha$ detectada en MWC349A (Martín-Pintado et al., 1993) y la $H30\alpha$ detectada en CRL618 (Martín-Pintado et al., 1988). El trabajo desarrollado para esta tesis ha consistido en la comprobación, corrección y depuración del código, así como en su extensión. Una vez concluido, este código se ha utilizado sistemáticamente en la presente tesis para modelar regiones UC HII, tal y como se presenta en los capítulos 6, 7 y 8. Además, está previsto que próximamente esté accesible para el público en una página web. Las particularidades de MORELI se detallan en las secciones de a continuación.

5.1 Motivación del modelado de líneas de recombinación

La posibilidad de detectar en la galaxia líneas de recombinación de hidrógeno y helio a longitudes de onda de radio fue predicha en el año 1959 (Kardashev, 1959), sugiriendo que se podían utilizar para el estudio de regiones ionizadas de la galaxia ocultas por el polvo en el visible. La existencia de las líneas de hidrógeno no se vio confirmada hasta su detección por primera vez a finales del año 1963 y principios de 1964 (Dravskikh & Dravskikh 1964; Sorochenko & Borodzich 1964 y figura 5.1). Aunque estas observaciones fueron divulgadas en la 12^a asamblea general de la *International Astronomical Union*, una parte importante de la comunidad científica mostró su escepticismo acerca de la veracidad de las líneas detectadas por la poca relación señal ruido con la que eran obtenidas. Por ello, la existencia de tales líneas provenientes del cielo no fue generalmente aceptada hasta unos escasos años después, cuando su detección se hizo común hacia otras regiones (Hoglund & Mezger, 1965; Palmer & Zuckerman, 1966) y se detectó por primera vez líneas de recombinación de otros elementos químicos, como el helio (Lilley et al., 1966) y el carbono (Goldberg & Dupree, 1967). Desde entonces, las líneas de recombinación a longitudes de onda de radio se han convertido en una herramienta única para el estudio de regiones HII inobservables en el visible por encontrarse embebidas en regiones con una gran extinción producida por relativamente grandes cantidades de polvo interestelar. La principal ventaja de estas líneas con respecto a líneas ópticas para el estudio de las regiones ionizadas y, en particular, de las regiones ultracompactas HII, es que, además de tener una menor extinción por ser ópticamente más transparentes, su ensanchamiento por el efecto Stark es relativamente pequeño incluso en las regiones más densas, lo que facilita la interpretación de los resultados de los perfiles de líneas medidos

en base a la cinemática de la región (Mezger & Hoglund, 1967; Griem, 1967).

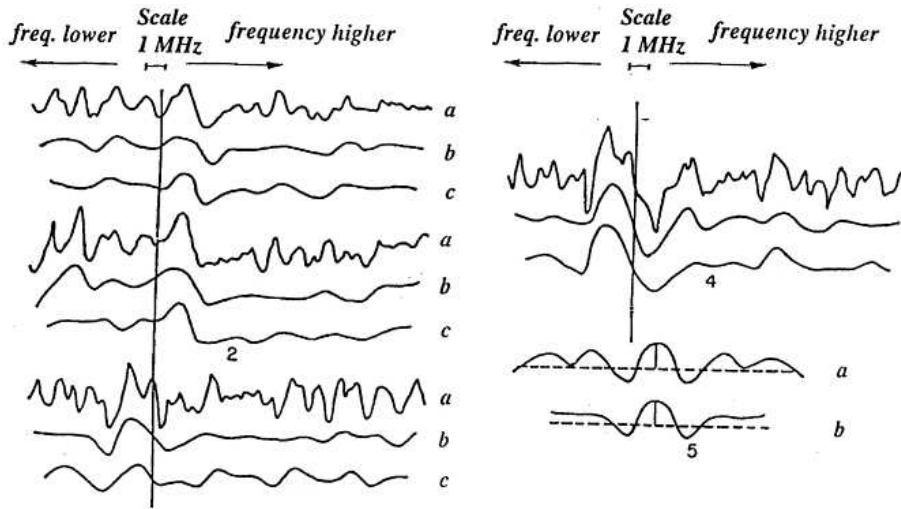


Figura 5.1: Perfil de la línea H104 α , unas de las primeras líneas de recombinación de hidrógeno observadas en el medio interestelar. Figura adaptada de Sorochenko & Borodzich (1964).

5.1.1 Transferencia de radiación

El código MORELI realiza la integración de la transferencia de radiación debida a emisión y absorción de radiación por transiciones libre-libre, libre-ligado (anexo D.2) y por transiciones electrónicas entre niveles ligados (anexo D.3) de acuerdo con la ecuación D.2. En el caso de las transiciones libre-libre, la transferencia de radiación se realiza sin considerar la estructura fina de los átomos hidrogenoideos, sino considerando las frecuencias de las líneas de recombinación bajo la aproximación de Rydberg. Esto se justifica por el hecho de que la separación de los niveles de la estructura fina es mucho menor que el ensanchamiento térmico de las líneas de recombinación observadas hacia las regiones ionizadas (anexo C.2).

Para realizar la integración de la transferencia radiativa, MORELI considera la aproximación *on-the-spot* basada en que la densidad electrónica de la fuente es lo suficientemente grande para asumir que cualquier radiación que sea dispersada es localmente absorbida en el mismo cubo dando lugar a una subsecuente fotoionización (Osterbrock, 1989). Por ello, sólo tiene en cuenta los procesos de absorción y de emisión de la radiación a lo largo de la línea de mira, realizando la integración de la ecuación de transferencia radiativa a

lo largo de la línea de mira desde el borde más externo del objeto hasta el más cercano asumiendo para ello que las condiciones físicas dentro de cada cubo se mantienen constantes y, por tanto, los valores de κ_ν y j_ν . De este modo, la integración da lugar a una intensidad de radiación saliente para el cubo i que viene dada por:

$$I_{\nu,i} = I_{\nu,i-1}e^{-\tau_{\nu,i}} + S_\nu(1 - e^{-\tau_{\nu,i}}) \quad (5.1)$$

donde $\tau_{\nu,i}$ es la profundidad óptica del cubo i a la frecuencia ν , mientras que $I_{\nu,i-1}$ es la intensidad de fondo de dicho píxel, que corresponde a la emisión de la radiación de fondo microondas en el lado trasero de la fuente, $i = 1$.

El código MORELI calcula el coeficiente de absorción de las líneas de recombinación para condiciones de ETL mediante la ecuación D.23, asumiendo para ello i) un determinado perfil de densidad electrónica (ver sección 5.2.1), ii) un perfil de línea de Voigt (anexo C.4), que se calcula numéricamente siguiendo el procedimiento propuesto por Kielkopf (1973) y que fue descrito en el anexo E.3, iii) calculando los coeficientes de Einstein mediante la aproximación de Menzel (ecuación C.23) si $n > 80$ o $\Delta n \geq 6$ o mediante las expresiones mostradas en el anexo C.3 si $n < 80$ y $\Delta n \leq 5$. En este último caso, los coeficientes de Einstein se obtienen utilizando las frecuencias de las líneas obtenidas bajo la aproximación de Dirac (anexo C.2). En la tabla mostrada en el anexo C.5 se muestran las frecuencias de las líneas de recombinación $Hn\Delta n$ con $\Delta n \leq 5$ y $1 \leq n \leq 75$ y sus respectivos coeficientes de Einstein de emisión espontánea.

5.1.1.1 Coeficientes de desviación para el átomo de hidrógeno

Poco después del descubrimiento de las primeras líneas de recombinación en radio se predijo que las condiciones físicas típicas encontradas en las regiones ionizadas son tales que las poblaciones electrónicas del hidrógeno deberían estar fuera del equilibrio termodinámico local, estando las líneas de recombinación afectadas principalmente por emisión estimulada (Goldberg, 1966). Posteriormente el descubrimiento de máseres de hidrógeno en MWC349A (Martín-Pintado et al. 1989 y capítulo 6) llevó a diversos autores a realizar cálculos precisos de los coeficientes de desviación que determinan las poblaciones de los niveles atómicos del átomo de hidrógeno para densidades electrónicas elevadas como aquellas presentes en las regiones UC HII (sección 3.3.2). Para el caso particular de una región ionizada típica, los procesos que determinan en mayor medida la distribución electrónica son

las transiciones producidas entre dos niveles por la colisión con electrones, por los procesos de emisión espontánea e inducida, además de por los procesos colisionales o radiativos de ionización y de recombinación.

Aunque el tratamiento más general posible consistiría en estimar los coeficientes b_n para cada geometría y estructura física particular, la dificultad de realizar estos cálculos ha llevado a que el código MORELI incorpore las tablas de valores b_n estimados tanto por Storey & Hummer (1995) como por Walmsley (1990) para unos modelos particulares de región UC III. Dadas unas determinadas densidades y temperaturas electrónicas, estos modelos calculan los coeficientes de desviación resolviendo el sistema de ecuaciones de equilibrio estadístico que se establecer al igualar la tasa de los procesos que producen transiciones del nivel electrónico considerado a todos los demás con la tasa de los procesos que producen transiciones desde cada uno de los niveles electrónicos al nivel electrónico considerado:

$$N_n \sum_{\substack{m=n_1 \\ m \neq n}}^{\infty} P_{nm} = \sum_{\substack{m=n_1 \\ m \neq n}}^{\infty} N_m P_{mn} \quad (5.2)$$

donde P_{nm} y P_{mn} son respectivamente las probabilidades de que se produzca una transición del nivel n al m o del m al n , y n_1 es el primero de los niveles electrónicos considerados.

Los resultados de los modelos de Storey & Hummer (1995) y de Walmsley (1990) han sido obtenidos despreciando la diferencia energética entre los estados electrónicos con distinto momento angular orbital l , de modo que los niveles electrónicos con un mismo número cuántico principal n pero con diferentes número cuántico l tendrán poblaciones electrónicas proporcionales a su degeneración. En ambos estudios se utilizó para la resolución del sistema de ecuaciones 5.2 una técnica de condensación de matrices para reducir las dimensiones de la matriz del sistema de ecuaciones a resolver. Esta técnica para resolver el sistema se justifica por el hecho de que la variación de los valores de b_n con respecto al número cuántico principal n es por lo general pequeña, excepto para n pequeños. Esto puede verse en la figura 5.2, en la que se muestran los valores de b_n obtenidos por ambos autores para distintos rangos de densidad electrónica y para el caso particular de una región ionizada con una temperatura electrónica típica de 10000 K. Cabe precisar que los resultados mostrados en la figura se obtuvieron para el caso en el que todas las líneas de recombinación son ópticamente transparentes excepto las líneas $H1\Delta n$, denominadas líneas Lyman.

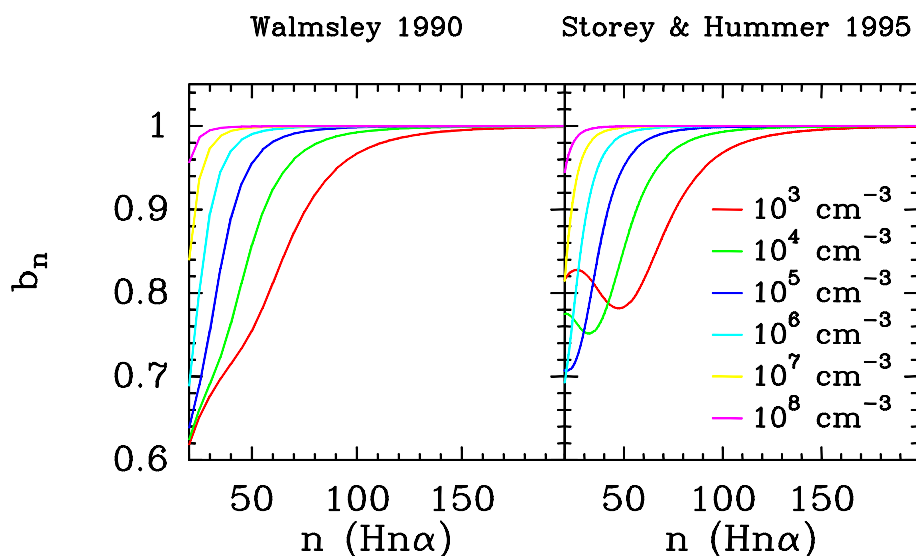


Figura 5.2: Valores de los coeficientes de desviación b_n obtenidos por Walmsley (1990) y Storey & Hummer (1995) para líneas $Hn\alpha$ suponiendo una temperatura electrónica de 10000 K y densidades electrónicas comprendidas entre 10^3 y 10^8 cm^{-3} .

Por otra parte en la figura 5.3 se muestra los valores de los coeficientes β en función del número cuántico principal, n , para el caso de un gas ionizado con una densidad electrónica de 10^7 cm^{-3} y temperatura electrónica de 10000 K, las cuales son características físicas que se han encontrado presentes hacia un cierto número de regiones UC HII (capítulo 6). Los valores muy negativos del parámetro β para números cuántico principal menores de $n = 40$ indican claramente que bajo estas condiciones físicas, la distribución de poblaciones electrónicas es tal que hay una inversión significativa de las poblaciones electrónicas. El valor tan negativo de β unido al hecho de que la profundidad óptica de las líneas de recombinación aumenta al disminuir n hace que la amplificación máser de la radiación de una región UC HII ocurra principalmente para líneas de recombinación milimétricas y submilimétricas tal y como se ha observado en MWC349A, Cep A HW2 y MonR2-IRS2 (capítulos 6, 7 y 8).

Las diferencias que se pueden ver en las figuras 5.2 y 5.3 entre los resultados obtenidos por Walmsley (1990) y Storey & Hummer (1995) muestran que los valores de los coeficientes de desviación que caracterizan la emisión en condiciones de no ETL difieren apreciablemente debido a las diferentes técnicas numéricas utilizadas por cada uno de los autores. Esto impide que exista una incertidumbre en el conocimiento de las distribuciones de población electrónica

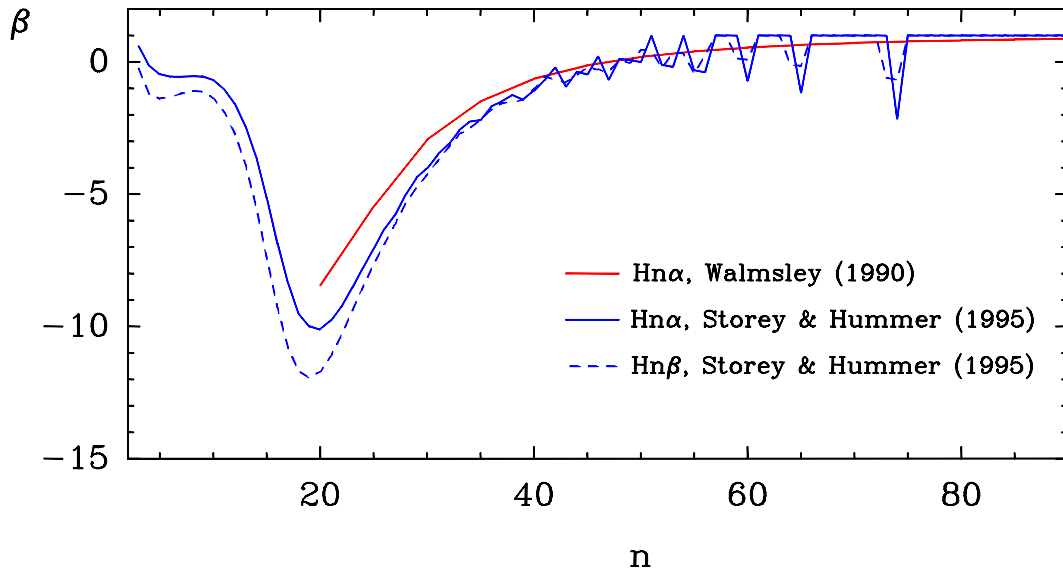


Figura 5.3: Coeficientes β calculados para un gas ionizado con una densidad electrónica de 10^7 cm^{-3} y una temperatura electrónica de 10000 K. La línea roja continua muestra los β obtenidos por Walmsley (1990) para líneas de recombinación $\text{Hn}\alpha$, mientras que las líneas azules continua y discontinua muestran respectivamente los valores obtenidos por Storey & Hummer (1995) para transiciones $\text{Hn}\alpha$ y $\text{Hn}'\beta$. Los errores numéricos en el cálculo realizado a partir de la ecuación D.30 de los coeficientes β para $n > 40$ producen el zigzag observado. El error relativo se incrementa a medida que aumenta el valor de n debido a que la diferencia relativa entre los valores de b_m y b_n disminuye tal y como se observa en la figura 5.2.

existentes bajo condiciones físicas de no equilibrio termodinámico local, de modo que el código MORELI está sometido a una incertidumbre para extraer resultados muy precisos con el modelado de las líneas de recombinación máseres de regiones UC HII.

5.1.2 Geometría

El modelo MORELI permite modelizar regiones HII con variadas geometrías. El modelo determina en cada uno de los puntos del plano del cielo (y, x) , los intervalos a lo largo del eje z en los que la línea de mira intersecta con la región ionizada para cada una de las distintas geometrías que se han considerado para su modelización. Esto sirve para que MORELI proceda a realizar la integración de la ecuación de transferencia radiativa, tal y como se describió en el anexo D, a lo largo del rango de valores de z donde hay material ionizado para la geometría y las dimensiones asumidas .

Para todas las geometrías MORELI considera que en la zona más interna de la región ionizada puede existir una región esférica de radio R_{\min} vacía de electrones e iones y que es debida al barrido producido por el viento procedente de la estrella central.

5.1.2.1 Límites espaciales de integración

El código MORELI realiza la integración de la ecuación de transferencia radiativa en una malla cúbica únicamente dentro del rango de valores de y y x en los que hay alguna línea de mira que intersecta la región modelada utilizando el sistema de coordenadas descrito en el capítulo 5. En el caso de una geometría esférica de radio R_{ex} es evidente que los valores límites de estos rangos vendrán dados por:

$$x_{\max} = y_{\max} = R_{\text{ex}} \quad (5.3)$$

En cambio para el resto de geometrías, estos límites serán función de la inclinación θ_i que presenta el eje de revolución de la región con respecto al eje de coordenadas x . Considerando una semilongitud al a lo largo del eje de revolución, y que las bases del cilindro y del doble cono presentan una longitud R_{\max} , las coordenadas límites en las que habrá alguna línea de mira que intersecte la región ionizada serán:

$$\begin{aligned} |x_{\max}| &= \cos(\theta_i) \cdot al + \sin(\theta_i) \cdot R_{\max} \\ |y_{\max}| &= R_{\max} \end{aligned} \quad (5.4)$$

De cualquier modo hay que tener en cuenta que puede haber puntos del mapa (x, y) dentro de los límites determinados por las dos ecuaciones anteriores que no intersecten a la fuente.

Independientemente de la geometría considerada, es posible considerar que la región HII llega hasta distancias muy grandes de la estrella central, extendiéndose en el caso ideal de un viento expandiéndose a velocidad constante hasta el infinito. Sin embargo, MORELI debe limitar la integración a aquella región de la que procede mayoritariamente la radiación, es decir, debe considerar un valor finito para R_{ex} y al . Esto obliga a que haya para el modelado de un número considerable de fuentes haya que aproximar la intensidad emitida a aquella originada en las regiones más internas, despreciando la emitida en las partes más externas con una baja densidad electrónica. Esta región interna vendrá definida por un radio efectivo, R_{ef} cuyo valor dependerá de la profundidad óptica de la región HII a la frecuencia considerada y del porcentaje de la emisión total que se desea englobar dentro de dicha región.

El código MORELI permite introducir como parámetro de entrada libre el valor de R_{ef} o, alternativamente, estimarlo para una región HII esférica y con un perfil de densidad electrónica característico de un viento expandiéndose radialmente hacia fuera de la estrella a velocidad constante (sección 5.2.1). El procedimiento realizado para calcular el radio efectivo se describe con detalle en el anexo F.4. En el caso de una región en la que en toda ella su emisión de continuo libre-libre es ópticamente transparente, la región que contiene una fracción p de la intensidad total de esta emisión es independiente de la tasa de pérdida de masa del viento, y viene dada por la siguiente igualdad:

$$R_{\text{ef}} = \frac{\pi}{4(1-p)} r_{\text{min}} \quad (5.5)$$

Mientras que en el caso de un viento esférico cuya emisión de radiocontinuo sea parcialmente ópticamente opaca y que se esté expandiendo a una velocidad v_0 con una pérdida de masa M , el radio efectivo del que procede el 50% de la intensidad de la emisión del radiocontinuo libre-libre viene dado por la

siguiente expresión (anexo F.4):

$$R_{\text{ef}} = 6.23 \cdot 10^{12} \left[\frac{\nu}{10\text{GHz}} \right]^{-0.7} \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{-0.45} \left[\frac{\dot{M}}{10^{-5} M_{\odot}/\text{año}} \frac{10^3 \text{ km s}^{-1}}{v_{\text{exp}}} \right]^{\frac{2}{3}} \left[\frac{\mu_e}{1.2} \right]^{-\frac{2}{3}} \quad (5.6)$$

Como por lo general las regiones modeladas se desviarán del caso prototípico considerado, ya sea por presentar geometrías o distribuciones de densidad electrónica diferentes, la integración se realizará hasta un radio n_R mayor que el radio efectivo calculado para así estar seguros de que la integración espacial se está realizando a lo largo de una región que contiene prácticamente la mayor parte de la emisión del viento. De este modo, el radio en el que se limita la integración, r_{max} , vendrá dado por:

$$r_{\text{max}} = n_R \cdot R_{\text{ef}} \quad (5.7)$$

Este procedimiento proporciona una estimación grosera de la distancia, r_{max} , hasta la cual es conveniente realizar la integración con una resolución espacial adecuada, independientemente de la geometría o la estructura de densidad electrónica considerada para la fuente.

5.1.2.2 Tamaño de la discretización espacial

Conocidos los límites espaciales donde se va a efectuar la integración de la ecuación de transporte radiativo, el código MORELI realiza una discretización de la región ionizada tal como se describió en el capítulo 5 y dentro de los límites espaciales descritos en la sección anterior. El plano del cielo (y, x) se divide en un conjunto de $n_y \times n_x$ píxeles cuyos valores se introducen en MORELI como un parámetro de entrada. Posteriormente, para cada línea de mira situada en el centro de estos píxeles, se calcula los valores extremos de las coordenadas z donde se va a efectuar la integración (capítulo 5) y se divide el intervalo obtenido en n_z cubos, siendo este valor también un parámetro de entrada.

Además, en el caso de considerar pequeñas inhomogeneidades, denominadas grumos o condensaciones, en las que las condiciones físicas son diferentes a las del resto de la región HII, MORELI permite aumentar la resolución de la discretización espacial en las tres coordenadas espaciales para aquellos píxeles de la malla del plano del cielo cuyas líneas de mira intersectan estas regiones. Este método de malla adaptativa permite la ejecución de MORELI en

tiempos razonables para calcular la intensidad total emitida por la región teniendo en cuenta la contribución de las pequeñas condensaciones que se hayan considerado.

5.1.3 Tasa de pérdida de masa

Los resultados de los modelos hidrodinámicos de regiones UC HII, como por ejemplo el descrito en Yorke & Welz (1996), muestran una fuerte sensibilidad al valor del flujo de momento lineal debido a la pérdida de masa del viento, $\dot{M}(r)v(r)$. De acuerdo con los razonamientos expuestos en la sección anterior, la distribución espectral de energía para la emisión de continuo libre-libre de una región UC HII permite restringir su estructura de densidad electrónica. Sin embargo, de acuerdo con la ecuación 5.13, el flujo de momento lineal sólo se puede determinar a partir de la distribución espectral de energía conocido el peso atómico medio por electrón, el cual dependerá de la composición química de la región. Esta composición química se especifica a partir de la fracción en masa de cada elemento químico, x_Z , y por la fracción de ionización de cada uno de ellos, χ_i . A partir de estas dos magnitudes se puede obtener el peso atómico medio por electrón, μ_e :

$$\frac{1}{\mu_e} = \sum_Z \frac{x_Z}{A_Z} (n_Z - 1) = \sum_Z \frac{x_Z}{A_Z} (\chi_i \cdot Z) \quad (5.8)$$

donde A_Z es el peso atómico del elemento químico

En el código MORELI se introduce como parámetros de entrada las abundancia relativas del hidrógeno y del helio, y a partir de ellas se estima el peso atómico medio por electrón bajo una de las dos siguientes aproximaciones.

La primera de ellas consiste en suponer que en la región todos sus elementos químicos estén totalmente ionizados, $\chi_i = 1$, como ocurre en una estrella de tipo espectral O temprana. En este caso, MORELI considera la aproximación de que el peso atómico de un elemento químico de número atómico Z viene dado por $A_Z \approx 2Z$, de modo que el peso atómico medio por electrón que introduce es el siguiente:

$$\mu_e \approx \left[\frac{x_H}{1} + \frac{2x_{He}}{4} + \frac{1}{2} (1 - x_H - x_{He}) \right]^{-1} = \left[\frac{1}{2}x_H + \frac{1}{2} \right]^{-1} = \frac{2}{1 + x_H} \quad (5.9)$$

El segundo caso considerado por MORELI es cuando la ionización del helio es despreciable, al igual que la de los metales por sus bajas abundancias químicas. En este caso el peso atómico medio por electrón viene dada por:

$$\mu_e = \frac{A_H}{x_H} \quad (5.10)$$

5.1.4 Estructura cinemática del gas ionizado

La utilización de MORELI para modelar la emisión en la misma área del cielo de distintas líneas de recombinación permite estudiar la cinemática presente en las distintas zonas de una región UC HII ya que la profundidad óptica total de la emisión de radiocontinuo y de las líneas de recombinación varía con la frecuencia y, por tanto, las líneas con distintas frecuencias trazan zonas distintas de la fuente. A modo de ejemplo, en una línea de mira de una región HII homogénea cuya emisión sea ópticamente transparente, la velocidad del pico de la línea de recombinación con respecto al observador será la correspondiente a la velocidad promedio sobre la línea de mira. Por el contrario, si la emisión de una determinada línea de recombinación es ópticamente opaca, ésta se formará únicamente en las regiones más cercanas a nosotros y, por ello, la velocidad del pico de la línea corresponderá únicamente al promedio de velocidades de la región con emisión ópticamente transparente que se sitúa en la zona más cercana.

En el caso particular de las regiones UC HII, su emisión de continuo libre-libre a longitudes de onda centimétricas y milimétricas suele ser parcialmente ópticamente opaca (sección 3.3.4). Además, a estas longitudes de onda la opacidad total está dominada por la emisión de continuo y no por la de la línea. Este hecho, unido a que la profundidad óptica de la emisión de continuo libre-libre disminuye al aumentar la frecuencia, hace que las líneas de recombinación tracen regiones más internas a medida que disminuye su número cuántico principal, n , fijado el valor de Δn . Por esta razón las líneas con menor n trazan regiones más internas, provocando que las velocidades radiales en las que se sitúan los picos de emisión de las líneas de recombinación medidas en los vientos que forman las UC HII se desplacen hacia el rojo a medida que disminuye el valor de n . Este sencillo y representativo ejemplo muestra claramente que se puede utilizar comparaciones de los perfiles medidos para las líneas de recombinación con los predichos por MORELI suponiendo distintas estructuras cinemáticas para así deducir los movimientos presentes en la fuente estudiada.

El código MORELI incorpora básicamente movimientos rectilíneos uniformes y movimientos rectilíneos uniformemente acelerados para describir los posibles movimientos del viento ionizado, mientras que incorpora un movimiento de rotación kepleriana para modelar tanto la rotación de los discos como la posible rotación del viento ionizado.

Hay que tener en cuenta que el radio con respecto a la estrella central donde se produce el lanzamiento del viento ionizado, r_1 , es uno de los parámetros más importantes a determinar para comprender los procesos subyacentes en las regiones UC HII. Por ello, se ha incorporado en el código MORELI como un parámetro libre de entrada a ajustar que representa el radio a partir del cual existe un viento en expansión. En los casos en los que se supone un valor de r_1 mayor de cero, se considera que la atmósfera de gas ionizado que está gravitacionalmente ligada a la estrella central y que se sitúa junto al disco circunestelar a radios menores al del lanzamiento del viento, presenta una cinemática discontinua con respecto a la del viento y caracterizada a lo sumo por una rotación kepleriana. En particular, se ha introducido en MORELI la posibilidad de considerar el modelo de Hollenbach (sección 4.3.1) para determinar el radio al que se produce el lanzamiento del viento.

5.1.4.1 Rotación kepleriana

El código MORELI incorpora la posibilidad de incorporar una componente de velocidades correspondiente a una rotación kepleriana tanto en el viento ionizado como en un disco ionizado correspondiente a una atmósfera de gas ionizado ligada gravitacionalmente a la estrella en la zona más interna al lanzamiento del viento ionizado. Esta componente de rotación kepleriana proyectada a lo largo de la línea de mira vendría dada por:

$$v_z = V_{\text{Kepler}} \frac{y \cdot \cos(\theta_i)}{(y^2 + z_d^2)^{3/4}} \quad (5.11)$$

$$z_d \equiv \cos(\theta_i)z - \sin(\theta_i)x$$

siendo V_{Kepler} la velocidad kepleriana de rotación a un radio igual a la unidad, $V_{\text{Kepler}} = \sqrt{GM}$, y M la masa de la estrella central bajo la hipótesis de que la masa de las zonas internas del disco es despreciable.

5.1.4.2 Movimientos rectilíneos

En relación al viento ionizado, se considera que su expansión tiene una componente de velocidad radial dirigida hacia fuera con respecto a la estrella central. La velocidad de expansión se considera que viene dada por una aceleración constante desde un radio muy cercano a la estrella (en primera aproximación igual a cero) hasta el radio r_a en el que alcanza la velocidad terminal v_0 . Este es el caso del modelado realizado para el viento de Cepheus A HW2 (capítulo 7). La velocidad radial del viento proyectada a lo largo de la línea de mira, v_z , vendrá dada por las siguientes ecuaciones (anexo E.5):

$$v_z = \begin{cases} v_0 \frac{z}{r_a} & \text{si } r < r_a \\ v_0 \frac{z}{r} & \text{si } r > r_a \end{cases} \quad (5.12)$$

En el caso del modelado de ciertas regiones como MWC349A y Monoceros R2-IRS2 (capítulos 6 y 8 respectivamente), se supone que la velocidad terminal se alcanza desde el radio del lanzamiento del viento, $r_a = r_l$.

5.1.5 Distribución de densidad electrónica

Los distintos modelos hidrodinámicos y magnetohidrodinámicos aplicados al estudio de regiones UC HII (descritos en el capítulo 3) predicen una distribución de velocidad del gas ionizado que puede ser más o menos compleja dependiendo de los procesos físicos considerados y de las condiciones físicas. Para discriminar entre estos modelos conviene limitar, en primera aproximación, la distribución de velocidad y, por tanto, de densidad electrónica, en base a funciones simples con las que se intentan reproducir los datos observacionales. De modo particular es de gran utilidad la consideración de distribuciones de velocidad isotrópicas que dependen únicamente del radio al centro de la región HII. Un ejemplo de ello es el modelado realizado de la región UC HII de Monoceros R2-IRS2 en el capítulo 8. Además, los resultados obtenidos utilizando este tipo simple de distribuciones de densidad electrónica y velocidad permiten tener una visión más intuitiva de los resultados que se esperan obtener con distribuciones más generales como la utilizada para la región HII de MWC349A (sección 6.3.1) y son una buena aproximación de los resultados de los modelos hidrodinámicos de vientos de discos (sección 4.3) para la mayor parte del viento con excepción de las zonas más cercanas al disco. Cabe notar que en el caso de un viento ionizado isotrópico y estacionario como el que, en primera aproximación, habitualmente se supone, la tasa de pérdida

de masa se mantiene constante con el tiempo, de modo que la distribución radial de la velocidad comentada se relaciona con la distribución de densidad electrónica del gas ionizado de acuerdo con la siguiente fórmula obtenida imponiendo la conservación de la masa:

$$N_e(r) = \frac{\dot{M}(r)}{4\pi r^2 \mu_e m_u v(r)} \quad (5.13)$$

donde $\dot{M}(r) \equiv dM(r)/dr$ es la tasa de pérdida de masa a un radio r , la cual debe permanecer constante con el radio para radios superiores a aquel donde se produce el lanzamiento del viento.

Tal y como se pondrá de relieve en los modelos realizados de las regiones UC HII (capítulos 6, 7 y 8), es particularmente interesante la consideración de una distribución de densidad electrónica que depende del radio a la estrella central de acuerdo con una ley de potencia con índice b_d :

$$N_e(r) = N_e(r=1) r^{-b_d} \quad (5.14)$$

5.1.6 Distribución de temperatura electrónica

El código MORELI también permite introducir una posible distribución de temperaturas electrónicas dependiente con una ley de potencia en función del radio respecto al centro de la región, r , de acuerdo con la siguiente ecuación:

$$T = T_0 \left(\frac{r_{\min}}{r} \right)^{b_t} \quad (5.15)$$

donde T_0 es la temperatura para un radio r_{\min} .

Sin embargo, en ningún caso ha resultado conveniente introducir un gradiente de densidad electrónica ya que supone introducir un parámetro adicional a ajustar sin que al mismo tiempo permita un mejor ajuste de los datos de las regiones UC HII estudiadas en los capítulos 6, 7 y 8. Esto se debe principalmente a la pequeña dependencia de la intensidad emitida por el continuo con la temperatura electrónica que se justificó en el anexo F.

5.2 Consideraciones generales para la determinación de las condiciones físicas de las regiones UC HII

5.2.1 Determinación de gradientes de densidad electrónica a partir de la distribución espectral de energía

El acotamiento de los índices que se planteen para parametrizar la distribución de densidad electrónica puede obtenerse a partir de la distribución espectral de energía de la emisión de continuo libre-libre. Una primera excepción se da cuando la fuente es toda ella ópticamente opaca en el rango de longitudes ópticas consideradas, ya que entonces la distribución espectral de energía seguirá una distribución de Planck (ecuación B.9) y no dependerá de la distribución de densidad electrónica. Mientras que una segunda excepción se da para regiones completamente ópticamente transparentes ya que entonces la distribución espectral de energía depende de la frecuencia en la medida en que depende el factor de Gaunt, por lo que será independiente de la distribución de densidad electrónica.

Sin embargo, como se comentó en la sección 3.3.4, por lo general las observaciones en radio de vientos ionizados presentan distribuciones espectrales de energía que dependen de la distribución de densidad electrónica. En el anexo F se describe el cálculo de la intensidad de la emisión de radiación de frenado de un viento ionizado esférico con la distribución de densidades dada por la ecuación 5.14 para estudiar cómo afecta cuantitativamente el valor de b_d a su dependencia con la frecuencia. En la figura 5.4 se muestran los resultados obtenidos analíticamente y que son reproducidos por el código MORELI.

5.2.2 Determinación de la temperatura electrónica a partir de los cocientes de la intensidad integrada de líneas de recombinación con respecto al continuo

En el caso ópticamente transparente, las intensidades del continuo y de las líneas de recombinación vendrían dadas por las ecuaciones D.19 y D.22, de

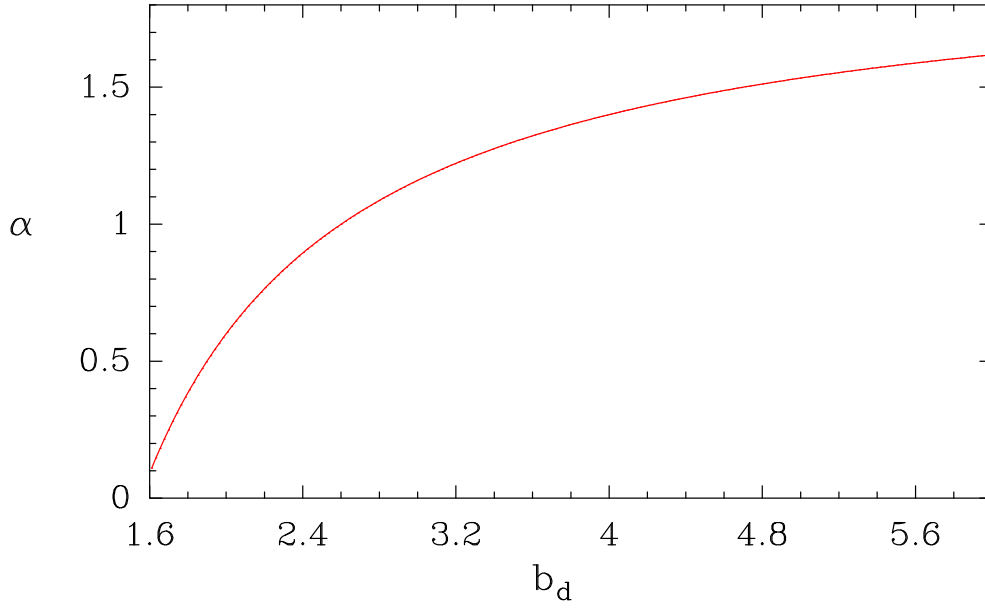


Figura 5.4: Representación del índice espectral, α , en función del índice b_d de la distribución espectral de energía.

modo que la razón entre ambas es igual a:

$$\left(\frac{I_1}{I_c}\right)_{\text{opt. del.}} = e^{-\tau_c} \frac{\tau_1}{\tau_c} \quad (5.16)$$

Tanto el coeficiente de absorción de las líneas de recombinación como el del continuo libre-libre y libre-ligado presentan en el caso de equilibrio termodinámico local la misma dependencia con respecto a la densidad electrónica e iónica como muestran respectivamente las ecuaciones D.5 y D.23. Por el contrario, la dependencia de ambos coeficientes con la temperatura electrónica difiere entre sí. Por esta razón, el cociente de las profundidades ópticas de línea y de continuo será independiente de la densidad y únicamente depende de la temperatura electrónica, T_e , de la concentración relativa de iones de hidrógeno con respecto al número total de iones, $N_{i,Z}/N_i$, de las constantes atómicas y de la transición considerada de acuerdo con la siguiente ecuación:

$$\left(\frac{\tau_1}{\tau_c}\right)^* = \frac{3\sqrt{3}}{16\pi^2} \frac{N_{i,Z}}{N_i} \frac{h^4 \nu^3}{(g_{ff,\nu} + g_{bf,\nu})} \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{e^2}\right)^3 \frac{g_n}{2} B_{nm} \Phi_\nu \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}\right) e^{\frac{h\nu_0}{kT_e}} \quad (5.17)$$

donde el asterisco denota que se supone que las condiciones son de equilibrio termodinámico local.

Considerando este cociente de profundidades ópticas de las líneas de recombinación y del continuo en la ecuación 5.16, y teniendo en cuenta la normalización del perfil (ecuación C.33), se deduce que si la emisión se da bajo condiciones de equilibrio termodinámico local, el cociente para la intensidad integrada en velocidades de una línea de recombinación con respecto al continuo, $\int I_1 dv / I_c$, depende de la temperatura electrónica de acuerdo con las siguientes dos igualdades:

$$\left(\frac{\int I_1 dv}{I_c} \right)^* = \frac{1 - e^{-\tau_c}}{e^{\tau_c} - 1} \left(\frac{\int I_1 dv}{I_c} \right)_{\text{opt. del.}}^* \quad (5.18)$$

$$\left(\frac{\int I_1 dv}{I_c} \right)_{\text{opt. del.}}^* = \frac{3\sqrt{3}}{16\pi^2} \frac{N_{i,Z}}{N_i} \frac{h^4 \nu^3}{(g_{ff,\nu} + g_{bf,\nu})} \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} \right)^3 \frac{g_n}{2} B_{nm} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \right) e^{\frac{h\nu_0}{kT_e}} \quad (5.19)$$

donde $\left(\frac{\int I_1 dv}{I_c} \right)_{\text{opt. del.}}^*$ representa el cociente de la intensidad integrada de línea con respecto al continuo para el caso totalmente ópticamente transparente, $\tau_c \ll 1$, para el cual el término $1 - e^{-\tau_c} / (e^{\tau_c} - 1)$ se hace igual a uno.

De acuerdo con la relación 5.19, medida en una región la razón entre la intensidad integrada de una línea de recombinación con respecto al continuo para una región, puede determinarse en primera aproximación su temperatura electrónica considerando que se trata de una región homogénea ópticamente transparente. A modo de ejemplo se muestra en la figura 5.5 los valores teóricos de $\left(\int I_1 dv / I_c \right)_{\text{opt. del.}}^*$ que se obtienen para transiciones $\text{Hn}\alpha$, $\text{Hn}\beta$ y $\text{Hn}\gamma$, considerando que la abundancia de los átomos de hidrógeno es de un $N_{i,H}/N_i = 90\%$ y que la temperatura electrónica de 10000 K. El método descrito para determinar la temperatura electrónica resulta ser muy útil ya que permite estimarla sin conocer la distancia a la que se encuentra la fuente, proporcionando estimaciones a longitudes de onda del orden del milímetro que se desvían únicamente un $\approx 15\%$ del valor obtenido al considerar la opacidad del continuo incluso si la profundidad óptica del continuo se hace tan grande como $\tau_c \approx 0.2$. Esto se debe principalmente a la pequeña dependencia de T_e con respecto a $\left(\int I_1 dv / I_c \right)_{\text{opt. del.}}^*$. En efecto, si se tiene en cuenta las dependencias con la temperatura electrónica de los coeficientes de absorción del continuo y de las líneas de recombinación para frecuencias correspondientes a la aproximación de Rayleigh-Jeans (mostradas respectivamente en las ecuaciones D.7 y D.25), se obtiene una dependencia con la siguiente forma

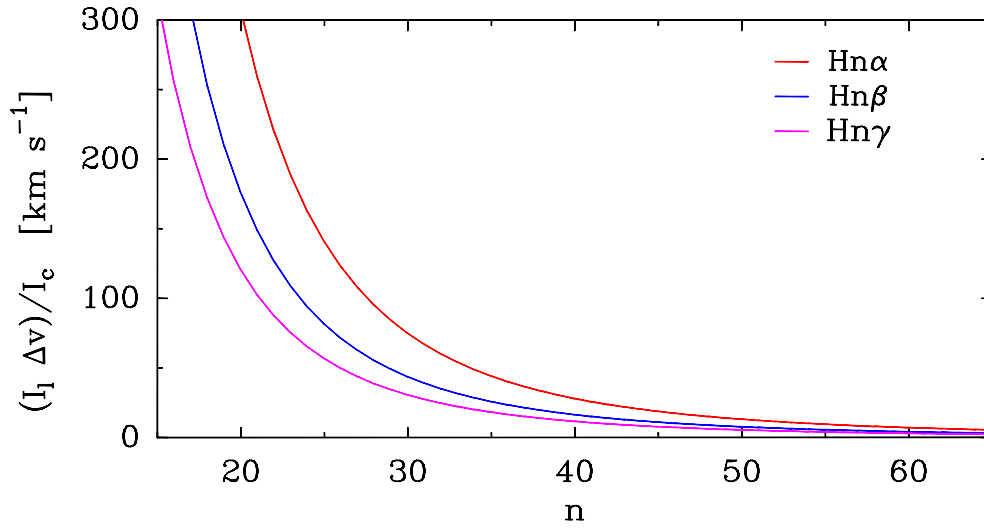


Figura 5.5: Cocientes de las intensidades integradas de línea en velocidades con respecto al continuo que se esperan para el caso de un gas ionizado ópticamente transparente y en equilibrio termodinámico local para líneas de recombinación $Hn\alpha$, $Hn\beta$ y $Hn\gamma$. Los resultados se han obtenido considerando una abundancia de hidrógeno ionizado de un 90% con respecto al total de iones y una temperatura electrónica de 10000 K.

funcional:

$$\left(\frac{\int I_l dv}{I_c} \right)_{\text{opt. del.}}^* \propto \nu^{1.1} T_e^{s'} \quad (5.20)$$

donde s' está comprendido entre -1.15 y -1.29 para frecuencias comprendidas entre 10 y 1000 GHz. Despejando de esta ecuación, se obtiene que

$$T_e \propto \left[\left(\frac{\int I_l dv}{I_c} \right)_{\text{opt. del.}}^* \nu^{-1.1} \right]^{s''} \quad (5.21)$$

donde s'' varía entre 0.87 y 0.78 para frecuencias comprendidas entre 10 y 1000 GHz.

Por otra parte, en el caso de que la profundidad óptica del continuo sea relativamente grande, hay que tener en cuenta el efecto que produce su opacidad en atenuar la intensidad de la línea. Para este caso se ha desarrollado en Fortran y en Java un código que permite calcular la temperatura electrónica de la región mediante un método iterativo. Este método se basa

en primer lugar en determinar la temperatura electrónica que correspondería a la región en el caso de que la emisión fuera totalmente ópticamente transparente, $1 - e^{-\tau_c} / (e^{\tau_c} - 1) \approx 1$. A partir de esta temperatura electrónica, y conocida la intensidad emitida por el continuo y el tamaño de la región de emisión, se determina mediante las ecuaciones 5.18 y 5.19 la profundidad óptica de continuo que habría si dicha temperatura electrónica correspondiera a la real. A partir de esta profundidad óptica, se vuelve a calcular una temperatura electrónica pero considerando el término $1 - e^{-\tau_c} / (e^{\tau_c} - 1) \approx 1$ en la ecuación 5.19. Este proceso se repite iterativamente hasta que el valor de la temperatura electrónica que se obtiene converja a un determinado valor. Este procedimiento permite estimar la temperatura electrónica teniendo en cuenta la influencia de la opacidad del continuo en la emisión de la línea.

Hay que destacar que este procedimiento para obtener la temperatura electrónica de la región es adecuado siempre y cuando el valor de la intensidad de emisión del continuo que ha sido medido y utilizado para el cálculo de $\left(\frac{\int I_1 dv}{I_c}\right)_{\text{opt. del.}}$ corresponda a la emisión de radiación de frenado. Sin embargo, la temperatura electrónica puede ser complicada de estimar si la intensidad de la emisión de continuo libre-libre no está bien determinada observacionalmente tal y como ocurre en muchas regiones UC HII en las que las observaciones a longitudes de onda submilimétricas presentan una emisión de continuo considerable debida al polvo, pudiendo incluso hacer que la contribución de la emisión de continuo libre-libre sea despreciable con respecto a la emisión térmica del polvo que envuelve la región HII. Por ello, en el caso desconocerse la contribución del polvo, el mejor procedimiento observacional para obtener la temperatura electrónica a partir del cociente de intensidades integradas de línea con respecto al continuo consiste en efectuar observaciones interferométricas con la configuración más extendida posible para así filtrar la emisión del polvo que procede de escalas espaciales mayores a las de la región UC HII. Sin embargo, a veces esto no es suficiente, especialmente para las regiones UC HII que están situadas más lejos.

5.2.3 Discriminación entre la emisión térmica y máser en las líneas de recombinación

La discriminación de si la emisión de las líneas de recombinación es térmica o no permite aportar información adicional sobre el orden de magnitud de la densidad electrónica donde se origina el máser. Esto puede permitir acotar con MORELI en mayor medida la densidad electrónica en una

determinada localización espacial. Por ello, es relevante poner de manifiesto qué indicios observacionales permiten discriminar si la emisión de una línea de recombinación se produce en condiciones de no equilibrio termodinámico local y, en concreto, si la emisión es máser. Las medidas observacionales que lo permiten se basan principalmente en las intensidades integradas en velocidades de las líneas de recombinación y las intensidades de la emisión de continuo. Anteriormente se ha mostrado como la medida de la proporción entre las intensidades integradas de línea con respecto al continuo, $\int I_1 dv/I_c$, permite deducir la temperatura electrónica de la región. Sin embargo, en el caso de que las poblaciones electrónicas estén invertidas en unos niveles, la emisión estimulada de la radiación hará que aumente la intensidad integrada de la línea de recombinación correspondiente y, por tanto, que aumente el valor medido para $\int I_1 dv/I_c$. De acuerdo con la dependencia funcional de $\int I_1 dv/I_c$ con respecto a la temperatura electrónica (ecuación 5.19), en el caso de emisión estimulada o máser, la temperatura electrónica deducida a partir de la consideración de equilibrio termodinámico local sería inferior a la real, siendo considerablemente menor en el caso de que la emisión sea de tipo máser. Por ello, si se deduce una temperatura electrónica muy baja a partir de las intensidades integradas de línea, por ejemplo inferior a la encontrada en las regiones UC HII más frías ($T_e \sim 4000$ K de acuerdo con lo expuesto en la sección 3.3), sería una evidencia clara de que dicha línea está afectada por emisión máser. Además, en el caso de que se haya determinado la temperatura electrónica a partir de otros métodos, es posible determinar si la emisión de una línea está fuera de ETL en el caso de cumplirse la siguiente relación:

$$\left(\frac{\int I_1 dv}{I_c}\right)_{\text{obs}} > \left(\frac{\int I_1 dv}{I_c}\right)_{\text{ETL, opt. del.}} \quad (5.22)$$

Hay que notar que la validez de esta afirmación se mantiene constante incluso en el caso en el que el continuo sea parcialmente ópticamente opaco ya que, en todo caso, los efectos de un aumento de la profundidad óptica lo que haría sería disminuir el valor de $\left(\frac{\int I_1 dv}{I_c}\right)_{\text{obs}}$ al impedir observar la emisión de línea procedente de las regiones ópticamente opacas situadas en las zonas más internas.

Un caso en el que la temperatura electrónica pueda ser conocida son, por ejemplo, cuando hay líneas de recombinación observadas de otros elementos químicos diferentes al hidrógeno, como el helio, que no sufren emisión máser por ser sus abundancias pequeñas y que, por tanto, son líneas ópticamente más transparentes. Un segundo caso sería la temperatura electrónica deducida a

partir de líneas de recombinación de hidrógeno correspondientes a transiciones con número cuántico principal n grande y que, por tanto, tampoco están afectadas por emisión máser debido a la disminución de la profundidad óptica al aumentar n (anexo D.3.1.1).

Sin embargo, estos dos ejemplos presentan el problema de que las líneas utilizadas son originadas en regiones diferentes a aquella que posiblemente esté afectada por emisión máser, de modo que la discrepancia entre las temperaturas electrónicas obtenidas con las diferentes líneas podría deberse a la presencia de un gradiente de temperatura. Por ello, conviene utilizar líneas de recombinación de hidrógeno que no estén afectadas por emisión máser y que provengan de regiones cercanas. Este es el caso de líneas de recombinación con frecuencias similares a las líneas $Hn\alpha$ pero correspondientes a transiciones con distinto salto en el número cuántico principal, Δn . Cabe precisar que esto será así siempre y cuando la profundidad óptica esté dominada por el coeficiente de absorción de las transiciones libre-libre y no por el de las líneas de recombinación. Este hecho se cumple generalmente para regiones UC HII a longitudes de onda milimétricas y centimétricas. Esto hace que la comparación de los cocientes de las intensidades integradas de línea con respecto al continuo para transiciones de alto salto cuántico como la $Hn'\beta$ o la $Hn''\gamma$ y la correspondiente $Hn\alpha$ de frecuencia similar permite discriminar si la línea de recombinación $Hn\alpha$ corresponde a emisión máser. En concreto, la emisión de la línea $Hn\alpha$ será de tipo máser si la temperatura electrónica que se deduce suponiendo que su emisión ocurre en ETL presentará un valor inferior a la deducida de la correspondiente línea de recombinación de similar frecuencia pero con un Δn mayor.

Equivalentemente se puede deducir si la emisión de la línea $Hn\alpha$ es máser simplemente comparando su intensidad integrada de línea con las de las líneas de alto salto cuántico y de frecuencia similar ya que en principio la proporción entre ambas líneas en el caso de que se emitan en condiciones de ETL debería corresponder al valor dado por la siguiente relación deducida a partir de la ecuación 5.19:

$$\frac{(\int I_1 dv)_{Hm\Delta m}^*}{(\int I_1 dv)_{Hn\alpha}^*} = \frac{g_n B_{n,n+1}}{g_m B_{m,m+\Delta m}} \quad (5.23)$$

De este modo, a partir de los coeficientes de Einstein mostrados en el anexo C.5 se puede obtener la proporción entre la intensidad emitida por ambas líneas. De modo particular, se deduce que en caso de equilibrio termodinámico local, las líneas $Hn'\beta$ y $Hn''\gamma$ debería tener intensidades integradas de línea

con un valor aproximadamente igual a un 27% y 13% del correspondiente a la línea $Hn\alpha$ de frecuencia similar. Si la proporción medida es menor, tal y como ocurre en las regiones UC HII de MWC349A y G35.58-0.03 (capítulos 6 y 9 respectivamente), es un claro indicio de que la intensidad integrada de las líneas $Hn\alpha$ es mayor debido a su amplificación por emisión máser. Cabe destacar que este método es particularmente fiable para determinar si la línea $Hn\alpha$ es máser por no depender de que la intensidad de emisión de continuo medido esté bien calibrada. El principal problema que puede presentar este criterio para determinar si una línea $Hn\alpha$ se forma por emisión máser se debe a que en el caso de líneas de alto salto cuántico, sus intensidades integradas de línea puede que no se hayan medido adecuadamente si la relación señal-ruido obtenida es pobre, especialmente si están afectadas por un gran ensanchamiento colisional (anexo C.4).

5.2.4 Determinación de gradientes de temperatura electrónica en el caso de emisión máser

En el caso de que por alguno de los métodos anteriormente comentados se haya concluido que la emisión de las líneas de recombinación $Hn\alpha$ es de tipo máser, éstas se pueden utilizar para obtener indicios acerca de la presencia de algún gradiente de temperaturas electrónicas presente en el gas ionizado. Esto se debe a que la amplificación por emisión máser depende exponencialmente de la profundidad óptica (ecuación D.41) y, por tanto, de las condiciones físicas del gas. Por ello, al contrario que la distribución espectral de energía, las intensidades de las líneas másers son muy sensibles a la temperatura electrónica. Así, en el caso de considerarse que los gradientes de densidad electrónica están bien determinados a partir de las intensidades medidas para el radiocontinuo (sección 5.2.1), tiene que recurrirse a gradientes de temperatura electrónica para poder ajustar las intensidades de las líneas de recombinación máser al mismo tiempo que se mantiene un buen ajuste de la distribución espectral de energía. El principal problema de esta aproximación es que la emisión máser depende fuertemente de los coeficientes de desviación, los cuales no se conocen con suficiente precisión como ya se ha mostrado en la sección 5.1.1.1.

5.2.5 Saturación de los másers

En el caso de saturación de la emisión máser de una línea, la intensa emisión inducida de radiación produce un despoblamiento del nivel superior

de la transición involucrada, disminuyendo la inversión de población con respecto a la que habría si no hubiera efectos de saturación. Por tanto, el tratamiento completo de los efectos de saturación debería tener en cuenta todos los cambios se producen en las poblaciones electrónicas, o equivalentemente, en los coeficientes de desviación b_n , inducidos por la radiación máser procedente de todas las direcciones. Este tratamiento completo requeriría modificar el cálculo de las poblaciones de los niveles teniendo en cuenta que las poblaciones del gas ionizado localizado en un punto en concreto dependería del campo de radiación que recibe. Esto quiere decir que habría que tener en cuenta todas las trayectorias posibles que la radiación máser pueda seguir dentro de la región modelada hasta el punto considerado, haciendo extremadamente complejo el cálculo de la distribución de poblaciones electrónicas.

Como primera aproximación, MORELI estima los efectos de saturación al considerar únicamente los cambios producidos en los coeficientes de desviación b_n producidos por la radiación incidente a lo largo de la línea de mira. De la resolución de las ecuaciones de equilibrio estadístico bajo un determinado conjunto de aproximaciones se obtiene que la inversión de poblaciones electrónicas para una línea máser en el caso de saturación, $(N_n - N_m)_{\text{sat}}$, viene dada en función de la inversión de poblaciones electrónicas para el caso sin saturar, $N_n - N_m$, de acuerdo con la siguiente ecuación (Strel'nitski et al., 1996b):

$$(N_n - N_m)_{\text{sat}} = \frac{N_n - N_m}{1 + J_\nu / J_{\nu,\text{sat}}} \quad (5.24)$$

donde J_ν la intensidad promediada a lo largo de todo el ángulo sólido ($J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\Omega$), y J_{sat} el parámetro conocido como intensidad de saturación, el cual se define del siguiente modo:

$$J_{\nu,\text{sat}} = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \frac{C_t + C_{mn}}{A_{mn}} \quad (5.25)$$

siendo C_t la tasa de transiciones colisionales desde los niveles electrónicos involucrados en el máser al resto de niveles y C_{mn} el coeficiente colisional entre los dos niveles electrónicos involucrados en la transición máser. La suma de ambos coeficientes, $C_t + C_{mn}$, se calcula a partir del ensanchamiento colisional a media altura mostrado en la tabla C.2, teniendo en cuenta que:

$$C_t + C_{mn} = \frac{\Delta\nu_{1/2,1}}{2\pi} \quad (5.26)$$

A partir de la inversión de poblaciones obtenida en el caso de un máser saturado, es posible relacionar los coeficientes de absorción de línea para los casos en el que no hubiera saturación, $\kappa_{\nu,l}$, con respecto al caso en el que sí que lo hay, $\kappa_{\nu,l,\text{sat}}$ teniendo en cuenta que, en primera aproximación, el coeficiente de absorción de una línea con emisión máser es proporcional a la inversión de la población electrónica. Por tanto, se tiene que:

$$\kappa_{\nu,l,\text{sat}} = \frac{\kappa_{\nu,l}}{1 + J_{\nu}/J_{\nu,\text{sat}}} \quad (5.27)$$

En aquellos casos en los que la amplificación máser es suficientemente grande, $J_{\nu} \gg J_{\nu,\text{sat}}$, el coeficiente de absorción dado en la ecuación 5.27 puede aproximarse de acuerdo con la siguiente ecuación:

$$\kappa_{\nu,\text{sat}} \approx \kappa_{\nu} \frac{J_{\nu,\text{sat}}}{J_{\nu}} \quad (5.28)$$

Sustituyendo esta última expresión en la ecuación de transferencia radiativa (ecuación D.2) se llega a una ecuación cuya integración resulta en una dependencia lineal de la intensidad de radiación saliente con la profundidad óptica. En concreto, bajo la aproximación de Rayleigh-Jeans, queda de la siguiente manera:

$$I_{\nu} = \left(\frac{2h\nu^2 k T_e}{c^2} \left(\frac{\tau_{\nu,l,\text{sat}}}{\beta_{mn}} + \tau_{\nu,c} \right) \frac{1}{\tau_{\nu,l,\text{sat}} + \tau_{\nu,c}} - I_{\text{sat}} \right) (\tau_{\nu,l,\text{sat}} + \tau_{\nu,c}) \quad (5.29)$$

donde $\tau_{\nu,l,\text{sat}}$ es la profundidad óptica de la línea teniendo en cuenta los efectos de saturación (ver ecuación 5.27) y I_{sat} la intensidad de saturación.

El código MORELI asume como variable de entrada un ángulo sólido para el haz del máser, Ω_m , para estimar el grado de saturación, $J_{\nu,\text{sat}}/J_{\nu}$, y de este modo los efectos de saturación. Sin embargo, puesto la técnica descrita para el tratamiento de la saturación consiste en una aproximación grosera, existirá una incertidumbre en el conocimiento de los coeficientes de salida en el caso del análisis de máseres saturados que se añade a la ya existente debida a los diferentes resultados obtenidos por Walmsley (1990) y Storey & Hummer (1995) por las diferentes técnicas numéricas que han utilizado cada uno de ellos.

Capítulo 6

MWC349A, un viento ionizado fotoevaporándose del disco en rotación

6.1 Caracterización y entorno de MWC349A

La estrella MWC349A, también conocida como V1478 Cyg, fue descubierta en el año 1933 (Merrill & Burwell, 1933) como parte de una serie de observaciones realizadas con el observatorio astronómico del Monte Wilson con el que se pretendía establecer un catálogo de estrellas de tipos espectrales O, B y A con líneas de recombinación intensas en emisión. Se trata de una estrella de particular interés para intentar comprender la formación de las estrellas masivas por colapso monolítico debido a que es la estrella masiva con mayor número de pruebas observacionales que indican la existencia de un disco circunestelar. En concreto, las imágenes interferométricas obtenidas con el telescopio Keck I de Hawaii a longitudes de onda de 1.65 y 3.08 μm muestran emisión de continuo en una región con apariencia elíptica y elongada en la dirección este-oeste (figura 6.1) que se interpreta como debida a la emisión térmica del polvo presente en un disco circunestelar situado aproximadamente de canto con respecto al observador. Tal como se describe con detalle en las secciones 6.3 y 6.4, la existencia de este disco también se ve confirmada tanto por la morfología bipolar de la emisión de radiocontinuo de su región UC HII (figura 6.1), como por los perfiles de doble pico observados para la emisión de las líneas de recombinación, cada uno de los cuales está originando a ambos lados del disco circunestelar. Estos perfiles con dos picos se han observado

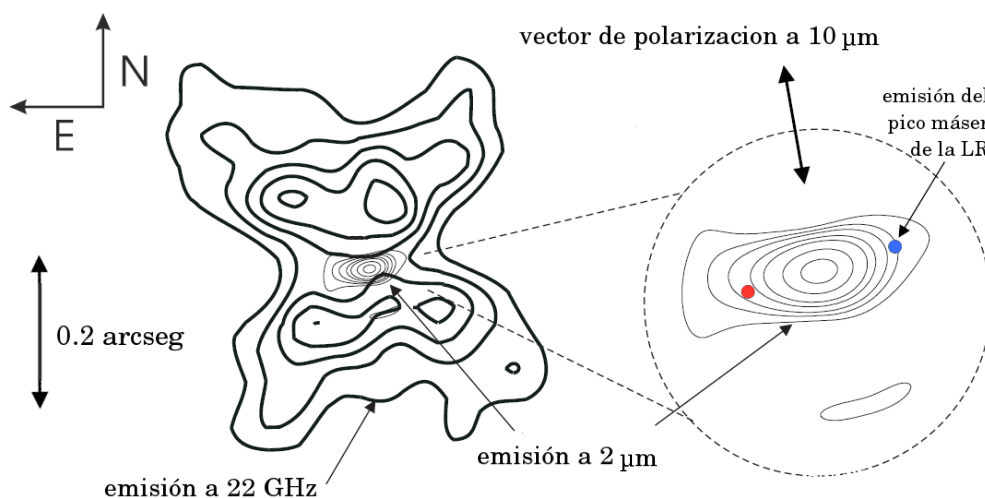


Figura 6.1: Mapa de la emisión observada a $1.65 \mu\text{m}$ hacia MWC349A (líneas de contorno finas) superpuesta a la emisión de continuo a 22 GHz (líneas de contorno gruesas de la figura izquierda) detectada por Martín-Pintado et al. (1993). A la derecha se muestra una ampliación de la emisión a $1.65 \mu\text{m}$ superpuesta a la posición de emisión de los picos rojo y azul del perfil de la línea máser $\text{H}30\alpha$ (representados con círculos de color rojo y azul respectivamente). La superposición se realizó centrando la imagen a $1.65 \mu\text{m}$ en el centro de la emisión del mapa de emisión de radiocontinuo. Además, en la figura derecha también se muestra la dirección del vector de polarización de la emisión de continuo originada en el polvo a $10 \mu\text{m}$ (Aitken et al., 1990), dirección que debe ser coincidente con la de las líneas del campo magnético en el disco neutro. Figura adaptada de Danchi et al. (2001).

tanto en líneas de recombinación de elementos hidrogenoideos en el rango visible e infrarrojo cercano (Hamann & Simon, 1986, 1988) como en líneas de recombinación de hidrógeno del infrarrojo medio y lejano, y a longitudes de onda submilimétricas y milimétricas (sección 6.4).

Al ser una de las pocas estrellas masivas en las que se ha resuelto claramente el disco circunestelar neutro ha avivado un gran interés en la comunidad científica para estudiar la cinemática de los discos circunestelares y vientos en torno a las estrellas masivas, y los procesos físicos relevantes que ocurren en su formación y evolución. Y no menos interés fue el que ha despertado por haber sido la única fuente conocida durante más de veinte años en la que se ha detectado sin ambigüedad emisión máser en líneas de recombinación de hidrógeno desde que se descubrió en el año 1989 por parte de Martín-Pintado

et al.. La gran intensidad de estas líneas máseres ha permitido obtener perfiles con muy alta resolución espectral e información acerca de la distribución espacial de la emisión de las líneas. Esto unido al hecho de que MWC349A es la estrella detectada más intensa a longitudes de onda centimétricas (Braes et al., 1972; Tafoya et al., 2004), la convierte en un candidato ideal para el estudio del gas ionizado presente tanto en el disco circunestelar como en el viento ionizado.

6.1.1 Características espectrofotométricas

Los estudios fotométricos de MWC349A muestran que se trata de una estrella variable con una periodicidad de unos nueve años (Jorgenson et al., 2000), con una variación en la banda azul que comprende valores entre $m_B = 13.8$ y 16.2 mag (Gottlieb & Liller, 1978), y en la banda roja entre $m_R = 9.5$ y 10.5 mag (Jorgenson et al., 2000). Sin embargo, aún no hay ninguna observación que haya podido dar algún indicio acerca de la causa que origina esta variabilidad de gran periodo, habiéndose propuesto que sea debida a la variabilidad de la actividad magnética en la estrella (de modo similar a como ocurre en el sol) o producida por mecanismos relacionados con el movimiento orbital alrededor de una estrella compañera (Jorgenson et al., 2000).

Al igual que ocurre con la fotometría, el espectro de MWC349A se caracteriza por la variabilidad de sus líneas (Andrillat et al., 1996). La clasificación espectral de esta estrella presenta muchas dificultades debido al elevado oscurecimiento producido por el polvo que ha impedido por el momento detectar líneas de absorción formadas en la fotosfera estelar a longitudes de onda correspondientes al visible (Andrillat et al., 1996). Sin embargo, desde su descubrimiento ha resultado ser una fuente de particular interés debido a su espectro rico en líneas de emisión tanto a longitudes de onda visibles (por ejemplo las de H, HeI, FeII, [OI], [NII] y [FeII], Swings & Struve 1942) como en el infrarrojo (Geisel, 1970; Allen, 1973). En concreto, se ha podido detectar las líneas correspondientes a todos los iones con potenciales de ionización de hasta 41 eV (ver anexo C.6) de los elementos químicos más abundantes en el medio interstelar, al contrario de aquellos con potenciales de ionización mayores de 45 eV como el OIV, ArV, KIV o el FeV (Quirrenbach et al., 2001). Este hecho, junto a las intensidades relativas de los diferentes estados de ionización de cada elemento, resulta en una estimación de la temperatura efectiva de la estrella de unas 35000 K (Quirrenbach et al., 2001). Como puede verse en el anexo A, esta temperatura corresponde con una estrella de tipo espectral O8. Además de las líneas emitidas en el gas caliente fotoionizado, también se observan otras líneas de emisión que revelan la presencia de un gas

frío neutro con densidades de $\gtrsim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (Hamann & Simon, 1986, 1988) que está presumiblemente en el disco circunestelar detectado por su emisión en el infrarrojo cercano y medio (Danchi et al., 2001).

Respecto a la distribución espectral de energía de MWC349A, se caracteriza por presentar emisión térmica debida al polvo a longitudes de onda menores de unas 25 μm , además de una intensa emisión de radiación de continuo libre-libre a longitudes de onda de radio tal y como se justifica en la sección 6.3. Sin embargo, la determinación de la luminosidad bolométrica de la estrella no ha sido firmemente establecida debido a las incertidumbres que existen acerca de la distancia a la que se encuentra al no haberse efectuado hasta la fecha ninguna medida de paralaje trigonométrico de la estrella. Considerando una distancia de 1.2 kpc, se obtiene una luminosidad bolométrica de $3 \cdot 10^5 L_{\odot}$. Esta luminosidad junto con la temperatura efectiva estimada indican sin ambigüedad ninguna que se trata de una estrella masiva. A continuación se describe con detalle el entorno en el que se sitúa para justificar la distancia considerada en la determinación de la luminosidad.

6.1.2 Estudio de la vecindad de MWC349A

La ubicación de MWC349A ($\alpha_{J2000} = 20^{\text{h}}32^{\text{m}}45^{\text{s}}.54$ y $\delta_{J2000} = 40^{\circ}39'36.8''$) dentro de la constelación de Cygnus, cercana al plano galáctico (coordenadas galácticas $b = 0.4733^{\circ}$ y $l = 79.6430^{\circ}$) y situada a unos 20 pc del núcleo de uno de los conjuntos de estrellas más masivas conocidas, la asociación de estrellas OB de Cygnus OB2, es claramente típica de una estrella masiva. Cygnus OB2 forma parte de una región más extensa de formación estelar conocida como Cygnus X con la que está interaccionado (Schneider et al., 2006) y que se extiende a lo largo de una región de unos 10° de tamaño en la que hay gran cantidad de nubes moleculares además de numerosas regiones HII que contienen varias asociaciones de estrellas OB de las que Cygnus OB2 es claramente su representante más masiva con más de 65 estrellas de tipo espectral O y dos mil de tipo B concentradas en un radio de apenas 30 pc (Knödlseher et al., 2002). Aunque en un principio se determinó una distancia de 1.7 kpc a Cyg OB2 por paralaje espectroscópico (Torres-Dodgen et al., 1991; Massey & Thompson, 1991) y de 1.5 kpc mediante paralaje fotométrico (Hanson et al., 2002), recientemente medidas interferométricas de paralaje trigonométrico de máseres de metanol y agua de cuatro regiones de formación estelar masivas pertenecientes al complejo de Cygnus X ha resultado en distancias que comprenden valores entre 1.30 y 1.50 kpc con incertidumbres relativas de en torno a un 10% (Rygl et al., 2012).

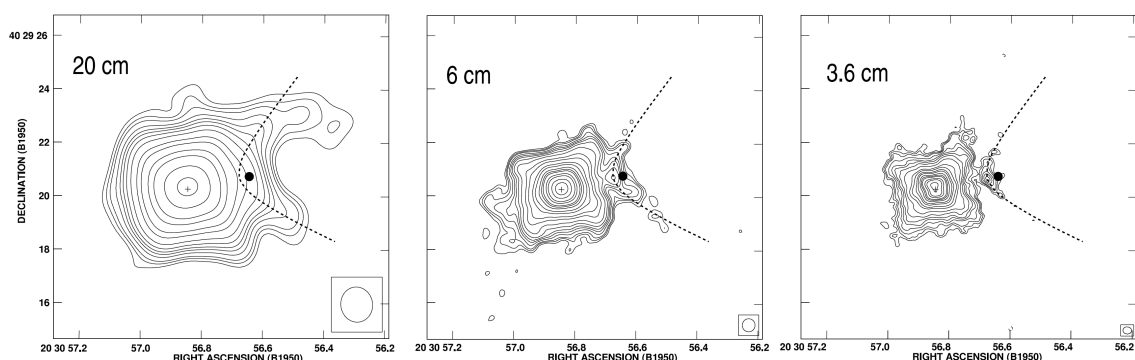


Figura 6.2: Mapas de la emisión de radiocontinuo a 20, 6 y 3.6 cm. Las líneas de contorno son -5, -4, 4, 5, 6, 8, 10, 12, 15, 20, 30, 40, 60, 80, 120, 160, 200, 300, 400, 600, 800 y 1000 veces el valor de la desviación cuadrática media del ruido de los mapas observados ($91, 35$ y $38 \mu\text{Jy haz}^{-1}$ respectivamente para la emisión medida a 20, 6 y 3.6 cm. Las líneas discontinuas indican la emisión en forma de arco que se observa en la zona situada entre MWC349A y MWC349B y que presumiblemente se debe a la interacción entre el viento ionizado de MWC349A y el viento estelar de MWC349B. Figura adaptada de Tafoya et al. (2004).

En el caso concreto de la estrella MWC349A, su proyección en el cielo parece sugerir que puede que forme parte de un sistema binario junto con la estrella MWC349B al estar ambas únicamente separadas por una distancia de $2.4''$ (Brugel & Wallerstein, 1979). La detección de emisión de continuo libre-libre a 2 cm con una morfología de arco conectando ambas estrellas (figura 6.2) parece sugerir que ambas son, efectivamente, parte de un sistema binario ligado gravitacionalmente y que su cercanía no es debida a un efecto de proyección (Cohen et al., 1985; Tafoya et al., 2004). Bajo esta hipótesis, puede determinarse la distancia de MWC349A a partir de la distancia medida hacia MWC349B.

El espectro detectado de MWC349B es totalmente diferente al de MWC349A, presentando pocas líneas de emisión de hidrógeno y relativamente débiles tal y como puede observarse en la figura 6.3. Además, se observa un conjunto de líneas de absorción que son características de una estrella de tipo espectral B0 y clase de luminosidad correspondiente a una estrella gigante. Este tipo de estrellas tienen una magnitud absoluta de aproximadamente $M_V = -5$ (Panagia & Felli, 1975), de modo que la magnitud visual observada de MWC349B, $m_V = 14.34$, es la que presentaría una estrella situada a 1.2 kpc asumiendo una extinción visual de $A_V = 8.93 \pm 0.12$ (Cohen et al., 1985). Por tanto esta distancia obtenida por paralaje espectroscópico es consistente dentro de las incertidumbres con su pertenencia a la región de Cygnus X y, probablemente, a la asociación de estrellas OB de Cygnus OB2 ya que ambas regiones

están físicamente ligadas (Schneider et al., 2006). Por ello, en esta tesis se ha considerado esta distancia de 1.2 kpc para MWC349A al asumirse que, efectivamente, ambas estrellas forman un sistema binario.

De cualquier modo no puede descartarse que el arco se haya formado por la colisión con el viento ionizado proveniente de otra estrella o que tanto el arco como la cercanía entre las dos estrellas se deba a un efecto de proyección y que ambas estrellas no estén ligadas físicamente. De hecho un estudio de la polarización de la radiación proveniente de ambas estrellas sugiere que la distancia a MWC349B es mayor que a MWC349A ya que el grado de polarización observado hacia MWC349B es mayor que hacia MWC349A a pesar de que la polarización de MWC349B se deba principalmente a la originada por el medio interestelar al contrario que la de MWC349A que tiene una componente originada en el entorno de la estrella. Esto último viene apoyado por el hecho de que su grado de polarización y la dirección de la polarización medida hacia MWC349A sea diferente para las líneas espectroscópicas que para la emisión de continuo, al contrario de lo que ocurre en MWC349B (véanse las figuras 1 y 2 de Meyer et al. 2002). Además, esta componente de polarización intrínseca de MWC349A parece originarse en su disco circunestelar ya que la dirección en la que está polarizada es perpendicular al eje mayor de la emisión infrarroja del disco circunestelar (Meyer et al., 2002).

En resumidas cuentas, las observaciones polarimétricas sugieren que MWC349B está a mayor distancia que MWC349A, probablemente detrás de algunas de las nubes moleculares frías que se han observado en el entorno de MWC349A por su emisión de CO (Strelnitski et al., 2013). Sin embargo, incluso aunque en realidad MWC349A y MWC349B no formasen un sistema binario, hay que notar que puesto que MWC349A debe haberse formado dentro de algunas de las regiones de formación de estrellas masivas que pertenecen a Cygnus X, la distancia asumida puede considerarse como una buena primera aproximación.

Además de la determinación de la distancia de MWC349A, otra de las implicaciones relevantes que tendría que ambas estrellas formasen un sistema binario sería el poder imponer un límite inferior y superior para la edad de MWC349A a partir de la edad de MWC349B bajo la hipótesis de que ambas son coetáneas. En efecto, la edad que se estima para MWC349B en base a que se trata de una estrella de la secuencia principal de tipo espectral B0 (correspondiente a una masa de $15 M_{\odot}$) y de la escala de tiempo en el que una estrella de este tipo espectral llega a la secuencia principal (tabla A.1) estaría comprendido entre $7.3 \cdot 10^4$ y $12 \cdot 10^6$ años.

Por otra parte, otra de las características a destacar de la localización de

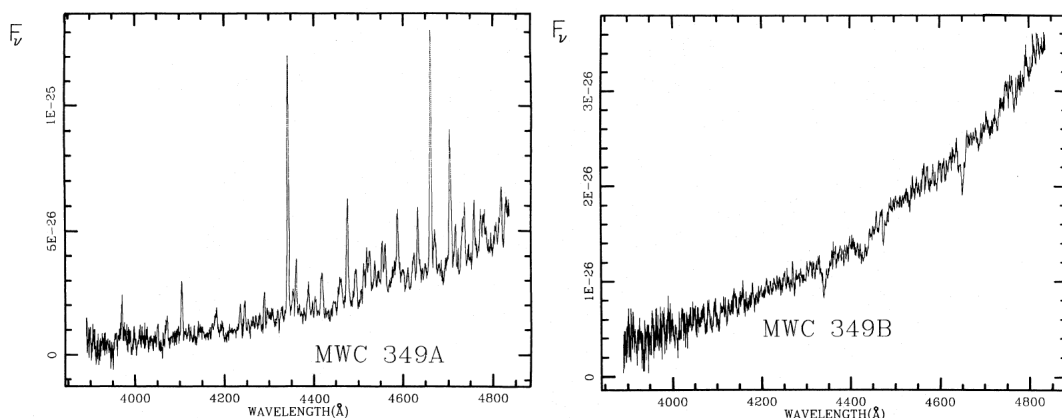


Figura 6.3: Espectros en el rango correspondiente a la banda azul de las estrellas masivas MWC349A y MWC349B (izquierda y derecha respectivamente) obtenidos con una resolución de 2.3 \AA utilizando el telescopio Lick de 3 metros de diámetro de California. En el eje vertical se muestra las intensidades en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$. Figura de Cohen et al. (1985).

MWC349A es que, a pesar de encontrarse junto a una región muy densa de objetos, aparece relativamente aislada en sus proximidades con respecto a núcleos calientes cercanos (Strel'nitski et al., 2013). Esto supone una gran ventaja observacional con respecto a otras regiones UC HII como Cepheus A HW2 (capítulo 7) ya que los espectros obtenidos incluso con observaciones de poca resolución espacial efectuadas con antenas simples no están contaminados por la emisión molecular de regiones cercanas con altas densidades de gas.

6.1.3 Estado evolutivo

Las relativamente altas incertidumbres en la determinación de la temperatura efectiva y luminosidad de MWC349A, $\log(T_{\text{ef}}) = 4.37 \pm 0.07$ y $\log(L/L_{\odot}) = 5.7 \pm 1.0$, hacen que su posición en el diagrama de Hertzsprung-Russell no esté muy bien definida como muestra la figura 6.4. En concreto, su localización en dicho diagrama es consistente con las trazas evolutivas de una gran variedad de estrellas de diferentes masas, asumiendo tanto la hipótesis de que se trata de una estrella masiva con una rotación grande (Schaller et al., 1992) como despreciable (Meynet et al., 1994). En el caso de considerar los valores medios esperados para su temperatura efectiva y luminosidad, $\log T_{\text{ef}} = 4.37$ y $\log(L/L_{\odot}) = 5.7$, se deduce una masa para la estrella central de $\sim 38 M_{\odot}$. En cualquier caso, no se puede establecer el estado evolutivo de MWC349A en base a su posición en el diagrama de Hertzsprung-Russell

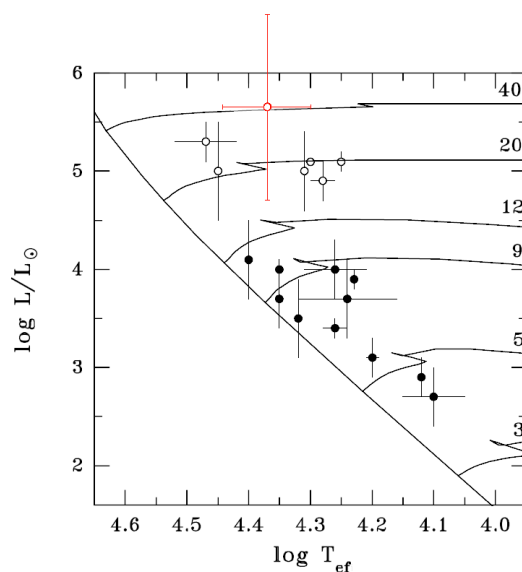


Figura 6.4: Diagrama de Hertzsprung-Russell en escala logarítmica. Las líneas sólidas muestran la evolución que siguen las estrellas de etapas posteriores a la secuencia principal de acuerdo con el modelo de Schaller et al. (1992). La comentada secuencia principal se representada por una línea sólida en diagonal. Con barra de errores rojas se representa la posición en el diagrama de MWC349A teniendo en cuenta las incertidumbres de las medidas de su temperatura efectiva y luminosidad. Análogamente se representa la posición dentro de sus incertidumbres de cinco estrellas supergigantes B[e] y el de las estrellas de tipo FS CMA (capítulo 12), representados respectivamente con círculos abiertos y rellenos. El diagrama muestra claramente como las medidas realizadas hacia MWC349A pueden ser consistentes tanto con ser una estrella de la presecuencia principal como una supergigante B[e]. Figura adaptada de Miroshnichenko (2007).

ya que las trazas evolutivas de estrellas masivas de la presecuencia principal solapan con las correspondientes a estrellas supergigantes de tipo B[e] (Lamers et al., 1998).

En principio podría pensarse que MWC349A es una estrella masiva situada en la presecuencia principal ya que comparte muchas características similares a las de otros objetos estelares jóvenes como son sus características espectrales indicadoras de la presencia de gas caliente ionizado en el viento existente en torno a la estrella y de gas frío denso contenido en el disco circunestelar (sección 6.1.1), además de la presencia de nubes moleculares frías en su entorno. En concreto, las observaciones realizadas del entorno de MWC349A a través de la emisión de las líneas de CO correspondientes a la transición J=2-1 y

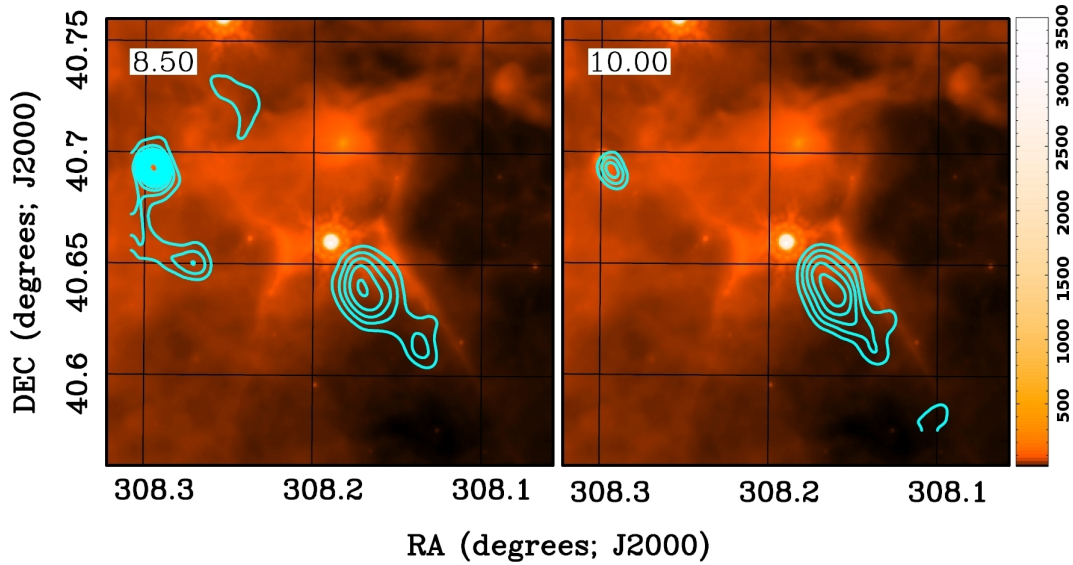


Figura 6.5: Mapa de contorno de la emisión de la línea de CO J=2-1 a 8.50 y 10.00 km s^{-1} (figura izquierda y derecha respectivamente) con una resolución en velocidades de 1.5 km s^{-1} superpuesto a la emisión de continuo a $24 \mu\text{m}$ medido por el telescopio espacial Spitzer con el fotómetro MIPS (Strelnitski et al., 2013). Las intensidades de las líneas de contorno se representa en unidades de T_A^* en intervalos de 0.5 K, siendo la línea de contorno menos intensa la de 1.0 K. Las intensidades de la emisión a $24 \mu\text{m}$ corresponden a las de la barra de color mostrada a la derecha de las figuras en unidades de 10^6 Jy año^{-1} .

J=1-0 muestran la presencia a una distancia de $\sim 1 \text{ pc}$ al suroeste de MWC349A de una nube molecular fría con un tamaño de $\sim 1 \text{ pc}$ (figura 6.5) y una masa aproximada de $1 M_\odot$ (Strelnitski et al., 2013). Su cercanía y la coincidencia de su velocidad radial, $\approx 9 \text{ km s}^{-1}$ (Strelnitski et al., 2013), con la observada para las líneas de recombinación de MWC349A (sección 6.4) sugiere que MWC349A y la nube molecular fría podrían estar asociadas, y que incluso dicha nube pueda ser uno de los remanentes del proceso de formación de MWC349A dentro de la nube molecular materna. Si esta hipótesis fuera correcta, implicaría que MWC349A es una estrella de la presecuencia principal ya que en caso de ser evolucionada (edad de $\gtrsim 5 \cdot 10^6$ años) se esperaría que el viento estelar de MWC349A y el viento formado por la fotoionización de su disco ya hubieran barrido completamente toda la nube molecular en la que se formó (Strelnitski et al., 2013).

Sin embargo, todos estos indicadores no son totalmente concluyentes ya que existen estrellas masivas evolucionadas como las SgB[e] descritas en la sección 4.1.1 que tienen discos circunestelares formados a partir de la pérdida

de masa que ocurre en las zonas ecuatoriales de estas estrellas y que, por tanto, pueden presentar características espectrales y fotométricas similares a las de estrellas masivas de la presecuencia principal. De hecho, si se confirmase que MWC349A y MWC349B forman realmente un sistema binario y fueran coetáneas, la edad deducida para MWC349B, de $5 \cdot 10^6$ años, indicaría que en realidad MWC349A es una estrella evolucionada ya que su masa de $\sim 38 M_{\odot}$ (sección 6.2) es considerablemente mayor que la de MWC349B y, por tanto, evoluciona más rápidamente. Esta edad sería consistente con la hipótesis de que estas dos estrellas se han formado en el centro de la asociación de Cygnus OB2 y han llegado hasta su localización actual por tratarse de estrellas fugitivas (*runaway stars*) que se están alejando rápidamente con respecto al centro de la asociación en donde se formaron y de donde fueron eyectadas a alta velocidad hace unos $3 \cdot 10^6$ años (Gvaramadze & Menten, 2012). Sin embargo, esta hipótesis es altamente especulativa, por lo que en principio creemos que los argumentos que apoyan que MWC349A consiste en una estrella masiva de la presecuencia principal son más plausibles.

6.2 Resultados de la modelización de MWC349A con el código MORELI

En esta tesis se presenta la primera modelización completa de MWC349A en el sentido de que se ha restringido de manera muy precisa las condiciones físicas y cinemáticas del gas ionizado de MWC349A a partir del conjunto completo de observaciones de la emisión de líneas de recombinación y de radiocontinuo existentes hasta la fecha. Los resultados que se han obtenido para la geometría, estructura física y cinemática de MWC349A proporciona la mejor descripción de las características del viento ionizado de esta fuente y de la masa central de la estrella.

6.2.1 Geometría

De acuerdo con los mapas medidos de la emisión de radiocontinuo (figuras 6.1, 6.7 y sección 6.3), la región ionizada de MWC349A se ha modelado con una geometría de doble cono (anexo E.4.3) con un semiángulo de abertura θ_a , considerando la presencia de una cavidad esférica interna sin ionizar de radio r_{\min} y limitando la integración hasta un determinado radio externo r_{\max} que depende de la frecuencia considerada (sección 5.1.2.1). Por simplicidad se ha asumido que la distribución espacial de la densidad electrónica es continua.

6.2.2 Cinemática

Para poder modelar las líneas de recombinación se ha asumido que el gas ionizado de la geometría descrita anteriormente está formado por dos componentes cinemáticas discontinuas separadas en los límites de un doble cono con un semiángulo de abertura θ_v tal y como se describe en la figura 6.6.

6.2.2.1 Viento ionizado

La primera de estas componentes cinemáticas consiste en un viento ionizado expandiéndose situada dentro del ángulo θ_v con temperatura electrónica T_v y microturbulencia descrita por v_{tu} (anexo C.4). Además, se ha asumido que este viento presenta, a parte de su expansión a una velocidad v_0 , una segunda componente cinemática consistente en la rotación kepleriana en torno a la estrella central de masa M .

6.2.2.2 Disco ionizado

La segunda componente cinemática que se ha considerado es la correspondiente a un disco ionizado que está rotando keplerianamente y que comprende el gas ionizado situado dentro de un ángulo de abertura θ_d con respecto a la superficie externa del viento ionizado tal y como muestra la figura 6.6. De acuerdo con la geometría descrita se puede ver que los ángulos expuestos cumplen la siguiente relación:

$$\theta_v = \theta_a - \theta_d \quad (6.1)$$

La estructura cinemática considerada hace que el eje de simetría de revolución del doble cono pueda considerarse como el eje polar de rotación del disco. Esta estructura cinemática consiste en una aproximación ya que en realidad se debe tener una rotación diferencial del disco ionizado con la altitud al plano del disco neutro por tratarse de un plasma y no de un sólido rígido.

Como físicamente se supone que el disco ionizado proviene de la fotoionización del disco neutro (sección 3.4.4), el cual presenta un tamaño finito, se ha asumido que el disco ionizado alcanza un radio máximo igual al del disco neutro, r_d . Además, se ha considerado que la temperatura de este disco ionizado, T_d , puede ser diferente a la encontrada en el viento dado el carácter especial de dicha capa ionizada y su alta densidad. Esto permitió reproducir

con mayor precisión los perfiles de las líneas de recombinación (sección 6.4). Por último, hay que destacar que se ha considerado que el plano del disco neutro presenta una inclinación θ_i de modo tal que su parte frontal con respecto al observador está inclinada hacia arriba tal y como se justifica en la sección 6.4.1 y como se muestra en la figura 6.6.

6.2.3 Compendio de los resultados cuantitativos del modelado de MWC349A

En la tabla 6.1 se muestra los resultados que proporcionan el mejor ajuste al conjunto de datos formado por el radiocontinuo, los perfiles de líneas de recombinación y el mapa de centroides que muestra la posición relativa de la emisión de la línea $H30\alpha$ como función de la velocidad radial. Hay que precisar que estos ajustes se han obtenido utilizando los coeficientes de desviación obtenidos por Storey & Hummer (1995) tal y como se justifica en el anexo D.3.2. Además, se ha supuesto que MWC349A se encuentra a una distancia de 1.2 kpc tal y como se justifica en la sección 6.1.2. En el caso de que en realidad la estrella se situara a una distancia mayor, habría que reescalar las densidades electrónicas y los tamaños de las dos componentes cinemáticas, viento y disco ionizado, además de reescalar la masa central de la estrella para que la distribución de velocidades de rotación se siga correspondiendo con la misma distribución de densidad electrónica. Además, se ha considerado que la abundancia relativa del hidrógeno con respecto al helio es de un $88 \pm 2\%$ tal y como se obtuvo a partir del cociente de intensidades integradas de las líneas $H66\alpha$ y $He66\alpha$ asumiendo que prácticamente todo el hidrógeno y el helio de la región UC HII está ionizado (Loinard & Rodríguez, 2010).

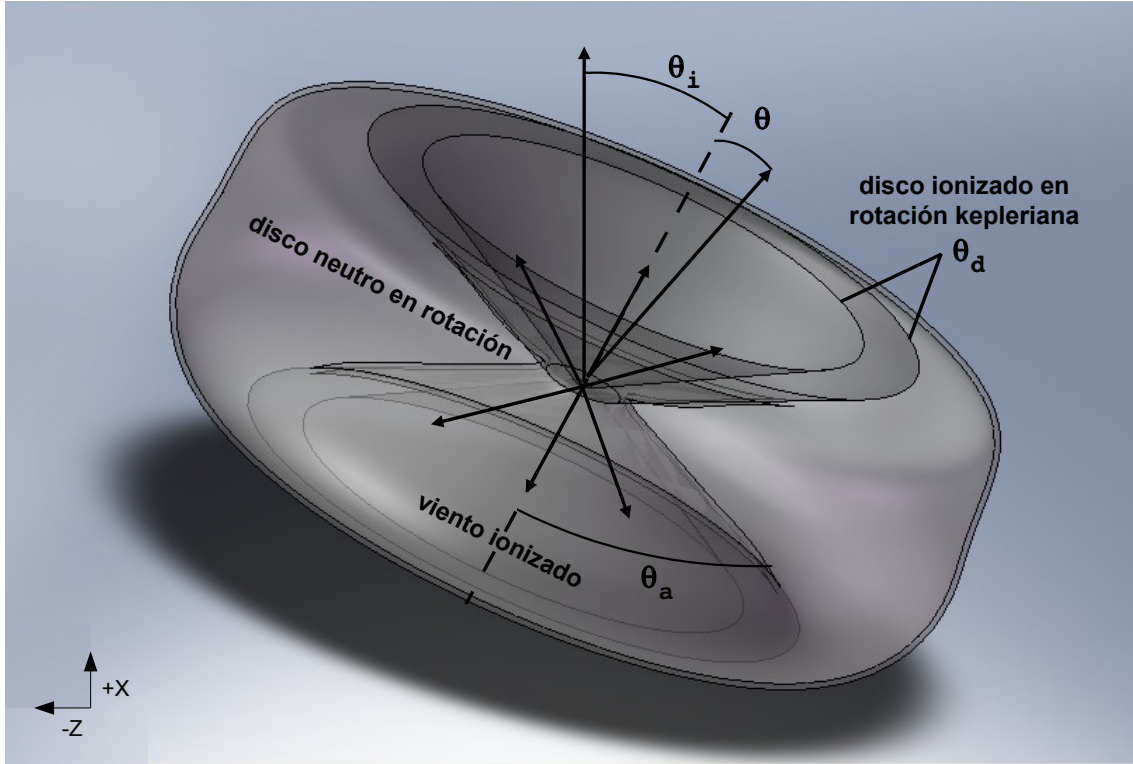


Figura 6.6: Esquema de la geometría utilizada para modelar la región ionizada de MWC349A y sus componentes cinemáticas. Se ha asumido que el gas ionizado está contenido en el doble cono con semiapertura θ_a con su eje polar perpendicular al plano del disco neutro. Cada uno de los dos conos contiene dos componentes cinemáticas: i) un viento ionizado contenido dentro del doble cono de semiapertura $\theta_v = \theta_a - \theta_d$, ii) un disco ionizado con rotación kepleriana situado entre el disco neutro y el viento ionizado y que presenta un ángulo de apertura θ_d relativo a la superficie externa del viento ionizado. En el esquema presentado el observador se sitúa a lo largo del eje z negativo.

Tabla 6.1: Valores de los parámetros de entrada a MORELI que mejor ajustan la emisión de radiocontinuo y de las líneas de recombinación de MWC349A y características observacionales con las que principalmente se han acotado sus valores.

Parámetro de entrada	Valor	Deducido de	
M	$38 M_{\odot}$	perfiles de LR	} estrella
$N_e(r, \theta)$	$1.6 \cdot 10^9 r^{-2.14} e^{\frac{\theta_a - \theta}{20}} \text{ cm}^{-3}$ ^a	radiocontinuo	} disco & viento
r_{\min}	0.05 ua ^b	radiocontinuo	
θ_a	57°	radiocontinuo	
θ_i	8° (inclinado hacia delante)	mapa de centroides de la línea H30 α	} disco
θ_d	6.5°	perfiles de líneas de recombinación	
r_d	130 ua	radiocontinuo	
T_d	9450 K	perfiles de líneas de recombinación	} viento
r_{\max}	$1.5 R_{\text{ef}, \nu}$	perfiles de líneas de recombinación	
T_v	12000 K	radiocontinuo	
v_0	60 km s^{-1}	mapa de centroides de la línea H30 α y perfiles de líneas de recombinación	} viento
v_{tu}	15 km s^{-1}	mapa de centroides de la línea H30 α y perfiles de líneas de recombinación	

^a r en unidades de 10 ua y $(\theta_a - \theta)$ en radianes.

^b Se ha asumido un valor de $r_{\min} = 0.05 \text{ ua}$ incluso aunque únicamente se puede establecer un límite superior de 3 ua a partir de las observaciones existentes (sección 6.3.2).

6.3 Discusión de los ajustes de la emisión de continuo

6.3.1 Mapas de la emisión de radiocontinuo

Los mapas de radiocontinuo obtenidos con mayor resolución espacial muestran claramente que la región de MWC349A presenta una morfología bipolar de tipo mariposa destacando en la dirección este-oeste una zona sin emisión tal y como puede apreciarse en la figura 6.7. En concreto esta región está ligeramente inclinada con un ángulo de 8° con respecto a la dirección este-oeste, medido en sentido contrario a las agujas del reloj. La ausencia de emisión en dicha zona se interpreta como debida a la presencia del disco circunestelar neutro que fue detectado por su emisión en el infrarrojo cercano y medio (Danchi et al., 2001) y que es responsable de la polarización perpendicular al disco encontrada para la radiación de la emisión de continuo en el visible e infrarrojo cercano (Yudin, 1996) y en el infrarrojo medio (Aitken et al., 1990).

La estructura claramente cónica de la emisión de radiocontinuo observada tanto por encima como por debajo del disco neutro es la razón por la que hemos modelado con MORELI la geometría de la región ionizada mediante un doble cono (figura 6.6). Los mapas de la emisión de radiocontinuo claramente imponen un semiángulo de abertura para el doble cono, θ_a , de unos $\sim 57^\circ$. Además, los mapas también muestran que para un determinado radio, la intensidad de emisión del continuo es mayor en la zona situada junto al disco neutro. Este hecho se puede interpretar en el caso isotérmico como debido a que la densidad electrónica disminuye a medida que nos acercamos al eje polar desde la superficie que limita el disco ionizado con el disco neutro. Esto supone que debe modelizarse la distribución de densidad electrónica de acuerdo tanto con una dependencia radial como angular. De este modo, el código MORELI ha reproducido de un modo general la morfología de la emisión de radiocontinuo tal y como se ilustra en la figura 6.6.

Al contrario de lo que observado a 7 mm y 1.3 cm, los mapas de la emisión de radiocontinuo obtenidos a longitudes de onda de 2.0, 3.6, 6.0 y 20 cm (White & Becker, 1985; Rodríguez & Bastian, 1994; Cohen et al., 1985; Tafuya et al., 2004) muestran emisión libre-libre en todas las regiones, incluida en la zona ecuatorial a radios mayores a los del haz. Esto sugiere que existe emisión localizada más allá del disco circunestelar que debe ser debida a la presencia de gas ionizado creada por la radiación ionizante dispersada por el viento. De acuerdo con los tamaños de los haces y del ángulo de semiapertura de la estructura bipolar

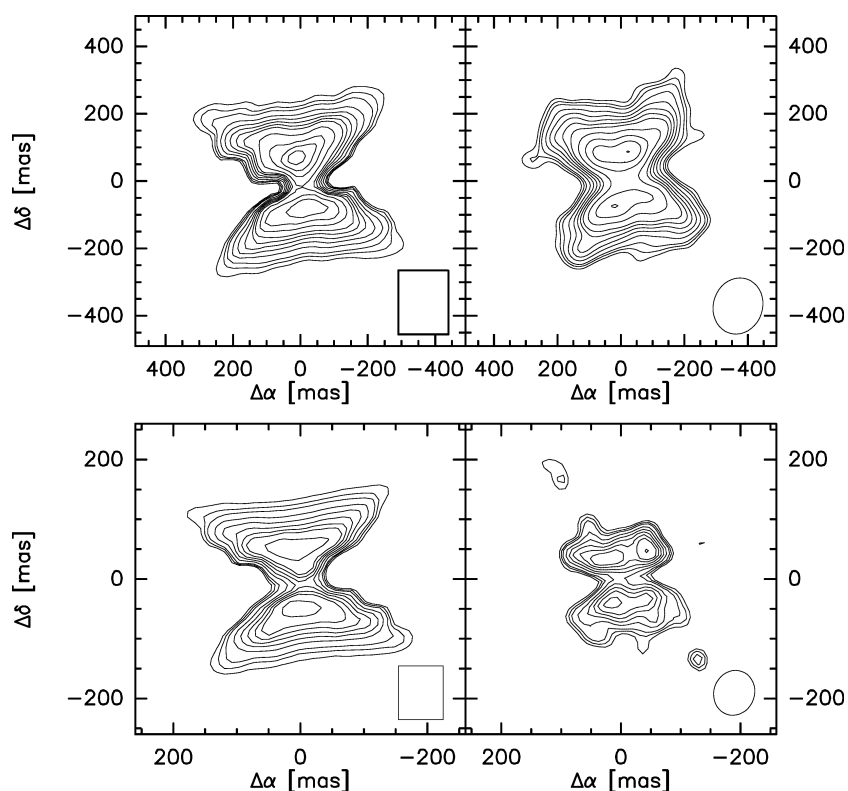


Figura 6.7: Mapas de la emisión de radiocontinuo modelados por MORELI (paneles izquierdos) y observados por Tafoya et al. 2004 (paneles derechos) a 1.3 cm (paneles superiores) y 7 mm (paneles inferiores). Las líneas de contorno son -5, -4, 4, 5, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 20, 25, 30, 35, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100 y 110 veces el valor de la desviación cuadrática media del ruido de los mapas observados (727 y $859 \mu\text{Jy haz}^{-1}$ respectivamente para la emisión medida a 1.3 cm y 7 mm). Los mapas modelados mostrados se han obtenido después de suavizar la resolución espacial obtenida por el modelo a una resolución similar a la de los mapas observacionales realizando la convolución de los resultados del modelo con una caja cuadrada con un área igual al del haz de las observaciones. Además, el mapa modelado se ha rotado 8° en el sentido contrario a las agujas del reloj.

de gas ionizado observado, se deduce un límite máximo para el radio del disco circunestelar de ~ 130 ua ya que radios mayores imposibilitarían que se detectara emisión en toda la zona ecuatorial en tales observaciones. Hay que destacar que este límite superior es consistente con el tamaño de 75 ua deducido para el disco de polvo circunestelar a partir del mapa de emisión obtenido a $3.08 \mu\text{m}$ (Danchi et al., 2001).

6.3.2 Distribución espectral de energía

Las numerosas observaciones de MWC349A han llevado a tener una medida bastante precisa de la distribución espectral de energía (a la que se denominará SED por sus siglas en inglés, *Spectral Energy Distribution*) de la fuente y muy bien muestreada, especialmente a longitudes de onda de radio, tal y como se muestra en la figura 6.8 y tabla 6.3.2. La distribución espectral de energía se caracteriza por presentar un pico ancho a longitudes de onda en torno a $12 \mu\text{m}$, mientras que para longitudes de onda mayores de $100 \mu\text{m}$ comienza a decaer su intensidad linealmente con la frecuencia en escala logarítmica doble. En concreto, las intensidades de continuo para frecuencias menores de 700 GHz se ajustan a la siguiente ecuación de una recta en escala logarítmica doble:

$$\log I_c = (0.645 \pm 0.046) \cdot \log(\nu) + (1.760 \pm 0.083) \quad (6.2)$$

donde el coeficiente de correlación obtenido para este ajuste es de $r = 0.995$, lo que nos indica que los puntos experimentales se ajustan muy bien a una recta en escala semilogarítmica. Hay que tener en cuenta que las incertidumbres utilizadas se han obtenido para un intervalo de confianza del 95%¹¹.

Tabla 6.2: Tamaños medidos para la emisión de radiocontinuo de MWC349A, Θ , con observaciones del VLA (Tafoya et al., 2004).

ν [GHz]	I_c [mJy]	Θ ["]
0.330	30 ± 10	< 10
1.425	76.4 ± 6.4	1.89 ± 0.09
4.860	154.8 ± 8.5	0.74 ± 0.04
8.310	183.5 ± 9.5	0.58 ± 0.03
14.940	380.0 ± 21.2	0.30 ± 0.02
22.367	446.2 ± 44.8	0.24 ± 0.03
43.340	635.0 ± 95.6	0.17 ± 0.03

El índice espectral obtenido, $\alpha \approx 0.6$, puede interpretarse dentro del contexto de vientos ionizados como debido a emisión de continuo libre-libre de un viento expandiéndose aproximadamente a velocidad constante (anexo F), y más precisamente con una distribución de densidades electrónicas dada por $N_e \propto r^{-(2.052 \pm 0.053)}$ de acuerdo con los resultados mostrados en la figura F.1. Esta interpretación de la SED se ve también apoyada por la dependencia con

¹¹A lo largo de la tesis se ha considerado un 95% como intervalo de confianza para la estimación de las incertidumbres de los ajustes lineales.

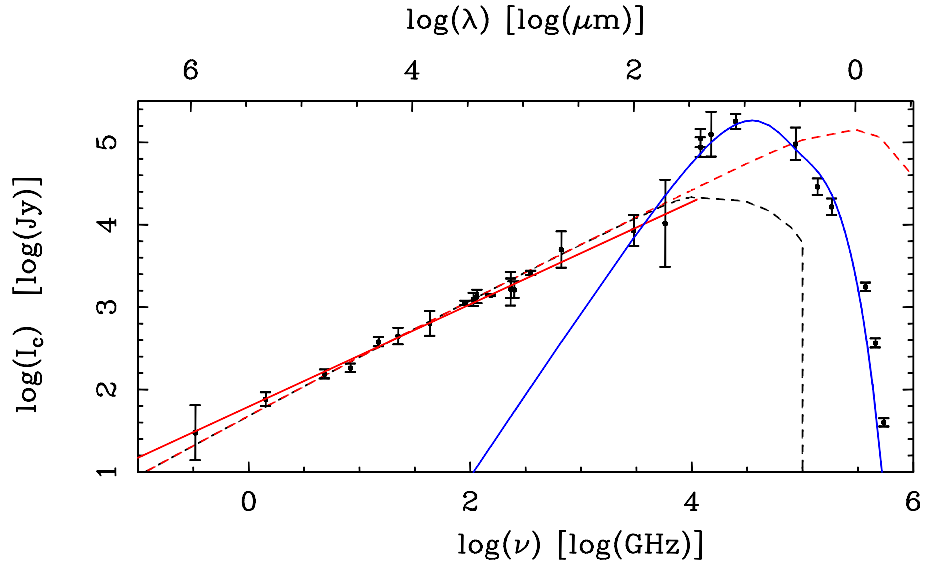


Figura 6.8: Distribución espectral de energía observada y modeladas (barras verticales y líneas discontinua respectivamente) de MWC349A. Las líneas roja y negra representan las predicciones para un viento ionizado con cavidades esféricas respectivas de $r_{\min} = 0.05$ y 3 ua. La línea continua roja representa el ajuste lineal a los flujos observados (con $\nu < 5.77$ THz), correspondiendo a un índice espectral de 0.62. Por otra parte el ajuste de la emisión térmica del polvo se representa en azul. Las referencias de los datos observacionales se muestra en la tabla 6.3.2.

respecto a la frecuencia del tamaño observado para la región UC HII. En efecto, si se consideran las observaciones interferométricas en las que la región está resuelta espacialmente (tabla 6.2), se obtiene que el tamaño de la emisión de radiocontinuo libre-libre, Θ , presenta la siguiente dependencia lineal con la frecuencia:

$$\log \Theta = -(0.72 \pm 0.17) \cdot \log(\nu) + (0.38 \pm 0.18) \quad (6.3)$$

donde el coeficiente de correlación obtenido, $r = 0.995$, indica nuevamente que el ajuste a una recta en escala semilogarítmica es muy bueno. Estos resultados observacionales indican que el tamaño del que procede la emisión de continuo de la región depende con la frecuencia aproximadamente como $\Theta \propto \nu^{-(0.72 \pm 0.17)}$. Esta dependencia obtenida es similar a la obtenida para la emisión de continuo, medida dentro de un radio efectivo del que procede la mayor parte de su emisión, para un viento expandiéndose a velocidad constante y con emisión parcialmente ópticamente opaca (anexo F.4). Esto apoya que la estructura de densidad electrónica es similar a la de un viento

prototípico como el mencionado.

A longitudes de onda menores de $100 \mu\text{m}$, se observa claramente un cambio en la forma de la distribución espectral de energía al dejar de aumentar la intensidad linealmente con la frecuencia en escala logarítmica, pasando a aumentar fuertemente formando un pico de emisión a unos $\sim 12 \mu\text{m}$. Esta emisión no corresponde a emisión de continuo libre-libre del viento ya que a frecuencias lo suficientemente altas, su intensidad disminuiría en vez de aumentar al hacerse ópticamente transparente y pasar a tener una dependencia de la forma $I_\nu \propto \nu^{-0.125}$ (anexo F). Por ello, la explicación más viable posible de su origen es la emisión térmica debida al polvo. En concreto, de acuerdo con la ley de Wien¹², el pico de emisión observado correspondería a la emisión térmica de un cuerpo negro de unos $\sim 425 \text{ K}$ de temperatura. Sin embargo, el ajuste de un cuerpo negro con esta temperatura no reproduce bien la SED, de modo que es preciso recurrir a un gradiente de temperaturas en el polvo para interpretar la emisión de continuo. Con el único fin de ilustrar brevemente las temperaturas predominantes en la emisión observada, se ha realizado el ajuste de la SED en base a dos cuerpos negros. Como puede verse en la línea azul de la figura 6.8, utilizando dos cuerpos negros de temperaturas de 550 y 1500 K se reproduce de un modo grosero la emisión de continuo a altas frecuencias, de modo que se puede concluir que la emisión de polvo predominante es el que presenta temperaturas entre unos 450 y 1700 K .

Por último cabe comentar que el exceso de emisión en el infrarrojo lejano ($\sim 100 \mu\text{m}$) respecto al esperado de la extrapolación de la emisión de continuo libre-libre a longitudes de onda de radio es muy débil o inexistente. Este hecho lleva a la idea de ausencia de grandes cantidades de polvo frío en torno a 20 y 100 K , al contrario de lo que ocurre hacia otras regiones UC HII, como por ejemplo de Cepheus A HW2 o de G35.58-0.03 (figuras 7.4 y 9). Puesto que las observaciones parecen indicar que se trata de una estrella en formación (sección 6.1.3), la ausencia de polvo frío parece apoyar la idea de que MWC349A consiste en una estrella masiva en un estado muy avanzado de su formación.

¹²La ley de Wien expresada en términos de la frecuencia viene dada por $\nu_{\text{max}} \approx 5.879 \cdot 10^{10} T \text{ Hz/K}$, donde ν_{max} es la frecuencia máxima de la distribución espectral de energía expresada como función de la frecuencia.

Tabla 6.3: Intensidades de la emisión de continuo medidas en MWC349A, I_c , y resolución espacial de las observaciones correspondientes, θ_h .

ν [GHz]	θ_h ["]	I_c [mJy]	Telescopio	Referencia
0.330	5.38×5.15	30 ± 10	VLA	Tafoya et al. (2004)
1.425	1.33×1.15	76.4 ± 6.4	VLA	Tafoya et al. (2004)
4.860	0.38×0.36	154.8 ± 8.5	VLA	Tafoya et al. (2004)
8.310	0.22×0.20	183.5 ± 9.5	VLA	Tafoya et al. (2004)
10.6	162	234 ± 16	Algonquin Radio Observatory-46m	Purton et al. (1982)
14.940	0.13×0.11	380.0 ± 21.2	VLA	Tafoya et al. (2004)
22	90	434 ± 42	Algonquin Radio Observatory-46m	Purton et al. (1982)
22.367	0.085×0.077	446.2 ± 44.8	VLA	Tafoya et al. (2004)
43.340	0.038×0.034	635.0 ± 95.6	VLA	Tafoya et al. (2004)
90.0	78	1056 ± 221	Algonquin Radio Observatory-46m	Purton et al. (1982)
90.0	78	1140 ± 60	NRAO-11m	Ulich (1981)
90.0	78	1190 ± 330	NRAO-11m	Altenhoff et al. (1981)
106.74	3.2×2.2	1240 ± 100	PdBI	Martín-Pintado et al. (1994)
115.2712	4×9.6	1350 ± 110	PdBI	Martín-Pintado et al. (1994)
152.6	78	1400 ± 20	NRAO-11m	Schwartz (1980)
231.9	0.70×0.84	1670 ± 340	VLA	Planesas et al. (1992)
232.4	10.6	1700 ± 200	IRAM-30m	Martín-Pintado et al. (1989)
250.0	11.25 ± 0.15	1630 ± 163	IRAM-30m	Altenhoff et al. (1994)
352.6970	14.5	2600 ± 70	JCMT	Sandell et al. (2011)
666.2055	7.8	5000 ± 1100	JCMT	Sandell et al. (2011)
3000	37	8500 ± 1600	Kuiper Airbone Observatory	Harvey et al. (1979)
5769.23	37	10400 ± 5500	Kuiper Airbone Observatory	Harvey et al. (1979)
11991.7	13.5	87500 ± 10410	telescopios de 61 y 224 cm del obs. Mauna Kea	Simon & Dyck (1977)
11991.7	60	112400 ± 12360	IRAS	Beichman et al. (1988)
14989.6	13.5	125330 ± 34000	telescopios de 61 y 224 cm del obs. Mauna Kea	Simon & Dyck (1977)
24982.7	60	179000 ± 16110	IRAS	Beichman et al. (1988)
86896.4	7-35	95930 ± 19000	telescopios de 60 y 100 in del Mt. Wilson Obs.	Allen (1973)
136891.5	7-35	28990 ± 2890	telescopios de 60 y 100 in del Mt. Wilson Obs.	Allen (1973)
183921.8	7-35	16540 ± 1650	telescopios de 60 y 100 in del Mt. Wilson Obs.	Allen (1973)
371950.9	1	1770 ± 90	telescopio de 48 in del LPL	Lee (1970)
455611.6	1	368 ± 20	telescopio de 48 in del LPL	Lee (1970)
544087.9	7-35	40 ± 2	telescopios de 60 y 100 in del Mt. Wilson Obs.	Allen (1973)
673690.9	1	3 ± 0	telescopio de 48 in del LPL	Lee (1970)
821349.2	1	0.4	telescopio de 48 in del LPL	Lee (1970)

6.3.3 Modelización de la emisión de radiocontinuo

De acuerdo con lo deducido de la SED, la región UC HII de MWC349A puede considerarse como un ejemplo prototípico de un viento bipolar ionizado expandiéndose a una velocidad aproximadamente constante. Sin embargo, los mapas del radiocontinuo muestran que, a parte de una dependencia radial de la densidad electrónica, también existe una dependencia angular. Por ello se ha ajustado tanto la SED como el mapa del radiocontinuo, utilizando MORELI, asumiendo una geometría de doble cono para el gas ionizado y con la distribución de densidad electrónica más general posible incorporada al modelo, es decir, con la siguiente expresión:

$$N_e(r, \theta) = N_e(r = 1, \theta = \theta_a) \frac{e^{-(\theta_a - \theta)/\theta_0}}{r^{b_d}} \quad (6.4)$$

donde $\theta_a \equiv \theta_v + \theta_d$ es el ángulo de semiapertura del gas ionizado, $\theta_a - \theta$ el ángulo entre el píxel de gas ionizado considerado y la superficie cónica externa del disco neutro (ver figura 6.6) y θ_0 un parámetro adimensional utilizado para modelar la dependencia angular de la densidad electrónica. Nótese que para el caso ideal en el que N_e no dependa del ángulo, se tiene que $\theta_0 = \infty$, y la distribución de densidad electrónica se reduciría a la ecuación de un viento expandiéndose radial e isotrópicamente a velocidad constante (ecuación 5.14).

De acuerdo con esta estructura de densidad electrónica, los mejores ajustes obtenidos con MORELI para los mapas de emisión de radiocontinuo y para la SED (figuras 6.7 y 6.8) se han obtenido considerando los valores para r_{min} , n_R , b_d , T_e , $N_e(r = 1, \theta = \theta_a)$, θ_0 y θ_a mostrados en la tabla 6.1. En las figuras 6.6 y 6.8 se muestran como los resultados del código MORELI permiten reproducir tanto la morfología de la emisión de radiocontinuo como su distribución espectral de energía.

Además, cabe señalar que se ha comprobado que los valores de los parámetros de entrada deducidos en base a los mapas del radiocontinuo, θ_0 y θ_a , son semejantes a los deducidos por el modelado de White & Becker (1985) realizado ajustando las visibilidades¹³, lo que refuerza la validez de los valores obtenidos. Por otra parte, mientras que el índice espectral impone una fuerte restricción sobre la dependencia del perfil de densidad electrónica con el radio, el resto de parámetros se acotaron en base a otras características observacionales

¹³La función de visibilidad hace referencia a la intensidad medida como función de la longitud de las líneas de base (distancia proyectada entre las antenas) de las observaciones interferométricas.

para explicar los valores concretos de la SED. Aunque los valores deducidos de los parámetros de entrada al modelo están sometidos a algunas incertidumbres, éstas son especialmente significativas para T_e por la pequeña dependencia que presenta la profundidad óptica del continuo con respecto a ella. Por ello, se ha acotado su valor de un modo más preciso en base al ajuste de las líneas de recombinación (sección 6.4). Además, se ha comprobado que los ajustes de las medidas de la emisión radiocontinuo son muy poco sensibles a la temperatura electrónica del disco, T_d , aunque ésta se considere diferente a la del viento ionizado (tal como se hizo en el modelado final asumido para MWC349A descrita en la sección 6.2) debido a la relativamente pequeña contribución del disco a la intensidad total de la región.

Uno de los parámetros importantes que pueden dar información acerca de los procesos físicos que están teniendo lugar en las regiones más internas de MWC349A es el del radio de la cavidad esférica sin ionizar, r_{\min} . Este parámetro está fuertemente acotado en torno a unas 3 ua (véase la figura 6.8) debido a que valores mayores implicarían que la frecuencia en la que ocurre la transición de emisión libre-libre parcialmente ópticamente opaca a ópticamente transparente se produciría a $\nu < 5.8$ THz, de modo que el modelo subestimaría las intensidades medidas por Harvey mostradas en la tabla 6.3.2.

6.4 Discusión de los ajustes de la emisión de las líneas de recombinación

Una vez que se ha restringido de un modo general la geometría y la estructura de densidad de MWC349A, se ha utilizado las líneas de recombinación para imponer restricciones sobre la estructura cinemática de la región ionizada y para acotar en mayor medida sus condiciones físicas, particularmente la temperatura electrónica de la región. Para ello se ha tenido en cuenta el conjunto total de líneas de recombinación detectadas hasta la fecha. Las características de estas líneas se resumen en la tabla 6.5 y la representación de sus perfiles se muestran en las figuras 6.9 y 6.10.

Como se observa en la tabla 6.5, las líneas milimétricas y submilimétricas presentan intensidades integradas de línea que en el caso de considerarse debidas a emisión en equilibrio termodinámico local implicaría que existe un gradiente de temperatura electrónica muy grande entre las distintas regiones trazadas por cada una de las líneas de recombinación (sexta columna de la tabla 6.5). Por otra parte, la temperatura electrónica deducida de muchas de las líneas milimétricas y submilimétricas, ~ 1500 K, es excesivamente baja

Tabla 6.4: Comparación de los cocientes esperados en equilibrio termodinámico local, $\left[\frac{(I_1 dv)_\beta}{(I_1 dv)_\alpha}\right]_{\text{ETL}}$, y medidos, $\left[\frac{(I_1 dv)_\beta}{(I_1 dv)_\alpha}\right]$, hacia MWC349A de las intensidades integradas de pares de líneas $\text{Hn}'\beta$ y $\text{Hn}''\alpha$ con frecuencias similares. Los cocientes de las intensidades integradas de línea se han obtenido a partir de las medidas mostradas en la tabla 6.9.

Líneas	$\left[\frac{(I_1 dv)_\beta}{(I_1 dv)_\alpha}\right]_{\text{ETL}}$ [%]	$\left[\frac{(I_1 dv)_\beta}{(I_1 dv)_\alpha}\right]$ [%]
H38 β /H31 α	29.21 \pm 0.95	2.77 \pm 0.11
H39 β /H31 α	26.77 \pm 0.87	2.94 \pm 0.13
H44 γ /H31 α	12.62 \pm 0.41	1.06 \pm 0.20
H50 β /H40 α	27.58 \pm 0.90	13.9 \pm 3.9
H52 β /H42 α	28.53 \pm 0.95	13.4 \pm 1.7

para la pequeña eficiencia de enfriamiento de un gas ionizado y sería menor a la encontrada para las regiones UC HII más frías conocidas, ~ 4000 K (sección 3.3). Además, en el caso de considerar únicamente alguna de las líneas de recombinación, como la H30 α o la H31 α , se obtendría que la variación en su intensidad integrada de línea correspondería a variaciones de la temperatura electrónica muy grandes, superiores a un 60%. Todo estos indicios apuntan a que la emisión de las líneas de recombinación se produce en condiciones de no ETL. En efecto, los cocientes de las intensidades integradas de líneas $\text{Hn}'\beta$ y $\text{Hn}\alpha$ indican claramente que las intensidades integradas de las líneas $\text{Hn}\alpha$ son mucho mayores de lo que cabría esperar en base a la intensidad integrada de las líneas $\text{Hn}'\beta$ si la emisión de ambas corresponde a condiciones de ETL (sección 6.4.5).

La amplificación de las líneas $\text{Hn}\alpha$ al producirse su emisión en condiciones de no ETL hace que sean líneas de gran utilidad ya que permiten obtener, en tiempos razonables de observación, espectros con una alta resolución espectral, además de mapas de la emisión de las líneas con una alta resolución espacial que permiten estudiar en detalle la cinemática de la región ionizada. Esto es especialmente válido para las líneas con $n < 35$ caracterizadas por presentar emisión máser tal como sugiere que sus intensidades integradas de línea sean significativamente mayores que las esperadas en condiciones de ETL (tabla 6.5). La comparación de las líneas observadas con las predicciones de MORELI usando un determinado conjunto de parámetros de entrada ha permitido acotar las condiciones físicas de MWC349A y obtener información cinemática acerca de los movimientos macroscópicos presentes en las regiones ionizadas del viento y del disco.

En la sección 6.4.1 se mostrará como el mapa de centroides medido para la línea $H30\alpha$ proporcionó indicios observacionales claves que permitieron extraer importantes conclusiones acerca de la cinemática de MWC349A como, por ejemplo, que el viento ionizado se encuentra rotando en torno a la estrella central. Posteriormente en la sección 6.4.2 se muestra cómo se han utilizado los ajustes de la emisión de las líneas de recombinación para acotar en mayor medida las condiciones físicas presentes en MWC349A y los movimientos presentes en su gas ionizado. Hay que destacar que estos valores fueron utilizados para retroalimentar el modelo cinemático deducido del ajuste del mapa de centroides y, de este modo, obtener los parámetros finales ya mostrados en la tabla 6.1. Una vez que ha quedado claro cómo se ha llegado a los resultados finales del modelo, se ha analizado cómo se corresponden las predicciones de MORELI con los datos observacionales. Esto se muestra en los capítulos 6.4.3, 6.4.4 y 6.4.5 respectivamente para las intensidades integradas de línea, los perfiles de las líneas $Hn\alpha$ milimétricas y centimétricas, y los perfiles de las líneas $Hn'\beta$ y $Hn''\gamma$. Por último, se ha presentado en la sección 6.4.6 los perfiles de las líneas de recombinación $Hn\alpha$ con $15 \leq n \leq 23$ detectadas con el telescopio espacial Herschel, discutiéndose las conclusiones cinemáticas que arrojan acerca de en qué zona se está produciendo el lanzamiento del viento ionizado. Basado en los resultados deducidos de estas líneas de recombinación, en la sección 6.5 se ha argumentado cuáles de los modelos de lanzamientos de vientos son consistentes con las observaciones.

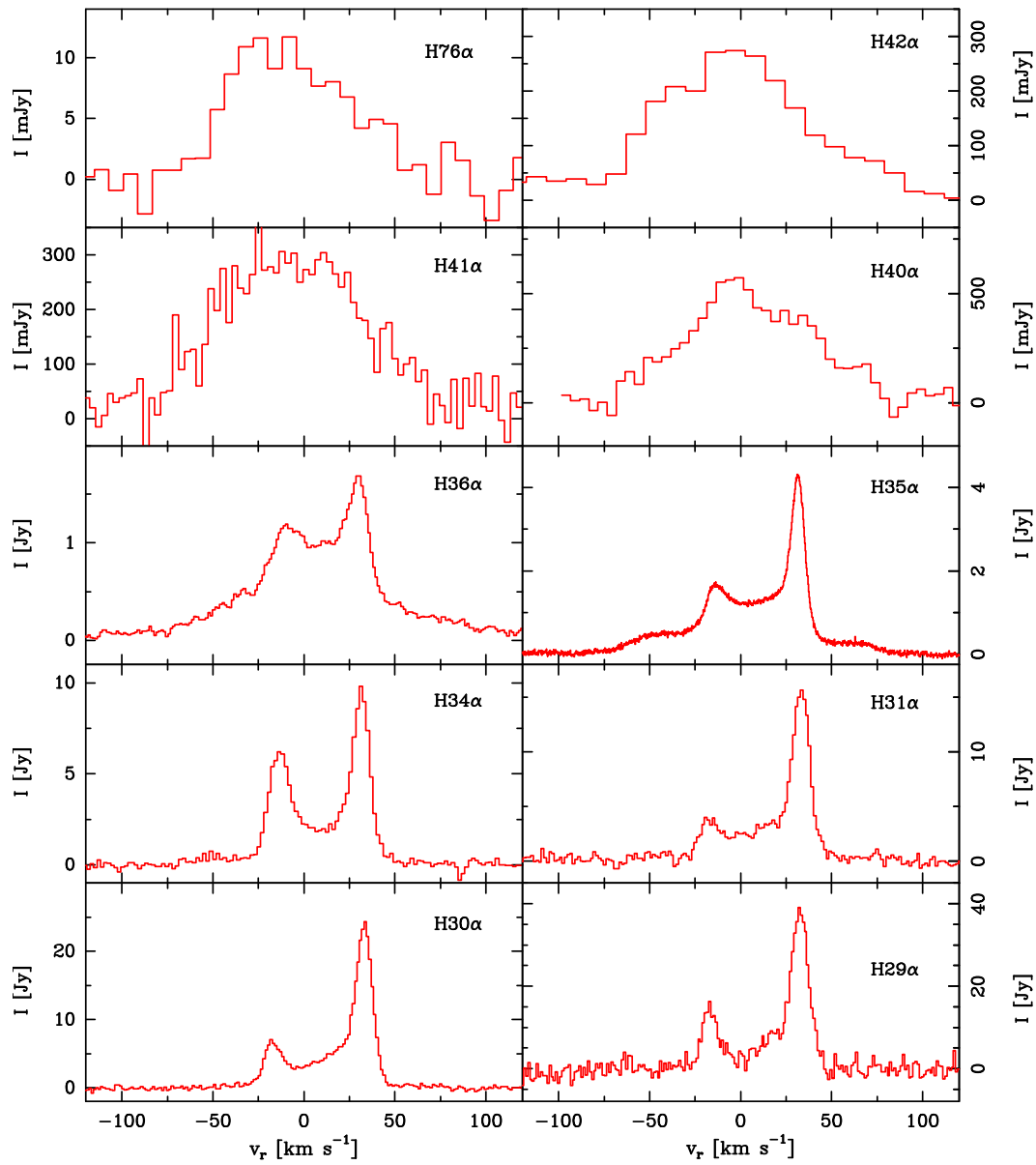


Figura 6.9: Perfiles de las líneas de recombinación $Hn\alpha$ con $n \geq 26$ con la emisión de radiocontinuo sustraída. Las referencias de cada uno de estos perfiles son las mostradas en la tabla 6.5, donde los perfiles de las líneas $H29\alpha$, $H30\alpha$ y $H31\alpha$ mostradas corresponden a las primeras líneas de recombinación máser detectadas de la historia por Martín-Pintado et al. (1989). La línea $H40\alpha$ corresponde al espectro medido por Thum et al. (1995).

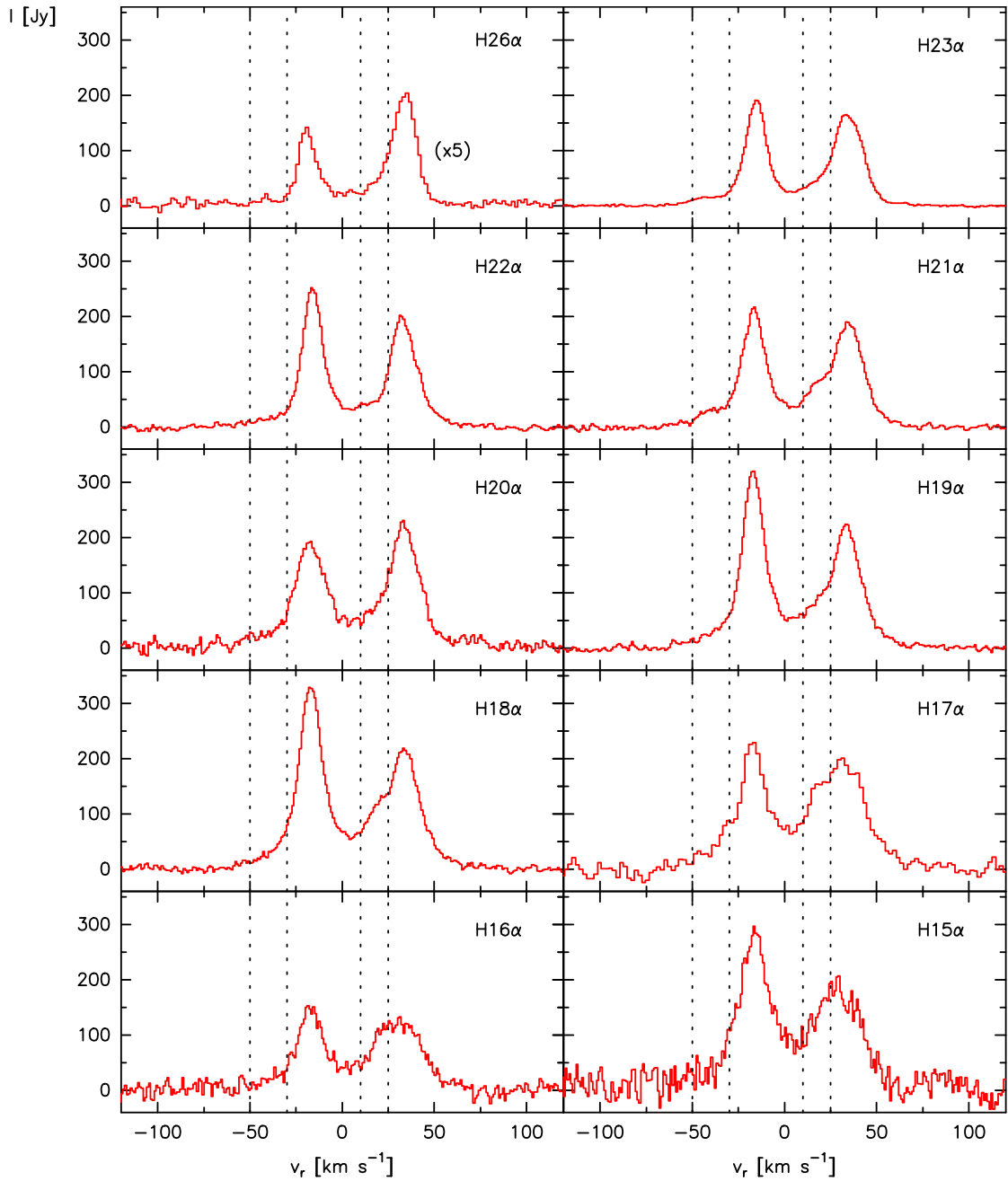


Figura 6.10: Perfiles de las líneas de recombinación $Hn\alpha$ con $15 \leq n \leq 26$ con la emisión de continuo sustraída. Las líneas verticales discontinuas muestran las velocidades radiales límites de los dos rangos de velocidades radiales, entre -50 y -30 km s^{-1} , y entre 10 y 25 km s^{-1} , en los que se observan las dos componentes azuladas para las líneas $Hn\alpha$ con $n \leq 21$ (sección 6.4.6). Los perfiles mostrados corresponden a medidas realizadas con HIFI/Herschel (descritas en el anexo H.1.3) excepto en el caso de la línea $H26\alpha$, la cual se observó con el IRAM-30m (Thum et al., 1995) y se representa con su intensidad multiplicada por un factor 5 para compararla con el resto de líneas.

Tabla 6.5: En la tabla se muestran las líneas de recombinación $Hn\alpha$ observadas hacia MWC349A (primera columna) junto a sus frecuencias correspondientes (segunda columna), las intensidades integradas de línea medidas (tercera columna) y la comparación entre los cocientes de las intensidades integradas de línea con respecto al continuo esperados si la emisión de las líneas corresponde al caso de emisión ópticamente transparente en ETL (sección 6.3) para una temperatura electrónica de 12000 K, $\int (I_1 dv/I_c)_{12000K}^*$ (cuarta columna), y los correspondientes cocientes medidos en MWC349A, $\int (I_1 dv/I_c)$ (quinta columna). En la sexta columna se muestra las temperaturas electrónicas que se deduce suponiendo que el $\int (I_1 dv/I_c)$ medido corresponde a emisión en equilibrio termodinámico local. Y por último, en la séptima columna se dan las referencias a las medidas observacionales.

Línea	ν [GHz]	$\int I_1 dv$ [Jy km s ⁻¹]	$\int (I_1 dv/I_c)_{12000K}^*$ [km s ⁻¹]	$\int (I_1 dv/I_c)$ [km s ⁻¹]	T_e^* [K]	Referencia
H76 α	14.69	$(914 \pm 144) \cdot 10^{-3}$	$(2413 \pm 55) \cdot 10^{-3}$	2.80 ± 0.52	11500 ± 2000	Escalante et al. (1989)
H66 α	22.36	$(2218 \pm 40) \cdot 10^{-3}$	$(4069 \pm 92) \cdot 10^{-3}$	5.40 ± 0.55	9600 ± 1000	Loinard & Rodríguez (2010)
H42 α	85.69	27.0 ± 2.0	18.54 ± 0.42	26.6 ± 3.8	9100 ± 1200	anexo H.1.2
H41 α	92.03	27.4 ± 3.3	20.11 ± 0.46	26.9 ± 4.9	9700 ± 1600	anexo H.1.2
H40 α	99.02	30.9 ± 3.3	21.86 ± 0.50	28.5 ± 4.9	9900 ± 1600	anexo H.1.2
H40 α	99.02	43 ± 11	21.86 ± 0.50	40 ± 11	7800 ± 1900	Thum et al. (1995)
H36 α	135.29	98.2 ± 9.4	31.26 ± 0.71	75 ± 13	6130 ± 955	Thum et al. (1995)
H35 α	147.05	140.4 ± 6.4	34.40 ± 0.78	101 ± 15	5215 ± 700	anexo H.1.2
H34 α	160.21	278 ± 16	37.97 ± 0.86	190 ± 29	3485 ± 470	Thum et al. (1992)
H31 α	210.50	366 ± 48	52.0 ± 1.2	211 ± 42	4170 ± 705	Martín-Pintado et al. (1989)
H31 α	210.50	757.7 ± 5.8	52.0 ± 1.2	437 ± 65	2405 ± 310	anexo H.1.2
H30 α	231.90	1011.4 ± 6.3	58.2 ± 1.3	287 ± 47	3580 ± 505	Martín-Pintado et al. (2011)
H30 α	231.90	525 ± 38	58.2 ± 1.3	550 ± 82	2220 ± 285	Martín-Pintado et al. (1989)
H29 α	256.30	901 ± 179	65.4 ± 1.5	438 ± 106	2935 ± 580	Martín-Pintado et al. (1989)
H26 α	353.62	1160 ± 110	95.1 ± 2.2	484 ± 88	3570 ± 550	Thum et al. (1995)
H23 α	507.18	$(7.53 \pm 0.23) \cdot 10^3$	145.3 ± 3.3	2510 ± 410	1540 ± 205	anexo H.1.3
H22 α	577.90	$(8.70 \pm 0.75) \cdot 10^4$	169.5 ± 3.9	2670 ± 490	1665 ± 240	idem
H21 α	662.40	$(9.38 \pm 0.67) \cdot 10^3$	199.2 ± 4.5	2650 ± 470	1880 ± 265	idem
H20 α	764.23	$(10.0 \pm 1.3) \cdot 10^4$	236.0 ± 5.4	2570 ± 530	2185 ± 350	idem
H19 α	888.05	$(12.0 \pm 0.79) \cdot 10^3$	282.2 ± 6.4	2810 ± 510	2330 ± 335	idem
H18 α	1040.13	$(12.8 \pm 0.94) \cdot 10^3$	340.9 ± 7.7	2730 ± 510	2735 ± 400	idem
H17 α	1229.03	$(12.4 \pm 2.1) \cdot 10^3$	416.4 ± 9.5	2380 ± 580	3535 ± 670	idem
H16 α	1466.61	$(7.9 \pm 2.7) \cdot 10^3$	515 ± 12	1350 ± 530	6620 ± 2025	idem
H15 α	1769.61	$(13.5 \pm 4.1) \cdot 10^3$	647 ± 15	2060 ± 720	5645 ± 1520	idem

6.4.1 Restricción de las componentes cinemáticas en la región ionizada: *mapa de centroides de la línea H30 α*

6.4.1.1 Características del mapa de centroides

Las observaciones de la línea H30 α realizadas con el Plateau de Bure, descritas en el apéndice H.1.1, resultaron en el perfil representado en forma de histograma en la figura 6.15, caracterizado principalmente por un doble pico y un ancho pedestal que ya habían sido detectados en observaciones anteriores (tabla 6.5). Dada la alta razón señal-ruido, se ha usado las diferencias de fase para obtener las posiciones relativas de los centroides de emisión de la línea H30 α en función de la velocidad radial con respecto a la frecuencia en reposo, obteniéndose la figura 6.11.

El mapa de centroides obtenido muestra una distribución compleja en la que pueden distinguirse dos regiones diferentes consistentes en una línea recta y dos bucles en la dirección norte-sur. Su interpretación no es fácil debido a que la fuente está sin resolver y la emisión presenta, en principio, estructura dentro del haz sintetizado. Por ello, la posición de la emisión del centroide corresponde a la posición promedio donde se origina la emisión para un determinado rango de velocidades radiales. Esto es así incluso para la emisión correspondiente a los picos máser ya que se cumple que $\beta < 0$ para un rango muy amplio de densidades y temperaturas electrónicas (Strelnitski et al., 1996b) y, por tanto, la emisión estimulada y máser ocurre en una región que no es puntual como se puede ver en la figura 6.12.

Disco ionizado en rotación

La primera de las regiones es la comprendida entre las velocidades radiales correspondientes a los dos picos máser observados en el perfil, concretamente a -16 y 32 km s $^{-1}$ (figura 6.15). Un ajuste lineal a este rango de la distribución del mapa de centroides muestra que puede ajustarse a una línea recta con un ángulo de posición de $100.7 \pm 0.7^\circ$, consistente con aquel encontrado por Danchi et al. (2001) para el disco neutro observado en el infrarrojo cercano. Esto sugiere que la emisión en este rango de velocidades radiales procede principalmente del material ionizado asociado al disco neutro y que, al igual que este, está situado de canto con respecto al observador.

Viento ionizado

Por otra parte la segunda región muestra que el centroide de emisión se va desplazando hacia el norte o hacia al sur respectivamente en los lados rojo

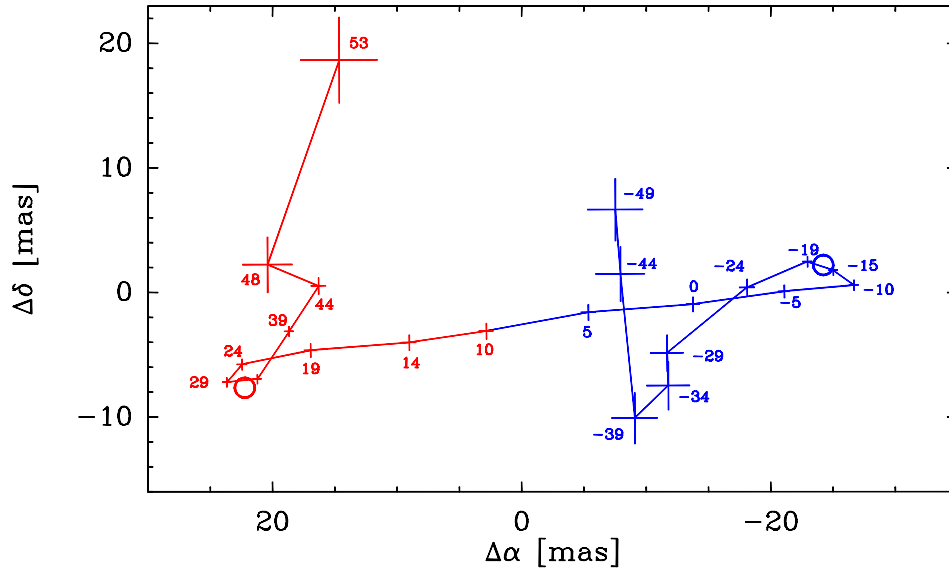


Figura 6.11: Mapa de posiciones relativas de la emisión de centros de la línea H30 α para velocidades radiales comprendidas entre -64 y 58 km s⁻¹. Las posiciones de los centros de emisión se representan mediante cruces con tamaños iguales a las incertidumbres en declinación relativa, $\Delta\delta$, y ascensión recta relativa, $\Delta\alpha$. Estas posiciones están etiquetadas con números que representan la velocidad radial a la que corresponde ese centroide de emisión. La posición del centroide de emisión correspondiente a los dos picos máser del perfil, a -16 y 32 km s⁻¹ se representa con elipses. Las posiciones muestran la posición relativa en milisegundos de arco (denotado por el acrónimo mas, proveniente de *MilliArcSecond*), con respecto a la posición del centroide de emisión del continuo.

y azul para velocidades radiales absolutas mayores a las de los picos máser. La consecuencia lógica debe ser que en este rango de velocidades la emisión deja de provenir fundamentalmente del disco ionizado para comenzar a ser significativa la emisión procedente del viento. Este hecho explicaría que al aumentar la velocidad radial, la contribución relativa de la emisión en el viento aumentase y que, por ello, la posición de la emisión del centroide se desplace hacia el norte o hacia el sur de acuerdo con la posición relativa del viento ionizado por encima y por debajo del disco tal y como se ve en las imágenes de la emisión de radiocontinuo (ver sección 6.3).

6.4.1.2 Interpretación del mapa de centroides de la línea H30 α con MORELI

Considerando la geometría, distribución de densidad electrónica y condiciones físicas derivadas del ajuste de la emisión de radiocontinuo (sección 6.3), se realizó un modelado preliminar del mapa de centroides observado (figura 6.11) asumiendo la existencia de las dos componentes cinemáticas: un disco en rotación y un viento expandiéndose.

Las predicciones de MORELI permitieron establecer que la distribución del mapa de centroides es muy sensible a la cinemática asumida. Estas predicciones se realizaron generando mapas de la emisión de la línea H30 α y calculando la posición promedio donde se produce la emisión a cada una de las velocidades radiales. Para ello se utilizó en MORELI una resolución en velocidades de 1 km s⁻¹ y se discretizó espacialmente la región de integración en 211 \times 211 \times 100 píxeles¹⁴ con tamaños de 1.80'', que corresponden a 2.16 ua para la distancia de 1.2 kpc asumida para MWC349A.

Disco en rotación

Como muestra el mapa de centroides, los picos de la emisión máser se originan principalmente en el disco ionizado. Esto implica que en este disco hay regiones con densidades electrónicas que corresponden a valores de β muy negativos para la línea de recombinación H30 α (anexo D.3.2). En concreto, la densidad electrónica óptima para amplificación máser de esta línea para una temperatura electrónica de unos 10⁴ K es de 4.0 \cdot 10⁷ cm⁻³ (Strelitski et al., 1996b). De acuerdo con la distribución de densidad electrónica deducida de la emisión de radiocontinuo (sección 6.3), la densidad comentada se alcanza en la frontera entre el disco neutro y el disco ionizado para una distancia a la estrella de \sim 50 ua. Esto aporta credibilidad a la interpretación de los resultados del mapa de centroides al ser similar con la distancia a la que se localiza la emisión de los centroides de los picos máser, 48 milisegundos de arco o, equivalentemente, 58 ua. Hay que tener en cuenta que la separación medida entre los picos en el mapa de centroides mostrado en la figura 6.11 es consistente dentro de los errores con otras medidas realizadas anteriormente con menor resolución espacial (Planesas et al., 1992; Weintraub et al., 2008).

La estructura cinemática planteada permite explicar que la emisión a velocidades radiales mayores a las de los picos máser proceda principalmente

¹⁴Todos los resultados predichos por MORELI para el modelado de MWC349A expuestos a lo largo de la tesis se han obtenido con una resolución en velocidades de 1 km s⁻¹ y discretizando la región en 211 \times 211 \times 100 píxeles.

del viento. Esto se debe a que la presencia de gas ionizado moviéndose a estas velocidades se situará o bien en regiones del disco situadas a radios menores a aquel de donde se produce la emisión máser, o bien en el viento ionizado ya que este presenta una componente de velocidad expandiéndose que se añade a la rotación. Puesto que las regiones más internas del disco son ópticamente más opacas en la emisión de continuo libre-libre, la emisión procedente del disco ionizado a velocidades radiales elevadas disminuirá, de modo que la contribución principal de esta emisión corresponderá principalmente al viento. Esto puede verse intuitivamente en la figura 6.12, en la que se muestra que la región de emisión de la línea $H30\alpha$ a las velocidades correspondientes a los picos máser, -16 y 32 km s^{-1} , se origina principalmente en la región cercana a la proyección del disco ionizado en el plano de simetría del plano del cielo, mientras que la de velocidades radiales elevadas correspondientes a la emisión en el ala del perfil como, por ejemplo, a -37 y 55 km s^{-1} , procede principalmente del viento ionizado y es la responsable de que se formen los bucles en la dirección norte-sur.

Viento en expansión y en rotación

En las figuras 6.13 y 6.14 se ilustra la alta sensibilidad de la distribución predicha por MORELI en función de la cinemática considerada para el viento ionizado. En primer lugar se asumió que este viento presentaba sólo un movimiento de expansión radial a una velocidad aproximadamente constante, consistente con el gradiente radial de densidad electrónica deducido de la emisión de radiocontinuo en la sección 6.3. Sin embargo, con esta simple cinemática no es posible reproducir el mapa de centroides ya que la emisión del viento ionizado sería simétrica con respecto al plano norte-sur, haciendo que los bucles norte-sur que se observan en el mapa de centroides se formen en valores de $\Delta\alpha$ muy cercanos a cero tal y como muestra la línea discontinua de la figura 6.13. Para romper esta simetría se incorporó al movimiento de expansión del viento una componente de rotación como la observada en el disco, es decir, una rotación kepleriana en torno al eje de simetría de revolución del disco utilizando para ello la ecuación 5.11. Esta estructura cinemática es la que se consideró para el modelo final obtenido y la que permitió explicar a grandes rasgos la distribución del mapa de centroides. Este resultado tiene una gran relevancia dentro del contexto de la comprensión de los procesos físicos que hacen posible la formación de estrellas masivas ya que su rotación, análoga a la deducida para el disco ionizado, es un indicio claro de que el viento procede de la capa ionizada del disco, independientemente de cuál sea el fenómeno físico involucrado en la aceleración del gas desde el disco hasta el viento.

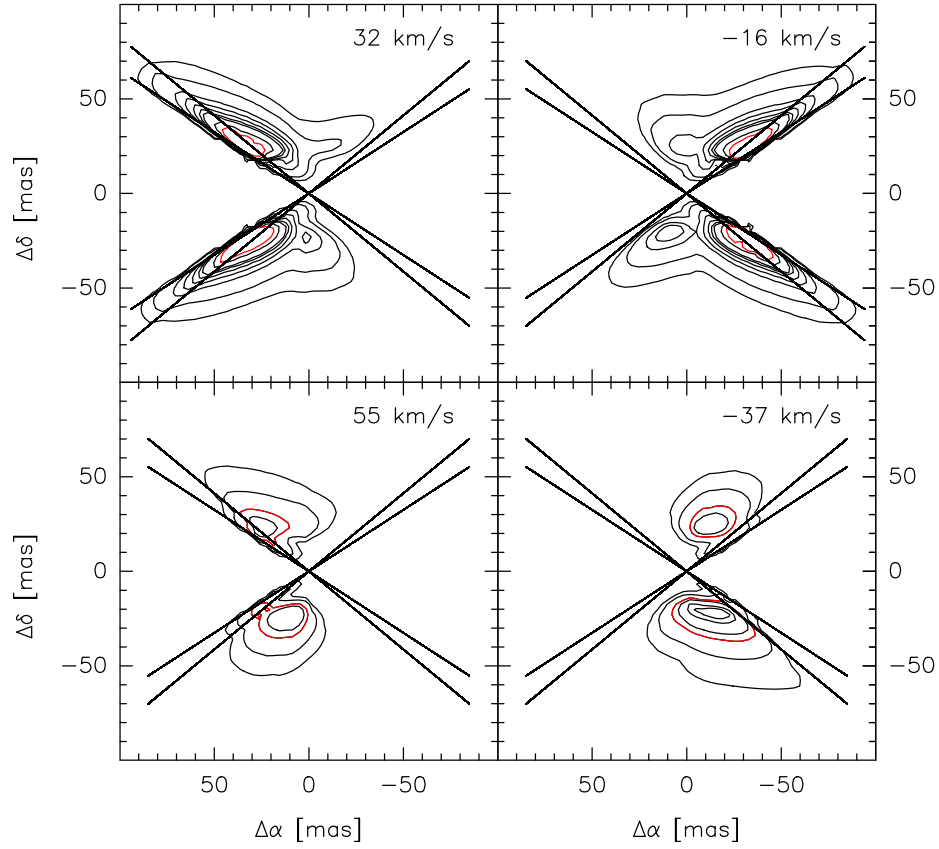


Figura 6.12: Mapa de la emisión predicha para la línea de recombinación $H30\alpha$ para distintas velocidades radiales con una resolución espectral de 1 km s^{-1} . En los paneles superiores se representan los mapas para la emisión a velocidades radiales correspondientes los picos máser, a 32 y -16 km s^{-1} (panel superior izquierdo y derecho respectivamente), mientras que en los inferiores se representa la emisión a velocidades radiales correspondientes a las alas a 55 y -37 km s^{-1} (panel inferior izquierdo y derecho respectivamente). Las líneas de contorno corresponden a intensidades de $0.2, 0.5, 1.5, 2.5, 4.0, 6.0, 8.0, 20.0$ y 80.0 mJy . En los paneles superiores se ha representado en color rojo la línea de contorno de 40.0 mJy , la cual contiene un $\sim 70\%$ de la intensidad total de la emisión de los dos mapas. Por otra parte en los paneles inferiores se ha representado en color rojo la línea de contorno de 1.5 mJy , la cual contiene ~ 25 y 55% de la emisión total en los mapas inferior izquierdo y derecho respectivamente. Por simplicidad, la proyección del disco ionizado en el plano de simetría del plano del cielo se representa con rectas negras para el caso en el que el eje de revolución de la geometría de doble cono con la que se modela MWC349A no presenta una inclinación con respecto al plano del cielo, $\theta_i = 0^\circ$.

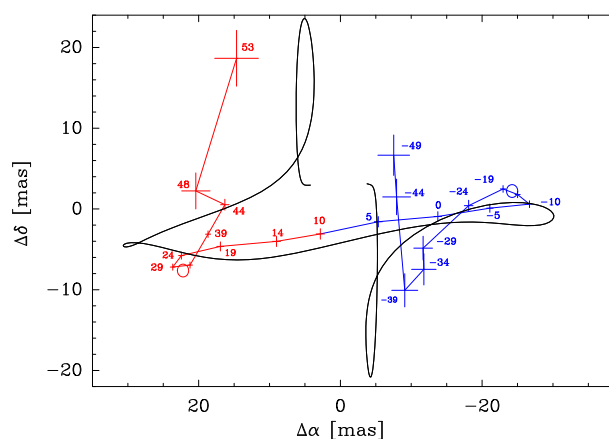


Figura 6.13: Comparación de la distribución del mapa de centroides observado con el predicho por MORELI en el caso en los que se asume que no hay rotación del viento ionizado (línea continua negra). El mapa de centroides observado se representa como en la figura 6.11, mientras que el predicho se ha rotado 6.5° .

Una vez que se restringió los posibles movimientos presentes en el gas ionizado de MWC349A que permiten explicar el mapa de centroides, se utilizó la estructura cinemática deducida para intentar modelar las características observadas en los perfiles de las líneas de recombinación (sección 6.4.2) y de este modo mejorar el modelado de MWC349A al acotar en mayor medida tanto los valores de los parámetros cinemáticos del modelo como los referentes a las condiciones físicas. De este modo, se llegó como resultado final al modelo con los parámetros de entrada mostrados en la tabla 6.1.

En la figura 6.14 se puede ver como el mapa de centroides predicho por MORELI con los valores obtenidos para el modelo final permite explicar su comportamiento general incluso aunque no sea capaz de ajustar con precisión todos los detalles del complejo mapa de centroides observado. Este ajuste ha proporcionado la primera evidencia clara de la presencia de un movimiento de rotación del viento en el mismo sentido que el disco circunestelar.

Una vez asumida una estructura cinemática adecuada, con un disco ionizado en rotación kepleriana y un viento ionizado expandiéndose y rotando keplerianamente, los parámetros clave a los que el ajuste de la distribución del mapa de centroides es relativamente muy sensible y que, por tanto, permiten ser acotados adecuadamente son el ángulo de inclinación, θ_i , y el ángulo de abertura del disco ionizado, θ_d .

De especial relevancia para explicar la distribución general del mapa de centroides es la inclinación del plano del disco neutro con respecto a la línea

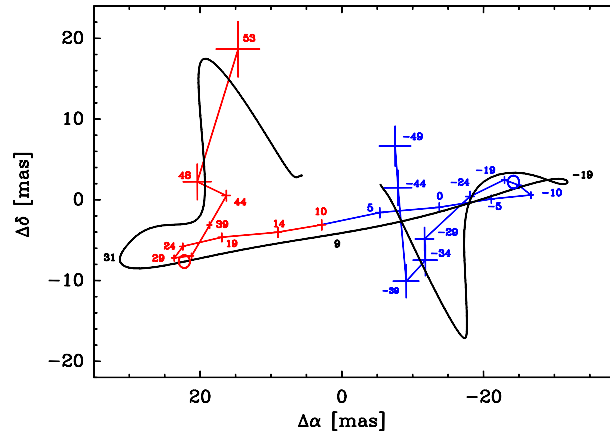


Figura 6.14: Distribución del mapa de centroides observado y el modelado por MORELI (línea negra) asumiendo un disco en rotación kepleriana y un viento ionizado expandiéndose radialmente y rotando keplerianamente. El mapa de centroides observado se representa como en la figura 6.11, mientras que el predicho se ha rotado un ángulo de 6° en sentido contrario a las agujas del reloj.

de mira. En efecto, si el disco estuviera sin inclinar y, por tanto, el viento fuera totalmente simétrico con respecto al plano del cielo que contiene la estrella central, la emisión del viento sería simétrica con respecto al plano este-oeste y, consecuentemente, la emisión promedio donde se localizaría el centroide sería en $\Delta\delta \approx 0$, es decir, junto a la emisión del disco neutro. Sin embargo, en la figura 6.11 se observa que la emisión del viento en el lado rojo se localiza principalmente al norte del disco, mientras que la del lado azul se localiza al sur. La explicación más sencilla posible de este hecho observacional se basa en suponer que el plano del disco muestra una cierta inclinación que haga que la emisión no sea totalmente simétrica con respecto al plano este-oeste. Esta inclinación sería la responsable de los bucles norte-sur observados. En efecto, las predicciones de MORELI muestran que cuanto mayor es el ángulo de inclinación considerado, mayores son los tamaños de los bucles. Así, para ajustar correctamente la altura de estos bucles, fue necesario considerar inclinaciones θ_i comprendidas entre 4.5° y 12° . Además, dicha inclinación debe ser tal que la parte frontal del disco vista desde el observador está inclinada hacia el norte para poder explicar correctamente que los bucles rojo y azul ocurren respectivamente hacia el sur y hacia el norte.

6.4.2 Restricción de las condiciones físicas y cinemáticas de MWC349A a través del modelado de la emisión de las líneas de recombinación

Como ya se ha comentado en la sección 6.4.1, incluso aunque el mapa de centroides de la línea $H30\alpha$ haya sido esencial para restringir la estructura cinemática del gas ionizado de MWC349A, los perfiles de las líneas de recombinación permiten disminuir en mucha mayor medida las incertidumbres de algunos de los parámetros que describen la cinemática del gas ionizado o la de sus condiciones físicas. En concreto, ha permitido discriminar qué conjunto de coeficientes de desviación b_n describe mejor las poblaciones electrónicas de las transiciones observadas bajo las condiciones físicas y el campo de radiación presentes en MWC349A. La figura 6.15 muestra el perfil predicho por MORELI para la línea $H30\alpha$ utilizando los coeficientes de desviación b_n de Walmsley (1990) con el conjunto de parámetros de entrada que mejor ajusta tanto al mapa de centroides como el perfil de dicha línea. Como se puede observar, incluso a pesar de que reproduce las principales características observadas en el perfil, falla al intentar reproducir las intensidades de los picos máser. En efecto, ningún conjunto de parámetros de entrada asumiendo una temperatura electrónica para el disco ionizado mayor de 4000 K permitió reproducir las intensidades observadas para los picos. Por el contrario, los coeficientes de desviación b_n de Storey & Hummer (1995) con el conjunto de parámetros de entrada finalmente obtenido (tabla 6.1) permitió reproducir mucho mejor los perfiles de línea y, en particular, las intensidades de los picos de las líneas máser tal y como se muestra en esa misma figura. De cualquier modo cabe precisar que incluso en este caso no es posible reproducir con total precisión el perfil de la línea $H30\alpha$, ni tampoco el del resto de líneas de recombinación máser ya que se tratan de líneas variables (sección 6.4.4.1) y los perfiles predichos son muy sensibles a las incertidumbres en los valores de los coeficientes de desviación tal como puede apreciarse en la figura 6.15.

6.4.2.1 Masa central

El parámetro cinemático al que es menos sensible el mapa de centroides es con respecto a la masa de la estrella central, pudiendo tener una incertidumbre del orden de decenas de masas solares. Sin embargo, su valor es fuertemente acotado por los perfiles de línea ya que para ser explicados debe imponerse que las regiones con densidades electrónicas en torno a las que la amplificación de las líneas es máxima (por ejemplo $4.0 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ para la línea $H30\alpha$) estén

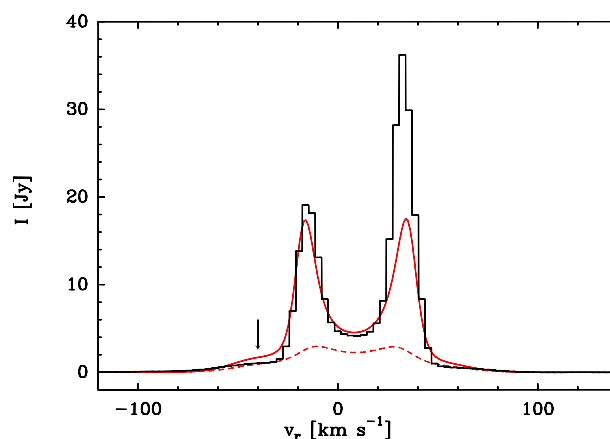


Figura 6.15: Comparación del perfil medido para la línea $H30\alpha$ con las predicciones de MORELI en condiciones de no ETL utilizando los coeficientes de desviación b_n de Storey & Hummer (1995) y de Walmsley (1990) representados respectivamente en líneas rojas continua y discontinua. Las masas centrales utilizadas en MORELI en cada uno de estos dos casos han sido, respectivamente, de 38 y $50 M_{\odot}$. La menor intensidad predicha para el caso en el que se ha asumido los coeficientes de desviación de Walmsley (1990) se debe a que presenta valores más pequeños de β que los de Storey & Hummer (1995) tal y como puede observarse en la figura 5.3. La flecha indica la joroba del ala a velocidades radiales desplazadas hacia el azul.

rotando a la velocidad correspondiente a la velocidad radial a la que se observan los picos máser. De este modo, se ha deducido una masa central de $38 M_{\odot}$ con una incertidumbre del orden de varias masas solares. Este valor es perfectamente consistente con la masa deducida del diagrama de Hertzsprung-Russell (sección 6.1.3), lo que apoya la idea de que la rotación sigue una ley kepleriana. En la figura 6.16 se muestra que también fue posible obtener un buen ajuste del mapa de centroides utilizando los coeficientes b_n de Walmsley (1990), pero sólo permitía explicar la separación entre los dos picos máser suponiendo una masa para la estrella central de $\sim 50 M_{\odot}$, la cual es claramente inconsistente con la posición de la estrella en el diagrama de Hertzsprung-Russell (figura 6.4). Estos resultados refuerzan la idea de que los coeficientes b_n de Storey & Hummer (sección 5.1.1.1) proveen una mejor descripción de la amplificación máser de la radiación bajo las condiciones físicas presentes en MWC349A.

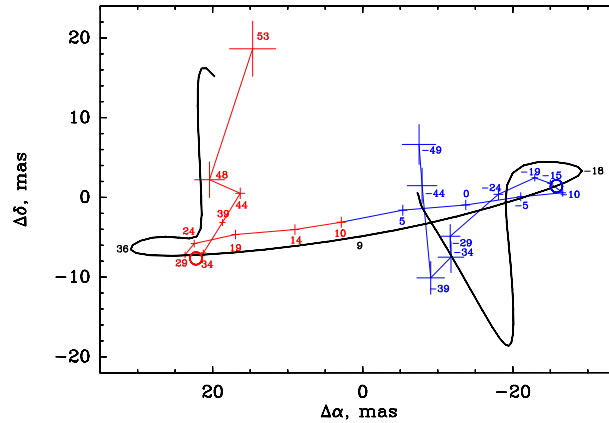


Figura 6.16: Distribución del mapa de centroides observado y modelado por MORELI (línea negra) asumiendo un disco en rotación kepleriana, un viento ionizado expandiéndose radialmente y rotando keplerianamente, y utilizando los coeficientes de desviación de Walmsley (1990). El mapa de centroides observado se representa como en la figura 6.11, mientras que el modelado se ha rotado un ángulo de 6° en sentido contrario a las agujas del reloj.

6.4.2.2 Velocidad terminal, v_0

Las predicciones de MORELI muestran que el rango de velocidades en el que se produce la emisión estimulada del viento ionizado es sensible al valor de la velocidad terminal, v_0 . Se puede establecer un límite superior de $v_0 = 100 \text{ km s}^{-1}$ ya que, para valores mayores, los picos de las jorobas de las alas observadas en la línea $\text{H}30\alpha$ se localizarían a velocidades radiales mayores que los diferenciarían muy claramente de los dos picos máser tal como muestra la figura 6.17. Por otra parte, una velocidad terminal demasiado baja implicaría que la emisión de la joroba de las alas se situaría aproximadamente a velocidades radiales coincidentes con la de los picos máser impidiendo que se pudiera distinguir en el perfil las contribuciones relativas de las dos componentes cinemáticas de la región ionizada, disco y viento, al contrario de lo que muestran las observaciones. De este modo, se puede concluir que la velocidad terminal está comprendida entre 40 y 100 km s^{-1} . Aunque este rango posible de valores también es consistente con las predicciones del mapa de centroides de la línea $\text{H}30\alpha$, la mayor restricción para dar un valor de v_0 procede del ajuste de las anchuras de los perfiles de las líneas $\text{H}41\alpha$ y $\text{H}76\alpha$ dominadas por la emisión del viento ionizado. A modo de ejemplo en la figura 6.25 (sección 6.4.4.2) se observa que una velocidad terminal de 80 km s^{-1} sobrestimaría la anchura del perfil de la $\text{H}76\alpha$. Por ello se ha establecido como valor óptimo $v_0 = 60 \text{ km s}^{-1}$.

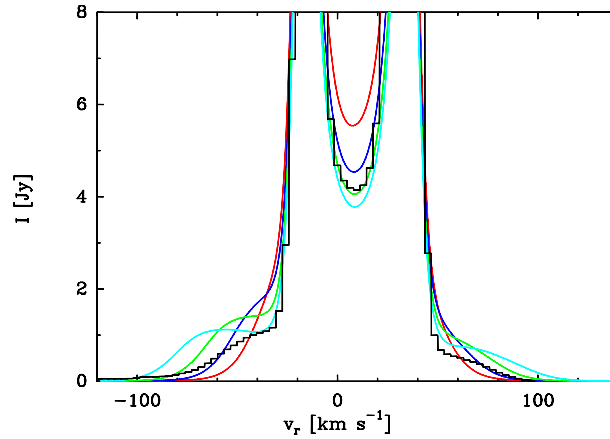


Figura 6.17: Perfil observacional (histograma negro) y predichos por MORELI para la línea $H30\alpha$ considerando velocidades terminales para el viento de $v_0 = 40, 60, 80$ y 100 km s^{-1} (líneas roja, azul, verde y cian respectivamente). Se ve claramente que las jorobas de las alas se desplazan a velocidades radiales mayores cuanto mayor es el valor de la velocidad terminal.

6.4.2.3 Velocidad turbulenta, v_{tu}

Los movimientos microturbulentos en el gas ionizado son necesarios para explicar que la línea $H66\alpha$ presente un perfil con un único pico como el observado por Loinard & Rodríguez (2010) en vez de un perfil de doble pico. Esto se debe a que en el caso de no considerar microturbulencia, MORELI predice la formación de dos picos correspondientes a la emisión estimulada producida respectivamente en las regiones del viento que se están alejando y acercando. El mejor ajuste del conjunto completo de perfiles de líneas de recombinación se ha obtenido considerando una velocidad turbulenta de $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$, algo inferior pero comparable a los $\sim 21 \text{ km s}^{-1}$ de la velocidad del sonido para un gas ionizado con una temperatura electrónica de 12000 K (figura C.2) como la deducida para MWC349A. En cualquier caso se descarta la presencia de velocidades turbulentas por encima de la velocidad del sonido puesto que se sobrestimarían las anchuras de las líneas de recombinación.

6.4.2.4 Radio del lanzamiento del viento ionizado

Un parámetro al que es sensible el mapa de centroides predicho por MORELI, especialmente el tamaño de sus bucles norte-sur, es con respecto al radio en el que ocurre el lanzamiento del viento ionizado, R_l . Teniendo en cuenta todos los modelos propuestos para explicar el lanzamiento del viento

(sección 4.3), la distancia a la que éste se produce podría estar comprendida desde unos pocos radios estelares, de acuerdo con los modelos de vientos X, hasta unas 100 o 400 ua, tal como corresponde al radio gravitacional de una estrella de $38 M_{\odot}$ con temperaturas electrónicas respectivas de 15000 y 6000 K (figura 4.1), o incluso radios mayores de acuerdo con los modelos gravitacionales con un viento estelar fuerte.

Es importante señalar que si se considerasen en MORELI los altos valores de R_1 obtenidos por los modelos de vientos, la emisión a las velocidades radiales correspondientes al viento ionizado (velocidades radiales mayores de 30 km s^{-1} con respecto a la velocidad radial en reposo de la fuente) pasaría a formar parte de una atmósfera estática rotando con una ley kepleriana de manera idéntica al disco ya que el viento en expansión se situaría en regiones muy externas que son trazadas por líneas de recombinación de mucha menor frecuencia. Esto hace que a medida que se supone valores de R_1 mayores, vaya incrementándose la emisión predicha por MORELI correspondiente a velocidades radiales cercanas a la sistémica de MWC349A y que anteriormente, para valores menores de R_1 , correspondía a velocidades radiales grandes del viento, del orden de decenas de km s^{-1} . Por esta razón al suponer valores de R_1 mayores de 100 ua se sobrestima enormemente la emisión correspondiente a velocidades radiales cercanas a la sistémica de MWC349A tal y como muestra la figura 6.18. Esto, unido al peor ajuste del mapa de centroides de la línea $H30\alpha$, lleva a descartar que los modelos gravitacionales analíticos, tanto en los casos de un viento estelar fuerte como débil, permitan explicar el radio donde se produce la eyección de gas ionizado en el viento de MWC349A.

En cambio las predicciones que se obtienen basadas en los radios de lanzamiento predichos por los modelos basados en simulaciones hidrodinámicas para el caso de un viento estelar débil (sección 4.3.2), $R_1 \gtrsim 40 \text{ ua}$, se ajustan mejor tanto al perfil como al mapa de centroides. Sin embargo, los mejores ajustes se obtienen para valores de $R_1 \leq 25 \text{ ua}$, lo que lleva a pensar que el lanzamiento del viento ocurre a radios más internos que los predichos por los modelos puramente hidrodinámicos. Además, de acuerdo con estos modelos, el viento únicamente alcanzaría velocidades supersónicas al cabo de unos cuantos radios gravitacionales, al contrario de lo que claramente demuestra nuestros resultados.

De este modo, parece que el radio de lanzamiento del viento únicamente podría ser explicado en base a modelos magnetohidrodinámicos (sección 4.3.3). Sin embargo, las predicciones de MORELI de todos los perfiles $Hn\alpha$ con $n \geq 26$ y del mapa de centroides de la $H30\alpha$ no son sensibles a la variación de R_1 por debajo de las 25 ua, de modo que no permite discriminar

adecuadamente el radio donde ocurre el lanzamiento del viento desde el disco y, por consiguiente, discriminar cuál de los modelos magnetohidrodinámicos podrían explicar la formación del viento ionizado de MWC349A. Observaciones posteriores realizadas a longitudes de onda correspondientes al infrarrojo lejano y submilimétrico han revelado nuevas componentes espectrales en los perfiles de las líneas de recombinación detectadas que han permitido acotar en mucha mayor medida la región donde se está produciendo la eyección de materia ionizada al viento desde el disco, produciéndose a unas ~ 24 ua. Para una explicación detallada nos remitimos a la sección 6.4.6.

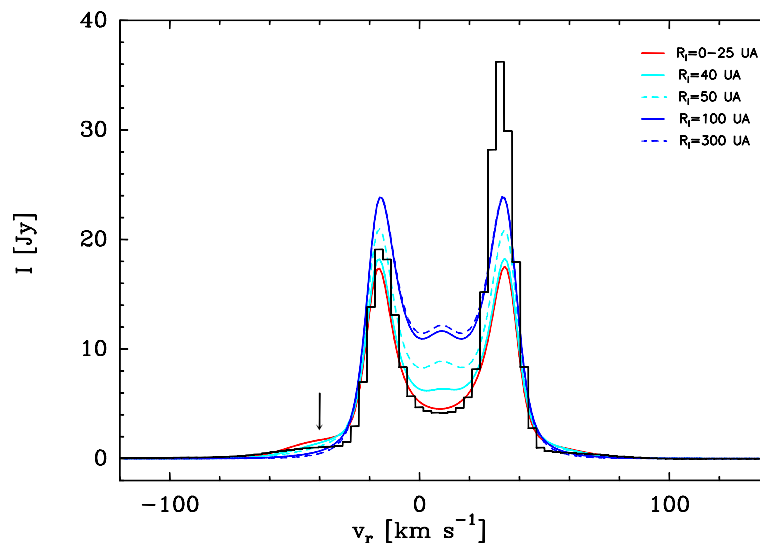


Figura 6.18: Comparación del perfil medido para la línea $H30\alpha$ (histograma) con las predicciones de MORELI en condiciones de no ETL considerando que el viento se forma desde radios muy internos, entre 0 y 25 ua (en ambos casos los perfiles obtenidos son prácticamente idénticos y se han representado con una línea roja), o considerando que únicamente existe para radios mayores de 40 (línea continua cian), 50 (línea discontinua cian), 100 (línea continua azul) o 300 ua (línea discontinua azul). La flecha indica la joroba del ala del perfil observacional situada a velocidades radiales desplazadas hacia el azul.

6.4.2.5 Semiapertura del disco ionizado, θ_d

Dado el ángulo de semiapertura del viento ionizado establecido a partir de los mapas de radiocontinuo, $\theta_a \sim 57^\circ$ (sección 6.3.1), la contribución de la emisión procedente del disco ionizado viene determinado por el ángulo de abertura del disco, $\theta_d = \theta_a - \theta_v$ (ver la geometría descrita en la sección 6.2).

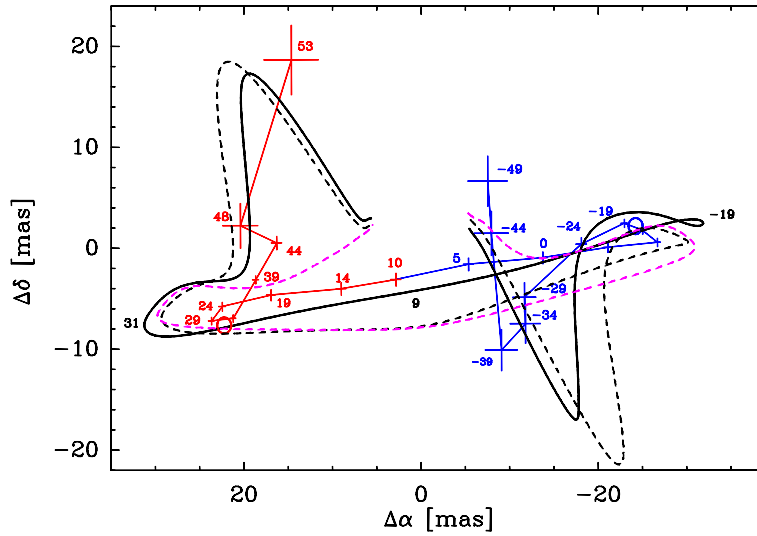


Figura 6.19: Comparación del mapa de centroides medido para la línea H30 α (línea negra continua) con las predicciones de MORELI en condiciones de no ETL considerando que el viento se forma desde radios muy internos, entre 0 y 25 ua (en ambos casos los mapas de centroides obtenidos son prácticamente idénticos y se han representado con una línea negra continua), o considerando que únicamente existe para radios mayores de 50 (línea negra discontinua) y de 300 ua (línea magenta discontinua). El mapa de centroides observado se representa como en la figura 6.11, mientras que los predichos se han rotado un ángulo de 6.5° en sentido contrario a las agujas del reloj.

Cuanto mayor sea el ángulo de abertura del disco, menor es el flujo que procede del viento y, por tanto, más débiles deberían ser las componentes espectrales correspondientes a las alas. Por ello, si se considerase un ángulo de abertura del disco demasiado pequeño, se sobrestimaría las intensidades observadas para estas componentes, al mismo tiempo que la asimetría, medida entre la ala roja y la azul se incrementaría. En efecto, los resultados de MORELI confirman la idea expuesta, mostrando que el perfil es muy sensible a variaciones de θ_d para ángulos menores de 6°, descartándose que dicha abertura pueda ser menor de 4.5° tal como se aprecia en la figura 6.20. Por otra parte, si se consideran ángulos grandes para la abertura del disco, por ejemplo mayores de 12°, las intensidades predichas para las componentes espectrales de las alas disminuyen al mismo tiempo que las intensidades de los picos máser se incrementan sobre los niveles observados como puede observarse en el perfil representado con línea roja en la figura 6.20. Teniendo en cuenta todas estas consideraciones se concluye que el ángulo de abertura del disco ionizado en rotación kepleriana debe encontrarse entre 4.5° y 12°.

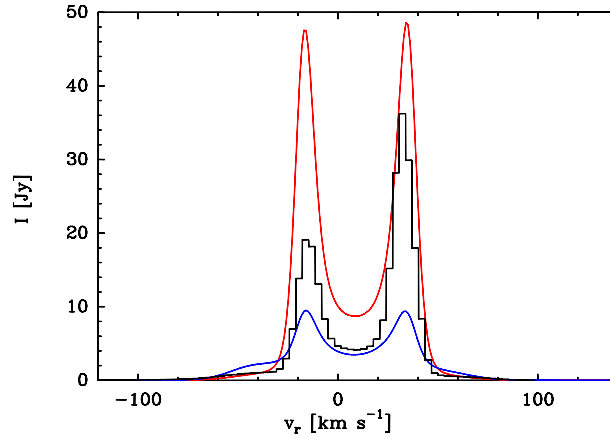


Figura 6.20: Perfiles observacionales (histograma negro) y predichos por MORELI de la línea H30 α considerando ángulos de apertura para el disco ionizado de $\theta_d = 4.5^\circ$ y 12° (línea azul y roja respectivamente).

6.4.2.6 Temperaturas electrónicas

La temperatura electrónica que se deduce en el caso de suponer que la emisión de la línea de recombinación H76 α se produce en condiciones de equilibrio termodinámico local, es de 11490 ± 2035 K (tabla 6.5). Sin embargo, el perfil asimétrico de esta línea de recombinación sugiere que en realidad su emisión debe ocurrir en condiciones de no equilibrio termodinámico local (sección 6.4.4.1) y, por tanto, la temperatura electrónica del viento debe ser ligeramente mayor a la estimada al suponer condiciones de ETL. El valor que finalmente se ha adoptado es de 12000 K, consistente, dentro de las incertidumbres, con el valor que se ha deducido suponiendo que su emisión se produce en condiciones de ETL aunque con un valor un 4.5% mayor al valor medio obtenido bajo dicha suposición. La temperatura electrónica utilizada ha permitido ajustar adecuadamente tanto la emisión de radiocontinuo (sección 6.3) como las intensidades de pico de las líneas de recombinación cuya emisión procede principalmente del viento, es decir, las líneas Hn α con $n > 41$ (sección 6.4.4.1).

Para acotar un límite inferior de la temperatura electrónica del viento, T_v , se ha considerado los perfiles de las líneas de recombinación y, en particular, la forma del perfil de las jorobas de la línea H30 α ya que MORELI muestra que sus intensidades son relativamente sensibles al valor de la temperatura electrónica, al contrario que el mapa de centroides. En concreto, MORELI muestra que, a medida que se disminuye el valor de la temperatura electrónica, la emisión máser se incrementaría y, por consiguiente, también las intensidades

de las jorobas de las alas. En la figura 6.21a se puede ver que una temperatura electrónica de 10000 K sobrestimaría considerablemente la intensidad de las alas predichas. Por ello, se puede concluir que este valor proporciona una buena cota inferior del rango posible de valores de T_v .

Por otra parte en la tabla 6.1 se puede ver que se ha considerado en el modelo final de MWC349A una temperatura electrónica distinta para el disco ionizado, T_d , que para el viento, $T_d \neq T_v$. Como se explicó en la sección 5.2.4, esto se justifica en el hecho de que las intensidades de los picos máser son muy sensibles a la temperatura electrónica y que no podrían explicarse por un gradiente de densidad electrónica en el viento ya que este afectaría considerablemente a la distribución espectral de energía predicha. En efecto, en la figura 6.21(b) se puede ver que en el caso de asumir una temperatura electrónica de 8250 K, la amplificación de los picos máser aumenta considerablemente, pudiéndose afirmar que se sobrestima en gran medida las intensidades de estos picos incluso aunque se sabe que sus intensidades son variables (sección 6.4.4.1). Por otra parte, si se asume una temperatura electrónica para el disco ionizado igual a la del viento, 12000 K, se obtiene unas intensidades para los picos tales que se subestima considerablemente la del pico rojo mientras que se reproduce bien la del pico azul. Con el objetivo de que las predicciones para los perfiles reproduzcan lo mejor posible el perfil promedio observado y, con ello, las intensidades de los dos picos, se ha considerado un valor final de $T_d = 9450$ K, siendo el posible rango de temperaturas T_d comprendido entre unos 8500 y 11000 K.

De cualquier modo hay que precisar que la fiabilidad de la estructura de temperatura electrónica obtenida, con un disco ionizado con una temperatura electrónica menor a la del viento ionizado, no está totalmente bien determinada. Esto se debe a que las intensidades de las líneas máser son extremadamente sensibles no sólo a las condiciones físicas, sino también a la geometría y al campo de radiación en cada punto de la región. Por ello aunque se haya podido explicar la intensidad de los másers con un disco ionizado más frío, también podría pensarse que los coeficientes de desviación introducidos en el modelo no reproducen totalmente bien las poblaciones electrónicas en el gas.

6.4.2.7 Tamaño del disco, r_d

El mapa de centroides muestra claramente la presencia de un disco ionizado que alcanza un radio de al menos unas 30 ua, que corresponde a unos $0.025''$. Sin embargo, es posible que el disco ionizado se extienda más allá de esta distancia. Puesto que el mapa de centroides sugiere que este disco ionizado procede

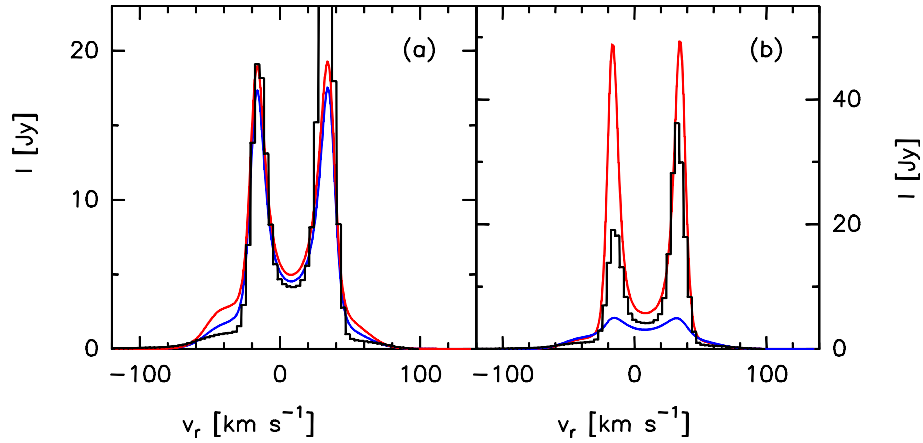


Figura 6.21: Perfiles observacionales (histograma negro) y predichos de la línea $H30\alpha$ variando las temperaturas electrónicas utilizadas como parámetros de entrada en MORELI:

- (a) perfiles predichos para temperaturas electrónicas, T_v , para el viento ionizado de 10000 y 12000 K (línea roja y azul respectivamente).
 (b) perfiles predichos para temperaturas electrónicas, T_d , para el disco ionizado de 8500 y 12000 K (línea roja y azul respectivamente).

de la fotoionización del disco neutro, se ha supuesto que el disco ionizado presenta un tamaño idéntico al del disco neutro, cuyo radio está acotado entre 75 y 130 ua de acuerdo con los mapas obtenidos de su emisión en el infrarrojo cercano y en el radio (sección 6.3). Para ser consistentes con estos valores se ha asumido en el modelo un radio para el disco ionizado igual a 130 ua. Sin embargo, la incertidumbre acerca del valor de este parámetro es grande ya que su variación únicamente afecta a la emisión en el disco, y la contribución de la emisión originada en este es sólo significativa con respecto a la del viento para líneas de recombinación a longitudes de onda milimétricas y submilimétricas a velocidades radiales correspondientes a zonas internas del disco (véase, por ejemplo, los mapas de la emisión de la línea $H30\alpha$ de la figura 6.12). En efecto, las predicciones de MORELI muestra que tanto el mapa de centroides como los perfiles de las líneas de recombinación milimétricas sólo serían sensibles al valor de r_d cuando se asumen valores menores de 60 ua.

6.4.3 Intensidades integradas de las líneas de recombinación. Efectos de saturación.

Una vez que se ha justificado el procedimiento desarrollado para llegar al modelo cinemático de MWC349A expuesto en la sección 6.2 y acotar los valores de los parámetros que describen su estructura física y cinemática, se va a analizar las intensidades integradas de las líneas de recombinación para tener una perspectiva general de qué líneas están siendo formadas bajo condiciones de no ETL y de la contribución relativa de estos procesos de no ETL a la intensidad total de las diferentes líneas de recombinación.

En la figura 6.22 se muestran las intensidades integradas de línea observados y predichos por MORELI asumiendo tanto condiciones de ETL como de no ETL para el rango de números cuánticos principales $4 \leq n \leq 80$. En el caso de condiciones de no ETL, se muestra respectivamente con líneas rojas continua y discontinua, las predicciones que se han obtenido considerando los coeficientes de desviación b_n proporcionados por Walmsley (1990) y Storey & Hummer (1995) utilizando en cada uno de los casos el conjunto de valores para los parámetros de entrada que mejor ajustan los datos observaciones. Estos valores son los citados en Martín-Pintado et al. (2011) para el caso de los b_n de Walmsley (1990) o los expuestos en la tabla 6.1 para el caso de Storey & Hummer (1995).

En primer lugar en dicha figura se observa que las intensidades integradas de línea predichas por MORELI en el caso de no ETL para cada uno de los dos conjuntos de coeficientes de desviación b_n convergen para las líneas $Hn\alpha$ de baja frecuencia, con números cuánticos principales $n \gtrsim 41$. Además, en este rango de bajas frecuencias las predicciones en condiciones de no ETL ajustan muy bien las observaciones y muestran un desplazamiento constante con respecto a la predicción en condiciones de ETL. Esto es un indicio claro de que la emisión de las líneas de recombinación de baja frecuencia es estimulada. Cabe destacar que esta conclusión es consistente con el hecho de haberse ya concluido que la línea $H42\alpha$ presenta emisión estimulada en base al criterio de los cocientes integrados de pares de líneas $Hn\alpha$ y $Hn'\beta$ (sección 6.4). Sin embargo, el modelado de las intensidades integradas de línea proporciona una visión más general ya que parece sugerir que incluso las líneas de recombinación medidas de menor frecuencia, la $H66\alpha$ y $H76\alpha$, son emitidas en condiciones de no ETL.

En cambio para números cuánticos principales menores de 41, las intensidades integradas de línea predichas en el caso de no ETL son significativamente mayores que las predichas para el caso ETL, especialmente para las líneas con $n < 30$. Esto es consistente con lo esperado en base al

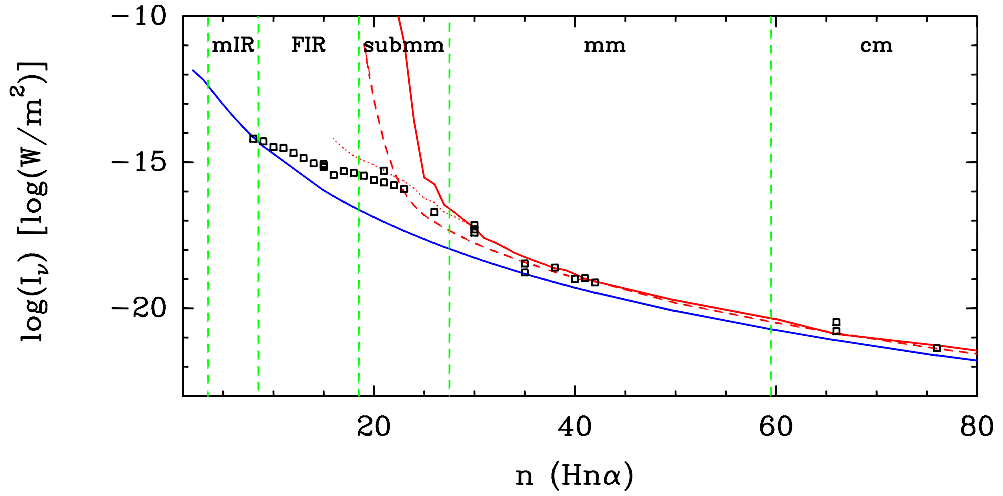


Figura 6.22: Comparación de las intensidades integradas observadas y predichas por MORELI para las líneas $Hn\alpha$ en el rango completo de números cuánticos n observados. Los datos observacionales vienen representados por cuadrados. Las predicciones de MORELI bajo condiciones de ETL se muestra con una línea azul, mientras las predicciones para el caso no ETL se muestra con líneas rojas (discontinua en el caso en el que MORELI asume los coeficientes de desviación b_n de Walmsley (1990) y continua para el caso de utilizar los correspondientes a Storey & Hummer (1995). Las referencias de los datos observacionales se muestran en la tabla 6.5 excepto para las líneas con $n \leq 15$ que corresponden a Strelitski et al. (1995, 1996a).

aumento de la profundidad óptica de la línea de recombinación y del valor del coeficiente $|\beta|$ al disminuir el número cuántico principal n de la línea (sección D.4).

Otro hecho a destacar en el rango con $n < 41$ es que las predicciones de las intensidades integradas de línea obtenidas con los coeficientes de desviación de Storey & Hummer (1995) son superiores a las obtenidas con los de Walmsley (1990). En concreto se observa que para las líneas con $n \geq 30$, los coeficientes de desviación de Storey & Hummer (1995) ajustan apropiadamente las observaciones. Esto permite discriminar claramente que los coeficientes b_n proporcionados por Storey & Hummer (1995) describen mejor el proceso de amplificación de la radiación en MWC349A tal y como se concluyó del estudio de la sensibilidad de las intensidades de pico con respecto a qué conjunto de coeficientes de desviación se implementaba en el modelo (sección 6.4.2).

En base a los tres puntos expuestos anteriormente, se llega a la conclusión general de que la emisión máser observada para las líneas $Hn\alpha$ con $n > 30$ es

Tabla 6.6: Localización y valores de distintas magnitudes físicas en los píxeles con mayor grado de saturación para las líneas H21 α , H26 α y H30 α . En concreto se muestra el radio donde se sitúan estos píxeles, R_{sat} , sus densidades electrónicas, N_e , sus temperaturas de saturación, T_{sat} , y de brillo, T_B , y el grado de saturación del píxel, $J_{\nu,\text{sat}}/J_\nu$.

Línea	R_{sat} [ua]	N_e [cm $^{-3}$]	T_{sat} [K] ^b	T_B [K]	$J_{\nu,\text{sat}}/J_\nu$
H30 α	66	$2.8 \cdot 10^7$	$6.5 \cdot 10^5$	$4.6 \cdot 10^6$	7
H26 α	49	$5.3 \cdot 10^7$	$2.1 \cdot 10^5$	$4.0 \cdot 10^8$	$1.9 \cdot 10^3$
H21 α	23	$28 \cdot 10^7$	$2.5 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^{20}$	$1 \cdot 10^{15}$

consistente globalmente con la estructura física y cinemática que se ha asumido del ajuste de la emisión de radiocontinuo y de las líneas de recombinación, y de modo particular con los valores de los parámetros de entrada del modelo final.

Efectos de saturación en las líneas Hn α con $n < 30$

Al contrario de lo que ocurre para las líneas Hn α milimétricas y centimétricas, las intensidades integradas de línea predichas por MORELI no reproduce los valores particulares medidos, y ni siquiera su dependencia funcional con la frecuencia para las líneas con $n < 30$. Mientras que el modelo realizado con MORELI predice que la pendiente del incremento de las intensidades integradas de línea con respecto a la frecuencia aumenta con ésta, las observaciones muestran que la pendiente no se hace mayor al pasar de las líneas milimétricas a las submilimétrica, y de hecho disminuye la pendiente para las líneas con $n < 23$. Esta discrepancia indica que los efectos de saturación en los máseres pueden desempeñar un papel muy relevante para las líneas con $n < 30$.

En efecto, asumiendo un ángulo sólido para el haz de emisión máser de $4\pi/\Omega_m = 60$ (Thum et al., 1994), se obtiene una estimación del grado de saturación de los picos máser con el parámetro $J_{\nu,\text{sat}}/J_\nu$ (sección 5.2.5). En la tabla 6.6 se muestra el radio, densidad electrónica, temperatura de saturación, temperatura de brillo y el grado de saturación estimados por MORELI en aquellos píxeles en los que el grado de saturación es máximo. Se puede observar que el grado de saturación se incrementa fuertemente al pasar de la línea H30 α a la H26 α , y especialmente para la H21 α para la cual aumenta en muchos órdenes de magnitud. De este modo, las estimaciones de MORELI muestran que el grado de saturación para la línea H26 α , y especialmente para la H21 α , es lo suficientemente grande para que la saturación contribuya a disminuir, en al menos algunos píxeles críticos, la amplificación máser con respecto a lo que se esperaría si no hubiera efectos de saturación.

Al incorporar los efectos de saturación en los máseres dentro del código de MORELI utilizando el procedimiento descrito en la sección 5.2.5, las predicciones de las intensidades integradas de línea, mostradas con línea roja discontinua en la figura 6.22, disminuye en varios órdenes de magnitud con respecto al caso cuando no son considerados (línea continua roja) y reproduce a grosso modo en el rango $18 \leq n \leq 26$ el incremento de las intensidades integradas de las líneas a medida que aumenta la frecuencia de la línea. Sin embargo, a pesar de reproducir la tendencia, no ajusta adecuadamente las intensidades integradas de las líneas. Además, de cualquiera de los modos, el modelo falla al intentar reproducir las intensidades integradas de las líneas con $n < 18$. Esto se debe claramente a las limitaciones de MORELI para reproducir los efectos de saturación al no calcularse los coeficientes de desviación b_n de un modo totalmente consistente en función de las condiciones físicas y del campo de radiación de cada píxel en el que se discretiza la región de MWC349A. Este tratamiento de la saturación no se ha incorporado ya que requeriría un grado de sofisticación claramente por encima de los objetivos de esta tesis, además de que se necesitaría disponer de observaciones de la emisión de continuo a longitudes de onda menores de 7 mm para estudiar si la estructura de densidad electrónica deducida en la sección 6.3 es válida para las regiones más internas en las que se está produciendo la emisión de las líneas de recombinación submilimétricas y del infrarrojo lejano.

6.4.4 Análisis de las líneas $Hn\alpha$ milimétricas y centimétricas

A continuación se utilizará las condiciones físicas y características cinemáticas del modelado final obtenido para MWC349A para mostrar que las predicciones de MORELI (tabla 6.1) no sólo son consistentes con las intensidades integradas de línea, sino con la mayoría de las características espectrales encontradas en las líneas de recombinación. En concreto, la forma general de los perfiles medidos es uno de los aspectos más importantes para comprobar la verosimilitud del modelo cinemático asumido y de los valores de los parámetros de entrada obtenidos para el modelo final ya que MORELI debería explicar cómo es posible pasar de un perfil de doble pico para la $H35\alpha$ a un perfil con aparentemente una única componente para la $H40\alpha$.

Tal y como se muestra en la figura 6.23, las predicciones de MORELI, con los parámetros de entrada del modelo final mostrados en la tabla 6.1, reproducen este comportamiento al igual que explica adecuadamente las anchuras de las líneas. Este cambio de la distribución general de los perfiles de línea es

debido a que las líneas de recombinación de menor frecuencia tienen mayores profundidades ópticas de la emisión de continuo (ecuación D.7) y, por tanto, trazan regiones más externas donde la densidad electrónica en el disco ionizado es menor que los valores óptimos para que se produzca amplificación máser (que son respectivamente $1.4 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ para la línea $H35\alpha$ y $6.3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ para la $H40\alpha$ de acuerdo con la tabla 1 de Strelnitski et al. 1996b). Por esta razón la emisión del pico de las líneas $H40\alpha$, $H41\alpha$ y $H42\alpha$ está dominada principalmente por emisión procedente del viento y con poca contribución del disco ionizado, provocando que su perfil se caracterice por un pico simple frente al doble pico que aparecería si hubiera una emisión apreciable originada en el disco.

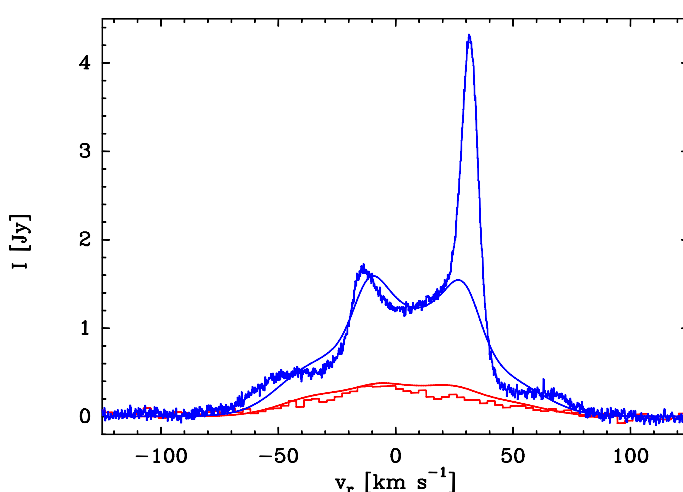


Figura 6.23: Comparación de los perfiles observados (histograma, sin publicar por C. Thum) y modelados (línea continua) para las líneas $H35\alpha$ y $H41\alpha$ respectivamente (en color azul y rojo respectivamente).

A continuación se analizará en la sección 6.4.4.1 las líneas de recombinación $Hn\alpha$ con número cuántico principal comprendido entre $26 \leq n < 40$, caracterizadas por un perfil con dos picos máser originados en el disco. Posteriormente se va a estudiar las líneas $Hn\alpha$ de baja frecuencia en las que la emisión es estimulada y que dan lugar a un perfil con un único pico, correspondientes a las líneas con número cuántico principal $n \geq 40$.

6.4.4.1 Líneas de recombinación de alta frecuencia trazadoras del disco ionizado

Respecto al ajuste de los perfiles de las líneas $Hn\alpha$ con un doble pico, puede observarse que los perfiles obtenidos con MORELI ajustan adecuadamente las

intensidades de pico medidas para las líneas con $n \geq 30$, especialmente para las líneas de mayor n (como la $H35\alpha$, $H36\alpha$ y $H39\alpha$) que corresponden a las líneas donde la amplificación máser es menor y, por tanto, las intensidades de pico son menos dependientes de los valores considerados en el modelo para los coeficientes de desviación. Sin embargo, las intensidades para la línea con $n \leq 26$ se sobrestiman incluso por varios órdenes de magnitud, debido a que como se justificó en la sección 6.4.3, la amplificación máser de estas líneas está saturada y estos efectos no se han incorporado, por el momento, en MORELI. Esta también podría ser la razón por la que el modelo no reproduce bien la separación entre picos para las líneas con $n \leq 26$, aunque nos remitimos a la sección 6.4.6 para un análisis detallado de estas líneas.

Por otra parte, a pesar de que existe variabilidad temporal de la separación entre picos medida para cada línea, que llega incluso a alcanzar cerca de los 6 km s^{-1} (Thum et al., 1995), la comparación de distintas transiciones observadas en torno a las mismas fechas, como las presentadas en la tabla 6.7, muestra que la separación entre picos de las líneas de recombinación $Hn\alpha$ con $n \geq 30$ aumenta al disminuir el número cuántico principal de la transición. Asimismo, este comportamiento también se observa al comparar el promedio medido para las separaciones de aquellas líneas para las que se ha realizado un seguimiento a lo largo de varios años como el caso de las líneas $H30\alpha$, $H34\alpha$ y $H35\alpha$ (Thum et al., 1995).

Como se observa en la tabla 6.7, las predicciones de MORELI reproducen adecuadamente el comportamiento observado para la separación entre los picos máser de las líneas con $n \geq 30$. Puesto que la separación entre picos predicha no depende tan fuertemente de las condiciones físicas como de la cinemática de las regiones trazadas por estas líneas de recombinación, se deduce que el buen ajuste obtenido de la variación de la separación entre picos con la frecuencia representa una fuerte evidencia acerca de la validez de la cinemática propuesta para el modelado final obtenido para el disco ionizado de MWC349A. En concreto, el modelo de MWC349A explica que el aumento de la separación entre picos al disminuir n se debe a que las líneas de mayor frecuencia trazan regiones más internas del disco que están rotando a una velocidad angular mayor de acuerdo con una ley kepleriana. De este modo, la reproducción de la variación de la separación entre picos con la transición respalda que la masa considerada para la estrella en el modelo, $38 M_{\odot}$, describe adecuadamente la cinemática del disco ionizado en las regiones trazadas por estas líneas, que corresponden a radios mayores de 25 ua (sección 6.4.2.4).

Variabilidad de las líneas

Una característica singular que se observa en los perfiles de las líneas de

Tabla 6.7: Comparación de las intensidades de pico y de la separación entre los picos que han sido observadas y predichas por MORELI para líneas Hn α hacia MWC349A. Las predicciones se han obtenido con los parámetros de entrada mostrados en la tabla 6.1 para el caso de condiciones de no equilibrio termodinámico local.

Línea	ν [GHz]	$I_{\text{pico azul,obs}}$ [Jy]	$I_{\text{pico rojo,obs}}$ [Jy]	$I_{\text{pico,pred}}$ [Jy]	$(v_{\text{rojo}} - v_{\text{azul}})_{\text{obs}}$ [km s ⁻¹]	$(v_{\text{rojo}} - v_{\text{azul}})_{\text{pred}}$ [km s ⁻¹]
H39 α	106.74	0.75 ^(a)	0.7 ^(a)	0.7	~ 34 ^(b)	30.5 \pm 0.1
H36 α	135.29	1.1 ^(c)	1.5 ^(c)	1.2	36.5 \pm 0.4 ^(a)	35.8 \pm 0.5
H35 α	147.05	1.18 \pm 0.07 ^(a)	2.48 \pm 0.07 ^(a)	1.5	38.5 \pm 0.5 ^(b)	36.4 \pm 0.5
H30 α	231.90	24.4 ^(c)	38.9 ^(c)	19.1	51.0 \pm 0.1 ^(a)	51.0 \pm 0.1
H27 α	316.42	25.6 \pm 0.6 ^(a)	34.4 \pm 0.4 ^(a)	137	52.5 \pm 0.1 ^(a)	54.4 \pm 0.1
H26 α	353.62	39.7 \pm 0.4 ^(a)	60.0 \pm 0.6 ^(a)	873	51.8 \pm 0.1 ^(a)	58.2 \pm 0.1
H21 α	662.40	309 \pm 11 ^(c)	261 \pm 11 ^(c)	$\sim 10^{14}$	50.1 \pm 0.4 ^(c)	90.0 \pm 0.4

Referencias: ^(a) Thum et al. (1995), ^(b) Martín-Pintado et al. (1994), ^(c) Thum et al. (1994)

recombinación con emisión máser, caracterizadas por un doble pico, es que existen diferencias significativas entre las intensidades medidas de los picos azul y rojo, además de que la diferencia relativa de intensidades entre ambos picos va variando a lo largo del tiempo, en escalas del orden de incluso un mes, tal y como muestra el seguimiento realizado para la línea H30 α a lo largo de los años (figura 6.24). Sin embargo, las predicciones de MORELI con el conjunto de parámetros de entrada expuestos en la sección 6.2 indican que las intensidades de ambos picos no deberían ser significativamente diferentes tal y como se muestra en los perfiles representados en color rojo en la figura 6.15.

Una posible explicación de esta discrepancia puede deberse a que, tal y como muestra la figura 6.15, las intensidades de los picos máser son extremadamente sensibles al conjunto de coeficientes de desviación considerado por MORELI. Por ello, puesto que la mayor parte de la emisión de los picos máser procede de regiones pequeñas contenidas en el disco (ver figura 6.12), pequeñas inhomogeneidades en las densidades y temperaturas electrónicas del disco ionizado junto con las esperadas anisotropías en el campo de radiación que llega a las distintas zonas del disco, producidas por la emisión máser, puede provocar que la distribución de las poblaciones electrónicas presente asimetrías a lo largo del disco. Por tanto, la variabilidad de la intensidad de los picos máser y las diferencias entre los perfiles observados y las predicciones de MORELI se pueden interpretar como debidas a las ligeras asimetrías y variabilidad temporal de la radiación ionizante y de las condiciones físicas del disco circunestelar ionizado en la región de donde procede mayoritariamente

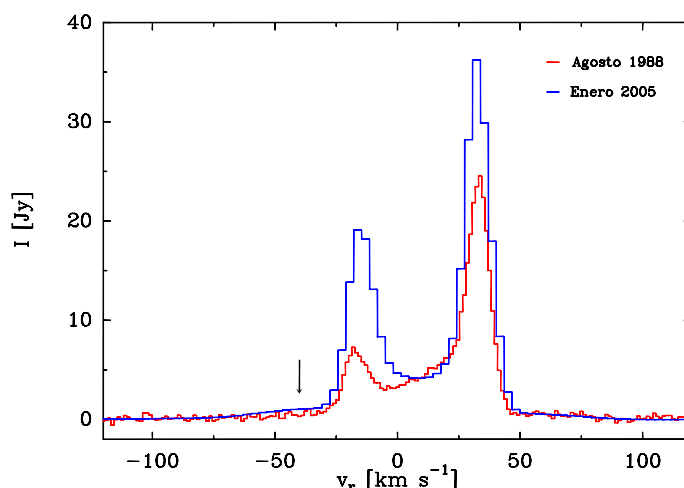


Figura 6.24: Comparación del perfil medido para la línea H30 α para su primera detección en el día 1 de agosto de 1988 (histograma rojo, Martín-Pintado et al. 1989) y su reciente detección en los días 15 y 16 de enero de 2005 (anexo H.1.1). La flecha indica la joroba del ala a velocidades radiales desplazadas hacia el azul que se observa en el perfil obtenido con mayor relación señal ruido, es decir, el correspondiente a enero de 2005.

la emisión máser. Esta asimetría y variabilidad de los picos máseres puede entenderse dentro del contexto de los posibles procesos físicos relevantes que han sido propuestos para explicar que el momento angular en el disco se conserve a pesar del proceso de acreción que transporta el material a través del disco hacia radios más internos. En efecto, distintos modelos de formación de estrellas masivas a través de colapso monolítico (sección 4.3) predicen que las turbulencias generadas por los efectos de viscosidad o por las inestabilidades magnetorotacionales dan lugar a la formación de inhomogeneidades que, a su vez, pueden ser las responsables de las variaciones temporales significativas observadas en las intensidades de cada uno de los dos picos máser y de que sus intensidades sean asimétricas.

6.4.4.2 Líneas de recombinación de baja frecuencia trazadoras del viento ionizado

Las intensidades de pico de las líneas de recombinación Hn α caracterizadas por un perfil con un pico simple que traza principalmente emisión del viento ionizado son ajustadas relativamente bien por las predicciones de MORELI bajo condiciones de no ETL tal y como se muestra en la tabla 6.8, siendo la única excepción de la única línea centimétrica que hasta la fecha de hoy ha sido

Tabla 6.8: Comparación entre las intensidades de pico observadas y predichas por MORELI, $I_{\text{pico,obs}}$ y $I_{\text{pico,pred}}$ respectivamente, en MWC349A para líneas de recombinación $\text{Hn}\alpha$ con perfiles caracterizados por un pico simple.

Línea	ν [GHz]	$I_{\text{pico,obs}}$ [mJy]	$I_{\text{pico,no ETL pred}}$ [mJy]	$I_{\text{pico,ETL pred}}$ [mJy]	Referencia
H76 α	14.69	11.2 \pm 0.8	10.1	4.3	Escalante et al. (1989)
H66 α	22.36	24.9 \pm 0.3	17.0	9.5	Loinard & Rodríguez (2010)
H42 α	85.69	271.4 \pm 8.5	312.6	109.6	anexo H.1.2
H41 α	92.03	380 \pm 40	379	126	Martín-Pintado et al. (1989)
H40 α	99.02	333 \pm 18	543	145	anexo H.1.2
H40 α	99.02	540 \pm 40	543	145	Thum et al. (1995)

resuelta espacialmente, la H66 α . Esto respalda la idea de que la emisión de estas líneas ocurre en condiciones de emisión estimulada ya que, tal y como se observa en la tabla 6.8, las intensidades de pico predichas por MORELI se subestimarían por un factor de 2.5 para las líneas H76 α y H66 α en el caso de considerar condiciones de equilibrio termodinámico local, e incluso por factores mayores para las líneas H41 α y H40 α en las que el proceso de emisión estimulada tiene una mayor relevancia en la formación de la línea por la mayor profundidad óptica de estas líneas. Estos resultados llevan a descartar cualquier posibilidad de que incluso la línea de recombinación detectada de menor frecuencia, la H76 α , se forme en condiciones de ETL. De hecho el perfil asimétrico observado y predicho para esta línea es otro indicio clave de que la emisión estimulada juega un papel clave en la formación de esta línea de recombinación tal y como sugirió Escalante et al. (1989). Las predicciones de MORELI muestra que el perfil observacional se subestima en un 62 % cuando se asume condiciones de ETL y, además, no permite explicar la asimetría observada. En cambio para el caso de no ETL se ajusta relativamente bien el perfil y permite explicar la mayor intensidad del lado azul como debida a la mayor radiación de fondo debida a la emisión de continuo que es amplificada por el material ionizado situado en la parte frontal al observador y que se está desplazando hacia este. Este hecho refuerza la idea extraída de las intensidades integradas de línea (sección 6.4.3) de que incluso a 2 cm los procesos no térmicos son esenciales para explicar las observaciones de las líneas de recombinación.

6.4.5 Análisis de las líneas de recombinación $\text{Hn}'\beta$ y $\text{Hn}''\gamma$

La comparación de las intensidades observadas de las líneas $\text{Hn}'\beta$ con las predichas por MORELI con los parámetros de entrada deducidos del ajuste de los perfiles de las líneas $\text{Hn}\alpha$ y de la emisión de continuo (sección 6.2) se

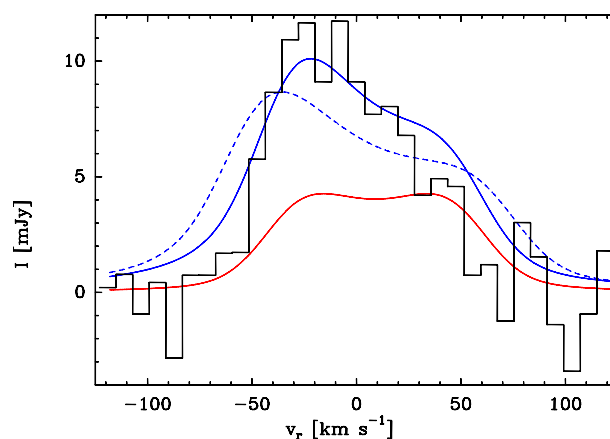


Figura 6.25: Perfil observado (histograma negro, Escalante et al. 1989) y predichos por MORELI en los casos de ETL (línea roja) y de no ETL (líneas azules) para la línea $H76\alpha$. En el caso de no ETL se ha representado los perfiles predichos para dos velocidades terminales del viento ionizado, $v_0 = 60$ y 80 km s^{-1} , en línea continua y discontinua respectivamente. Se observa claramente que la anchura de la línea sólo se explica si se considera $v_0 = 60 \text{ km s}^{-1}$.

muestra en la tabla 6.9. Los resultados obtenidos manifiestan que la emisión de las líneas $Hn'\beta$ es sobrestimada considerablemente si se considera condiciones de no ETL. Por el contrario, en el caso de ETL se consigue ajustar los valores medidos dentro de una desviación relativa comprendida entre 1.5 y 5 veces la desviación cuadrática media del ruido. Aunque como primera aproximación, podría considerarse que se trata de un buen ajuste, la discrepancia entre la intensidad predicha y observada podría considerarse significativa en el caso de la línea $H38\beta$. Sin embargo, no puede establecerse firmemente conclusiones en base a estas líneas debido tanto a la baja relación señal-ruido con la que se detectaron como a la mala línea de base obtenida por el poco ancho de banda con el que se efectuaron las observaciones, de unos 380 km s^{-1} aproximadamente. Por ello, tal y como se describió en el anexo H.1.2, hemos llevado a cabo nuevas observaciones de varias líneas $Hn'\beta$ con el IRAM-30m, además de haberse detectado por primera vez una línea $Hn''\gamma$ hacia MWC349A.

La tabla 6.9 muestra que las intensidades medidas para las nuevas líneas de alto salto cuántico ($\Delta n > 1$) detectadas son reproducidas adecuadamente, con una discrepancia por debajo de unas tres veces el valor del ruido, con los parámetros de entrada con los que se ha modelado MWC349A, siempre y cuando se considere condiciones de ETL. A modo de ejemplo, se muestra gráficamente en la figura 6.26 el buen ajuste que se obtiene de los perfiles de las líneas $H38\beta$, $H39\beta$, $H50\beta$ y $H44\gamma$ suponiendo condiciones de ETL. El

criterio de los cocientes de las intensidades integradas de líneas $Hn'\beta$ y $Hn''\gamma$ con frecuencias similares, confirma que la emisión de estas líneas ocurre en condiciones de ETL. En efecto, de las intensidades medidas (tabla 6.9) se obtiene que el cociente de la intensidad integrada de la única transición $Hn''\gamma$ detectada, la $H44\gamma$, con respecto a la intensidad integrada de la línea $Hn'\beta$ correspondiente de frecuencia similar, la $H38\beta$, presenta un valor de un $38.1 \pm 7.3 \%$, que es consistente con el valor de $43.2 \pm 1.4 \%$ que se esperaría medir en el caso de que ambas líneas se produzcan en condiciones de ETL.

El haber podido establecer firmemente que la emisión de estas líneas se produce en condiciones de ETL, permite utilizar sus intensidades integradas de línea para deducir la temperatura electrónica de la región. Los valores obtenidos, mostrados en la tabla 6.10, son consistentes con una temperatura electrónica que está comprendida entre 14700 y 15100 K. Esto vuelve a confirmar, una vez más, que la emisión de las líneas $Hn\alpha$ centimétricas estudiadas en secciones anteriores está afectada por emisión estimulada. Cabe precisar que la variación de la temperatura electrónica deducida con respecto a la asumida para el modelo de MWC349A, $T_e=12000$ K, es lo suficientemente pequeña para que no suponga un cambio apreciable en los resultados predichos por MORELI ya que, tal como se justificó en la sección 5.1.6, las profundidades ópticas de las líneas de recombinación son poco sensibles a la temperatura electrónica si la emisión ocurre en condiciones de ETL, lo que, a su vez, hace que no se pueda obtener la estructura de temperatura electrónica del viento a partir del modelado de las líneas de recombinación. En definitiva, aunque la emisión de las líneas $Hn'\beta$ y $Hn''\gamma$ es consistente con una temperatura electrónica para el viento de 15000 K, la cinemática y las características físicas del disco que se han deducido con una temperatura electrónica de 12000 K no se ven invalidadas, sino que, por el contrario, la validez del modelo se ve respaldado por el adecuado ajuste que se ha obtenido de los perfiles de las líneas $Hn'\beta$ y $Hn''\gamma$.

Así se ha deducido que la emisión de las líneas $Hn'\beta$ se produce en condiciones de ETL, a pesar de que los resultados del modelo obtenido a partir de las líneas $Hn\alpha$ predice que las distribuciones electrónicas de las transiciones involucradas en la emisión de las líneas $Hn'\beta$ detectadas están invertidas. En principio podría pensarse que esto se debe a que, en realidad, la emisión estimulada de estas líneas es despreciable por su pequeña profundidad óptica de línea y por los menores valores que presentan sus coeficientes β en comparación a los valores de las líneas $Hn\alpha$ (figura 5.3). Sin embargo, las predicciones de MORELI indican que las líneas $Hn'\beta$ deberían presentar una amplificación mucho menor que las líneas $Hn\alpha$ pero aún así lo suficientemente alta para que las intensidades medidas estuvieran considerablemente por encima de lo esperado en el caso de ETL tal y como se observa en los perfiles

Tabla 6.9: Comparación de las intensidades de pico observadas en MWC349A, $I_{\text{pico, obs}}$, y predichas por nuestro modelo para las líneas de recombinación $\text{Hn}'\beta$ y $\text{Hn}''\gamma$ en MWC349A. Se muestra las intensidades predichas por MORELI tanto para los casos en los que se supone condiciones de ETL, $I_{\text{pico, ETL pred}}$ como de no ETL, $I_{\text{pico, no ETL pred}}$. La diferencia relativa entre la intensidad predicha en el caso ETL y la intensidad observada, $\Delta I_{\text{pico}} \equiv I_{\text{pico, obs}} - I_{\text{pico, ETL pred}}$, se muestra en la quinta columna medida en unidades de la desviación cuadrática media del ruido del espectro, σ .

Línea	ν [GHz]	$I_{\text{pico, obs}}$ [mJy]	$I_{\text{pico, ETL pred}}$ [mJy]	ΔI_{pico} [mJy]	$I_{\text{pico, no ETL pred}}$ [mJy]	Referencias
H52 β	88.41	47.7 \pm 5.9	33	2.5 σ	56	anexo H.1.2
H50 β	99.23	43.4 \pm 2.5	41	1.0 σ	64	anexo H.1.2
H48 β	111.89	68 \pm 10	53	1.5 σ	101	Thum et al. (1995)
H39 β	205.76	212 \pm 11	188	2.2 σ	402	anexo H.1.2
H44 γ	209.89	77.5 \pm 6.4	92	2.3 σ	141	anexo H.1.2
H38 β	222.01	187 \pm 10	219	3.2 σ	455	anexo H.1.2
H38 β	222.01	171 \pm 10	219	4.8 σ	455	Thum et al. (1995)
H33 β	335.21	330 \pm 50	474	2.9 σ	1041	Thum et al. (1995)
H32 β	366.65	\sim 460 \pm 40	558	2.4 σ	1260	Thum et al. (1995)

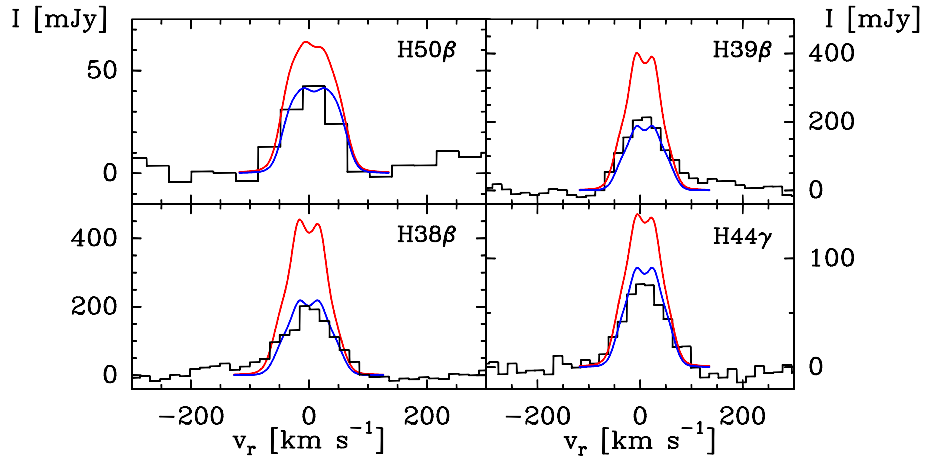


Figura 6.26: Comparación de los perfiles observados (histogramas) y predichos por MORELI en los casos de condiciones en ETL y no ETL (perfiles rojos y azules respectivamente) para distintas líneas de recombinación $\text{Hn}'\beta$ y $\text{Hn}''\gamma$ detectadas hacia MWC349A.

representados en la figura 6.26. Esta afirmación se mantiene incluso en el caso de considerar en el modelo temperaturas electrónicas para el viento de 15000 K.

Una posible respuesta a la inconsistencia entre las predicciones de MORELI y las observaciones puede deberse a las incertidumbres en el conocimiento de los valores de los coeficientes de desviación que describen las poblaciones electrónicas del hidrógeno presente en la región de MWC349A. De este modo, para un determinado par de líneas $Hn\alpha$ y $Hn'\beta$ de frecuencias similares y que trazan las mismas regiones, los valores de sus coeficientes de desviación puede que representen bien las poblaciones electrónicas para un determinado rango de números cuánticos principales correspondientes al de las líneas $Hn\alpha$, pero que no describan bien las poblaciones electrónicas de los niveles correspondientes a las líneas $Hn'\beta$, con mayores números cuánticos principales mucho más cercanos a la termalización.

A modo de ejemplo se puede justificar que un par de líneas de frecuencias similares como la $H30\alpha$ y la $H38\beta$ presenten respectivamente emisión en no ETL y en ETL. En efecto, estos pares de líneas trazan regiones de MWC349A con una densidad electrónica de $\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$. Tomando como ejemplo los coeficientes β introducidos en MORELI para una temperatura electrónica de 10000 K (figura 5.3), se observa que el valor de β para la línea $H38\beta$ es cercano a cero, mientras que para la línea $H30\alpha$ es de $\beta \approx -4$. Por otra parte en esa misma figura se puede ver el error numérico en el cálculo de los coeficientes β se incrementa para números cuánticos principales correspondientes a niveles cercanos a la termalización. Si en realidad los niveles correspondientes a un determinado número cuántico principal se termalizan a densidades electrónicas menores que las predichas por los valores introducidos en MORELI, entonces el valor de β para la línea $H38\beta$ sería incluso más cercano a cero que el considerado por MORELI. Esto unido a la pequeña profundidad óptica de esta línea, haría que su amplificación por emisión estimulada fuese despreciable. Por tanto, esto podría explicar que, al contrario de lo predicho, la emisión de las líneas $Hn'\beta$ corresponda al caso de ETL incluso cuando en realidad los niveles puedan estar ligeramente invertidos y sí que den lugar a una amplificación de las líneas $Hn\alpha$ por las mayores profundidades ópticas de estas líneas.

Tabla 6.10: En la tabla se muestran las líneas de recombinación $Hn\alpha$ con $n \geq 15$ observadas hacia MWC349A (primera columna), las frecuencias correspondientes a cada una de ellas (segunda columna), las intensidades integradas de línea medidas (tercera columna) y la comparación entre los cocientes de las intensidades integradas de línea con respecto al continuo esperados si la emisión de las líneas corresponde al caso de emisión ópticamente transparente en equilibrio termodinámico local para una temperatura electrónica de 12000 K (sección 6.3), $\int (I_1 dv/I_c)_{12000K}^*$ (cuarta columna), y los correspondientes cocientes medidos en MWC349A, $\int (I_1 dv/I_c)$ (quinta columna). En la sexta columna se muestra las temperaturas electrónicas que se deduce suponiendo que el $\int (I_1 dv/I_c)$ medido corresponde a emisión en equilibrio termodinámico local.

Línea	ν [GHz]	$\int I_1 dv$ [mJy km s ⁻¹]	$\int (I_1 dv/I_c)_{12000K}^*$ [km s ⁻¹]	$\int (I_1 dv/I_c)$ [km s ⁻¹]	T_e^* [K]
H52 β	88.41	3.62 \pm 0.35	5.29 \pm 0.13	3.49 \pm 0.55	17300 \pm 2600
H50 β	99.23	4.3 \pm 1.1	6.03 \pm 0.14	3.9 \pm 1.1	18400 \pm 4700
H39 β	205.76	22.3 \pm 1.0	13.92 \pm 0.32	12.5 \pm 1.8	13300 \pm 1800
H44 γ	209.89	8.0 \pm 1.5	6.56 \pm 0.15	4.4 \pm 1.0	17100 \pm 3300
H38 β	222.01	20.99 \pm 0.83	15.19 \pm 0.35	11.2 \pm 1.6	15600 \pm 2100

6.4.6 Determinación de la región de lanzamiento del viento ionizado desde el disco en base al análisis de las líneas $Hn\alpha$ submilimétricas

6.4.6.1 Características espectrales

Separación entre picos

Los perfiles de las líneas $Hn\alpha$ con $15 \leq n \leq 23$ detectadas con el telescopio espacial Herschel (anexo H.1.3) y mostradas en la figura 6.10 se caracterizan por presentar perfiles con dos picos similares a los encontrados para las líneas milimétricas. Las separaciones entre picos medidas para estas líneas (tabla 6.11) son consistentes con el valor promedio medido para la línea H30 α , que es de 49.3 ± 1.0 km s⁻¹ (Thum et al., 1992). De este modo, las nuevas observaciones confirman que la separación entre picos permanece constante desde la línea H30 α hasta la H21 α , tal y como ya se conocía de los datos publicados en la literatura y mostrados en la tabla 6.7, pero, además, revelan por primera vez que la separación se mantiene constante incluso hasta la línea H15 α .

En principio los resultados obtenidos parecen ser inconsistentes con lo que

se esperaría en base a que las líneas de menor n tracen regiones más internas del disco que, presumiblemente, están rotando a mayores velocidades. Una posible explicación podría ser que la región más interna del disco, aquella situada a radios menores de 25 ua, rote como un sólido rígido con una misma velocidad angular independientemente de la distancia a la estrella central. De hecho, el mecanismo de frenado magnético podría explicar que el disco rote de esta manera. El fenómeno de frenado magnético se produce cuando están acoplados por líneas de campo magnético el disco circunestelar con una envoltura mucho más masiva pero rotando de manera más lenta que el disco (Machida et al., 2011). Sin embargo, la escasa cantidad de polvo frío que existe en torno a MWC349A (sección 6.3.2) indica que no existe una envoltura masiva como la necesaria para frenar la rotación del disco y hacer que rotase de manera rígida, por lo que no parece haber ningún mecanismo físico que permita explicar una rotación como la de un sólido rígido.

Una segunda posible explicación podría ser que, en realidad, el gas situado a radios menores de 25 ua no esté ionizado. Sin embargo, en este caso no podría explicarse que la emisión de continuo siga siendo parcialmente ópticamente opaca incluso a una frecuencia como la correspondiente a la línea $H21\alpha$ (sección 6.3.2.)

Alternativamente, puede explicarse que la separación entre picos se mantenga constante sin modificar la cinemática del disco de las regiones más internas, recurriendo para ello a los efectos que puede producir la saturación de los picos máser discutidos en la sección D.4.1.1. Mientras que, para las líneas milimétricas, la densidad electrónica óptima en la que se produce la amplificación máser difiere apreciablemente para cada línea de recombinación, el efecto que tiene la saturación de las transiciones máser submilimétricas puede contrarrestar este comportamiento haciendo que la densidad electrónica óptima para la amplificación máser sea similar a la de líneas $Hn\alpha$ con números cuánticos principales n mayores pero cercanos. Esto puede hacer que las intensidades máximas de los perfiles de las líneas máser saturadas se originen en regiones con densidades electrónicas similares y que, por tanto, sus emisiones provengan fundamentalmente de regiones del disco situadas a distancias similares con respecto a la estrella central. Esto explicaría que la separación entre picos no se incremente con la frecuencia de la línea de recombinación considerada, sino que permanezca con un valor constante. Además de ser la única explicación convincente, es consistente con el modelo obtenido para las líneas de recombinación de MWC349A ya que las intensidades de las líneas $Hn\alpha$ para $n \leq 26$ parecen ser debidas a emisión máser saturada tal y como se justificó en las secciones 6.4.3 y 6.4.4.1.

Dos nuevas componentes cinemáticas

El más importante hallazgo de las medidas proporcionadas por el telescopio espacial Herschel ha sido el descubrimiento de dos nuevas componentes espectrales en el perfil de las líneas con número cuántico principal $n \leq 21$. Estas dos nuevas componentes en velocidad, indicadas con líneas punteadas verticales en la figura 6.27, están desplazadas en torno a unos 20 km s^{-1} hacia el azul con respecto a los picos máser.

Una de las características más destacadas consiste en que, al analizar los perfiles de las líneas $\text{Hn}\alpha$ en función del número cuántico principal, se observa que las dos componentes aparecen simultáneamente para la línea $\text{H21}\alpha$ y se mantienen hasta la $\text{H15}\alpha$. La tabla H.2 muestra que en la misma fecha se observaron tanto líneas en las que se detectan estas dos componentes (las líneas $\text{H19}\alpha$, $\text{H18}\alpha$ y $\text{H15}\alpha$), como una línea en la que no se detecta (la $\text{H22}\alpha$). Además, la línea $\text{H21}\alpha$ en la que sí que se observa ambas componentes cinemáticas, fue observada cinco meses después que la $\text{H22}\alpha$. De estas observaciones se concluye claramente que la aparición de las dos componentes para las líneas $n \leq 21$ no parece ser debida a una variabilidad que ocurra en escalas de tiempo pequeñas. Esta conclusión viene reforzada por el hecho de que el perfil de la línea $\text{H21}\alpha$ publicado por Thum et al. (1994) también muestra la componente cinemática desplazada 20 km s^{-1} con respecto al pico máser azul. Sin embargo, desafortunadamente, en aquella observación no se obtuvo una relación señal-ruido lo suficientemente elevada para poder detectar en el espectro la componente desplazada al azul con respecto al pico máser rojo.

Tabla 6.11: Intensidades de los dos picos máser y separación entre los picos de las líneas de recombinación $\text{Hn}\alpha$ con $15 \leq n \leq 23$ medidas hacia MWC349A con los espectrómetros WBS y HRS del telescopio espacial Herschel.

Línea	ν [GHz]	$(v_{\text{rojo}} - v_{\text{azul}})_{\text{obs}}$ [km s^{-1}]	
		WBS	HRS
$\text{H23}\alpha$	507.18	49.0 ± 0.7	-
$\text{H22}\alpha$	577.90	48.0 ± 0.7	47.0 ± 0.7
$\text{H21}\alpha$	662.40	50.0 ± 0.7	52.0 ± 0.7
$\text{H20}\alpha$	764.23	50.0 ± 0.7	51.0 ± 0.7
$\text{H19}\alpha$	888.05	50.0 ± 0.7	49.0 ± 0.7
$\text{H18}\alpha$	1040.13	51.0 ± 0.7	50.0 ± 0.7
$\text{H17}\alpha$	1229.03	48.0 ± 0.7	50.0 ± 0.7
$\text{H16}\alpha$	1466.61	50.0 ± 0.7	-
$\text{H15}\alpha$	1769.61	45.0 ± 0.7	-

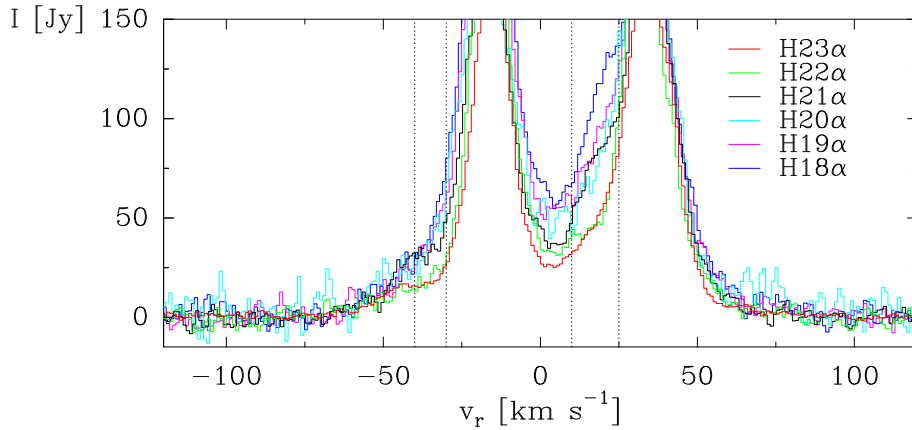


Figura 6.27: Perfiles medidos por HIFI de las líneas de recombinación $Hn\alpha$ observadas con $18 \leq n \leq 23$. En la figura se destaca con líneas verticales discontinuas las velocidades radiales que limitan los dos rangos de velocidades radiales en las que aparece claramente dos componentes cinemáticas para las líneas con $n \leq 21$ pero que no aparecen para las líneas $H23\alpha$ y $H22\alpha$. Estas dos componentes se encuentran desplazadas hacia el azul con respecto a los picos máser, en concreto en los intervalos comprendidos entre -50 y -30 km s^{-1} , y entre 10 y 25 km s^{-1} .

Una vez que ha quedado descartada la hipótesis de que la aparición simultánea de las dos componentes azuladas sea debida a la variabilidad temporal de la fuente, la explicación más plausible reside en suponer que la región más interna del disco, aquella trazada por las líneas $Hn\alpha$ con $n \leq 21$, presenta una cinemática distinta a la de las regiones más externas trazadas por las líneas con $n > 21$. El hecho de que las dos nuevas componentes cinemáticas guarden una separación en velocidades constante de unos 20 km s^{-1} con respecto a los picos máser ha llevado a sugerir que estas componentes deben originarse en el disco ionizado y no en el viento ionizado. Esto se postuló no sin antes comprobar distintas hipótesis sobre la cinemática del viento en las regiones más internas como, por ejemplo, la presencia de un anillo denso o la aceleración del viento a lo largo de un rango extenso de radios.

Otra de las características más intrigantes es que ambas componentes están desplazadas al azul con respecto a los picos máser del disco. En principio, esto descarta que estas componentes puedan estar asociadas solamente a la aceleración del gas ionizado en la misma dirección que en la que rota el disco y sugiere que ambas componentes son debidas a la eyección de material desde los lados este y oeste del ionizado disco en la dirección hacia el observador.

6.4.6.2 Modelado de la eyección del viento ionizado desde el disco

Para reproducir las dos nuevas características espectrales descubiertas en las líneas con $n \leq 21$, se ha incorporado al modelo de MWC349A (sección 6.2) una nueva componente cinemática para simular la eyección del viento desde el disco y comprobar si esta hipótesis acerca de la cinemática de sus regiones más internas es consistente con los perfiles medidos con HIFI. En la figura 6.28 se muestra la geometría modificada asumida para el disco y el viento ionizado. En comparación con la geometría del modelo considerado anteriormente para modelar las líneas milimétricas y centimétricas (figura 6.6), la única diferencia consiste en la incorporación de ocho regiones situadas simétricamente con respecto al plano del disco neutro y al plano frontal de simetría en los que se ha modificado su cinemática para simular la eyección del viento ionizado desde el disco circunestelar. Cada una de estas ocho regiones está formada por la zona de intersección entre el disco ionizado con cubos con dimensiones de $10 \times 10 \times 10$ ua localizados a una distancia r_1 con respecto a la estrella. A la velocidad kepleriana con la que rota el disco se le ha añadido en cada una de estas ocho regiones una componente de velocidad radial hacia fuera de la estrella similar a la del viento ionizado pero con un valor de 35 km s^{-1} . En definitiva, se ha modificado la cinemática en estas regiones de modo tal que permita reproducir los perfiles medidos simulando el lanzamiento radial del gas ionizado del disco que pasa a formar parte del viento ionizado.

El principal impedimento para ello es que, tal y como ya se ha afirmado anteriormente, el código MORELI no puede ser capaz de reproducir satisfactoriamente los perfiles observados con HIFI debido a que no se ha incorporado los efectos que tiene la saturación de los máseres en la distribución de poblaciones electrónicas. Puesto que los efectos de saturación no son especialmente significativos para las líneas $\text{H}n\alpha$ con $n \geq 26$ (sección 6.4.3), se han considerado las líneas de recombinación $\text{H}26\alpha$ y $\text{H}27\alpha$ para ilustrar la repentina aparición en el perfil de dos componentes azuladas con respecto a los picos máser al cambiar el número cuántico principal únicamente en una unidad. Asimismo, se han utilizado estas dos líneas para estudiar cómo depende que aparezcan estas dos componentes del radio en el que ocurre la eyección de material desde el disco al viento.

En los paneles superiores de la figura 6.29 se comparan las predicciones para los perfiles de las líneas $\text{H}26\alpha$ y $\text{H}27\alpha$ al colocar las regiones donde el viento es eyectado a un radio de $r_1 = 31$ au (perfiles rojos) con respecto a las predicciones cuando no se consideran estas regiones (perfiles negros). Las predicciones muestran que con la geometría y la estructura cinemática asumida, se puede reproducir que aparezcan dos componentes cinemáticas a velocidades

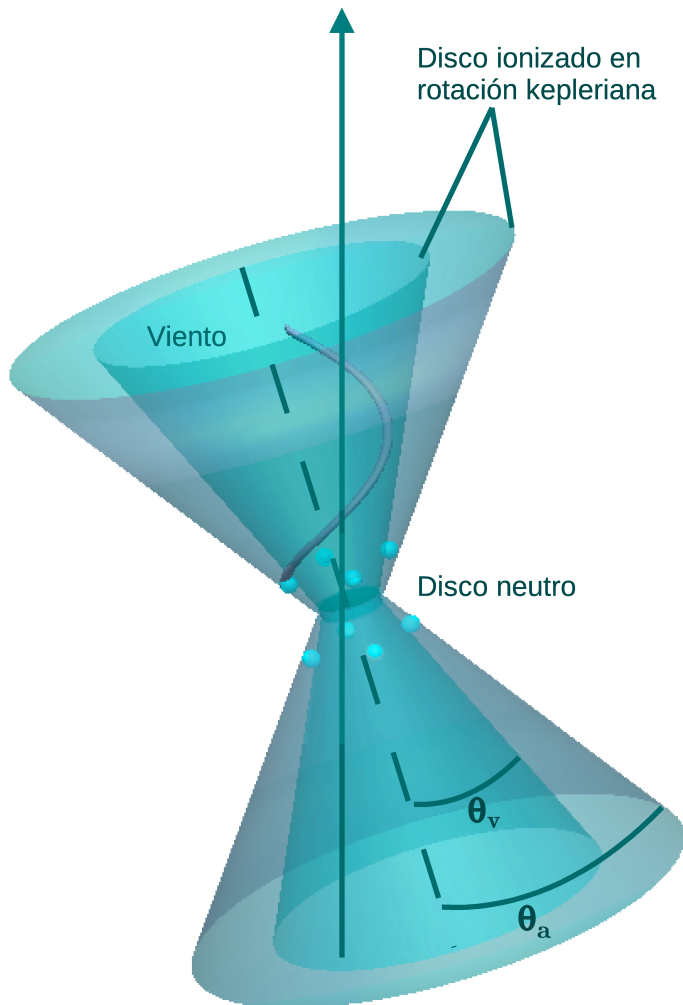


Figura 6.28: Esquema de la geometría utilizada para modelar el lanzamiento del viento ionizado de MWC349A. De modo similar al esquema representado en la figura 6.6, el viento ionizado se modeló con un doble cono con un ángulo de semiapertura $\theta_v = 50.5^\circ$ junto al que se situó el disco ionizado en la intersección entre el viento y el límite del disco neutro, el cual viene definido por la superficie de un doble cono con ángulo de apertura $\theta_a = 57^\circ$. Dentro del disco ionizado, a un radio igual a r_1 , se han representado con esferas ocho regiones simétricas desde las que el viento es lanzado a lo largo de las líneas de campo magnético. La hélice cónica representa la trayectoria seguida por el viento eyectado desde el disco.

radiales desplazadas hacia el azul con respecto a los picos máseres para la línea $H26\alpha$ (perfil rojo del panel superior izquierdo) pero no para la línea $H27\alpha$ (perfil rojo del panel superior derecha). Cabe destacar que para conseguir este resultado, la localización central de la eyección del gas ionizado se situó a un radio donde la emisión de continuo alcanza una profundidad óptica de $\tau_c \sim 3$, en concreto centrado a una distancia de 30.7 ua con respecto a la estrella central (coordenadas $|x| = 16.15$, $|y| = 20.9$, $|z| = 15.7$ ua de acuerdo con el sistema de coordenadas utilizado por MORELI y descrito en el capítulo 5). De este modo, se consigue que la línea $H26\alpha$ trace la región donde el gas del disco ionizado está siendo lanzado al viento, al contrario que la línea $H27\alpha$ ya que esta traza regiones ligeramente más externas debido a que la profundidad óptica de la emisión de continuo, que es la que domina la profundidad óptica total trazada por estas líneas, disminuye con la frecuencia (ecuación D.7). Además, hay que tener en cuenta que la localización de la eyección se situó cercana a la región del plano del cielo donde se origina los picos máser para que así el perfil modelado sea muy sensible a los movimientos presentes en dicha región.

Por otra parte en el panel inferior de la figura 6.29 se muestra los perfiles predichos para la línea $H27\alpha$ cuando la eyección del material al disco se sitúa a radios de $r_1 = 30.7$ y 43 ua (perfil rojo y negro respectivamente), además de la diferencia relativa entre estos dos perfiles (línea azul discontinua). En la figura puede verse que las dos componentes espectrales originadas en la región que modela el lanzamiento del viento únicamente aparece en la línea $H27\alpha$ cuando la eyección se sitúa a 43 ua (coordenadas $|x| = 23$, $|y| = 30$, $|z| = 23$ ua). Esto es lo que se espera cualitativamente ya que en este último caso la eyección se situaría en un radio más externos a aquel en el que la emisión de la línea $H27\alpha$ se hace ópticamente transparente, $\tau_c < 3$. En definitiva, el modelo muestra que, al situar la eyección del viento desde el disco a una distancia con respecto a la estrella central adecuada, se reproduce que aparezcan las dos nuevas componentes espectrales observadas en los espectros para una línea de recombinación en la que únicamente cambia su número cuántico principal en una unidad.

Tomando como punto de partida los resultados anteriores, se puede concluir que nuestro modelo permite explicar que dos nuevas componentes espectrales desplazadas hacia el azul con respecto a los picos máseres puedan aparecer repentinamente cuando se pasa de una línea de recombinación $Hn\alpha$ a otra con un número cuántico n una unidad menor. Esto es así siempre y cuando se considere que el lanzamiento del viento que da lugar a esas características espectrales se sitúa en la región de transición en la que la línea con mayor número cuántico principal n es ópticamente opaca y la de menor n comienza a ser ópticamente transparente. Puesto que las observaciones muestran que

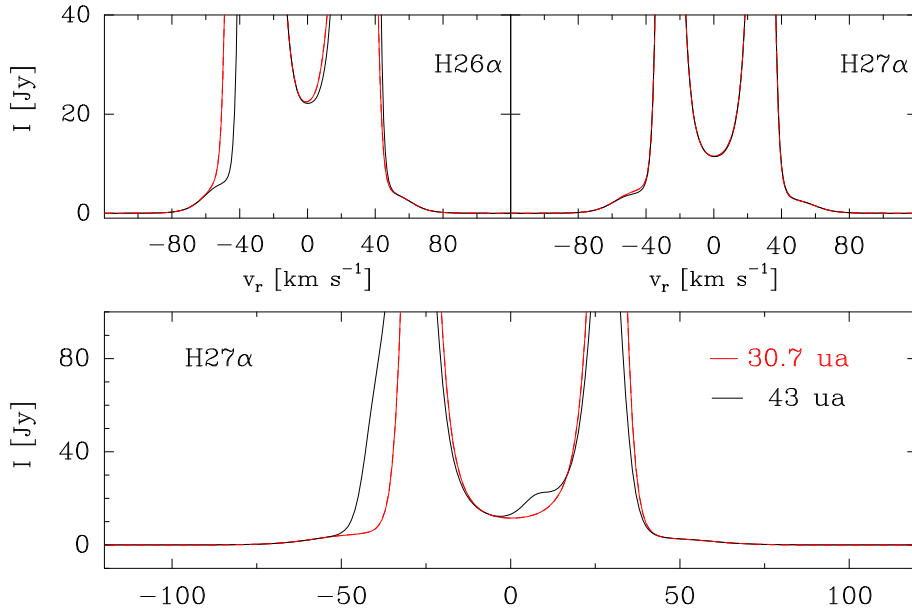


Figura 6.29: Paneles superiores: representación de los perfiles predichos por MORELI para las líneas H26 α y H27 α (paneles izquierdo y derecho respectivamente) en el caso de que se considere únicamente el viento y el disco ionizado (perfiles negros) o en el caso en el que se añade una componente cinemática adicional (perfiles rojos) moviéndose a una velocidad radial de 35 km s⁻¹ en una región con dimensiones de 10×10×10 ua localizado a un radio de $r_1 = 30.7$ ua y que representa la eyección del viento desde el disco. Paneles inferiores: representación de los perfiles predichos por MORELI para la línea H27 α considerando que la región donde se produce la eyección del viento está centrada a un radio de $r_1 = 30.7$ y 43 ua (líneas negras y rojas respectivamente) y superpuesta la diferencia relativa entre estos dos perfiles predichos.

estas dos componentes espectrales aparecen para las líneas con $n \leq 21$, se deduce que la eyección del gas ionizado debe ocurrir a radios menores a aquel donde el continuo para la frecuencia de la H21 α (662.40 GHz) se hace ópticamente opaca, $\tau_{\nu=662.4\text{GHz},c} = 3$. A partir de la distribución de densidad electrónica hallada de los mapas de radiocontinuo y de la distribución espectral de energía a longitudes de onda submilimétricas, milimétricas y centimétricas (sección 6.3), se desprende que el lanzamiento del viento ionizado debe ocurrir a una distancia de ~ 24 ua con respecto a la estrella central. Este resultado es consistente con el límite superior de unas 25 ua que se deduce del ajuste del mapa de centroides de la línea H30 α (sección 6.4.2.4).

6.5 Interpretación del lanzamiento del viento ionizado en MWC349A como debida a vientos de discos

El modelo de MWC349A que se ha desarrollado en esta tesis ha permitido aportar evidencias claras de que el lanzamiento del viento ocurre incluso hasta una distancia de ~ 24 ua, produciéndose el lanzamiento a una velocidad de $\sim 35 \text{ km s}^{-1}$, del orden de la velocidad del sonido para un gas ionizado con una temperatura electrónica comprendida entre 12000 y 15000 K (figura C.2). La determinación de la región y velocidad de lanzamiento fue principalmente posible gracias a la extrema sensibilidad que presenta la emisión máser de las líneas de recombinación submilimétricas y del infrarrojo lejano con respecto a la cinemática del disco en sus dos lados opuestos (situados al este y al oeste de la estrella) donde se originan los picos máser. Sin embargo, aunque los perfiles obtenidos con HIFI han revelado la existencia de unas regiones donde material del disco pasa a formar parte del viento, no se puede descartar que el lanzamiento del viento se produzca también en otras regiones del disco para las que la menor longitud de coherencia de la emisión máser hace que el perfil de sus líneas no sea apreciablemente tan sensible a la cinemática del gas de estas regiones donde existe la posibilidad de que también pueda estar siendo eyectado gas al viento. Independientemente de esto, los resultados obtenidos permiten discriminar cuáles de los modelos de formación del viento ionizado en torno a una estrella masiva son consistentes con las observaciones de MWC349A.

Descartado que los modelos gravitacionales puedan explicar el radio donde se ha determinado que ocurre el lanzamiento del viento (sección 6.4.2.4), hay que considerar principalmente los modelos que explican la formación del viento por aceleración magnetocentrífuga. El lanzamiento y aceleración del viento debido a un campo magnético está apoyado por la detección, en base al efecto Zeeman, de un campo magnético con una componente de ~ 22 mG a lo largo de la línea de mira en la región donde se origina la línea $\text{H}30\alpha$, es decir, a una distancia con respecto al centro de la región de unas 30 ua (Thum & Morris, 1999; Thum et al., 2012). Entre las características que deben explicar estos modelos magnetohidrodinámicos se encuentra, en primer lugar, el escaso grado de colimación del viento de MWC349A, el cual ya se ha visto que presenta una estructura de doble cono y con un ángulo de semiapertura de 57° . Esta pequeña colimación sugiere que muy probablemente los modelos de vientos de discos (sección 4.3.3.1.1) con un suave gradiente de intensidad de la componente

poloidal del campo magnético (con un valor de μ comprendido entre unos -0.25 y 0) no puedan explicar la formación del viento de MWC349A, incluso aunque se tenga en cuenta que la presión de radiación pueda hacer disminuir el grado de colimación que predicen los modelos (sección 4.3.3.1.2). Por ello, en principio podría pensarse que, entre modelos expuestos en la sección 4.3.3, los únicos adecuados para explicar la baja colimación observada son los modelos de discos con $\mu \lesssim -0.5$, como el de Pudritz et al. (2006), además de los modelos de vientos X.

Modelo de vientos X

En el caso de considerar que la región UC HII de MWC349A consiste en un viento X, la magnetosfera estelar debería alcanzar radios de hasta 24 ua para explicar los resultados hallados. En este caso sería de esperar que se hubiera detectado en la distribución espectral de energía alguna componente de emisión característica de emisión no térmica, caracterizada por emisión con un índice espectral negativo, a longitudes de onda correspondientes al radio. Sin embargo, aunque no se haya detectado, no se puede descartar que pueda existir esta componente ya que su emisión a longitudes de onda centimétricas podría estar oculta por las regiones más externas donde la emisión de continuo libre-libre centimétrica es ópticamente opaca. En cambio sí que se puede descartar que la eyección de gas ionizado observada pueda explicarse por un viento lanzado en base a que el tamaño del campo magnetosférico estelar alcanza una distancia máxima del orden de 1 ua, frente a las 24 ua en las que se ha calculado que ocurre el lanzamiento observado del viento.

Una estimación del tamaño de la magnetosfera se puede realizar mediante dos procedimientos distintos. El primero de ellos se basa en que el tamaño de la magnetosfera en la región del disco no puede superar considerablemente la distancia a la que éste está truncado. Tal como se describió en la sección 4.3.3.1.4, esto se debe a que las líneas de campo magnético no pueden penetrar en el disco ionizado al actuar, en primera aproximación, este disco como una jaula de Faraday. Por ello la magnetosfera no puede superar apreciablemente el límite superior que se dedujo para el tamaño de la región sin ionizar que hay junto a la estrella, que fue de 3 ua (sección 6.3.2).

El segundo procedimiento consiste en considerar el tamaño de la magnetosfera como hasta aquella distancia en la que el par de fuerzas creado por la magnetosfera iguala el par de fuerzas viscoso que hay localmente en el disco (ecuación 4.4). Considerando la masa central de la estrella y la tasa de pérdida de masa derivados a partir del modelo, $38 M_{\odot}$ y $5 \cdot 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ respectivamente, además de una intensidad del campo magnético igual a los más intensos campos encontrados en la superficie de las estrellas masivas,

$2 \cdot 10^4$ G (sección 4.3.3.1.4) en la fotosfera estelar (situada a un radio de unas $10 R_{\odot}$ de acuerdo con los valores presentados en el anexo A), se deduce un límite superior para el valor del tamaño de la magnetosfera de MWC349A del orden de 1 ua. Nótese que este valor es consistente con el valor deducido para la cavidad sin ionizar, lo que refuerza la validez de estos resultados. Puesto que es un orden de magnitud inferior a las 24 ua a las que se ha deducido que ocurre el lanzamiento del viento, se descarta la posibilidad de que los vientos X puedan explicar la formación de este viento. Por ello parece bastante probable que sean otros modelos los que expliquen el lanzamiento del viento que hemos hallado.

Modelo de vientos de discos

Descartados los modelos de vientos X, únicamente queda como alternativa los vientos de discos para explicar la formación del viento de MWC349A. Teniendo en cuenta la velocidad terminal deducida para el viento, $v_0 = 60 \text{ km s}^{-1}$ (tabla 6.1), y la relación existente entre la velocidad terminal y el radio en el que se produce el lanzamiento del viento para un viento de disco lanzado por aceleración magnetocentrífuga (ecuación 4.4), se deduce que para explicar que el punto de lanzamiento del viento de MWC349A ocurra a $r_1 \lesssim 24$ ua, la longitud de la palanca magnética debe ser de $\lambda \leq 1.25$. El pequeño valor encontrado para λ , muy cercano a la unidad, indica que la superficie de Alfvén y, por tanto, la superficie en la que el viento ha alcanzado su velocidad terminal, se sitúa muy cercana al punto de lanzamiento. Esto respalda, una vez más, la validez del modelo realizado para MWC349A, para el cual se consideró dos componentes cinemáticas discontinuas para el gas ionizado, es decir, se supuso que cuando el material ionizado escapa del disco ionizado en rotación kepleriana pasa a formar parte del viento alcanzando directamente su velocidad terminal (sección 6.2). En definitiva, el valor hallado para λ indica que la aceleración del viento desde que es lanzado hasta que alcanza su velocidad terminal ocurre en una región muy cercana al punto de lanzamiento del viento desde el disco.

A parte de ser consistente con el modelado de MWC349A, es necesario analizar si el valor deducido para λ es consistente con lo que predicen las simulaciones numéricas. En concreto los modelos de vientos de discos con fuertes gradientes de la componente poloidal del campo magnético predicen valores de λ comprendidos entre unos 2 o 3 (Pudritz et al., 2006). Sin embargo, estos modelos únicamente se han desarrollado para vientos de estrellas de tipo T Tauri, los cuales presentan tasas de pérdida de masa (Bertout et al., 1988; Hartigan et al., 1995; Gullbring et al., 1998) varios órdenes de magnitud menores que la encontrada hacia MWC349A, $\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Puesto que las líneas de corriente del viento de MWC349A contienen una masa mayor, su superficie de

Alfvén debe situarse en una región más cercana a la zona de lanzamiento del viento de la que cabría esperar para una estrella de tipo T Tauri (sección 4.3.3). De este modo, el valor hallado para λ es posible que sea consistente con lo que se esperaría de simulaciones numéricas, aunque por el momento aún no se ha desarrollado ninguna que se aplique para estrellas masivas.

En definitiva, las características encontradas para el viento ionizado de MWC349A lleva a pensar que los modelos de vientos de discos con un campo magnético extendido son los únicos que permiten conjugar las medidas de la velocidad terminal del viento con el radio donde parece ser lanzado y, en particular, aquellos modelos que consideran como condición de contorno para el disco un fuerte gradiente de la intensidad de la componente poloidal del campo magnético.

Capítulo 7

Cepheus A HW2: líneas de recombinación máser extremadamente anchas

7.1 Introducción

La región de Cepheus OB3, descubierta a través de observaciones de ^{12}CO (Sargent, 1977), consiste en un aglomerado de nubes moleculares situada en el brazo de Orión y con una extensión aproximada de 20×60 pc y que está asociado a la brillante asociación de estrellas OB también conocida como Cepheus OB3 (Blaauw et al., 1959; Blaauw, 1964; Jordi et al., 1996). Dicha región se divide en estructuras más pequeñas y densas (Evans et al., 1981) catalogadas alfabéticamente desde la A hasta la F, de las que Cepheus A constituye con sus $500 M_{\odot}$ (Sargent, 1979) su región más masiva y en la que hay mayor evidencia de formación estelar activa de baja y alta masa tal y como revela la detección de regiones HII (Beichman et al., 1979), flujos moleculares bipolares (Rodríguez et al., 1980a; Bally & Lane, 1991), máseres moleculares de OH (Rodríguez et al., 1980b; Cohen et al., 1984), H_2O (Blitz & Lada, 1979; Lada et al., 1981; Cohen et al., 1984; Torrelles et al., 1998) y CH_3OH (Wouterloot et al., 1980; Torstensson et al., 2011) y una intensa emisión infrarroja con una luminosidad de $\sim 2.5 \cdot 10^4 L_{\odot}$ que se atribuye al calentamiento interno de la nube por estrellas en formación (Koppelaar et al., 1979; Beichman et al., 1979; Evans et al., 1981). Por otra parte, la distancia a esta región, determinado en 700 ± 40 pc por paralaje trigonométrico de la emisión de máseres de metanol y de radiocontinuo (Moscadelli et al., 2009; Dzib et al., 2011), la convierte en

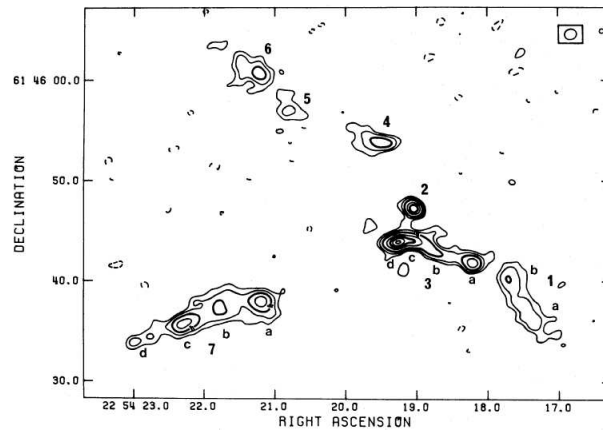


Figura 7.1: Subestructuras observadas en Cepheus A en la emisión de continuo a 6 cm obtenida con el VLA. Las líneas de contorno representan una intensidad de 0.15, 0.3, 0.6, 1.2, 1.8, 2.4 y 3.0 mJy haz⁻¹, donde el haz de las observaciones se representa dentro del recuadro situado cerca de la esquina superior derecha (tamaño de 1'' × 1''). Figura de Hughes & Wouterloot (1984).

la segunda región de formación de estrellas masivas más cercana a la Tierra después de la nebulosa de Orión y, por tanto, es en una región ideal para estudiar los procesos involucrados en la formación de este tipo de estrellas.

Dentro de la región de Cepheus A, destaca por su emisión de radiocontinuo una región UC HII conocida como HW2 (Hughes & Wouterloot, 1984) con una morfología claramente bipolar extendida a lo largo de $\sim 1''$ (correspondiente a ~ 700 ua) con un alto grado de colimación (figuras 7.3 y 7.5) y que se sitúa cercano a un núcleo caliente situado a una distancia proyectada sobre el plano del cielo de $0.4''$ (290 ua) hacia el este con el que, probablemente, forma un sistema binario (Jiménez-Serra et al., 2007). Este hecho indicaría que HW2 consiste en una región de formación relativamente reciente.

Por otra parte, paralelo al chorro ionizado, con su eje en la dirección suroeste-noreste y extendido a lo largo de una distancia del orden de un minuto de arco, se ha detectado un flujo de masa bipolar por la emisión del ^{12}CO (Narayanan & Walker, 1996) y del HCO^+ (Gómez et al., 1999). Además, en una dirección perpendicular al chorro ionizado y a este flujo bipolar de material molecular, se ha detectado emisión molecular de SiO (Gómez et al., 1999), SO_2 (Jiménez-Serra et al., 2007) y de HC_3N (Patel et al., 2005) en una región con morfología elongada como la de un disco. Todas estas observaciones sugieren claramente la presencia de un disco circunestelar neutro que juega un papel importante en el proceso de formación estelar. En concreto, la distribución de la emisión del SO_2 a distintas velocidades, con la emisión enrojecida situada

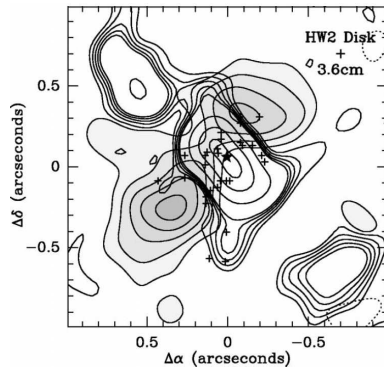


Figura 7.2: Mapa de emisión del SO_2 a una velocidad radial de -7.3 km s^{-1} (líneas de contorno finas y mapa representado en escala de grises) medido por Jiménez-Serra et al. (2007) y de la emisión de continuo a 3.6 cm (líneas de contorno gruesas) medido por Curiel et al. (2006). Se observa como la emisión del flujo bipolar trazado por la emisión de continuo es perpendicular al disco circunestelar trazado por la emisión del SO_2 y, además, parece seguir la morfología del límite de la emisión del disco en la zona sur. Figura de Jiménez-Serra et al. (2007).

hacia el noroeste y azulada hacia el sureste, revela claramente el movimiento de rotación del disco. Mientras que el hecho de que la morfología de la emisión del SO_2 en el límite sur del disco siga la distribución de la emisión de la región ionizada (figura 7.2) parece sugerir que el gas neutro del disco supone una frontera física real a la presencia de gas ionizado y que, por tanto, la coincidencia de la posición relativa de la emisión de radiocontinuo a 7 mm y 3.6 cm con respecto a dicha emisión molecular no es debida a un efecto de proyección, sino a que ambas fuentes de emisión están físicamente ligadas. De este modo, Cep A HW2 es una de las estrellas masivas cuyo estudio es de mayor interés por ser de las pocas en las que se ha detectado claramente un disco circunestelar neutro. Sin embargo, al igual que ocurría con MWC349A, las características cinemáticas de su disco son escasamente conocidas.

Al contrario de lo que ocurre con MWC349A, en el caso de Cep A HW2 no se ha podido observar la estrella de la presecuencia principal responsable de la formación de la región ultracompacta a longitudes de onda del visible. Una estimación de su luminosidad puede realizarse en base al flujo de fotones ionizantes de la región, obteniéndose una luminosidad de unos $2.2 \cdot 10^4 L_{\odot}$ que corresponde a una estrella de tipo espectral B0.5 ($\sim 12.7 M_{\odot}$). Sin embargo, la luminosidad bolométrica de la estrella contenida en la región ionizada de Cep A HW2, y responsable del calentamiento del disco, no se puede determinar con precisión ya que se carece de observaciones infrarrojas con una resolución espacial lo suficientemente buena. Por ello, las estimaciones se basan en

los modelos propuestos para explicar la emisión molecular del disco. En concreto, el modelado de la emisión del HC_3N indica un tamaño, 475×120 ua, y una temperatura, 250 K, del disco circunestelar que correspondería a una luminosidad que podría ser consistente con la deducida a partir de la tasa de fotones ionizantes.

Sin embargo, es posible que la luminosidad real de la estrella central difiera con respecto a dicho valor y que la ionización de la región sea debida a ionización por choques tal y como ocurre con los chorros colimados observados en torno a estrellas de baja masa y en torno a algunas estrellas masivas en sus etapas evolutivas más tempranas (secciones 3.1 y 3.2) y como sugieren las similitudes observacionales que comparten con estas fuentes. Estas semejanzas engloban tanto la presencia de los flujos de material molecular paralelos a los chorros ionizados, la alta colimación de los chorros, la relación existente entre el flujo de material molecular y la luminosidad debida a la emisión de radiocontinuo del material ionizado, y también las altas velocidades a las que se desplaza su chorro ionizado. En concreto, uno de los primeros intentos de estudiar la cinemática de Cep A HW2 fue el seguimiento a lo largo de 13 años (desde 1991 hasta el 2004) de los movimientos propios del chorro ionizado, midiéndose velocidades tangenciales al plano del cielo de unos 480 km s^{-1} (Curiel et al., 2006). De las características descritas, se concluye que esta región ionizada comparte características similares a los chorros colimados observados en torno a otras estrellas masivas y de baja masa (secciones 3.1 y 4.2) y, por tanto, al igual que en ellos, podría ser la fuente responsable de impulsar el flujo molecular bipolar observado.

Posteriormente se ha obtenido información de la cinemática de la región en base a mapas de la emisión molecular. En concreto, los mapas de la emisión del SO_2 que trazan el disco circunestelar a distintas velocidades radiales mostraron un gradiente de velocidades que sólo se puede explicar con una masa central de $\sim 9 M_\odot$, siempre y cuando se considere que la rotación es de tipo kepleriana (Jiménez-Serra et al., 2007). Sin embargo, de acuerdo con los resultados de los modelos presentados en el anexo A, esta masa se correspondería a una estrella de tipo espectral B1.5 con una luminosidad $L \sim 5 \cdot 10^3 L_\odot$, y no al tipo espectral B0.5 ($\sim 12.7 M_\odot$) que se deduce del flujo de fotones ionizantes. Una posible explicación podría ser que en realidad el disco rota con una velocidad angular por debajo de la kepleriana al igual que ocurre en los discos circunestelares en torno a estrellas de baja masa en sus fases iniciales de formación (Piétu et al., 2005).

Con el propósito de estudiar la cinemática de Cep A HW2 se han observado las líneas de recombinación $\text{H}40\alpha$, $\text{H}34\alpha$ y $\text{H}31\alpha$ junto con la emisión de

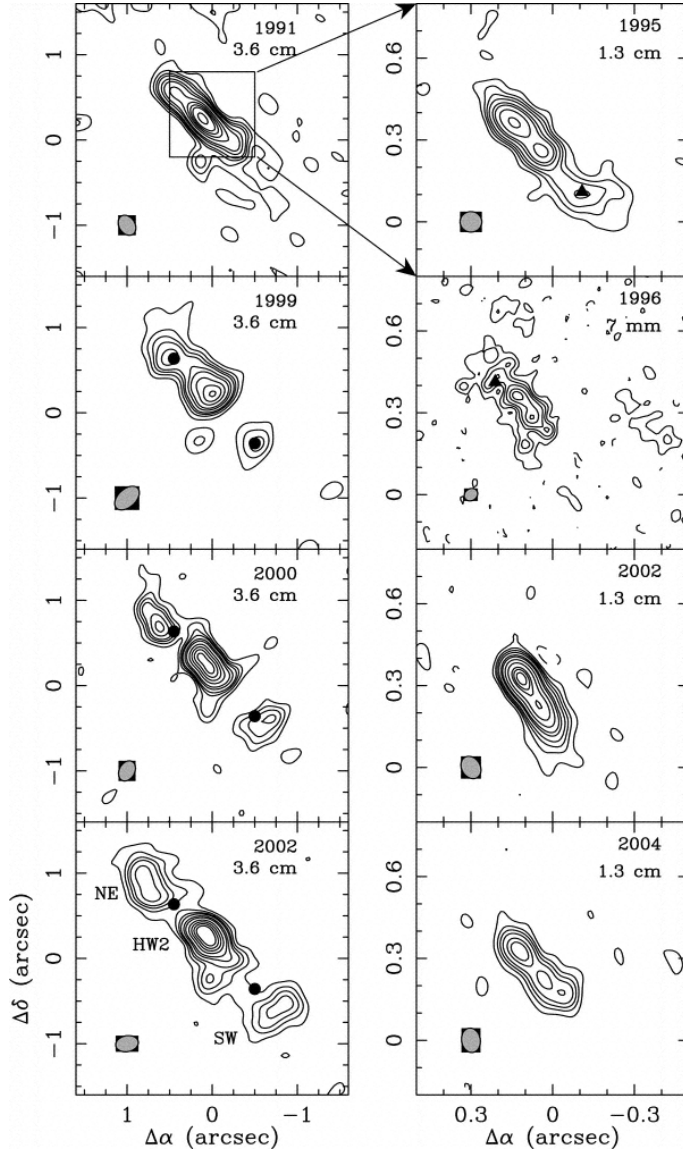


Figura 7.3: Mapas de la emisión de continuo en Cep A HW2 a 3.6 cm (paneles izquierdos) y a 7 mm y 1.3 cm (paneles derechos) obtenidos con el VLA. Las líneas de contorno de los mapas a 3.6 cm representan -4, 2, 2, 4, 6, 8, 12,16, 24, 32, 40, 48, 64, 80 y 96 veces la desviación cuadrática media del ruido de los mapas (40, 90, 40 y 50 $\mu\text{Jy haz}^{-1}$ para los mapas obtenidos en los años 1991 1999, 2000 y 2002 respectivamente), mientras que los mapas a 7 mm y 1.3 cm representan las líneas de contorno de -6, -3, 3, 6, 9, 13, 20, 26, 38, 56, 75, 90, 105 y 120 veces la desviación cuadrática media del ruido de los mapas (130, 250, 50 y 260 $\mu\text{Jy haz}^{-1}$ para los mapas obtenidos en los años 1995, 1996, 2002 y 2004 respectivamente). Figura de Curiel et al. (2006).

radiocontinuo a tales frecuencias (anexo H.2) y se ha procedido a modelar tanto la emisión de estas líneas (sección 7.3) como la del continuo libre-libre (sección 7.2).

7.2 Modelado del radiocontinuo

En primer lugar, al igual que se hizo para modelar MWC349A, se han recopilado todos los datos obtenidos para la emisión de radiocontinuo de la región ionizada de Cep A HW2 para definir su geometría y restringir sus propiedades físicas con el modelado de dicha emisión. Los mapas publicados en la literatura muestran que la emisión de radiocontinuo se produce en una estructura bipolar elongada a lo largo de menos de $2''$ (véase, por ejemplo, las figuras 7.3 y 7.5) con dos componentes a ambos lados del centro de la región que se mueven a lo largo de la dirección del chorro en sentidos opuestos con un movimiento propio de $\approx 480 \text{ km s}^{-1}$ y cuya emisión total de continuo varía a lo largo del tiempo (Curiel et al., 2006). Por esta razón, de entre las medidas ya publicadas, únicamente se ha considerado las correspondientes a observaciones realizadas en una determinada época (en concreto las realizadas durante el año 1991, publicadas por Rodríguez et al. 1994 y mostradas en la tabla 7.1) en el rango de frecuencias en el que la emisión de continuo es debida a la emisión por radiación de frenado ($\nu < 90 \text{ GHz}$). Esto permite obtener un determinado índice espectral con el que deducir la estructura de densidad electrónica de la fuente. En la tabla 7.1 se muestra los valores medidos para la intensidad de la emisión de radiocontinuo junto con los tamaños en los que se produce dicha emisión para las observaciones comentadas. El ajuste de una recta a estos datos, representada mediante una línea roja en la figura 7.4, es consistente con un índice espectral de $\alpha = 0.69$ de acuerdo a la siguiente recta obtenida junto a la distribución espectral de energía observada) con un índice de correlación de $r = 0.998$:

$$\log(I_c) = (0.69 \pm 0.16) \cdot \log(\nu) + (0.40 \pm 0.16) \quad (7.1)$$

Este índice espectral es consistente con una distribución de densidad electrónica de $N_e \propto r^{-2.11 \pm 0.20}$ para un viento isoterma e isotrópico. Con este gradiente de densidad electrónica se ha ajustado los mapas de continuo utilizando una geometría de doble cono con una abertura pequeña para así reproducir la morfología elongada observada. Cabe precisar que a diferencia de MWC349A, el ángulo de abertura no está totalmente bien acotado por los mapas de radiocontinuo ya que en todas las observaciones realizadas el semieje

menor de la estructura elongada observada está sin resolver. Como parámetro fijo de entrada a MORELI se ha asumido que el eje de revolución del doble cono presenta una inclinación de $\theta_i = 38^\circ$ con respecto al plano del cielo de acuerdo con el valor de $28 \pm 10^\circ$ deducido por Patel et al. (2005) del ajuste de la emisión del CH_3CN y del continuo. Además, también se ha tenido que asumir una determinada temperatura electrónica para Cep A HW2, de 10000 K, ya que al contrario de lo que se hizo para MWC349A, no es posible estimarla al no haber líneas de recombinación detectadas con emisión térmica (sección 7.3). Bajo las hipótesis descritas, fue posible obtener un buen ajuste de la distribución espectral de energía y de los mapas de radiocontinuo (figuras 7.4 y 7.5 respectivamente) con un semiángulo de apertura para el doble cono de 18° y una distribución electrónica que presenta un valor de $1.15 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ a 10 ua del centro de la región y que corresponde aproximadamente a una pérdida de masa de $3.2 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{ año}^{-1}$.

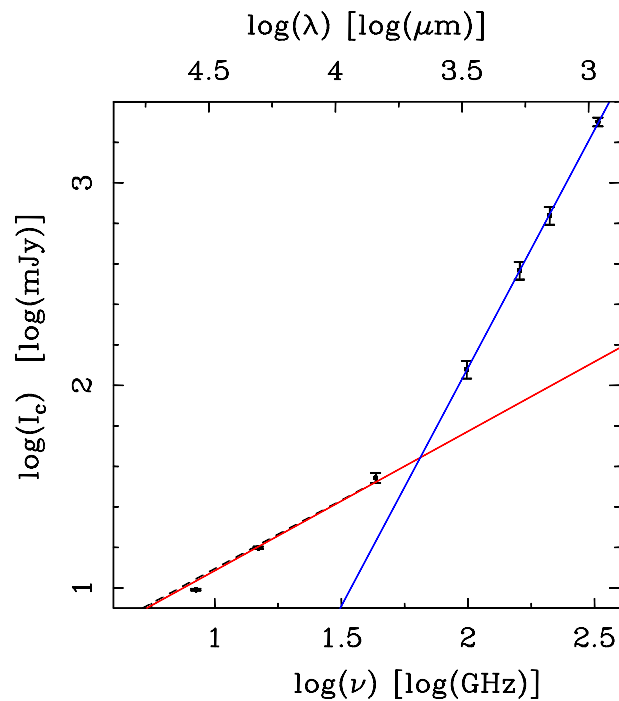


Figura 7.4: Distribución espectral de energía observada y modelada (barras verticales y línea discontinua negra respectivamente) de Cep A HW2. La línea continua roja y azul representan respectivamente los ajustes lineales a las intensidades observadas para las frecuencias con $\nu < 50 \text{ GHz}$ y $\nu > 90 \text{ GHz}$. Las referencias de los datos observacionales se muestra en la tabla 7.5.

Es importante destacar que no se han utilizado las medidas de continuo proporcionadas por nuestras observaciones ya que la emisión térmica por parte

del polvo es la contribución principal a las intensidades medidas. En efecto, los tres índices espectrales que se miden en cada una de las bandas de nuestras observaciones (figura 7.6) mediante el ajuste de una recta son consistentes entre sí y con el valor anteriormente medido para la emisión a 86, 220 y 327 GHz (Comito et al., 2007; Patel et al., 2005), presentando un valor de $\alpha \approx 2$.

En la tabla 7.1 se ha recopilado las intensidades medidas por nosotros para la emisión de radiocontinuo y la contribución a la intensidad que se espera que tenga la emisión de continuo libre-libre en base a la extrapolación del índice espectral obtenido anteriormente de las medidas adoptadas de la literatura a frecuencias menores de 45 GHz (línea azul de la figura 7.4). Los resultados mostrados en la tabla confirman que la emisión térmica por parte del polvo es la contribución principal a la intensidad medida por nuestras observaciones. Hay que precisar que mientras las intensidades medidas a las frecuencias correspondientes de las líneas H40 α y H31 α fueron respectivamente de 0.12 y 0.69 Jy, el espectro obtenido para la línea H34 α sufre de difracción anómala que, aunque no haga variar el índice espectral medido, hace disminuir las intensidades medidas. Por ello la intensidad emitida por el continuo a la frecuencia correspondiente de la línea H34 α , ~ 0.37 Jy, se ha obtenido a partir de la interpolación lineal de las intensidades observadas a 99.0 y 210.5 GHz.

7.3 Líneas de recombinación

Los tres espectros obtenidos por nuestras observaciones por parte de I. Jiménez-Serra y mostrados en la figura 7.6 se caracterizan por presentar una gran cantidad de líneas moleculares que deben proceder principalmente del núcleo molecular caliente situado junto a HW2, además de tres características espectrales poco intensas y extremadamente anchas que se extienden desde velocidades radiales de -500 a 600 km s⁻¹ con respecto a las frecuencias en reposo de las líneas de recombinación que, en principio, podría pensarse que debería emitir el gas ionizado presente en el chorro de alta velocidad estudiado por Curiel et al. (2006).

La gran cantidad de líneas moleculares puede poner en duda si estas características espectrales extremadamente anchas son realmente líneas de recombinación o son debidas al solapamiento de múltiples líneas moleculares. Para discriminar entre estas dos posibles situaciones se ha identificado las líneas moleculares presentes en frecuencias cercanas a las de las líneas de recombinación como, por ejemplo, las de SO₂, C₂H₅CN, HC₃N y C₂H₅OH, y se ha comprobado que las anchuras de estas líneas son pequeñas, $\sim 4-8$ km s⁻¹, y

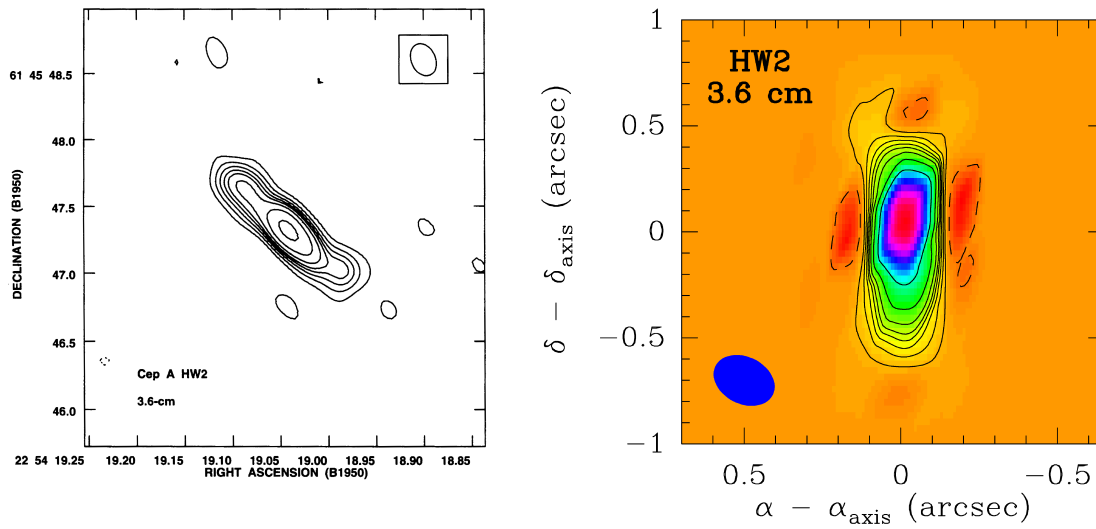


Figura 7.5: Panel izquierdo: mapa de emisión de radiocontinuo obtenido hacia Cepheus A HW2 a 3.6 cm utilizando el VLA (Rodríguez & Bastian, 1994). Los contornos representan -3, 3, 6, 9, 12, 15, 20, 30 y 50 veces la desviación cuadrática media del ruido del mapa ($50 \mu\text{Jy haz}^{-1}$). El haz de la observación, de $0.25'' \times 0.18''$ y ángulo de posición de 25° , se representa dentro del recuadro cercano a la esquina superior derecha. Figura de Rodríguez & Bastian (1994).

Panel derecho: mapa de emisión de radiocontinuo modelado para Cepheus A HW2 a 3.6 cm suavizado a una resolución espacial igual a la del mapa del panel izquierdo.

que las características producidas por el solapamiento de las líneas moleculares no excede los 100 km s^{-1} , un valor significativamente menor que las anchuras de las componentes espectrales observadas. Esto sugiere que realmente las tres características espectrales son debidas a la emisión de las líneas de recombinación. Esta idea es apoyada por la poca probabilidad de que el solapamiento diera lugar a tres características espectrales similares, con perfiles similares entre sí y con las mismas anchuras, a tres frecuencias diferentes coincidentes con las de las líneas de recombinación.

En los paneles inferiores de la figura 7.6 se muestra en detalle las tres líneas de recombinación una vez sustraído el continuo del espectro y suavizados los espectros a una resolución de unos 15 a 17 km s^{-1} . La emisión del continuo se sustrajo a partir de un ajuste polinómico de primer orden. Estos tres espectro muestran características espectrales similares, caracterizadas por dos componentes en velocidades muy anchas, una azulada y otra enrojecida con respecto a la velocidad sistémica de la fuente, y que presentan entre sí una clara asimetría.

Tabla 7.1: Intensidades de la emisión de radiocontinuo medidas en Cep A HW2, I_c , integradas a lo largo de la región de emisión de tamaño, Θ , a cada una de las frecuencias observadas, ν , con una resolución espacial θ_h . Para las observaciones a $\nu \geq 99$ GHz se muestra la emisión de continuo libre-libre, $I_{c,ff}$, estimada a partir de la extrapolación del índice espectral e intensidades obtenidas a menores frecuencias.

ν [GHz]	θ_h ["]	Θ ["]	I_c [mJy]	$I_{c,ff}$ [mJy] ^(a)	Referencia
1.49	1	2.2 ± 0.3	3.4 ± 0.1	-	Rodríguez et al. (1994)
4.86	1	1.1 ± 0.3	7.5 ± 0.1	-	idem
8.44	0.25×0.18	0.8 ± 0.1	9.8 ± 0.1	-	idem
14.9	1	0.6 ± 0.2	15.8 ± 0.2	-	idem
43.3	2.5×1.3	no resuelta	35 ± 2	-	idem
99.0	5.0×4.5	no resuelta	120	59 ± 21	anexo H.2
160.2	15	no resuelta	$370^{(b)}$	82 ± 31	idem
210.5	4.8×3.8	no resuelta	690	99 ± 40	idem
327.0	0.8×0.7	0.7	2000 ± 100	134 ± 57	Patel et al. (2005)

^(a) Las incertidumbres se han obtenido mediante propagación de errores estadísticos.

^(b) Intensidad obtenida de la interpolación lineal de las medidas correspondientes a las observaciones a 99.0 y 210.5 GHz.

7.3.1 Líneas de recombinación máser extremadamente anchas

En la tabla 7.3 se muestra que los cocientes medidos de las intensidades integradas de línea y de continuo con respecto a la frecuencia (quinta columna) son mayores que los valores esperados para el caso de emisión ópticamente transparente con emisión en equilibrio termodinámico local (sección 5.2.2). En concreto los valores esperados en ETL (cuarta columna) se han obtenido bajo las hipótesis de que la abundancia de hidrógeno es de un de un $90 \pm 5\%$ (abundancia típica medida en las regiones UC HII) y que la temperatura electrónica es la típica de una región UC HII, es decir, de unos 10000 K (sección 3.3).

Los valores obtenidos suponiendo condiciones de ETL implicaría que la temperatura electrónica en las regiones trazadas por las líneas H34 α y H31 α estaría por debajo de la hallada en las regiones UC HII más frías, ~ 4000 K, a

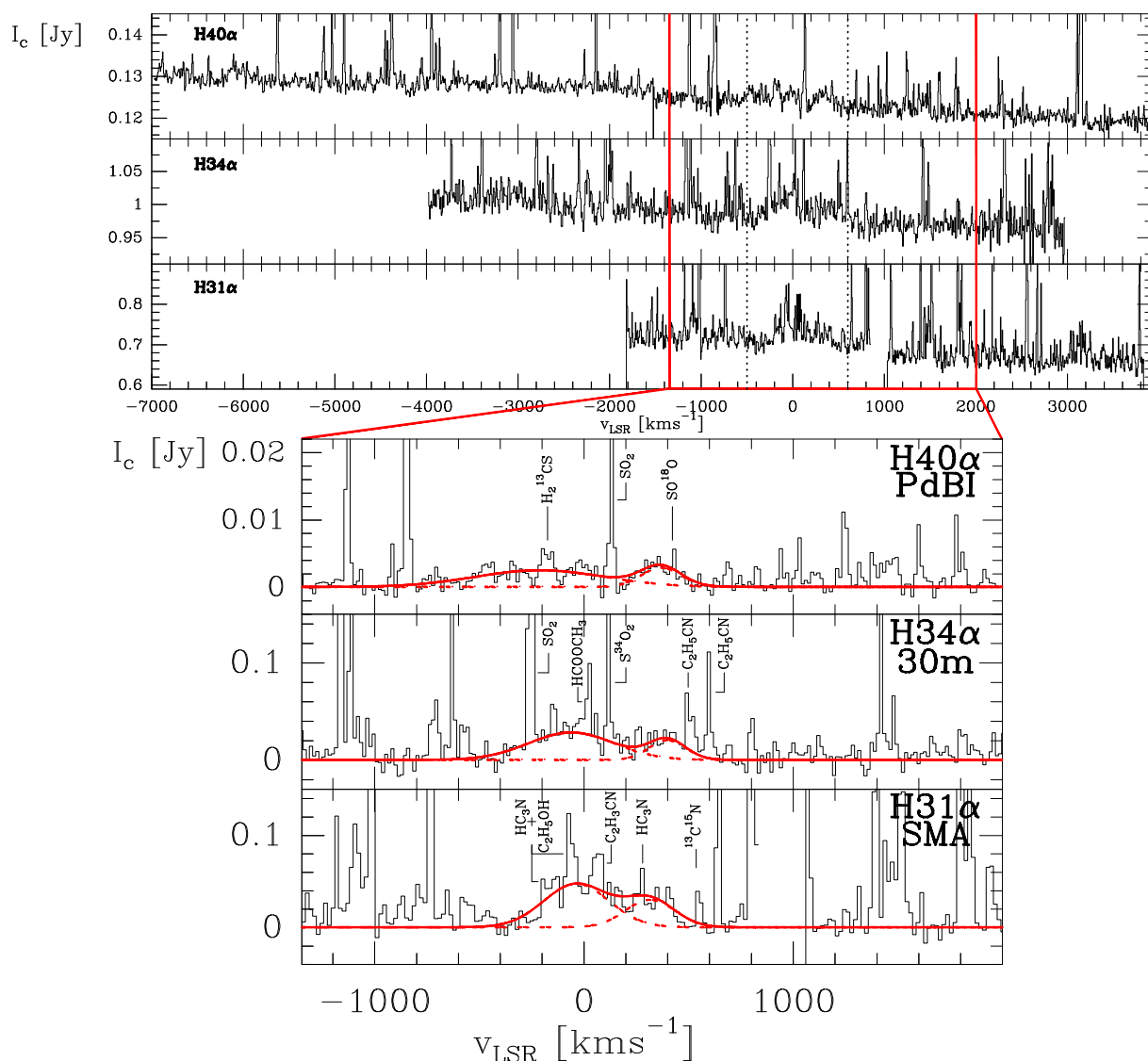


Figura 7.6: Paneles superiores: espectros de las líneas de recombinación H40 α , H34 α y H31 α obtenidos hacia Cepheus A HW2 con el PdBI, IRAM-30m y el SMA a 3, 1.9 y 1.4 mm respectivamente (anexo H.2). Las dos líneas verticales punteadas indican las velocidades radiales correspondientes a -500 y 600 km s $^{-1}$. El cuadrado remarcado con color rojo muestra la zona del espectro que se muestra ampliada en los paneles inferiores con una resolución en velocidades de ~ 15 a 17 km s $^{-1}$. En estos paneles inferiores se señalan algunas de las líneas moleculares identificadas y se representa con línea roja discontinua los ajustes gaussianos de las componentes roja y azul de las líneas de recombinación y con línea roja continua el ajuste total obtenido a partir de las dos componentes gaussianas mencionadas.

Tabla 7.2: Parámetros medidos de la emisión de las líneas de recombinación detectadas hacia Cep A HW2 a partir del ajuste gaussiano de dos componentes desplazadas hacia el azul y hacia el rojo con respecto a la velocidad en reposo de las líneas. Los parámetros dados por los ajustes gaussianos son la velocidad radial de la componente considerada, v (tercera columna), la intensidad de pico, I_1 (cuarta columna), la intensidad integrada de línea, $\int I_1 dv$, y la anchura a media altura de la componente ajustada, $\Delta v_{1/2}$ (sexta columna).

Línea	ν [GHz]	v [km s ⁻¹]	I_1 ^(a) [mJy]	$\int I_1 dv$ ^(b) [Jy haz ⁻¹ km s ⁻¹]	$\Delta v_{1/2}$ [km s ⁻¹]
H40 α	99.02	~ -210	2.9 ± 1.0	1.9 ± 0.1	~ 620
		~ 368	3.4 ± 1.0	0.68 ± 0.05	~ 190
H34 α	160.21	~ -60	33 ± 9	14.4 ± 0.7	~ 410
		~ 400	24 ± 9	4.4 ± 0.5	~ 180
H31 α	210.50	~ -36	55 ± 6	18.5 ± 0.4	~ 313
		~ 316	35 ± 6	8.9 ± 0.4	~ 240

(a) Las incertidumbres corresponden a la desviación cuadrática media, σ , de las intensidades del ruido medido en cada uno de los mapas de la emisión de radiocontinuo.

(b) Las incertidumbres se han calculado mediante la relación $\Delta(\int I_1 dv) = 1\sigma\sqrt{\delta v\Delta v_{1/2}}$, donde δv es la resolución espectral de las observaciones.

una temperatura electrónica a la que es poco probable que se pueda enfriar una región ionizada (sección 3.3). Este hecho, unido al muy improbable fuerte gradiente de temperatura electrónica que habría entre las regiones trazadas por la línea H40 α y H34 α (tabla 7.3), apoya convincentemente la idea de que al menos la emisión de las líneas H34 α y H31 α de Cep A HW2 es de tipo máser y que por ello sus cocientes de intensidad integrada de línea con respecto al continuo sean un factor entre cuatro y cinco veces superior al valor esperado para el caso de ETL con una temperatura electrónica de 10000 K.

Además, si se supone que la emisión de todas las líneas se da bajo condiciones de ETL, la extrapolación del cociente de intensidades esperado para las líneas H31 α y H34 α a partir del cociente medido para la H40 α subestima los cocientes medidos tal y como se observa en la figura 7.7. Esto se debe a que los cocientes medidos se incrementan con la frecuencia de la línea mucho más

rápidamente de lo que cabría esperar si la emisión se diera en condiciones de ETL. En definitiva parece clara que la emisión es máser al menos para las líneas H34 α y H31 α .

En cambio, al contrario de lo que ocurre para las líneas de recombinación H34 α y H31 α , el cociente de intensidades medida para la línea H40 α , $\int I_1 dv/I_c \approx 44 \text{ km s}^{-1}$, es sólo ligeramente mayor que el esperado en ETL, $\int (I_1 dv/I_c)_{10000\text{K}}^* \approx 28 \text{ km s}^{-1}$, sugiriendo que la emisión de dicha línea probablemente corresponda a emisión estimulada y no a emisión máser. Esta idea viene apoyada por el hecho de que el cociente medido para la línea H40 α es similar al encontrado para MWC349A, $\int I_1 dv/I_c \sim 39 \text{ km s}^{-1}$ (tabla 6.5), región en la que se ha determinado claramente que dicha línea se emite en condiciones de no ETL (sección 6.4.4.1). Por otra parte, el hecho de que la amplificación de la radiación sea mayor en las líneas H31 α y H34 α que en la línea H40 α se interpreta, al igual que ocurre con las líneas de MWC349A (sección 6.4), que es debido a que la inversión de poblaciones electrónicas aumenta al disminuir el número cuántico principal n , al mismo tiempo que aumenta la profundidad óptica de las líneas (sección D.4).

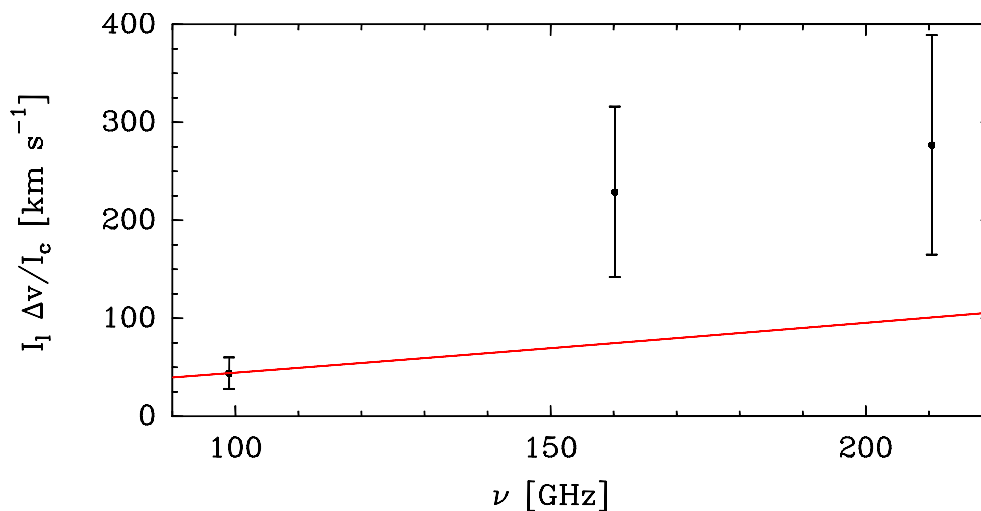


Figura 7.7: Cocientes de las intensidades integradas de líneas de recombinación con respecto al continuo en Cepheus A HW2. Las barras de error representan los cocientes medidos para las líneas H40 α , H34 α y H31 α . La línea roja muestra la extrapolación del cociente medido para la línea H40 α en el caso de que la emisión se diera en condiciones de equilibrio termodinámico local y que, por tanto, el cociente dependiera de la frecuencia como $I_1 \Delta v / I_c \propto \nu^{1.1}$ (ecuación 5.20).

Tabla 7.3: En la tabla se muestran las líneas de recombinación $Hn\alpha$ observadas en Cep A HW2 (primera columna), las frecuencias correspondientes a cada una de ellas (segunda columna), las intensidades integradas de línea medidas (tercera columna) y la comparación entre los cocientes de las intensidades integradas de línea con respecto al continuo esperados si la emisión de las líneas corresponde al caso de emisión ópticamente transparente en equilibrio termodinámico local en el caso de considerar una temperatura electrónica de 10000 K, $\int (I_1 dv/I_c)^*_{10000K}$ (cuarta columna) y los correspondientes cocientes medidos en Cep A HW2, $\int (I_1 dv/I_c)$ (quinta columna). En la sexta columna se muestra las temperaturas electrónicas que se deduce suponiendo que el $\int (I_1 dv/I_c)$ medido corresponde a emisión en equilibrio termodinámico local.

Línea	ν [GHz]	$\int (I_1 dv)^{(a)}$ [Jy km s ⁻¹]	$\int (I_1 dv/I_c)^*_{10000K}$ [km s ⁻¹]	$\int (I_1 dv/I_c)$ [km s ⁻¹]	T_e^* [K]
H40 α	99.02	2.58 \pm 0.11	28.0 \pm 1.6	44 \pm 16	7825 \pm 2630
H34 α	160.21	18.8 \pm 0.86	48.8 \pm 2.7	229 \pm 87	3405 \pm 1130
H31 α	210.50	27.4 \pm 0.57	66.9 \pm 3.7	277 \pm 112	3835 \pm 1340

- (a) Las incertidumbres se ha obtenido por propagación de errores estadísticos a partir de las incertidumbres de las intensidades integradas de las componentes desplazadas hacia el azul y hacia el rojo mostradas en la tabla 7.2.

7.4 Modelado de las líneas de recombinación extremadamente anchas con MORELI

Una vez que se ha mostrado que las observaciones sugieren claramente que las características espectrales observadas se deben a la emisión máser de líneas de recombinación extremadamente anchas, se ha utilizado MORELI para modelar dichas líneas partiendo de la geometría, temperatura electrónica y distribución de densidad electrónica con la que se ajustó la emisión de radiocontinuo (sección 7.2). Los valores finales con los que se ha obtenido el mejor ajuste de la emisión de continuo y de las líneas de recombinación son los mostrados en la tabla 7.4. En el paneles inferiores de la figura 7.8 se muestran las líneas de recombinación modeladas utilizando estos parámetros de entrada en MORELI en condiciones de no ETL (perfiles rojos) y los predichos en condiciones de ETL (perfiles azules discontinuos) superpuestas a los perfiles observaciones (histogramas negros). El conjunto de coeficientes de desviación que se ha utilizado es el correspondiente a Walmsley (1990). La razón de

Tabla 7.4: Valores de los parámetros de entrada a MORELI que mejor ajustan la emisión de radiocontinuo y de líneas de recombinación de Cepheus A HW2.

Parámetro de entrada	Valor	Deducido de
v_{LSR}	160 km s ⁻¹	perfiles de líneas de recombinación
$N_e(r, \theta)$	$1.15 \cdot 10^8 r^{-2.11} \text{ cm}^{-3}$ (a)	emisión de radiocontinuo
r_{min}	0.3 ua	emisión de radiocontinuo
θ_a	18°	emisión de radiocontinuo
n_R	$7R_{\text{ef},\nu}$	perfiles de líneas de recombinación
T_v	10000 K	emisión de radiocontinuo
v_0	500 km s ⁻¹	perfiles de líneas de recombinación
r_a	35 ua	perfiles de líneas de recombinación
v_{tu}	60 km s ⁻¹	perfiles de líneas de recombinación

(a) r en unidades de 10 ua.

esto se debe a que en el que se realizó el modelado (año 2011) únicamente se habían incorporado estos coeficientes a MORELI. Sin embargo, la utilización de los coeficientes correspondientes a Storey & Hummer (1995) no incrementa significativamente las intensidades predichas de las líneas.

Una de las mayores restricciones que ha impuesto el modelado de las líneas de recombinación a la cinemática del viento ionizado es la necesidad de suponer que el viento únicamente alcanza su velocidad terminal, r_a , al cabo de unas 35 ua para así poder explicar la falta de emisión significativa a velocidades radiales cercanas a la velocidad sistémica en reposo de las líneas. En concreto, se ha supuesto que la aceleración del viento ocurre es constante desde la estrella hasta el radio especificado (sección 5.1.4.2).

En relación a la velocidad sistémica de las líneas, debe notarse que el valor que se deduce del modelado realizado con MORELI es de unos 160 km s⁻¹ desplazado hacia el rojo con respecto a la velocidad sistémica medida para la nube molecular, $\sim -10 \text{ km s}^{-1}$ (Martín-Pintado et al., 2005). Este fuerte desplazamiento de la velocidad en reposo con respecto a la velocidad sistémica de las líneas moleculares requiere una explicación ya que los máseres de agua presentan también un desplazamiento significativo de las velocidades donde ocurre sus picos de emisión aunque mucho menor al encontrado para las líneas de recombinación, concretamente de $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$ (Torrelles et al., 1996, 2011). Sin embargo, para proporcionar una explicación sería necesario efectuar nuevas observaciones que permitan acotar en mayor medida la morfología y

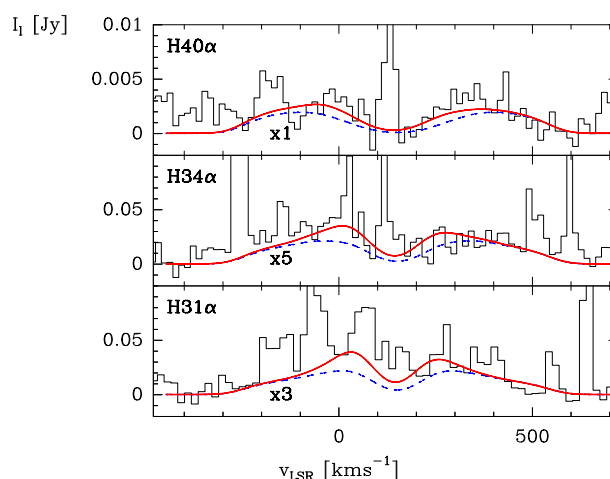


Figura 7.8: Comparación de los perfiles observados (histograma negro) de las líneas H40 α (panel superior), H34 α (panel del medio) y H31 α (panel inferior) con los perfiles modelados de estas líneas de recombinación extremadamente anchas suponiendo condiciones de no ETL (perfiles rojos) y los perfiles predichos suponiendo condiciones de ETL (perfiles azules). Las intensidades predichas para las líneas se han multiplicado por los números mostrados junto a los perfiles para compararlos cualitativamente con las intensidades observadas.

cinemática de las regiones más internas del viento colimado de Cep A HW2. Una explicación plausible podría ser que, debido a que la emisión es de tipo máser y, por tanto, muy sensible a tales parámetros, la presencia de condiciones físicas o cinemáticas asimétricas entre los dos lados del viento de lugar a grandes asimetrías en los perfiles de las líneas de recombinación que haga que las dos componentes observadas en el perfil estén separadas a una velocidad radial considerablemente mayor que la velocidad sistémica medida, a partir de la emisión molecular, hacia el núcleo caliente situado en las cercanías de Cep A HW2.

La cinemática descrita anteriormente ha permitido reproducir de un modo cualitativo las anchuras y la forma del perfil de las dos componentes extremadamente anchas observadas en los perfiles. Para ello, se ha considerado una expansión del viento a una velocidad terminal de 500 km s⁻¹, además de una velocidad turbulenta de 60 km s⁻¹ que ha permitido ajustar con mejor detalle la anchura de las dos componentes. En la figura 7.8 puede verse que la amplificación máser de las líneas ocurre a velocidades radiales menores de ~ 300 km s⁻¹ con respecto a la velocidad sistémica medida mediante las líneas de recombinación. El modelado realizado con MORELI muestra que esta amplificación es debida a que las densidades trazadas a estas velocidades,

de $\sim 3 \cdot 10^5$ a $\sim 4 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$, son lo suficientemente altas para que haya una significativa inversión de las poblaciones electrónicas (sección 5.1.1.1). Además, la geometría y cinemática es adecuada para que la longitud de coherencia del máser sea lo suficientemente extensa para que se produzca la amplificación de la radiación a lo largo de una región lo suficientemente grande para producir una amplificación considerable de la radiación. En cambio para velocidades radiales mayores de unas $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$, las densidades electrónicas trazadas siguen siendo elevadas, de unos $\sim 3 \cdot 10^5$ a $\sim 8 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$, pero la longitud de coherencia disminuye impidiendo que la emisión de la línea sufra una amplificación considerable. La mayor amplificación se da a velocidades radiales correspondientes a velocidades comprendidas entre ± 140 y $\pm 200 \text{ km s}^{-1}$ con respecto a la velocidad sistémica de las líneas debido a que las densidades electrónicas trazadas a tales frecuencias son las óptimas para que haya amplificación máser. En concreto estas densidades electrónicas son de unos $6.8 \cdot 10^6$, $1.7 \cdot 10^7$ y $3.0 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ respectivamente para las líneas H40 α , H34 α y H31 α tal y como puede verse en la figura 8 de Strelnitski et al. (1996b).

A pesar del buen ajuste cualitativo de las líneas, las líneas modeladas con MORELI no reproducen bien los perfiles de las líneas en las que la amplificación máser es mayor, es decir, de la H34 α y H31 α (nótese que los perfiles de estas dos líneas se han representado en los dos paneles inferiores de la figura 7.8 multiplicando respectivamente sus intensidades por un factor de cinco y tres), al contrario que la intensidad de la H40 α , para la cual las intensidades de pico predichas para las dos componentes se reproducen muy bien (línea roja del panel superior de la figura 7.8). Esto es probable que sea debido a que los coeficientes de desviación utilizados no reproducen bien la distribución de poblaciones electrónicas. Nótese que esto mismo ocurría para MWC349A al utilizar los coeficientes de desviación de Walmsley (1990) (figura 6.15), con la diferencia que en el caso de Cep A HW2 no se probó a considerar los coeficientes de Storey & Hummer (1995) ya que estos no estaban incluidos en MORELI en el momento en el que realizamos el estudio. Sin embargo, no creemos que sea necesaria un modelado más fino ya que no aportaría resultados significativos acerca de la cinemática y condiciones físicas de la región, y únicamente serviría para restringir en mayor medida y con mayor fiabilidad los parámetros que describen la emisión de la región. De cualquier modo no se puede descartar que las intensidades predichas para las líneas H34 α y H31 α estén subestimadas debido a variaciones de la densidad y temperatura electrónica con respecto a la de la distribución que hemos considerado y que, en el caso de ser tenidas en cuenta, pudieran dar lugar a una fuerte amplificación de la emisión de estas líneas.

Independientemente de que no se haya logrado ajustar las intensidades

observadas, los perfiles modelados por MORELI para el caso de no ETL apuntan claramente a que las componentes espectrales observadas pueden explicarse debidas a un viento muy colimado con una velocidad terminal similar a la encontrada para los movimientos propios medidos para la emisión de radiocontinuo (sección 7.3) y con su eje de revolución inclinado con respecto al plano del cielo un cierto valor, $\theta_i \approx 38^\circ$, consistente con el modelado de la emisión molecular y de radiocontinuo procedente del disco circunestelar y del viento (sección 7.2).

Un hecho clave que apoya la consistencia del modelo realizado es que no sólo se reproduce el perfil de la $H40\alpha$ y las anchuras de las dos componentes de las líneas $H34\alpha$ y $H31\alpha$, sino que también reproduce la asimetría encontrada para estas componentes. En efecto, las predicciones de MORELI son consistentes con que la emisión de la componente desplazada hacia el azul con respecto a la velocidad sistémica de las líneas sea más intensa que la de la componente desplazada hacia el rojo ya que el lado del viento que se está acercando hacia nosotros tiene una mayor intensidad de radiación continua incidiendo sobre ella que es amplificada por el efecto máser. En definitiva, se puede concluir que el estudio realizado para Cep A HW2 apoya la idea de la presencia de líneas de recombinación extremadamente anchas, con anchuras de línea de 1000 km s^{-1} a una intensidad nula, originadas en un viento muy colimado y con una gran velocidad terminal. Uno de los aspecto más relevantes de los resultados presentados consiste en que por, primera vez, se ha podido confirmar que la velocidad de expansión del chorro ionizado existente en torno a una estrella masiva joven es idéntico a la velocidad de expansión de sus lóbulos, los cuales sí que han podido ser medidos hacia otras regiones similares (véase, por ejemplo, Martí et al. 1998; Rodríguez et al. 2008).

Capítulo 8

Monoceros R2-IRS2: un nueva región con líneas de recombinación máser

8.1 Introducción

La región conocida como Monoceros R2 (que se abreviará como MonR2) consiste en un complejo compuesto por un gran número de nebulosas de reflexión azuladas que son iluminadas por una asociación de estrellas masivas de tipo espectral B (van den Bergh, 1966), acompañada también de una región de emisión compacta roja y nebulosas de absorción oscuras. En el infrarrojo se observa que esta asociación de nebulosas reside dentro de una nube molecular gigante que también es conocida como MonR2 (Loren et al., 1974; Kutner & Tucker, 1975). Se trata de una nube molecular típica, con una morfología aparentemente elíptica con unas dimensiones de 44 a 88 pc, masa de unos $\sim 9 \cdot 10^4 M_{\odot}$ (Maddalena et al., 1986) y en la que se está desarrollando formación estelar activa en varias regiones diferenciadas, entre las que destaca la región conocida como GGD 14 (Gyulbudaghian et al., 1978; Gómez et al., 1998), también conocida como IRAS 06084-0611, GGD 12/13/14/15, G213.88-11.84, AFGL 89, y la región denominada *núcleo* de MonR2 (Beckwith et al., 1976). Situada a 830 ± 50 pc, de acuerdo con medidas de paralaje fotométrico (Herbst & Racine, 1976), se trata de una de las regiones de formación estelar masiva más cercanas, de ahí que sea de particular interés.

Los mapas de emisión de radiocontinuo obtenidos en la región del cúmulo estelar del núcleo de MonR2 muestra la presencia de una región ionizada

extendida de $3'$ de diámetro (Downes et al., 1975). Observaciones de mayor resolución espacial obtenidas con el VLA (Wood & Churchwell, 1989b; Zapata et al., 2009) muestran que embebida en esta región se encuentra una región UC HII que tiene una morfología aproximadamente esférica de $27''$ de diámetro y en la que se observa un arco brillante a lo largo de su borde sur (figura 8.1). Por otra parte las imágenes infrarrojas muestran que la región HII contiene la fuente compacta infrarroja con una luminosidad de unos $6500 L_{\odot}$ (Henning et al., 1992) correspondiente a una estrella de tipo espectral B1 y de $10.7 M_{\odot}$, de acuerdo con los resultados presentados en el anexo A, conocida como IRS2 (Beckwith et al., 1976). Las imágenes infrarrojas también muestran que toda la región HII se encuentra englobada dentro de una estructura en forma de un anillo elíptico que contiene a la fuente compacta infrarroja conocida como IRS1 (Massi et al., 1985). Un análisis de la polarización de la emisión infrarroja compacta de IRS1 ha revelado un patrón simétrico con respecto a IRS2, lo que indica claramente que IRS1 consiste en una nebulosa de reflexión que está iluminada por la fuente compacta IRS2 (Hodapp, 1987; Aspin & Walther, 1990). Además, la localización de IRS1 observada en la banda K (Beckwith et al., 1976) presenta un desplazamiento de $4''$ con respecto a la posición en la que se mide el máximo de intensidad en el mapa de la emisión de radiocontinuo.

El hecho de que las mayores columnas de densidad de moléculas se encuentren justo al lado de la región ionizada de MonR2, unido a la morfología descrita de la emisión de radiocontinuo, sugieren que se trata de una región en el que la estrella masiva se encuentra en el borde de la nube molecular produciendo una fotoionización y compresión de ésta. Esto sería consistente también con el hecho de haberse encontrado evidencias de que la región de IRS2, al igual que una buena parte del cúmulo de objetos infrarrojos observados, están situados en el lado dorsal de la nube molecular (Choi et al., 2000), de modo que la estrella masiva que genera la región UC HII de MonR2-IRS2 estaría cercana al borde de la nube molecular, dando la posibilidad de que se haya formado según el modelo de champagne al llegar la región ionizada al borde de la nube (sección 3.4.2). De cualquier modo no hay restricciones observacionales que puedan descartar que su formación se explique de acuerdo con otros modelos.

8.2 Radiocontinuo

Los mapas obtenidos para la emisión de radiocontinuo para los tres conjuntos de observaciones se muestran en escala de grises en los paneles izquierdos de la figura 8.3. Los parámetros de esta emisión, deducidos a

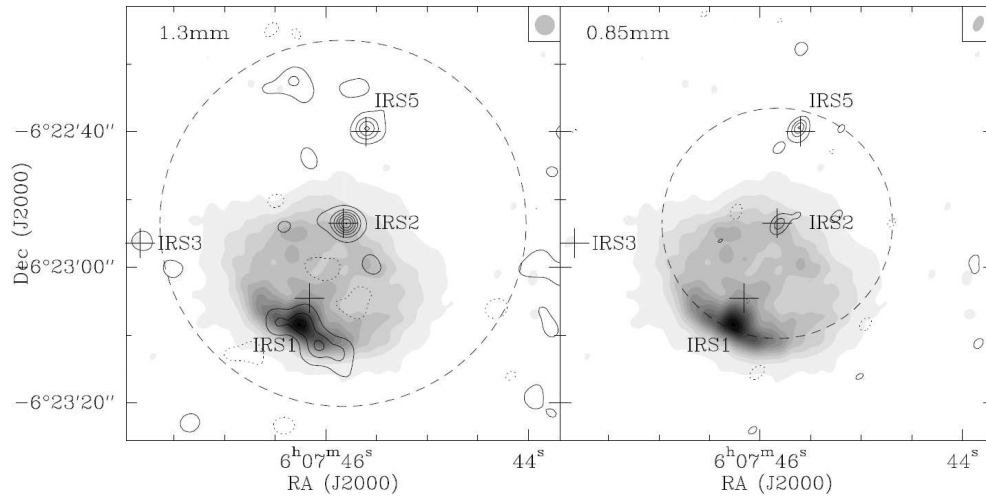


Figura 8.1: Mapa de emisión de continuo a 1.3 cm (escala de grises) medidos hacia MonR2 utilizando observaciones del VLA (Zapata et al., 2009), superpuesto a los mapas de emisión a 1.3 mm y 0.85 cm (líneas de contorno del panel izquierdo y derecho respectivamente) medidos utilizando el SMA en la configuración compacta (anexo H.3). Los haces sintéticos de las observaciones del SMA (anexo H.2) se representan dentro del recuadro situado cerca de la esquina superior derecha, mientras que el haz primario se representa con los círculos en línea discontinua. El primero de los contornos de la escala de grises del mapa del VLA y la separación en intensidades entre los distintos contornos son de una intensidad de 3 y 17 mJy haz^{-1} (siendo la desviación cuadrática media del ruido de estas observaciones de 1 mJy haz^{-1}). Mientras que la primera de las líneas de contorno continua y la línea de contorno negativa de los mapas del SMA representan respectivamente una intensidad de tres y menos tres veces la desviación cuadrática media del ruido del mapa (4 mJy haz^{-1}), siendo la separación en intensidades entre las distintas líneas de un valor de ocho veces la desviación cuadrática media. Figura adaptada de Dierickx (2013).

partir de ajustes gaussianos bidimensionales, se muestran en la tabla 8.1. Los valores deducidos para el tamaño de la emisión de radiocontinuo muestran que la fuente es muy compacta y que está sin resolver espacialmente con las observaciones del SMA. Sin embargo, las observaciones indican que MonR2-IRS2 no tiene estructura a la escala espacial trazada por la configuración más extendida, $0.4''\text{-}0.5''$ (correspondiente a 320-400 ua), ya que la intensidad medida en el pico de emisión de radiocontinuo en esta configuración es consistente con la medida realizada con la configuración más compacta. Este resultado también concuerda con las medidas obtenidas por Alvarez et al. (2004) a partir de una imagen speckle en el infrarrojo cercano. Por otra parte, las observaciones

Tabla 8.1: Parámetros medidos de la emisión de radiocontinuo en MonR2-IRS2: frecuencia, ν , resolución espacial de las observaciones interferométricas, θ_h , posición del pico de emisión de radiocontinuo, intensidades de emisión de radiocontinuo integrado espacialmente a lo largo de la fuente, I_c , tamaño de la fuente, Θ_c , y desviación cuadrática media del ruido de las observaciones, σ_{rms} .

ν [GHz]	θ_h ["]	Posición		I_c ^(a) [Jy haz ⁻¹]	Θ_c ["×", AP]	σ_{rms} [mJy haz ⁻¹]
		α_{J2000}	δ_{J2000}			
1.3	2.75×2.73	06:07:45.804	6:22:53.50	0.154 ± 0.005	3.13x2.79 105 ^o	13.5
1.3	0.53×0.37	06:07:45.806	6:22:53.53	0.157 ± 0.002	0.55x0.38 45 ^o	4.5
353	2.29×1.50	06:07:45.807	6:22:53.45	0.141 ± 0.017	2.44x1.60 130 ^o	30

(a) La incertidumbre corresponde a la desviación cuadrática media, σ , del flujo en los mapas de emisión de radiocontinuo.

también muestran que la posición que se ha obtenido para el pico de emisión de continuo es muy cercana a la medida a longitudes de onda infrarrojas (Carpenter et al., 1997) y de rayos X (Nakajima et al., 2003).

Al contrario que en los casos de MWC349A y Cep A HW2 (capítulos 6 y 7 respectivamente), el modelado de la geometría de la región MonR2-IRS2 debe basarse principalmente en el ajuste de la emisión de las líneas de recombinación ya que no se dispone de ningún mapa de emisión de radiocontinuo en el que la región MonR2-IRS2 esté bien resuelta espacialmente. Por ello, la única información que se dispone para extraer información acerca de su geometría y de sus condiciones físicas es la distribución espectral de energía, además de los perfiles de líneas de recombinación.

En la tabla 8.2 se recopilan las medidas de las intensidades de la emisión de radiocontinuo existentes para MonR2-IRS2 mientras que en la figura 8.2 se muestra su representación. Puede verse que la distribución espectral de energía de MonR2-IRS2 se caracteriza por ser parcialmente ópticamente opaca para longitudes de onda menores de ~ 200 GHz y ópticamente transparente para frecuencias mayores de ~ 50 GHz. El ajuste en el rango de frecuencias correspondiente a emisión parcialmente ópticamente opaca a las frecuencias

con $\nu < 50$ GHz proporciona la siguiente recta:

$$\log(I_c) = (1.1 \pm 5.4) \cdot \log(\nu) + (0.3 \pm 7.0) \quad (8.1)$$

El índice de correlación obtenido, $r = 0.997$, es lo suficientemente cercano a uno para considerar que ajusta apreciablemente bien a una recta. Sin embargo, las altas incertidumbres de las medidas de las intensidades de emisión del radiocontinuo (tabla 8.2) unida a la alta incertidumbre obtenida en el ajuste de la recta debida a que únicamente se dispone de tres puntos para ajustar, imposibilita determinar con alta precisión el índice espectral de la región. Por ello, se ha procedido a ajustar la distribución espectral de energía con un viento prototípico expandiéndose a velocidad constante, es decir, con una distribución de densidades electrónicas dada por $N_e \propto r^{-2}$, no sin antes restringir la geometría de la región en base al ajuste de la emisión de las líneas de recombinación (sección 8.3.2). El ajuste de la distribución espectral de energía impone una restricción importante acerca de los posibles valores del radio de la cavidad sin ionizar que hay alrededor de la estrella para conseguir reproducir la transición de emisión parcialmente ópticamente opaca a parcialmente ópticamente transparente para una frecuencia comprendida entre 43.3 y 231.9 GHz y para que, al mismo tiempo, se pueda ajustar las intensidades medidas a estas dos frecuencias. De este modo, se obtuvo que el tamaño de la cavidad debe ser de $r_{\min} \simeq 13$ ua.

De las intensidades integradas espacialmente de la emisión de radiocontinuo medido con la configuración compacta, y promediando la resolución espacial de la observación de mayor frecuencia a la misma resolución que la de menor frecuencia, $2.8''$, se ha medido un índice espectral de $\alpha = -0.16$. Teniendo en cuenta las incertidumbres de las medidas, se puede concluir que este índice espectral es consistente con emisión de radiocontinuo libre-libre ópticamente transparente (anexo F).

8.3 Líneas de recombinación

Los mapas de las intensidades de las líneas de recombinación H26 α y H30 α integradas entre velocidades de -35.5 y 47.0 km s $^{-1}$ se muestran representados, con líneas de contorno gruesas, en los paneles izquierdos de la figura 8.3 superpuestas a los mapas de emisión de radiocontinuo. Estos mapas muestran que la emisión de las líneas ocurre en una región compacta, prácticamente sin resolver, incluso para las observaciones realizadas con la configuración VEX, y

Tabla 8.2: Intensidades de la emisión de radiocontinuo medidas en Monoceros R2-IRS2, I_c , a cada una de las frecuencias observadas, ν , con una resolución espacial θ_h .

ν [GHz]	θ_h ["]	I_c [mJy] ^(a)	Telescopio	Referencia
5.0	1.25×0.75	10.7 ± 4.6	VLA	Massi et al. (1985)
15.0	0.41×0.41	<14	VLA	Wood & Churchwell (1989b)
23.1	3.5×2.6	66 ± 40	VLA	Massi et al. (1985)
43.3	4.5×3.0	110 ± 37	VLA	Zapata et al. (2009)
231.9	0.53×0.37	157 ± 2	SMA	sección H.3
231.9	2.75×2.73	154 ± 5	SMA	idem
353.6	2.29×1.50	144 ± 10	SMA	idem

(a) Las incertidumbres en la intensidad de la emisión de radiocontinuo de MonR2-IRS2 se ha obtenido a partir de las intensidades correspondientes a las líneas de contorno entre las que se sitúa la región IRS2.

centrada en el pico de la emisión de continuo. Los perfiles de las líneas H26 α y H30 α medidos en la posición de los picos de la emisión de radiocontinuo y con resoluciones espectrales respectivas de 2.2 y 2.8 km s⁻¹ se muestran en los paneles derecho de la figura 8.3. Estos dos perfiles se caracterizan por un doble pico con componentes desplazadas hacia el azul y hacia el rojo respectivamente en 20 y 25 km s⁻¹ con respecto a la velocidad radial sistémica de la fuente, $v_{\text{LSR}} = 10.5$ km s⁻¹ (Torrelles et al., 1983).

El ajuste de las líneas de recombinación utilizando dos perfiles gaussianos centrados en cada uno de los picos subestima claramente la intensidad medida a velocidades correspondientes a la velocidad sistémica de la fuente. Por ello, es necesario considerar una tercera componente gaussiana centrada en dicha velocidad. Así se ha procedido a caracterizar los perfiles de la emisión de las dos líneas de recombinación a partir de los parámetros deducidos del ajuste gaussiano de las líneas utilizando tres componentes cinemáticas. El ajuste se obtuvo considerando como parámetros libres las velocidades y anchuras de las componentes correspondientes a cada uno de los dos picos y como parámetros fijos la velocidad y el ancho de la componente cinemática correspondiente a la velocidad radial sistémica de la fuente. En concreto mientras la velocidad sistémica está bien acotada, $v_{\text{LSR}} = 10.5$ km s⁻¹, la anchura a media altura de la componente a esta velocidad se ha supuesto que es de 30 km s⁻¹, correspondiente a una anchura típica encontrada para las líneas de recombinación de las regiones UC III (sección 3.3.5). De este modo,

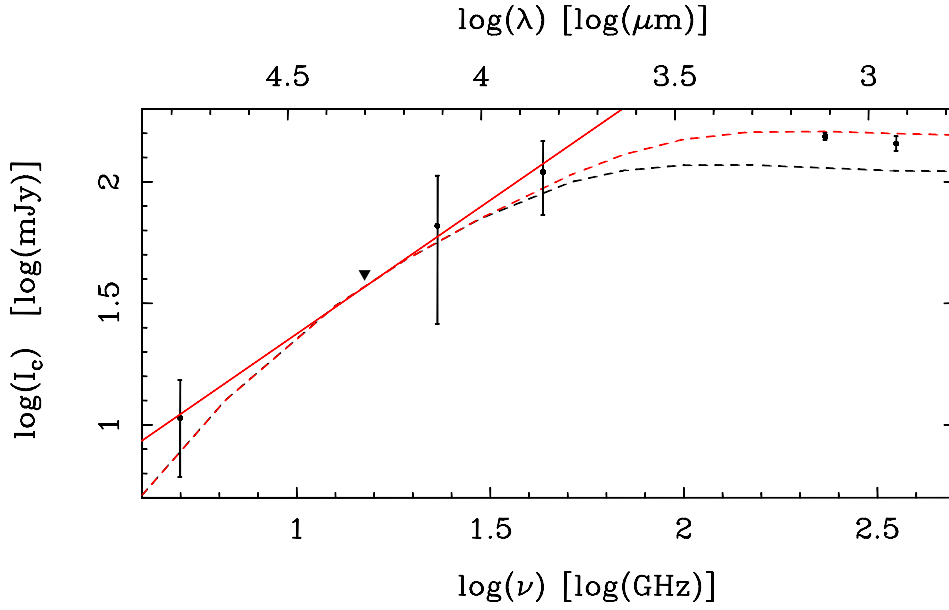


Figura 8.2: Distribución espectral de energía observada y modelada (barras verticales y línea discontinua roja respectivamente) de MonR2-IRS2. El triángulo representa un límite superior de una medida observacional. Las líneas discontinuas roja y negra representan las predicciones para un viento ionizado con cavidades esféricas respectivas de $r_{\min} = 13$ y 18 ua. La línea continua roja representa el ajuste lineal a las intensidades observadas para $\nu < 50$ GHz. Las referencias de los datos observacionales se muestran en la tabla 8.2.

se obtuvieron los parámetros observacionales mostrados en la tabla 8.3. En ella se observa que la intensidad de la componente correspondiente a la velocidad sistémica es significativamente mayor en la configuración compacta que en la extendida, es decir, es mayor para la observación que es más sensible a la emisión extensa. Esto respalda la idea de que su emisión probablemente esté asociada a la emisión extendida de la región HII ya anteriormente detectada por Hughes & Baines (1985), haciendo que los dos picos de la línea H30 α observada con la configuración compacta no destaquen tanto como cuando fue observada con la configuración extendida (figura 8.3), y que las anchuras de las componentes correspondientes a su ajuste, $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$, sean algo mayores que las obtenidas en las otras observaciones, $\sim 10\text{-}15 \text{ km s}^{-1}$. Por el contrario, las intensidades de las componentes correspondientes a los dos picos deben estar asociada a la zona compacta ya que sus intensidades medidas con ambas configuraciones son similares.

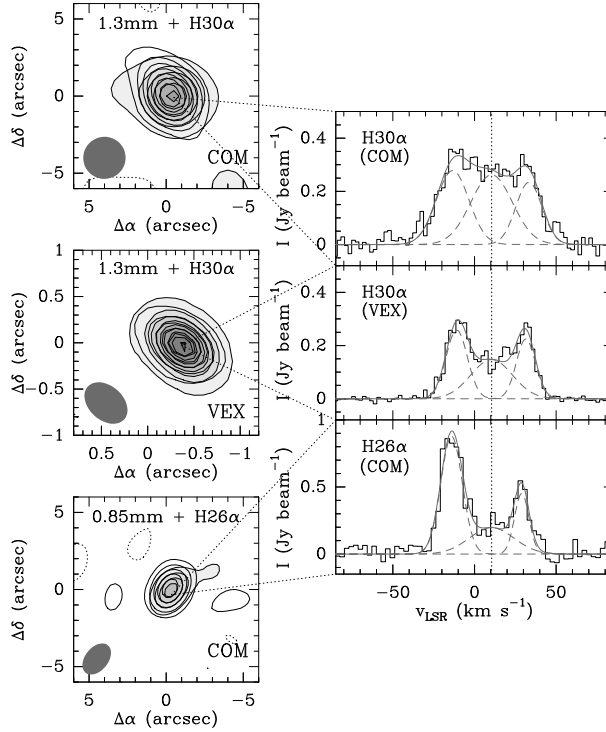


Figura 8.3: Paneles izquierdos: mapas de la emisión de la línea $H30\alpha$ integrada desde -35.5 a 47.0 km s^{-1} (líneas de contorno gruesas) observada con el SMA en configuración compacta (COM) y extendida (VEX) (panel superior y medio respectivamente) y de la línea $H26\alpha$ observada en la configuración compacta (panel inferior). Superpuestos a estos mapas se representa en escala de grises la emisión de radiocontinuo para las frecuencias adyacentes a las de las líneas de recombinación, es decir, para longitudes de onda de 1.3 y 0.85 mm . Los ejes de los mapas representann la posición relativa en arcosegundos con respecto al centro de fase de las observaciones. Tanto el paso de una línea de contorno a otra como el valor de la primera línea de contorno se ha considerado igual a tres veces la desviación cuadrática media del ruido (27 y $2.4 \text{ Jy haz}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ para los mapas de la línea $H30\alpha$ en las configuraciones COM y VEX respectivamente y $4.5 \text{ mJy haz}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ para los mapas de la línea $H26\alpha$, $2.4 \text{ Jy y haz}^{-1}$). Paneles derechos: perfiles para las líneas $H30\alpha$ y $H26\alpha$ con cada una de las configuraciones medidos con el SMA en la región donde se sitúa el pico de la emisión de radiocontinuo.

8.3.1 Emisión máser de las líneas de recombinación

Tanto en la tabla 8.3 como en la figura 8.3 puede observarse que la intensidad del pico que está desplazado hacia el azul con respecto a la velocidad sistémica correspondiente a la línea H26 α , $I_{\text{pico}} \approx 0.9 \text{ Jy haz}^{-1}$, es en torno a dos veces mayor que la medida para el pico que está desplazado hacia el rojo, $I_{\text{pico}} \approx 0.5 \text{ Jy haz}^{-1}$. En el caso de que la emisión de esta línea correspondiera a condiciones de ETL, la fuerte asimetría encontrada entre ambas componentes únicamente podría explicarse en base a densidades electrónicas muy diferentes entre la región de gas ionizado que se está acercando hacia nosotros y la que se está alejando, independientemente de que se trate de un viento o un disco ionizado. Sin embargo, esto es muy improbable y la explicación física más plausible, sencilla y consistente con lo anteriormente encontrado hacia MWC349A y Cepheus A HW2 (capítulos 6 y 7) se basa en suponer que la emisión de los picos de esta línea se produce bajo condiciones de amplificación máser. En este contexto, la mayor amplificación del pico que está desplazado hacia el azul se debería a la mayor intensidad de la emisión de fondo que se estaría amplificando en la región del gas que se está moviendo hacia nosotros en comparación a la región que se está alejando, siempre y cuando se suponga que la emisión a velocidades desplazadas con respecto a la velocidad sistémica proceda de un viento expandiéndose con respecto a la estrella central.

La interpretación de que la emisión de la H26 α es de tipo máser viene también respaldada por la temperatura electrónica que se deduce a partir del cociente medido de intensidad integrada de línea con respecto a la intensidad de radiación de continuo libre-libre, $\int (I_l dv) / I_c = 182 \pm 14 \text{ km s}^{-1}$, al suponer que la emisión se da bajo condiciones de ETL. En efecto, si se considera un valor conservador para la abundancia de hidrógeno de $N_{\text{i,H}}/N_{\text{i}} = 90 \pm 5 \%$, basado en el rango de abundancias encontrado para las regiones UC HII (Afflerbach et al., 1996; Quiroza et al., 2006), se deduce que la temperatura electrónica que explicaría la emisión de la línea H26 α sería de $7425 \pm 60 \text{ K}$ (tabla 8.4). Hay que notar que, en realidad, este valor representaría un límite superior puesto que es probable que la estimación de la intensidad de continuo libre-libre esté sobrestimada por corresponder parte de la emisión de continuo medida a emisión debida al polvo y no a emisión de radiación de frenado, de modo que su valor está claramente por debajo de los $9630 \pm 995 \text{ K}$ que se deduce de la línea H30 α en su configuración compacta (tabla 8.4). Esto apoya claramente que la emisión de la línea H26 α es máser ya que una parte significativa de la intensidad de la línea H30 α , medida con la configuración compacta, corresponde a emisión procedente de una región más extendida que la trazada por la H26 α y que, por tanto, procede de regiones menos densas, con menor

profundidad óptica de línea y en las que la amplificación de la radiación por efectos de no ETL es mucho menos significativa (sección D.4).

El mismo último argumento que se ha utilizado para apoyar que la línea $H26\alpha$ presenta emisión máser sugiere que la emisión de la línea $H30\alpha$ que se ha medido con la configuración extendida es de tipo máser ya que de su cociente de intensidades integrada de línea con respecto al continuo se deduce una temperatura claramente inferior a la obtenida con la emisión de la misma línea pero medida con la configuración compacta (tabla 8.4). En el caso de la línea $H30\alpha$, la asimetría observada entre los dos picos también puede interpretarse por la amplificación de la radiación de fondo, aunque en este caso no puede utilizarse por sí solo como argumento claro para concluir que su emisión es de tipo máser ya que la diferencia de intensidades medida entre ambos picos no es tan grande, sólo un 20% mayor el del pico que está desplazado al azul con respecto a la velocidad sistémica y, además, es consistente con la intensidad medida para el otro pico al tener en cuenta sus incertidumbres tal como puede verse en la tabla 8.3.

En definitiva, las medidas obtenidas muestran que las dos únicas líneas de recombinación que han sido detectadas hasta el momento en MonR2-IRS2, la $H26\alpha$ y $H30\alpha$, presentan cocientes de intensidades integradas de línea con respecto al continuo que claramente indican que, al menos, la emisión de la línea $H26\alpha$ es de tipo máser. Además, al contrario que en Cepheus A HW2, este hecho se deduce sin ningún tipo de ambigüedades ya que las observaciones no revelan ningún tipo de contaminación molecular que pudiera estar afectando a los perfiles de las líneas de recombinación. La gran sensibilidad de la amplificación máser a las condiciones físicas, geometría y estructura cinemática convierte potencialmente a esta fuente en ideal para realizar estudios acerca de las características de las regiones UC HII tal y como se realizó con MWC349A (capítulo 6). Para ello, se ha utilizado MORELI para modelar las líneas de recombinación tal y como se describe en la siguiente sección.

8.3.2 Modelado de la emisión máser de las líneas de recombinación

El modelado de las líneas de recombinación máser utilizando las predicciones de MORELI permite discriminar entre distintas geometrías para la fuente en base a que la longitud de coherencia debe ser lo suficientemente grande para que haya una amplificación apreciable de las líneas para que la intensidad integrada de línea sea un factor de en torno a 1.5 veces mayor que el que corresponde al caso de emisión en ETL (tabla 8.4). Además, también debe

explicar la formación de dos picos intensos y la falta de emisión significativa a velocidades correspondientes a la velocidad sistémica de la fuente tal y como se observa en el perfil de la $H26\alpha$ (panel inferior de la figura 8.3).

En un principio se intentó modelar la fuente utilizando una geometría de doble cono análoga a la utilizada para MWC349A, es decir, con un disco ionizado circunestelar rotando keplerianamente orientado aproximadamente de canto y situado junto al viento ionizado (sección 6.2). Con esta geometría ha sido posible obtener un conjunto de parámetros de entrada al modelo que reproducía la separación entre picos medida para las dos líneas, $(v_{\text{rojo}} - v_{\text{azul}})_{H26\alpha} \approx 42.9 \pm 4.2 \text{ km s}^{-1}$ y $(v_{\text{rojo}} - v_{\text{azul}})_{H30\alpha \text{ COM}} \approx 42.35 \pm 0.19 \text{ km s}^{-1}$ (tabla 8.4). Sin embargo, esta estructura da lugar a predicciones que sobrestiman la intensidad a la velocidad sistémica de la nube molecular. Además, también falla en predecir la fuerte asimetría de intensidades observada para los dos picos, aunque en este caso la discrepancia podría explicarse en base a pequeñas inhomogeneidades tal y como se justificó con MWC349A.

Como alternativa se ha intentado utilizar un modelo basado en un viento ionizado con su eje de revolución orientado a lo largo de la línea de mira para así conseguir predecir dos picos de emisión originados respectivamente por la emisión del lado del viento que se acerca y que se aleja del observador. Además, esta orientación es más adecuada que la consideración de un viento con una mayor inclinación de su eje de revolución con respecto a la línea de mira ya que proporciona mayores longitudes de coherencia que permitan obtener una significativa amplificación de la emisión por el efecto máser. Con esta estructura sí que fue posible obtener un conjunto de parámetros que reproduce aproximadamente los perfiles de las líneas tal y como se observa en la figura 8.4. Los parámetros de entrada a MORELI que han proporcionado el ajuste son los mostrados en la tabla 8.5. Así se ha considerado que la emisión de radiocontinuo y de las líneas de recombinación procede de un viento ionizado isoterma a una temperatura electrónica de 10000 K, consistente con la deducida de la línea $H30\alpha$ observada en su configuración compacta (sección 8.4) que se está expandiendo a una velocidad constante de 20 km s^{-1} para así reproducir la separación entre los dos picos. Esto implica que la distribución electrónica de densidades que debió considerarse presente una dependencia con el radio a la estrella de $N_e \propto r^{-2}$, con una densidad electrónica de $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ a una distancia de 30 ua que viene determinada por el ajuste de las intensidades medidas de radiocontinuo (sección 8.1). Como geometría se consideró que este viento viene limitado por un cilindro con un radio externo de 100 ua y una longitud de 520 ua.

En los paneles izquierdos de la figura 8.4 se muestra que las predicciones con la geometría y parámetros descritos reproducen a grosso modo los perfiles medidos para las líneas de recombinación $H26\alpha$ y $H30\alpha$ observada con la configuración extendida. Sin embargo, no reproduce la fuerte asimetría observada para la línea $H26\alpha$. Esto se debe a que aunque en principio el lado del viento más cercano a nosotros y que se está desplazando hacia nosotros tenga mayor cantidad de radiación de fondo para ser amplificada, la emisión de continuo es ópticamente transparente a lo largo de todo el viento ionizado, impidiendo que se de una fuerte amplificación de la radiación de fondo que está incidiendo. De este modo, para explicar la asimetría hay que recurrir a inhomogeneidades para que haya regiones donde localmente la emisión de continuo sea ópticamente opaca y que produzca una amplificación significativa en el lado del viento desplazándose hacia el observador.

Con base a la idea descrita, se incorporó en el modelado final de MORELI una inhomogeneidad en cada lado del viento ionizado para conseguir reproducir cuantitativamente la asimetría observada. El mejor ajuste se consiguió recurriendo a dos inhomogeneidades cúbicas con dimensiones de $2 \times 2 \times 60$ ua centradas en el eje de revolución del viento cilíndrico en posiciones simétricas con respecto a la estrella central, situadas a una distancia de 43 ua con respecto a ella y que presentan una densidad electrónica de 10^8 cm^{-3} . Cabe destacar que el tamaño de la inhomogeneidad es tal que la región del plano del cielo que tendrá emisión de continuo ópticamente opaca es muy pequeña, de 2×2 ua, haciendo que su contribución a la profundidad óptica total de la región sea prácticamente despreciable. En cambio, a lo largo de la línea de mira se ha considerado que la inhomogeneidad presenta un tamaño relativamente grande, de 60 ua, para así conseguir una amplificación considerable de la emisión del pico que está desplazado hacia el azul con respecto a la velocidad sistémica de la región. Al mismo tiempo, al ser ópticamente opaca la inhomogeneidad situada en el lado del viento que se está acercando al observador, ésta apantalla cualquier posible amplificación de la radiación que se produzca en la inhomogeneidad situada en el lado del viento que se está alejando del observador impidiendo que en el perfil predicho haya cualquier aumento en la intensidad del pico rojo. Por último, cabe destacar que además de necesarias para explicar las características espectrales, las inhomogeneidades utilizadas son físicamente realistas ya que pueden considerarse que simulan un chorro ionizado denso como los muchos observados hacia estrellas en formación (capítulo 3 y sección 4.2).

En los paneles derechos de la figura 8.4 se observa que las predicciones de MORELI obtenidas incorporando el chorro al modelo, hacen variar significativamente la intensidad del pico azul de la línea $H26\alpha$ en comparación

al caso en el que no se consideró la presencia de dicho chorro. Por el contrario, las predicciones de la línea $H30\alpha$ apenas es perceptible una variación en el perfil predicho. Esto se debe principalmente a que el valor del coeficiente β (sección 5.1.1.1) para la línea $H26\alpha$ es significativamente mayor que para la línea $H30\alpha$ para una temperatura electrónica de 10000 K y una densidad electrónica de 10^8 cm^{-3} tal y como puede verse en la figura 8 de Strelnitski et al. (1996b). Otra característica que se puede deducir del chorro ionizado es que, aunque presente una densidad electrónica elevada, ésta no puede exceder por mucho los 10^8 cm^{-3} ya que los valores de los coeficientes β van disminuyendo hasta valores cercanos a cero a medida que aumenta la densidad electrónica por encima de dicho valor (véase, a modo de ejemplo, la figura 5 de Strelnitski et al. 1996b).

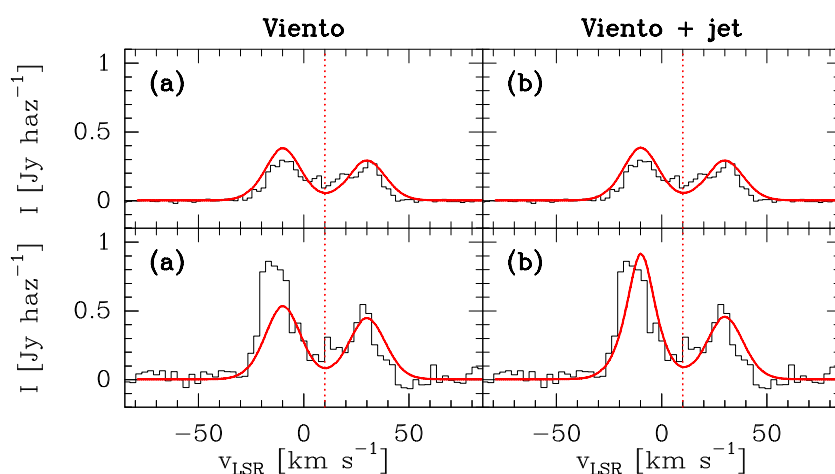


Figura 8.4: Comparación de los perfiles observados (histogramas) y modelados (líneas continuas) para las líneas de recombinación $H30\alpha$ (paneles superiores) y $H26\alpha$ (paneles inferiores), donde la línea punteada vertical representa la velocidad radial sistémica considerada para la fuente, $v_0 = 10 \text{ km s}^{-1}$. Los dos paneles del lado izquierdo (paneles a) muestran los perfiles modelados obtenidos en el caso de considerar únicamente una geometría cilíndrica para el gas ionizado, mientras que los paneles del lado derecho (paneles b) muestran las predicciones al considerar que el cilindro ionizado contiene una región cilíndrica densa.

En definitiva, parece que las líneas de recombinación máser encontradas hacia MonR2-IRS2 son debidas a un viento ionizado con una estructura elongada, con su eje mayor a lo largo de la línea de mira, que es responsable de la emisión de continuo ópticamente transparente y de los perfiles de doble pico observados en las líneas de recombinación $H26\alpha$ y $H30\alpha$. Además, el modelo realizado con MORELI indica que es probable que dentro del viento ionizado haya un viento mucho más denso y colimado en forma de chorro

que es responsable de que localmente existan zonas con emisión de continuo ópticamente opaca cuya amplificación de lugar a perfiles asimétricos. Esta estructura de la región UC HII es el primer indicio encontrado de que, en contraposición al modelo de champagne que parecía sugerir la localización de IRS2 y la morfología de la emisión del continuo de MonR2 (sección 8.1), su formación podría interpretarse como debida a modelo de vientos de discos (sección 4.3.3.1.1).

Tabla 8.3: Parámetros medidos de la emisión de las líneas de recombinación medidas hacia MonR2-IRS2 a partir del ajuste gaussiano de dos componentes desplazadas hacia el azul y hacia el rojo con respecto a la velocidad sistémica en reposo de las líneas, y de una componente ancha a la velocidad sistémica. Los parámetros dados por los ajustes gaussianos de las observaciones realizadas con una resolución espacial de θ_h son la velocidad de la componente considerada, v (tercera columna), la intensidad de pico, I_1 (cuarta columna), la intensidad integrada de línea, $\int I_1 dv$, y la anchura a media altura de la componente ajustada, $\Delta v_{1/2}$ (sexta columna).

Línea	θ_h ["]	v [km s ⁻¹]	I_1 ^(a) [Jy]	$\int I_1 dv$ ^(b) [Jy haz ⁻¹ km s ⁻¹]	$\Delta v_{1/2}$ [km s ⁻¹]
H30 α	0.53 \times 0.37	-13.4 \pm 0.6	0.28 \pm 0.03	6.93 \pm 0.22	23.4 \pm 1.7
		10.5	0.26 \pm 0.03	8.36 \pm 0.24	30.0
		33.3 \pm 0.6	0.23 \pm 0.03	4.69 \pm 0.19	18.9 \pm 2.0
H30 α	2.75 \times 2.73	-10.89 \pm 0.12	0.26 \pm 0.07	4.2 \pm 0.4	15.4 \pm 0.3
		10.5	0.15 \pm 0.07	4.7 \pm 0.6	30.0
		31.46 \pm 0.15	0.23 \pm 0.07	3.3 \pm 0.4	13.7 \pm 0.4
H26 α	2.29 \times 1.50	-14.0 \pm 3.0	0.88 \pm 0.05	14.5 \pm 0.5	15.5 \pm 3.0
		10.5	0.20 \pm 0.05	6.7 \pm 0.7	32.2 \pm 3.0
		28.9 \pm 3.0	0.45 \pm 0.05	5.0 \pm 0.4	10.4 \pm 3.0

(a) La incertidumbre corresponde a la desviación cuadrática media, σ , de la intensidad del ruido medido en los mapas de la emisión de radiocontinuo.

(b) La incertidumbre se ha calculado mediante la relación $\Delta(\int I_1 dv) = 1\sigma\sqrt{\delta v\Delta v_{1/2}}$, donde δv es la resolución espectral de las observaciones.

Tabla 8.4: En la tabla se muestran las líneas de recombinación $Hn\alpha$ observadas en MonR2-IRS2 (primera columna), las frecuencias correspondientes a cada una de ellas (segunda columna), las intensidades integradas de línea medidas (tercera columna) y la comparación entre los cocientes de las intensidades integradas de línea con respecto al continuo esperados si la emisión de las líneas corresponde al caso de emisión ópticamente transparente en equilibrio termodinámico local en el caso de considerar una temperatura electrónica de 10000 K, $\int (I_1 dv/I_c)_{10000K}^*$ (cuarta columna) y los correspondientes cocientes medidos en MonR2-IRS2, $\int (I_1 dv/I_c)$ (quinta columna). Por último, en la sexta columna, se muestran las temperaturas electrónicas que se deduce suponiendo que el $\int (I_1 dv/I_c)$ medido corresponde a emisión en equilibrio termodinámico local.

Línea	ν [GHz]	θ_h ["]	$\int (I_1 dv)^{(a)}$ [Jy km s ⁻¹]	$\int (I_1 dv/I_c)_{10000K}^*$ [km s ⁻¹]	$\int (I_1 dv/I_c)$ [km s ⁻¹]	T_e^* [K]
H30 α	231.9	0.53×0.37	19.98 ± 0.38	74.9 ± 4.2	123.2 ± 2.9	6790 ± 425
H30 α	231.9	2.75×2.73	12.20 ± 0.82	74.9 ± 4.2	79.2 ± 5.9	9630 ± 995
H26 α	353.6	2.29×1.50	26.20 ± 0.95	122.8 ± 6.8	182 ± 14	7425 ± 760

- (a) Las incertidumbres se ha obtenido por propagación de errores estadísticos a partir de las incertidumbres de las intensidades integradas de las componentes desplazadas hacia el azul y hacia el rojo (tabla 8.3).

Tabla 8.5: Valores de los parámetros de entrada a MORELI que mejor ajustan la emisión de radiocontinuo y de líneas de recombinación de Monoceros R2-IRS2.

Parámetro de entrada	Valor	Deducido de
v_{LSR}	10 km s ⁻¹	perfiles de líneas de recombinación
$N_e(r, \theta)$	$\frac{10^8}{r^2}$ cm ⁻³ (a)	emisión de radiocontinuo
r_{min}	13 ua	emisión de radiocontinuo
L	520 ua	intensidad de los picos máser
R_{max}	100 ua	perfiles de líneas de recombinación
θ_i	90°	perfiles de líneas de recombinación
T_v	10000 K	emisión de radiocontinuo
v_0	20 km s ⁻¹	separación entre picos
v_{tu}	0 km s ⁻¹	no considerado

- (a) r en unidades de 10 ua.

Capítulo 9

Evidencia de emisión máser en líneas de recombinación hacia el viento ionizado de G35.58-0.03

La detección de líneas máser tanto en MWC349A, como en MonR2-IRS2 y Cepheus A HW2 sugiere que las densidades electrónicas en las zonas más internas de algunas regiones UC HII suelen ser lo suficientemente elevadas para que la profundidad óptica de sus líneas de recombinación submilimétricas sean lo suficientemente grande para dar lugar a emisión de tipo máser. De este modo, cabría esperar que al realizar observaciones de líneas de recombinación submilimétricas con interferómetros de alta resolución espacial como ALMA¹⁵, SMA o el PdBI, se puedan detectar más regiones con emisión máser en tales líneas y que sus altas intensidades posibiliten un estudio adecuado de la cinemática del viento ionizado y de los hipotéticos discos ionizados que puedan existir. Por ello, se ha realizado una recopilación de las líneas de recombinación submilimétricas observadas con interferómetros (véase el anexo F.4.2), lo que ha revelado la existencia de otra nueva región UC HII con líneas de recombinación máseres, G35.58-0.03. En este capítulo mostraremos las evidencias de la presencia de líneas de recombinación máseres en esta fuente, lo que la convierte potencialmente en una fuente de especial importancia para estudiar la cinemática del viento ionizado y del posible disco circunestelar que esté presente.

La fuente conocida como G35.58-0.03, también catalogada como

¹⁵ALMA (siglas de *Atacama Large Millimeter Array*) es el mayor interferómetro existente a longitudes de onda milimétricas y submilimétricas, alcanzando una resolución espacial de hasta 0.01".

IRAS 18538+0216, consiste en una región ionizada compuesta por dos regiones UC HII muy próximas, siendo su componente situada hacia el oeste la que presenta mayor intensidad de emisión de radiocontinuo. Tal como puede observarse en la figura 9.1, dicha componente presenta una morfología claramente bipolar aunque su semieje menor está sin resolver por las observaciones disponibles. Además, hacia esta componente se ha detectado máseres moleculares característicos de las regiones de formación estelar masiva reciente como son los de H₂O y OH (Forster & Caswell, 1989; De Buizer et al., 2005).

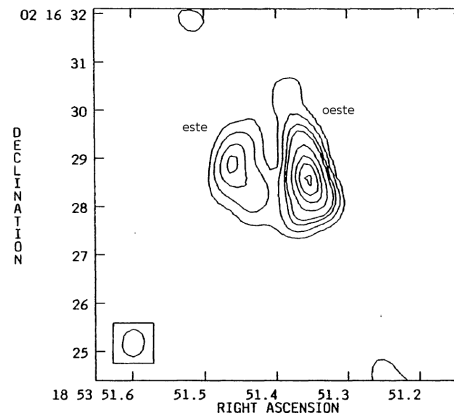


Figura 9.1: Mapa de la emisión de radiocontinuo a 2 cm de la región UC HII de G35.58-0.03. Las observaciones se realizaron en marzo de 1989 con el VLA en su configuración B. Los ejes representan la posición de la emisión en coordenadas ecuatoriales J1950. Las líneas de contorno representan intensidades de -2, 2, 5, 10, 15, 30, 50, 70 y 95 veces la desviación cuadrática media del ruido del mapa, $7.9597 \cdot 10^{-4}$ Jy haz⁻¹. Dentro del recuadro situado cerca de la esquina inferior izquierda se muestra el haz resultante de las observaciones realizadas. Figura adaptada de Kurtz et al. (1994).

Las medidas de la intensidad de emisión de radiocontinuo de la componente situada al oeste obtenidas hasta la fecha se recopilan en la tabla 9. Su distribución espectral de energía, mostrada en la figura 9.2, se caracteriza por presentar tendencias distintas para frecuencias pequeñas y grandes. En concreto, a frecuencias menores de 230.6 GHz, sus intensidades pueden ajustarse, con un índice de correlación de 0.997, a la siguiente recta:

$$\log(I_c) = (0.61 \pm 0.31) \cdot \log(\nu) + (1.58 \pm 0.48) \quad (9.1)$$

De este modo, el índice espectral obtenido es consistente con un valor de $\alpha = 0.6$ y, por ello, se puede considerar G35.58-0.03 como un viento prototípico

de una región ionizada expandiéndose a velocidad constante al igual que ocurre con el viento ionizado de MWC349A (sección 6.3.2). Mientras que el repentino aumento de la intensidad para frecuencias mayores de 250 GHz puede interpretarse como debida a la emisión térmica de polvo.

Tabla 9.1: Distribución espectral de energía de la región UC HII de G35.58-0.03. Se ha asumido incertidumbres para las intensidades de continuo de un 10% para considerar una estimación más conservadora que la mostrada en la literatura del posible rango de valores de las intensidades medidas.

ν [GHz]	θ_h [" \times "]	I_c [Jy]	$I_{c,ff}$ [Jy]	Telescopio	Referencia
8.3	1.05 \times 0.79	0.197 \pm 0.020	-	VLA	Kurtz et al. (1994)
15.0	0.57 \times 0.45	0.242 \pm 0.024	-	VLA	Kurtz et al. (1994)
23.1	0.36 \times 0.24	0.255 \pm 0.026	-	VLA	Zhang et al. (2014)
230.6	3.38 \times 3.05	1.06 \pm 0.11	-	SMA	Zhang et al. (2014)
352.7	14.0 \times 14.0	11.7 \pm 1.2	1.4 \pm 1.3	JCMT	Zhang et al. (2014)
666.2	8.00 \times 8.00	60.7 \pm 6.1	2.0 \pm 2.0	JCMT	Zhang et al. (2014)

- (a) Las incertidumbres se ha obtenido por propagación de errores estadísticos de la recta de ajuste obtenida. Las altas incertidumbres obtenidas se debe al hecho de haber utilizado sólo cuatro puntos obtener la recta.

Por otra parte, la región de G35-58-0.03 es junto a MWC349A, LkH α 101 y M17-UC1 (sección 6.4.5, Thum et al. 2013 y datos propios tomados con el IRAM-30m respectivamente) una de las escasas regiones UC HII en las que se ha detectado al menos una línea de recombinación de alto salto cuántico, la H38 β (222.0 GHz). La reciente detección de esta línea y de la H30 α (231.9 GHz), con anchuras respectivas de 43.2 \pm 3.1 y 43.16 \pm 0.42 km s $^{-1}$ (Zhang et al., 2014), ha mostrado que se trata de una región UC HII con líneas de recombinación anchas. Hay que destacar el hecho de que ambas líneas tienen anchuras compatibles entre sí, lo cual es consistente con la suposición de que ambas líneas trazan las mismas regiones del viento ionizado por tener frecuencias similares y por estar la opacidad dominada por la profundidad óptica de la emisión de continuo (sección 5.1.4). Sin embargo, como se observa en la figura 9.3, mientras la línea H38 β presenta un perfil que se ajusta bien a una gaussiana, la línea H30 α tiene un perfil claramente asimétrico. Las dos únicas maneras de explicar esta diferencia entre los perfiles se basan en que en realidad la línea H38 β sea también asimétrica pero no se haya podido observar por la baja relación

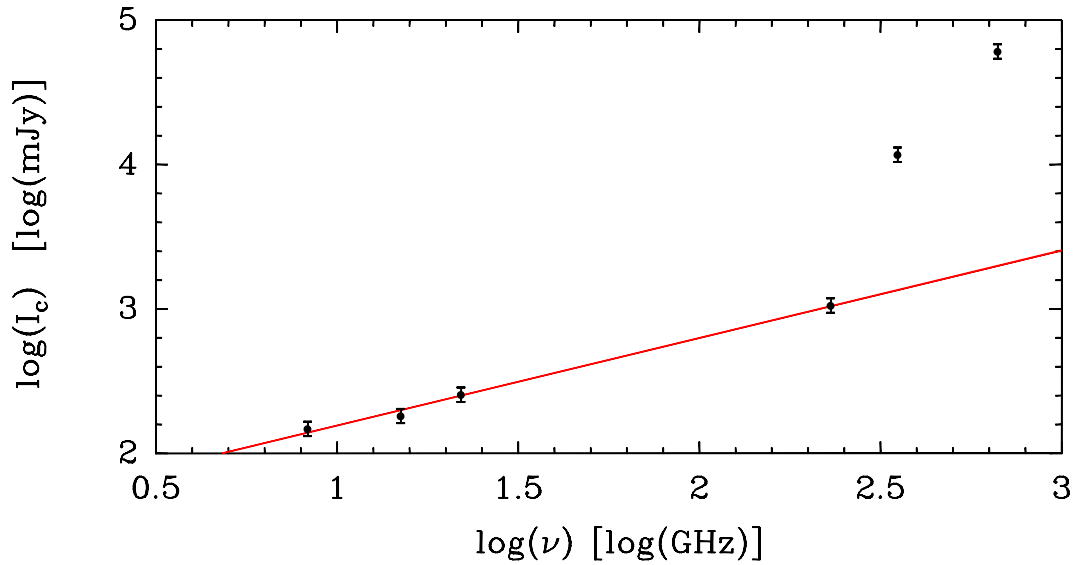


Figura 9.2: Distribución espectral de energía observada (barras verticales) de G35.58-0.03. La línea continua roja representa el ajuste lineal a las intensidades observadas con $\nu < 230.6$ GHz). Las referencias de los datos observacionales se muestran en la tabla 9.

señal-ruido lograda, o que la línea $H30\alpha$ presente asimetrías por estar afectada por emisión estimulada o amplificación máser.

Incluso aunque no se pueda descartar que en realidad la $H38\beta$ tenga un perfil similar al medido para la línea $H30\alpha$, el cociente entre las intensidades de ambas líneas muestra claramente que la emisión de la $H30\alpha$ corresponde a condiciones de no equilibrio termodinámico local. En efecto, la intensidad medida de la $H38\beta$ debería ser un 27% de la $H30\alpha$ si ambas líneas se forman en ETL (sección 5.2.3). Sin embargo, las intensidades medidas y mostradas en la tabla 9.2 indican que la razón medida es apreciablemente inferior, concretamente de un 19.7 ± 1.1 %. Esto pone claramente de manifiesto que la línea $H30\alpha$ es 1.7 veces más intensa de lo que cabría esperar en ETL debido a que está amplificada por emisión máser.

Hay que precisar que para esta región no se puede utilizar la comparación de las intensidades integradas de línea medidas con las esperadas en el caso de ETL como criterio para discriminar con seguridad si la emisión de la línea $H30\alpha$ ocurre o no en ETL. Esto se debe a que se dispone de una distribución espectral de energía muy mal muestreada, con únicamente cuatro datos, de modo que se obtienen incertidumbres relativas para el ajuste lineal muy elevadas (ecuación 9.1) que provocan que las temperaturas electrónicas finalmente obtenidas suponiendo emisión en ETL mediante la ecuación 5.19

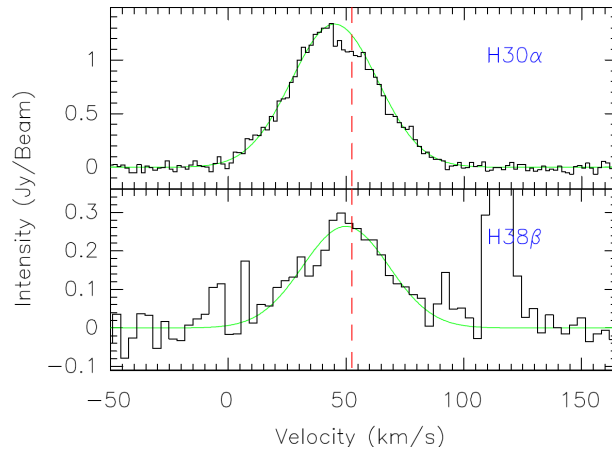


Figura 9.3: Perfiles de las línea de recombinación $H30\alpha$ y $H38\beta$ observado hacia G35.58-0.03 con el SMA (Zhang et al., 2014). La línea verde muestra el ajuste gaussiano de ambas líneas obtenido por los autores y la línea discontinua roja la velocidad sistémica de la fuente.

sean consistentes entre sí aunque sus valores medios difieran significativamente tal como se muestra en la tabla 9.2. De cualquier modo, la menor temperatura electrónica media medida para la línea $H30\alpha$ sugiere que podría presentar una intensidad integrada de línea mayor que la que cabría esperar de la temperatura electrónica estimada con la línea $H38\beta$.

En definitiva, se puede concluir que los perfiles e intensidades integradas de las líneas $H30\alpha$ y $H38\beta$ indican que G35.58-0.03 es un viento ionizado prototípico con emisión máser de la única línea de recombinación milimétrica detectada hasta la fecha, la $H30\alpha$.

Tabla 9.2: En la tabla se muestran las líneas de recombinación observadas en G35.58-0.0 (primera columna), las frecuencias correspondientes a cada una de ellas (segunda columna), las intensidades integradas de línea medidas (tercera columna) y la comparación entre los cocientes de las intensidades integradas de línea con respecto al continuo esperados si la emisión de las líneas corresponde al caso de emisión ópticamente transparente en equilibrio termodinámico local para una temperatura electrónica de 10000 K, $\int (I_1 dv/I_c)_{10000\text{K}}^*$ (cuarta columna) y los correspondientes cocientes medidos en MonR2-IRS2, $\int (I_1 dv/I_c)$ (quinta columna). En la sexta columna se muestra las temperaturas electrónicas que se deduce suponiendo que el $\int (I_1 dv/I_c)$ medido corresponde a emisión en equilibrio termodinámico local.

Línea	ν [GHz]	θ_h ["]	$\int (I_1 dv)$ [Jy km s ⁻¹]	$\int (I_1 dv/I_c)^{(a)}$ [km s ⁻¹]	T_e^* [K]
H38 β	222.0	3.53 \times 3.19	12.11 \pm 0.69	11.9 \pm 2.5	15500 \pm 3300
H30 α	231.9	3.38 \times 3.05	61.37 \pm 0.68	59 \pm 12	12600 \pm 2600

- (a) Las incertidumbres se ha obtenido por propagación de errores estadísticos considerando por conveniencia que la incertidumbre en la emisión extrapolada para el continuo es de un 20% y no las incertidumbres obtenidas en la tabla 9 de la extrapolación del ajuste lineal ya que éstas presentan unas incertidumbres relativas muy grandes.

Capítulo 10

Conclusiones

Desde que en el año 1989 se detectaran por primera vez líneas de recombinación de hidrógeno a longitudes de onda milimétricas con emisión máser en MWC349A (Martín-Pintado et al., 1989) ha habido un gran número de estudios encaminados a establecer la estructura física y cinemática de la región aprovechando la alta intensidad de estas líneas. Las observaciones realizadas han permitido recopilar una gran cantidad de espectros de distintas líneas de recombinación que, junto a los espectros obtenidos de líneas de emisión atómicas en el visible y los mapas de la emisión de continuo en el infrarrojo cercano y en el radio, permitieron establecer que la región consistía en un viento ionizado poco colimado junto al cual había un disco circunestelar ionizado en el que se producía la emisión de los picos máser. La medida de la posición en la que se originaban los picos máser dio lugar a una estimación de la masa de la estrella central de unas $30 M_{\odot}$ (Planesas et al., 1992; Weintraub et al., 2008). Sin embargo, era necesario plantear un modelo único que de manera consistente y cuantitativa permitiera explicar todos los datos de la emisión de radiocontinuo y de líneas de recombinación obtenidas hasta la fecha y que permitiera reproducir las intensidades medidas de los picos máser para, de este modo, poder restringir de un modo preciso las características físicas y cinemáticas de su disco y viento ionizado. Con este fin, se ha desarrollado un modelo de transferencia radiativa 3D para simular la emisión del radiocontinuo y de las líneas de recombinación en condiciones de no equilibrio termodinámico local denominado MORELI (*MOdel for REcombination LInes*).

El procedimiento utilizado para estudiar MWC349A no se ha limitado únicamente a reproducir con MORELI los datos ya existentes en la literatura, sino que hemos obtenido nuevos perfiles de líneas de recombinación $Hn\alpha$, $Hn'\beta$ y $Hn''\gamma$ a longitudes de onda milimétricas, submilimétricas y en el infrarrojo

lejano utilizando los telescopios IRAM-30m, PdBI y el telescopio espacial Herschel. De especial importancia ha resultado ser el mapa de la emisión de centroides de la línea $H30\alpha$ ya que ha permitido estudiar la cinemática con una resolución espacial nunca antes alcanzada, de incluso 2 milisegundos de arco para velocidades en torno a las correspondientes a los picos máser. Así se ha obtenido un conjunto de parámetros que modela la geometría, estructura física y cinemática de la región con el que se ha conseguido reproducir, a grandes rasgos, el conjunto completo de datos observacionales. El modelado realizado con MORELI incorporando los coeficientes de desviación obtenidos por Storey & Hummer (1995) ha reproducido por primera vez el orden de magnitud de la intensidad de pico de los máseres además de que ha permitido explicar cómo varían los perfiles de las líneas de recombinación con el número cuántico principal. Uno de los resultados más importantes obtenidos es que las separaciones entre picos medidas para las líneas de recombinación máser son consistentes con que su emisión ocurre principalmente dentro de un disco circunestelar ionizado situado aproximadamente de canto con respecto a nosotros y que presenta un perfil de rotación que está de acuerdo con una ley kepleriana en torno a una estrella de $38 M_{\odot}$ al menos para las regiones situadas a radios mayores de 29 ua. Por otra parte los datos observacionales también aportan fuertes evidencias de que el viento ionizado, además de expandirse radialmente hacia fuera de la estrella, presenta una componente de velocidades correspondiente a una rotación. Este es el primer indicio observacional directo de la existencia de un viento en rotación en torno a una estrella masiva en formación y respalda fuertemente los modelos que explican su formación a partir de la fotoevaporación del disco circunestelar neutro por la radiación ionizante procedente de la estrella central.

Una de las limitaciones de nuestro modelo es que no permite ajustar las intensidades de las líneas y la forma de los perfiles de las líneas de recombinación submilimétricas debido a la dificultad que plantea introducir los efectos de saturación de los máseres en la determinación de las poblaciones electrónicas. De este modo, aunque una separación entre picos constante para las líneas submilimétricas puede ser explicada sin variar el perfil kepleriano de la velocidad de rotación en las regiones más internas del disco, sino simplemente recurriendo a la saturación, en principio no se puede afirmar con rotundidad cómo es el movimiento del disco en estas regiones ni es susceptible de ser estudiado en base a los perfiles de estas líneas de recombinación. A pesar de ello, las observaciones realizadas con el telescopio espacial Herschel de líneas de recombinación submilimétricas y del infrarrojo lejano han revelado la presencia de dos nuevas componentes cinemáticas desplazadas hacia el azul con respecto a los dos picos máser en las líneas $Hn\alpha$ con $15 \leq n \leq 21$. Las

predicciones obtenidas con MORELI respaldan la idea de que la emisión de las dos componentes espectrales descubiertas proceden de la región donde el gas ionizado presente en el disco circunestelar está siendo lanzado al viento. Este resultado es muy importante ya que ha permitido estimar que la distancia en la que se produce la eyección del viento es de en torno a 24 ua o menor, aportando así evidencias de que, entre los modelos actualmente planteados, únicamente los modelos magnetohidrodinámicos de vientos de discos son consistentes con las observaciones.

La región de MWC349A ha permanecido por más de 20 años como la única fuente conocida en el universo con un máser natural de hidrógeno. Sin embargo, los descubrimientos expuestos en esta tesis de nuevas regiones UC HII con líneas máser de hidrógeno han revelado que este fenómeno es más frecuente de lo que podría haberse pensado anteriormente pero su detección requiere, por lo general, de la utilización de las nuevas capacidades instrumentales de los actuales radiotelescopios milimétricos y submilimétricos. En concreto la detección de líneas de recombinación máser con anchuras a intensidad nula de unos 500 km s^{-1} hacia Cepheus A HW2 (capítulo 7) mostró que el incremento del ancho de banda que permiten los instrumentos actuales es imprescindible para el estudio de la cinemática de las primeras fases de la evolución de regiones formación estelar masiva, las cuales se caracterizan por chorros ionizados con elevadas velocidades terminales. Por otra parte la detección de la emisión máser con perfiles de doble pico hacia MonR2-IRS2 evidenció la necesidad de realizar observaciones con una alta resolución espacial mediante interferómetros para filtrar la emisión extendida ópticamente transparente de la zonas más externas de las regiones UC HII para detectar la emisión máser procedente de las zonas ópticamente más opacas situadas en las regiones más internas de la región ionizada. En efecto, una búsqueda en la literatura de observaciones de regiones UC HII realizadas recientemente con el interferómetro submilimétrico del SMA ha revelado la existencia de una nueva región UC HII en las que parece probable que haya emisión máser (capítulo 9).

Por otra parte, los modelos realizados para Cepheus A HW2 y MonR2-IRS2 han puesto de relieve, al igual que en MWC349A, el enorme potencial de las líneas de recombinación máseres para extraer información acerca de la estructura de densidades electrónicas, temperaturas electrónicas y cinemática del gas ionizado de las regiones UC HII más densas y con ellas aportar evidencias acerca de qué modelos pueden explicar la formación de estas regiones. Nótese que esto fue posible incluso a pesar de las dificultades observacionales planteadas por estas dos fuentes, la primera de ellas por la contaminación de las líneas de recombinación por parte de la rica emisión molecular de un núcleo caliente cercano, y la segunda de ellas por la falta de

mapas en los que su emisión de radiocontinuo esté espacialmente resuelta y que permita aportar restricciones más severas acerca de su geometría y su estructura de densidad electrónica. De este modo, los descubrimientos y los modelos expuestos en esta tesis muestran que las líneas de recombinación máseres pueden utilizarse como una herramienta ideal para el estudio de la cinemática de los vientos y discos ionizados presentes en las regiones ultracompactas HII densas en las primeras etapas evolutivas de las estrellas masivas. Este campo de estudio puede resultar especialmente fructífero a corto plazo especialmente al tener cuenta la enorme mejora en resolución espacial y sensibilidad que proporciona el recientemente inaugurado interferómetro ALMA.

En definitiva, el modelo desarrollado para explicar la emisión de radiocontinuo y de líneas de recombinación máser ha permitido establecer las características geométricas, físicas y cinemáticas de tres regiones UC HII, dando respuesta en el caso de MWC349A a una pregunta fundamental para comprender los procesos físicos implicados en la formación de estrellas masivas por colapso monolítico como es en qué región el gas presente en la corona ionizada situada junto al disco circunestelar neutro pasa a formar parte del viento ionizado. Además, el descubrimiento de que la emisión máser en líneas de recombinación de hidrógeno es un fenómeno mucho más frecuente de lo sugerido por las observaciones que habían sido efectuadas anteriormente ha abierto un nuevo campo de investigación que pueden resultar en descubrimientos claves acerca de la cinemática de las zonas más internas de las regiones UC HII y, en especial, para el estudio de los procesos físicos involucrados en el lanzamiento de los vientos ionizados existentes en torno a protoestrellas o estrellas masivas en formación.

Capítulo 11

Perspectivas futuras

Con el objetivo de estudiar si las características cinemáticas encontradas en el disco y viento ionizado de MWC349 son comunes a otras estrellas masivas en formación, se ha planeado realizar un rastreo piloto de fuentes que potencialmente podrían presentar emisión máser en líneas de recombinación submilimétricas utilizando para ello interferómetros como, por ejemplo, el SMA, PdBI o ALMA. A diferencia de exploraciones anteriores, el plan consiste en realizar observaciones submilimétricas ya que, tal y como evidencian los fundamentos físicos (anexo D) y hallazgos observacionales (capítulos 6, 7 y 8) presentados en la tesis, la amplificación esperada para esta línea se espera que sea apreciablemente mayor que en líneas milimétricas para las que ya se han obtenido una cantidad apreciable de detecciones, aunque la mayor parte con baja resolución espacial. Además, el plan consiste en observar simultáneamente líneas $Hn\alpha$ y $Hm\beta$ de frecuencias similares, para determinar los cocientes de intensidad entre ambas líneas y así determinar, sin ambigüedades, si la emisión de la líneas $Hn\alpha$ observadas es máser.

El rastreo planeado se diferencia de otros anteriores en tres aspectos fundamentales basados en los hallazgos presentados en esta tesis. En primer lugar se van a seleccionar como objetivo aquellas fuentes caracterizadas por tener índices espectrales positivos, con $\alpha \geq 0.4$, para la emisión de radiocontinuo a longitudes de onda centimétricas para limitarnos a aquellas fuentes con densidades electrónicas lo suficientemente altas en las regiones internas, en concreto $N_e \sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$ a distancias de $\sim 20\text{-}40 \text{ ua}$ con respecto al centro de la región UC HII, para así esperar que la profundidad óptica de las líneas de recombinación submilimétricas sea lo suficientemente negativas para que la amplificación sea apreciable. En segundo lugar únicamente se seleccionarán como candidatos fuentes caracterizadas por

presentar líneas de recombinación anchas con $\Delta v_{1/2} > 40 \text{ km s}^{-1}$ como las mostradas en el anexo F.4.2, para así seleccionar fuentes que se encuentren en un estado evolutivo en el que hay presencia de un viento ionizado que está siendo eyectado a velocidades supersónicas desde el disco circunestelar que está siendo fotoionizado. Por último, el objetivo consiste en realizar las observaciones con la configuración más extendida posible, para así filtrar en la mayor medida de lo posible la emisión ópticamente transparente procedente de las regiones más externas de la región UC HII y, además, evitar la posible contaminación molecular procedente de núcleos calientes que estén localizados cerca como ocurre en Cepheus A HW2 (capítulo 7). Estas observaciones permitirían la detección de nuevas regiones con emisión máser, algunas de ellas lo suficientemente intensas para poder generar con las observaciones interferométricas mapas de las posiciones relativas de los centroides de emisión a distintas velocidad radiales y así poder determinar la estructura cinemática y física de sus zonas más internas del mismo modo que se hizo con MWC349A.

Asimismo, se planea realizar un estudio similar al desarrollado para MWC349A y MonR2-IRS2 para aquellas regiones UC HII con evidencias de líneas de recombinación máser o, alternativamente, aquellas que sin presentar este tipo de emisión, tienen líneas de recombinación lo suficientemente intensas para poder estudiar la cinemática de su gas ionizado. Una de las regiones concretas en las que se planea realizar medidas de los perfiles de líneas $\text{Hn}\alpha$ y $\text{Hm}\beta$ submilimétricas es en la región UC HII de G35.58-0.03 (capítulo 9).

Por otra parte el código MORELI que se ha desarrollado es lo suficientemente versátil no sólo para modelar regiones UC HII, sino también la emisión de líneas de recombinación hacia otros objetos celestes. En concreto, podría ser de particular utilidad para el estudio de la cinemática del gas ionizado de la primera generación de galaxias del universo temprano situadas a desplazamientos al rojo de $z \lesssim 30$ si se llega a confirmar la predicción de que la emisión de líneas de recombinación $\text{Hn}\alpha$ con $n \lesssim 20$ de estas fuentes es máser (Pomerantz et al., 2013), o incluso para el estudio de las anisotropías del universo en la época de la recombinación (Spaans & Norman, 1997).

Capítulo 12

Lista de publicaciones

Una parte importante de los contenidos presentados en esta tesis están basados en los resultados de las siguientes publicaciones:

“On the origin of the ionized wind in MWC 349A”

Autores: *Báez-Rubio, A., Martín-Pintado, J., Thum, C. & Planesas, P.*
Astronomy & Astrophysics, 571, L14, 2014

“A non-LTE radiative transfer model to study ionized outflows and disks. The case of MWC349A”

Autores: *Báez-Rubio, A., Martín-Pintado, J., Thum, C. & Planesas, P.*
Astronomy & Astrophysics, 553, A45, 2013

“A new radio recombination line maser object toward the MonR2 HII Region”

Autores: *Jiménez-Serra, I., Báez-Rubio, A., Rivilla, V.M. et al.*
The Astrophysical Journal Letters, 764, L4, 2013

“Unveiling the kinematics of the ionized stellar wind of the massive star MWC349A through RRL masers”

Autores: *Báez-Rubio, A. & Martín-Pintado, J.*
Cosmic Masers - from OH to H0, Proceedings of the Iua, Symposium No. 287, pp. 460-464, 2012

“Disk and wind kinematics in MWC 349 A”

Autores: *Martín-Pintado, J.; Thum, C.; Planesas, P. & Báez-Rubio, A.*
Astronomy & Astrophysics, 530, L15, 2011

“Extremely Broad Radio Recombination Maser Lines Toward the High-velocity Ionized Jet in Cepheus A HW2,”

Autores: *Jiménez-Serra, I.; Martín-Pintado, J.; Báez-Rubio, A. et al.*

The Astrophysical Journal Letters, 732, L27, 2011

Lista de publicaciones adicionales

Además de los artículos expuestos anteriormente, otros dos artículos también son el resultado del trabajo realizado durante mi tesis doctoral aunque no se hayan incluido en la presente publicación al no corresponder, en principio, a objetos con emisión confirmada de líneas de recombinación en condiciones de no equilibrio termodinámico local. A continuación se describe cada una de estas publicaciones.

“Radio Continuum Emission from FS CMa Stars”

Autores: *Rodríguez, L. F.; Báez-Rubio, A. & Miroshnichenko, A. S.*

Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, 48, pp. 47-51, 2012

Resumen: Este artículo consistió en la primera caracterización de la emisión de radio continuo de estrellas de tipo FS CMa. Estas se caracterizan por ser estrellas masivas de tipo espectral B[e] con unas características particulares que hacen que se puedan agrupar dentro de una misma categoría (Miroshnichenko, 2007). Presentan luminosidades inferiores a $31700 L_{\odot}$, menores a las encontradas para las estrellas supergigantes B[e] (véase figura 6.4) pero que, a pesar de ello, presentan mayores excesos de emisión en el infrarrojo con respecto a la emisión libre-libre esperada. Este hecho se interpreta como debida a la emisión térmica de polvo presente en un disco circunestelar. En el artículo se expone los mapas de radiocontinuo obtenidos hacia cinco de las siete estrellas de tipo FS CMa. Los resultados sugieren que la emisión de radiocontinuo podría ser común hacia este tipo de objetos y podría ser debida a radiación de frenado. Por ello, las regiones ionizadas de estas estrellas son susceptibles de ser caracterizadas por la detección de líneas de recombinación.

“Millimeter Recombination Lines from LkH α 101”

Autores: *Thum, C., Neri, R., Báez-Rubio, A. & Krips, M.*

Astronomy & Astrophysics, 556, A129, 2013

Resumen: Este artículo consiste en un estudio, mediante fórmulas analíticas, de la emisión de radiocontinuo y de líneas de recombinación de la región UC HII de LkH α 101. Esta región se caracteriza por presentar un viento expandiéndose a una velocidad terminal de unos 55 km s⁻¹, con una tasa de pérdida de masa de $1.8 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ y con un gradiente de densidad mayor al que corresponde a un viento ionizado prototípico que se está expandiendo a velocidad constante. En el artículo se justifica que las propiedades encontradas para este viento sugieren que se origina en una región anular del disco circunestelar.

La determinación de la dependencia de las intensidades integradas de las líneas H40 α , H39 α y H29 α con respecto a la frecuencia de estas líneas muestra que la dependencia es consistente dentro de las incertidumbres con lo esperado en el caso de ETL. Sin embargo, el criterio de comparación de las intensidades integradas de las líneas Hn α con las correspondientes líneas Hn' β y Hn'' γ de similar frecuencia muestra que las líneas Hn α podrían estar ligeramente amplificadas por emisión estimulada o que, alternativamente, las líneas con $\Delta n > 1$ sean más débiles de lo esperado en el caso de ETL debido a que parte parte de su intensidad no se esté detectando al confundirse con el ruido en las alas. Esta posibilidad existe si estas líneas están afectadas por un gran ensanchamiento colisional (anexo C.4). A pesar de sus características similares a MWC349A, la falta de longitud de coherencia por la inclinación del plano del disco con respecto a la línea de mira, además del menor tamaño del disco, puede que sean las causas por las que no se observe amplificación máser hacia LkH α 101. Sin embargo, un estudio más detallado de la fuente utilizando MORELI debe ser realizado para caracterizar con mayor precisión las características del viento ionizado y las causas del exceso de emisión en las alas azules de las líneas con respecto al ajuste de un perfil de Voigt.

Anexo A

Características de las estrellas masivas en la secuencia principal

En la tabla A.1 se resume las características físicas de estrellas con tipos espectrales comprendidos entre O3 y B3 publicadas por Mottram et al. (2011). Las temperaturas efectivas, T_{ef} , de las estrellas de tipo espectral O y B las han obtenido respectivamente de Martins et al. (2005) y Boehm-Vitense (1981). Las luminosidades, L , y las masas, M , las obtuvieron numéricamente para una isócrona de 10^6 años utilizando el modelo de evolución de Meynet & Maeder (2003) con rotación estelar inicial de 300 km s^{-1} . Además, también se muestran la magnitud visual absoluta en la banda del visible, M_V , las escalas de tiempo de Kelvin-Helmholtz, t_{KH} , y los tiempos de permanencia en la secuencia principal, t_{sp} . Estos últimos se obtuvieron a partir de un ajuste cuadrático de los resultados numéricos de Meynet & Maeder (2003).

Tabla A.1: Características físicas de las estrellas masivas de acuerdo con su tipo espectral.

Tipo espectral	T_{ef} [$10^3 K$]	$\log(L)$ [L_{\odot}]	M [M_{\odot}]	M_V [mag]	t_{KH} [10^4 años]	t_{sp} [10^6 años]
O3	44.8	5.86	70.8	-5.9	1.6	2.9
O4	42.9	5.60	52.3	-5.3	1.9	3.3
O5	40.9	5.36	39.4	-4.9	2.3	3.9
O5.5	39.9	5.27	36.5	-4.7	2.5	4.2
O6	38.9	5.17	33.5	-4.6	2.8	4.5
O7	36.9	4.98	27.5	-4.2	3.3	5.4
O7.5	35.9	4.88	24.7	-4.1	3.6	5.9
O8	34.9	4.78	22.9	-3.9	4.1	6.5
O8.5	32.9	4.59	19.4	-3.6	5.1	7.2
O9	32.9	4.59	19.4	-3.6	5.1	8.1
O9.5	31.9	4.50	18.1	-3.4	5.7	8.9
B0	29.5	4.27	14.9	-3.1	7.3	12.0
B0.5	27.3	4.04	12.7	-2.7	10.0	16.4
B1	25.0	3.80	10.7	-2.3	13.6	23.6
B1.5	23.0	3.58	9.0	-1.9	17.4	33.8
B2	21.5	3.37	7.9	-1.5	24.3	48.7
B2.5	20.2	3.18	6.9	-1.2	31.5	69.2
B3	19.0	3.01	6.0	-0.9	37.9	96.4

Anexo B

Procesos de interacción entre la materia y la radiación

Para el estudio de las estrellas masivas, al igual que la de cualquier objeto celeste, es fundamental comprender los procesos de interacción que tiene lugar entre la radiación y la materia ya que es la única manera de obtener información acerca de la naturaleza de la radiación observada. Estos procesos se dividen fundamentalmente entre aquellos que involucran únicamente estados electrónicos ligados de átomos o iones que dan lugar a emisión de líneas espectrales, y aquellos que involucran al menos un estado del electrón no ligado a un núcleo atómico y que da lugar al espectro de radiación continua.

B.1 Radiación de continuo

En un medio ionizado los electrones están sometidos al campo electrostático de los iones de modo que al pasar cerca de estos, interactúan con ellos experimentando una desaceleración en la que la energía cinética perdida es radiada tal como se ilustra en la figura B.1. Esta radiación es la conocida como radiación de frenado, *bremstrahlung*¹⁶ o radiación de continuo libre-libre por involucrar niveles de energía electrónica continuos. Análogamente, puede producirse absorción de radiación por parte de los electrones, acelerándolos y aumentando su energía cinética.

Otros procesos por los que la materia interactúa con la radiación, o la

¹⁶Término alemán comúnmente utilizado para referirse a este proceso físico y que procede de las palabras *bremsen* (frenar) y *strahlung* (radiación).

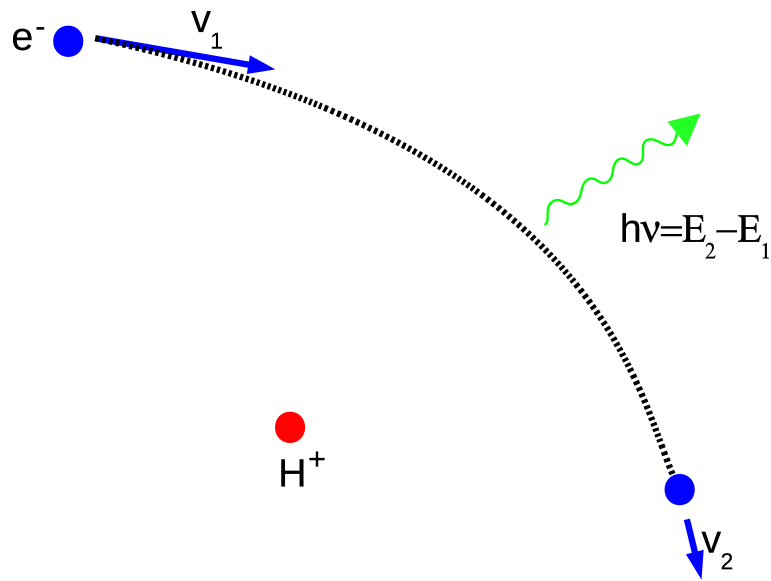


Figura B.1: Esquema de los procesos físicos involucrados en la emisión de radiación de frenado. La figura representa como la interacción electrostática entre un núcleo de hidrógeno, H^+ , y un electrón, e^- , produce una desaceleración del electrón que pasa de moverse a una velocidad v_1 a una velocidad v_2 . La pérdida de energía cinética del electrón da lugar a la emisión de un fotón con dicha energía, $h\nu = E_2 - E_1 = \frac{1}{2}m_e(v_1^2 - v_2^2)$

genera, son similares a los dos anteriores pero involucrando la fotoionización o recombinación del electrón. Es decir, en este último caso el electrón al pasar cerca de un ión pierde energía cinética llegándose a recombinar con el ión y emitiendo la diferencia de energía en forma de radiación. Mientras que en el anterior de los casos, la absorción de radiación lo suficientemente energética por parte de un átomo o ión puede ionizarlo, eyectando un electrón con una cierta energía cinética relativa al núcleo atómico. Estos dos mecanismos de interacción se denominan procesos libre-ligado puesto que involucran un estado electrónico ligado al núcleo atómico central y un estado energético por parte del electrón ionizado perteneciente a un rango continuo de energías. Las energías necesarias para fotoionizar algunos de los átomos más abundantes en el medio interestelar, y para distintos grados de ionización, se muestran en el anexo C.6.

B.2 Líneas espectrales

De acuerdo con la teoría cuántica de la radiación (Einstein, 1916) existen tres procesos básicos por los que los electrones ligados de un elemento químico interactúan con los fotones, que básicamente consisten en la absorción de un fotón, y la emisión espontánea y estimulada de radiación. Estos tres procesos radiativos producen transiciones electrónicas entre los diferentes niveles electrónicos de los elementos químicos que conlleva emisión o absorción de fotones de una frecuencia bien definida y que, por tanto, da lugar a la formación de líneas espectrales como las líneas de recombinación de elementos atómicos (anexo C).

La emisión espontánea de radiación es el proceso por el que un electrón situado en un nivel electrónico m decae espontáneamente a un nivel electrónico menos energético, n , dando lugar a la emisión de un fotón de energía igual a la diferencia de energía entre los dos niveles electrónicos de la transición, $h\nu = E_m - E_n$ (figura B.2). La probabilidad por unidad de tiempo de que un electrón decaiga se conoce como coeficiente de Einstein de emisión espontánea y se denota por A_{mn} :

$$P_{\text{sp}} = A_{mn} \quad (\text{B.1})$$

Por otra parte, el proceso de absorción es aquel por el que un fotón con energía igual a la diferencia entre dos niveles electrónicos es absorbido para producir una transición electrónica desde el nivel energético inferior, n , al superior, m . La probabilidad de absorción de un electrón, P_a , será directamente proporcional a la cantidad de radiación incidente y es conocida como coeficiente de Einstein de absorción, B_{nm} . En esta tesis se ha asumido que en dicha proporcionalidad la cantidad de radiación se mide en densidad espectral de energía, u_ν . Por tanto, dicha probabilidad vendrá determinada por:

$$P_a = B_{nm}u_\nu \quad (\text{B.2})$$

donde u_ν viene relacionada con la intensidad específica¹⁷, I_ν , por la siguiente relación:

$$u_\nu = \frac{1}{c} \int I_\nu d\Omega \quad (\text{B.3})$$

¹⁷Intensidad específica: intensidad de la radiación medida en unidades de potencia por unidad de área, de estereoradián y de frecuencia.

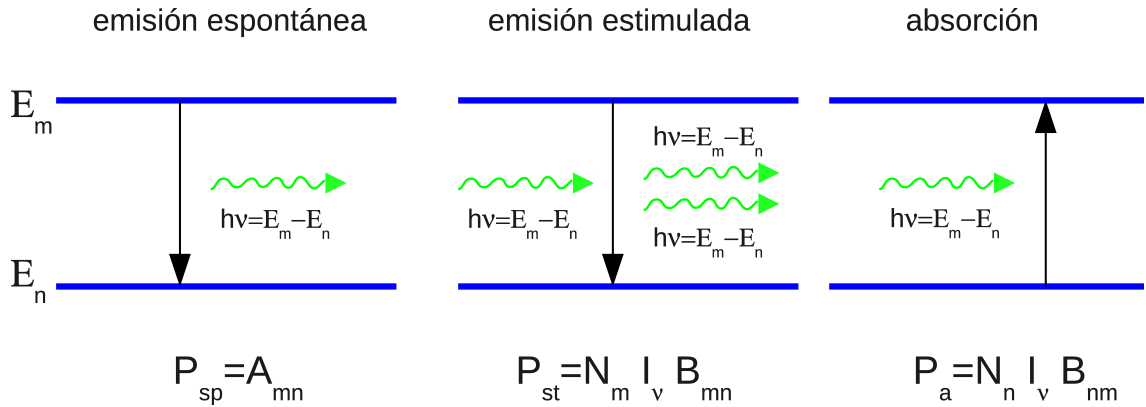


Figura B.2: Esquema de los tres procesos básicos de interacción entre los átomos y la radiación. Los tres paneles representan, de izquierda a derecha, respectivamente los de emisión espontánea de la radiación, emisión estimulada y absorción de radiación. En cada uno de estos tres paneles se representa con flechas la excitación electrónica considerada, y a su izquierda y derecha con líneas verdes los fotones incidentes y salientes respectivamente.

siendo Ω el ángulo sólido.

El tercer de los procesos radiativos es el de emisión estimulada, consistente en la emisión de radiación al producirse la desexcitación de un electrón inducida por la radiación incidente de energía igual a la diferencia entre los dos niveles electrónicos de la transición. En este caso se define la constante de Einstein de emisión estimulada, B_{mn} de un modo análogo al de absorción. Así se deduce que la probabilidad de emisión estimulada, P_{st} , vendrá dada por la siguiente igualdad:

$$P_{st} = B_{mn} u_\nu \tag{B.4}$$

Nótese que de acuerdo con las definiciones expuestas, los coeficientes de Einstein se miden en las siguientes unidades:

$$[A] = s^{-1} \tag{B.5}$$

$$[B] = \frac{m^3}{Js^2} = \frac{m}{kg} \tag{B.6}$$

B.3 Relaciones entre los coeficientes de Einstein

Los tres coeficientes de Einstein descritos no son independientes entre sí, sino que guardan una relación impuesta por el hecho de que cualquier sistema en equilibrio radiativo, es decir, en el que el número de fotones absorbidos es igual al de emitidos, exige que:

$$N_m A_{mn} + N_m B_{mn} u_\nu = N_n B_{nm} u_\nu \quad (\text{B.7})$$

donde se ha tenido en cuenta que el número de excitaciones y desexcitaciones electrónicas dependen de las probabilidades de transición mostradas anteriormente (ecuaciones B.1, B.2 y B.4) y de las poblaciones electrónicas de los niveles considerados, N_m y N_n .

Despejando de la ecuación B.7 se obtiene la siguiente densidad espectral de energía:

$$u_\nu = \frac{A_{mn}}{\frac{N_n}{N_m} B_{nm} - B_{mn}} \quad (\text{B.8})$$

En equilibrio termodinámico la densidad espectral de energía viene dada por una distribución de Planck que depende únicamente de constantes físicas y de la temperatura, T , del cuerpo negro:

$$u_\nu(T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (\text{B.9})$$

donde h y k son respectivamente la constante de Planck y de Boltzmann.

Además, en equilibrio termodinámico la población de los niveles electrónicos viene determinada por una distribución de Maxwell-Boltzmann de acuerdo con la siguiente expresión:

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (\text{B.10})$$

donde g_m y g_n son respectivamente la degeneración en energía de los niveles electrónicos m y n .

Comparando las ecuaciones B.8 y B.9 se deducen las siguientes dos igualdades:

$$A_{mn} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{mn} \quad (\text{B.11})$$

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn} \quad (\text{B.12})$$

Ambas ecuaciones son independientes de la distribución de poblaciones electrónicas considerada, de la temperatura y de cualquier distribución de velocidades que caracterice las propiedades termodinámicas de la región. Por ello, estas dos ecuaciones son de validez general para cualquier tipo de sistema, independientemente de que se encuentre en equilibrio termodinámico o no.

B.4 Cálculo de los coeficientes de Einstein

Desde un punto de vista semiclásico se puede demostrar que la probabilidad de transición por emisión espontánea de radiación para un elemento químico con momento dipolar μ es proporcional al cuadrado de este, es decir

$$A_{mn} \propto |\vec{\mu}|^2 \quad (\text{B.13})$$

$$\vec{\mu} = e\vec{r} \quad (\text{B.14})$$

donde \vec{r} es el vector posición del electrón.

La generalización de este resultado al caso cuántico sugiere que la probabilidad de transición entre dos niveles electrónicos descritos por las funciones de onda ψ_s y ψ_i depende proporcionalmente de la amplitud de probabilidad del momento dipolar eléctrico, $|\langle \psi_s | \vec{\mu} | \psi_i \rangle|^2$. En efecto, la electrodinámica cuántica predice que dicha probabilidad viene determinada de acuerdo con la siguiente ecuación:

$$A_{\psi_s \rightarrow \psi_i} = \frac{64\pi^4}{3h\lambda^3} |\langle \psi_s | \vec{\mu} | \psi_i \rangle|^2 \quad (\text{B.15})$$

Anexo C

Espectroscopía de átomos hidrogenoideos

Como se ha comentado en la sección 3.2, las estrellas masivas producen una gran cantidad de radiación ionizante que ioniza el entorno circundante, al igual que ocurre en otros ambientes astrofísicos como nebulosas planetarias o galaxias activas. Como ya se ha comentado en el anexo B, los iones presentes en el gas ionizado de estas regiones pueden capturar electrones en un proceso denominado recombinación. Cuando ocurre este proceso, el electrón se captura en un estado electrónico excitado. Los valores de los coeficientes de Einstein de emisión espontánea muestran que las probabilidades de transición para el decaimiento radiativo del átomo de hidrógeno son lo suficientemente grandes en comparación con la tasa de ionización para que la ionización de los estados altamente ionizados sea bastante improbable. Por tanto, después de cada proceso de recombinación el electrón decae, normalmente, en una cascada sucesiva de transiciones hasta alcanzar el estado fundamental. En efecto, de acuerdo con los coeficientes de emisión espontánea calculados con el procedimiento descrito en el anexo C.3, que comprenden valores entre 1 y 10^8 s^{-1} (anexo C.5), la escala de tiempo en la que se produce el decaimiento hasta el estado fundamental es de unos segundos. En cambio, el tiempo de escala en el que se produce la fotoionización de un átomo de hidrógeno, t_{ion} , viene determinado por el tamaño de la región UC HII, su densidad electrónica y el flujo de fotones Lyman alfa¹⁸ procedente de la estrella central, S_{Ly} , de acuerdo

¹⁸Con este término se nombra a los fotones capaces de ionizar el átomo de hidrógeno en su estado fundamental, con energías superiores al valor mostrado en el anexo C.6.

con la siguiente ecuación:

$$t_{\text{ion}} = \frac{4/3\pi R^3 N_e}{S_{\text{Ly}}} \quad (\text{C.1})$$

De este modo, tomando por ejemplo una región hipercompacta HII de una estrella de tipo espectral con poca radiación ionizante como una estrella de tipo B0, caracterizada por un flujo ionizante de $S_{\text{Ly}} \approx 6 \cdot 10^{47} \text{ s}^{-1}$ (Schaerer & de Koter, 1997), se obtiene un tiempo de escala para la ionización de un átomo del orden de la decena de años, muy superior al tiempo que tarda en decaer al estado fundamental un átomo en un estado electrónico excitado producto de la recombinación del núcleo con un electrón. Por ello, prácticamente la mayoría de los iones que se han recombinado con un electrón sufren una cascada de desexcitaciones hasta llegar al nivel fundamental y, prácticamente, sólo se producirá ionización del hidrógeno debida a fotones Lyman alfa.

De cualquier modo hay que tener en cuenta que estos decaimientos pueden producirse tanto por procesos radiativos (anexo B.2) como por colisiones con otra partícula. Independientemente de cuál de estos dos procesos esté ocurriendo, los procesos de decaimiento dan lugar a líneas espectrales de recombinación que son observables en un rango espectral que comprende desde el ultravioleta hasta frecuencias de radio. Puesto que el hidrógeno es mucho más abundante que los elementos metálicos y que el helio, sus líneas de recombinación suelen ser las más intensas y útiles para el estudio de regiones HII. A continuación se describe las características espectroscópicas de las líneas de recombinación de los átomos hidrogenoideos y se detalla como se han introducido estas características en el código de transferencia radiativa MORELI.

C.1 Aproximación de Rydberg

El modelo atómico de Bohr (1913) constituyó un hito en la historia de la ciencia al proporcionar la primera hipótesis ad hoc acerca de la estructura atómica de la materia que permitía explicar las líneas espectroscópicas observadas desde mediados de 1850, además de convertirse en uno de los pilares que llevaría al desarrollo de la mecánica cuántica. De acuerdo con el modelo atómico desarrollado por Bohr, las energías de los niveles electrónicos de tanto el átomo de hidrógeno sería función exclusivamente del conocido como número cuántico principal, n . Este modelo puede aplicarse igualmente

a cualquier átomo de número atómico Z formado únicamente por el núcleo y un único electrón ligado, a los que se denomina átomos hidrogenoideos. En concreto, las frecuencias de las líneas de recombinación correspondientes a transiciones entre niveles electrónicos con números cuánticos principales m y n para cualquier átomo hidrogenoideo vienen dadas por la siguiente ecuación:

$$\nu_{m,n} = Z^2 c R_\infty \mu(Z) \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (\text{C.2})$$

donde c la velocidad del sonido, R_∞ la constante de Rydberg para un átomo cuyo núcleo se considera de masa infinita y $\mu(Z)$ la masa reducida del sistema formado por el núcleo atómico y el electrón. Considerando que la masa del átomo neutro del elemento de número atómico Z es $M(Z)$ y que m_e es la masa del electrón, la masa reducida del átomo viene dada por:

$$\mu(Z) = \frac{M(Z) - m_e Z}{M(Z) - m_e + Z m_e} = \frac{M(Z) - m_e Z}{M(Z) - (Z - 1) m_e} \quad (\text{C.3})$$

De acuerdo con la ecuación C.2, las frecuencias de las líneas de recombinación producidas en la transición entre dos niveles electrónicos para un determinado átomo hidrogenoideo será función únicamente de constantes físicas, del número cuántico principal del nivel inferior, n , y de la diferencia de este con el número cuántico principal del nivel superior, $\Delta n \equiv m - n$. Por esta razón a las líneas de recombinación se las denota por el símbolo químico del elemento en cuestión, seguido de la letra que corresponde a la posición Δn en el alfabeto griego (ver figura C.1). Las frecuencias de las líneas de recombinación del hidrógeno que se obtienen para el rango de n comprendido entre 1 y 75 se muestran en el anexo C.5.

Nótese que de acuerdo con la formulación cuántica, las transiciones existentes en un átomo hidrogenoideo deducidas de la aproximación de Rydberg corresponden a niveles electrónicos caracterizados por su momento angular orbital, l , de espín, $s = 1/2$, y sus respectivas proyecciones a lo largo de un eje. De este modo, cada nivel energético con número cuántico principal n deducido por la aproximación de Rydberg corresponde a la degeneración en energía de g_n niveles electrónicos diferentes. Puesto que los posibles valores de l comprenden desde $l = 0$ hasta $l = n - 1$, y puesto que cada uno de estos momentos angulares orbitales presentan $2l + 1$ diferentes proyecciones a lo largo de un eje ($m_l = -l, -l + 1, \dots, 1, 0, 1, \dots, l - 1, l$), se deduce que el

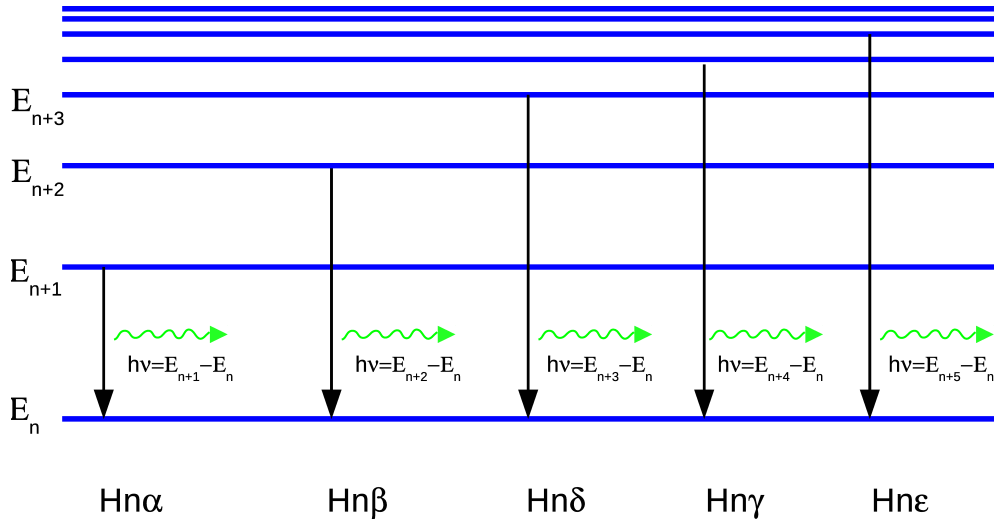


Figura C.1: Esquema de las líneas de recombinación producidas para el nivel inferior n con $\Delta n \leq 5$. La dexescitación del electrón desde los niveles energéticos superiores al inferior (proceso representado con flechas negras) produce fotones (representado en verde) con energía igual a la diferencia energética entre los niveles considerados.

siguiente valor para el número de niveles degenerados del nivel energético n :

$$g_n = 2 \sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = 2n^2 \quad (C.4)$$

Las características espectroscópicas comentadas son aplicables a átomos hidrogenoideos en los que hay presente un único electrón. Sin embargo, para átomos con un electrón altamente excitado con $n \gtrsim 50$, el electrón externo ve al átomo como una carga puntual igual a la del núcleo pero apantallado por la carga de los electrones más internos. Esto provoca que, para cualquier elemento químico, el espectro característico de las líneas de recombinación también sea de tipo hidrogenoideo a longitudes de onda correspondientes al radio y que, por tanto, sus frecuencias también puedan estimarse utilizando la ecuación C.2, considerando en este caso como valor de Z el valor de la carga nuclear efectiva del núcleo con el que está interactuando el electrón excitado. Como primera aproximación puede considerarse que el valor de Z es igual al número de veces que está ionizado el átomo, $Z = i$. De este modo, teniendo en cuenta las ecuaciones C.2 y C.3, las frecuencias de un átomo hidrogenoideo de número atómico Z y con i electrones ionizados, $\nu_{(Z,i)m,n}$, se pueden obtener aproximadamente con las siguientes ecuaciones:

Tabla C.1: Masas atómicas de acuerdo con la *National Institute of Standards and Technology* y desplazamiento en velocidades de las líneas de recombinación de los elementos químicos más abundantes en el medio interestelar respecto a las del hidrógeno. Los valores entre paréntesis representa la incertidumbre experimental en las medidas de las masas.

Átomo	Z	M(Z) [uma]	Δv [km s ⁻¹]
¹ H	1	1.00782503207(10)	-
² H	2	2.014101777 8(4)	81.57
⁴ He	2	4.00260325415(6)	122.16
¹² C	6	12.0000000(0)	149.56
¹⁴ N	7	14.0030740048(6)	151.52
¹⁶ O	8	15.99491461956(16)	153.0
²⁸ Si	14	31.97207100(15)	158.13

$$\begin{aligned} \nu_{(Z,i)m,n} &= (i+1)^2 cR_\infty \mu(Z,i) \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \\ \mu(Z,i) &= \frac{M(Z) - (i+1)m_e}{M(Z) - im_e} \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

De este modo, átomos hidrogenoideos con distintos número de electrones ionizados, i_1 y i_2 , y distintos números atómicos, Z_1 y Z_2 , presentarán un espectro de líneas de recombinación similares entre sí con una pequeña variación en frecuencias, $\Delta\nu$, debida a la diferente masa reducida de cada uno de ellos. En particular esta diferencia medida en unidades de velocidad, $\Delta v = \frac{c}{\nu} \Delta\nu$, vendrá dada por:

$$\nu_{(Z_2,i_2)m,n} = \nu_{(Z_1,i_1)m,n} \frac{i_2^2}{i_1^2} \left(\frac{\mu(Z_2,i_2)}{\mu(Z_1,i_1)} - 1 \right) \quad (\text{C.6})$$

Esta relación indica que en el caso concreto de átomos con el mismo número de electrones ionizados pero distintos números atómicos, como el HI, HeI, NI o el CI, presentarán líneas de recombinación ligeramente desplazadas debida a la diferente masa reducida de cada uno de ellos. En la tabla C.1 se muestran los desplazamientos hacia el azul de las líneas de recombinación de algunos de los elementos químicos más abundantes del medio interestelar en relación a las del hidrógeno.

C.2 Aproximación de Dirac

Una vez que se desarrolló el formalismo cuántico, fundamentalmente por parte de Schrödinger y Heisenberg, se utilizó los principios de la mecánica cuántica junto con los de la relatividad especial (Einstein, 1905) para calcular de un modo más preciso los valores energéticos de los niveles de energía de los átomos hidrogenoideos. De este modo, se llegó a la conocida como ecuación de Dirac, cuya solución muestra que los niveles de energía electrónicos de un átomo hidrogenoideo dependen tanto del número cuántico principal, n , como del momento angular total del electrón, j . En concreto, los valores de energía de los niveles vienen dados por las siguientes igualdades (Towle et al., 1996):

$$E_{n,j} = m_e c^2 \left[1 + \left(\frac{Z\alpha}{n - j - 1/2 + [(j + 1/2)^2 - Z^2\alpha^2]^{1/2}} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (C.7)$$

Para aumentar en la mayor medida posible la precisión numérica de los cálculos de los niveles de energía utilizados por el código MORELI para la posterior estimación de los coeficientes de Einstein (anexo C.3), se ha utilizado el método propuesto por Towle et al. (1996) basado en efectuar los cálculos restando la energía en reposo del electrón. De este modo, las ecuaciones calculadas por MORELI son las siguientes:

$$E_{n,j} - m_e c^2 = - \frac{m_e c^2 X_{n,j}^2}{(1 + X_{n,j}^2)^{1/2} (1 + (1 + X_{n,j}^2))^{1/2}} \quad (C.8)$$

$$E_{n,j} - m_e c^2 = - \frac{\frac{m_e(M-Zm_e)}{M-(Z-1)m_e} c^2 X_{n,j}^2}{(1 + X_{n,j}^2)^{1/2} (1 + (1 + X_{n,j}^2))^{1/2}} - \frac{m_e Z^4 \alpha^2 h c R_\infty}{4Mn^4} \quad (C.9)$$

donde α es la constante de estructura fina.

En este caso los niveles electrónicos con los mismos números cuánticos n y j presentarán una degeneración en energía. En concreto para todos los niveles excepto para $j = n - 1/2$ hay dos posibles valores para el momento angular orbital, $l = j \pm 1/2$, mientras que cada uno de estos valores de l presenta $2l + 1$ posibles valores de su proyección sobre un eje, m_l . Por ello cuando $j \leq n - 3/2$

se deduce que el número de niveles electrónicos degenerados en energía viene dado por la siguiente ecuación:

$$g_{n,j} = (2(j - 1/2) + 1) + (2(j + 1/2) + 1) = 2(2j + 1) \quad (\text{C.10})$$

En cambio el nivel energético con $j = n - 1/2$ corresponde a un momento angular orbital de $l = j - 1/2$ y, por tanto, su degeneración viene dada por la siguiente expresión:

$$g_{n,j} = 2(j - 1/2) + 1 = 2j + 1 \quad (\text{C.11})$$

Una comparación entre las frecuencias obtenidas con la aproximación de Dirac para las transiciones existentes entre niveles electrónicos con número cuántico principal n y m muestran que para el estudio de las líneas de recombinación de objetos estelares es suficientemente buena aproximación la de Rydberg ya que las transiciones de la estructura fina obtenida por Dirac presenta una separación máxima entre las transiciones de $\sim 0.25 \text{ km s}^{-1}$, el cual es despreciable en comparación a la anchura térmica de una región HII típica, que es dos órdenes de magnitud mayor (anexo C.4). Esta es la razón por la que la estructura fina de líneas deducida bajo la aproximación de Dirac no es observable en las regiones HII.

C.3 Coeficientes de Einstein para las líneas de recombinación

Los procesos de interacción, descritos anteriormente en este anexo, que pueden ocurrir entre la radiación incidente y los átomos hidrogenoideos, dan lugar a transiciones radiativas entre los niveles electrónicos. Puesto que los dos estados electrónicos entre los que ocurre una transición radiativa para un átomos hidrogenoideos están caracterizados por los números atómicos m, l', s, j' y n, l, s, j (nivel superior e inferior respectivamente), la probabilidad de transición de emisión espontánea (ecuación B.15) se determina de acuerdo con la siguiente expresión:

$$A_{m,l',s',j',m'_{j'} \rightarrow n,l,s,j,m_j} = \frac{64\pi^4}{3h\lambda^3} |\langle m, l', s', j', m'_{j'} | \vec{\mu} | n, l, s, j, m_j \rangle|^2 \quad (\text{C.12})$$

Por lo general suele ser conveniente calcular la amplitud de probabilidad del momento dipolar eléctrico en unidades atómicas, es decir, con $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1$ y las longitudes en unidades del átomo de Bohr, $a_0 = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2}$.

Por otra parte, tal como se ha comentado anteriormente, para el análisis de las líneas de recombinación de objetos estelares es buena aproximación considerar que la estructura fina de los átomos hidrogenoideos no se puede resolver debido al ensanchamiento térmico. Por ello, para estos estudios puede ser útil la aproximación de Rydberg, estimando la probabilidad de que se produzca una transición entre los niveles electrónicos con número cuántico principal m y n . Por tanto, la probabilidad final viene dada por la suma de las probabilidades de las transiciones dipolares eléctricas entre todos los niveles electrónicos que agrupan esos números cuánticos principales de acuerdo con la aproximación de Dirac, y posteriormente se normaliza al número de niveles degenerados en el nivel superior, g_m , para así obtener la probabilidad de que se produzca dicha transición por electrón que se sitúa en el nivel con número cuántico principal m . De este modo, se obtiene la siguiente probabilidad de transición por emisión espontánea:

$$A_{mn} = \frac{1}{g_m} \frac{16\pi\epsilon_0 h^3}{3e^2 m_e^2 \lambda^3} \sum_{m',m} | \langle m, l', s', j', m' | \vec{\mu} | n, l, s, j, m \rangle |^2 = \frac{1}{g_m} \frac{16\pi\epsilon_0 h^3}{3e^2 m_e^2 \lambda^3} S_{mn} \quad (\text{C.13})$$

donde $S_{mn} \equiv \sum_{m',m} | \langle m, l', s', j', m' | \vec{\mu} | n, l, s, j, m \rangle |^2$, medida en unidades atómicas, se conoce como fuerza de línea debido a que la intensidad de una línea de recombinación en equilibrio termodinámico local será proporcional a su valor tal y como se demuestra en el anexo D.3.1.

En el caso de átomos hidrogenoideos con un único electrón, se tiene que el espín del electrón es $s = 1/2$, y bajo la aproximación no relativista, el resultado obtenido para la fuerza de línea suele ser convenientemente expresada en función del símbolo $6j$ (véase su definición en el anexo C.3.1), denotado con corchetes y que representa el acoplamiento de tres momentos angulares, y del símbolo $3j$, denotado con un paréntesis. De este modo, la fuerza de línea viene dada por la siguiente expresión:

$$S_{mn} = (2j' + 1)(2j + 1)(2l' + 1)(2l + 1) \left\{ \begin{matrix} j' & 1 & j \\ l & s & l' \end{matrix} \right\}^2 \left(\begin{matrix} l' & 1 & l \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right)^2 | \langle m, l' | e\vec{r} | n, l \rangle |^2 \quad (\text{C.14})$$

donde $\langle m, l' | e^{\vec{r}} | n, l \rangle$ es la integral radial.

A partir de la ecuación anterior se deduce que una transición es posible siempre y cuando los símbolos $6j$ y $3j$ no se anulen. Estas condiciones imponen respectivamente las siguientes dos reglas de selección para las transiciones dipolares eléctricas:

$$|\Delta l| \leq 1 \quad (C.15)$$

$$l' + l + 1 \text{ par}$$

Estas dos condiciones tomadas conjuntamente implican que $l' = l \pm 1$. Tomando en cuenta esta relación y evaluando el símbolo $3j$ la fuerza de línea (ecuación C.14) queda de la siguiente manera:

$$S = \frac{1}{2} \delta_{l', l \pm 1} (2j' + 1)(2j + 1)(l' + l + 1) \left| \begin{Bmatrix} j' & 1 & j \\ l & s & l' \end{Bmatrix} \right|^2 \langle m, l' | e^{\vec{r}} | n, l \rangle|^2 \quad (C.16)$$

donde $\delta_{l', l \pm 1}$ es la función siguiente:

$$\delta_{l', l \pm 1} = \begin{cases} 0 & \text{si } l' \neq l \pm 1 \\ 1 & \text{si } l' = l \pm 1 \end{cases} \quad (C.17)$$

Las reglas de selección expuestas implican que sólo es necesario el cálculo de $\langle m, l - 1 | e^{\vec{r}} | n, l \rangle$ ya que $\langle m, l - 1 | e^{\vec{r}} | n, l \rangle = \langle m, l | e^{\vec{r}} | n, l - 1 \rangle$. Para evitar dificultades numéricas, el cálculo de la integral radial se ha realizado siguiendo el procedimiento descrito en Towle et al. (1996), según el cual dicha integral puede expresarse mediante la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned} \langle m, l - 1 | e^{\vec{r}} | n, l \rangle = & \frac{(-1)^{m-l}}{4Z} \left[\frac{(m+l-1)!(n+l)!}{(m-l)!(n-l-1)!} \right]^{1/2} \frac{4mn}{(m+n)^{m+n}} \cdot \\ & \left[\frac{(-4mn)(n-m)^{N-\nu-1}N!}{(2l-1+\nu)!(N-\nu)!} {}_2F_1(-\nu, -2l+1-\nu; N-\nu+1; x) \right. \\ & \left. - \frac{(-4mn)^{\nu'}(n-m')^{N'-\nu'-1}N'!}{(n+m)^2(2l-1+\nu')!(N'-\nu')!} {}_2F_1(-\nu', -2l+1-\nu'; N'-\nu'+1; x) \right] \end{aligned} \quad (C.18)$$

donde ${}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma; x)$ es la serie hipergeométrica definida como:

$${}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma; x) = \sum_{t=1}^{\infty} \frac{\alpha_t \beta_t x^t}{\gamma_t t!} \quad (\text{C.19})$$

donde α_t , y de modo análogo β_t y γ_t , denota el siguiente productorio:

$$\alpha_t = \alpha(\alpha + 1)(\alpha + 2)\dots(\alpha + t - 1)\dots \quad (\text{C.20})$$

siendo los términos del productorio todos aquellos con valores de t comprendidos entre 1 y el valor anterior a aquel en el que el término del productorio se anula. Nótese que en la expresión de $\langle m, l - 1 | er | n, l \rangle$, los dos primeros argumentos de las series hipergeométricas son negativos, mientras que el tercero es positivo, de modo que la serie hipergeométrica será finita y su número de términos no nulos vendrá determinado por el que presente un valor absoluto menor entre α o β . Por otra parte, las variables x, ν, ν', N y N' están definidos del siguiente modo:

$$x = -\frac{(m - n)^2}{4m \cdot n} \quad (\text{C.21})$$

$$\nu = \min(m_r, n_r) \quad N = \max(m_r, n_r) \quad (\text{C.22})$$

$$\nu' = \min(m_r, n_r + 2) \quad N' = \max(m_r, n_r + 2)$$

donde $m_r = m - l$ y $n_r = n - l - 1$ son los números cuánticos radiales de los niveles electrónicos superior e inferior y \min hace referencia a que hay que seleccionar el menor entero.

Hay que destacar, sin embargo, que el cálculo numérico de la intensidad de las líneas de recombinación mediante el procedimiento anterior se complica a medida que se considera niveles con n y m mayores. Esto se debe principalmente a los grandes valores que aparecen en el cálculo de los factoriales de algunos de los cálculos intermedios necesarios para estimar el valor final de $\langle n', l - 1 | er | n, l \rangle$, ocurriendo fundamentalmente para valores con número cuántico principal $n > 80$. Por ello, el código MORELI calcula los coeficientes de Einstein para transiciones con $\Delta n \geq 6$ a partir de la fuerza de línea obtenida bajo la aproximación de Menzel (1968). Esta aproximación es válida para valores de n lo suficientemente grandes y Δn lo

suficientemente pequeños. Bajo dicha aproximación, la fuerza del oscilador tiende asintóticamente al siguiente valor:

$$B_{nm} = n \frac{e^2}{3\epsilon_0 m_e h \nu c^2} J_{\Delta n}(\Delta n) \cdot J'_{\Delta n}(\Delta n) \quad (\text{C.23})$$

donde $J_{\Delta n}(\Delta n)$ es la función de Bessel de orden igual a Δn y $J'_{\Delta n}(\Delta n)$ es la primera derivada de la función de Bessel con respecto al argumento.

C.3.1 Símbolos 6j

Los símbolos 6j son una herramienta matemática utilizada en problemas de mecánica cuántica que permite simplificar los cálculos que resultan de la composición de tres momentos angulares. Como ya se ha expuesto, la estimación de la amplitud de probabilidad del momento dipolar eléctrico de un átomo, $|\langle m, l', s', j', m'_{j'} | \vec{\mu} | n, l, s, j, m_j \rangle|^2$, es un ejemplo típico en el que aparecen este tipo de símbolos, en particular el cálculo de $\left\{ \begin{matrix} j' & 1 & j \\ l & s & l' \end{matrix} \right\}$ tal y como se expuso en la ecuación C.14. Para mayor información sobre su definición y sobre cómo aparecen en la resolución de las probabilidades de transición electrónica en el átomo de hidrógeno se remite a libros generales de mecánica cuántica como, por ejemplo, Edmonds (1974). Para la presente tesis es suficiente remarcar que el código MORELI hace uso del cálculo de los símbolos 6j para estimar los coeficientes de Einstein de las líneas de recombinación de un átomo hidrogenoideo (anexo C.3). En concreto el cálculo de los símbolos 6j se realiza de acuerdo con la siguiente ecuación (Edmonds, 1974):

$$\left\{ \begin{matrix} j_a & j_b & j_c \\ j_d & j_e & j_f \end{matrix} \right\} = \sqrt{\Delta(j_a, j_b, j_c) \Delta(j_a, j_e, j_f) \Delta(j_d, j_b, j_f) \Delta(j_d, j_e, j_c)} \sum_k \frac{(-1)^k (k)!}{f(k)} \quad (\text{C.24})$$

donde $\Delta(j_\alpha, j_\beta, j_\gamma)$ y $f(k)$ denotan respectivamente los siguientes cálculos:

$$\Delta(j_\alpha, j_\beta, j_\gamma) = \frac{(j_\alpha + j_\beta - j_\gamma)! (j_\alpha - j_\beta + j_\gamma)! (-j_\alpha + j_\beta + j_\gamma)!}{(j_\alpha + j_\beta + j_\gamma + 1)!}$$

$$f(k) = \left[(j_a + j_b + j_d + j_e - k)! (j_b + j_c + j_e + j_f - k)! (j_c + j_a + j_f + j_d - k)! \right. \\ \left. (k - j_a - j_b - j_c)! (k - j_a - j_e - j_f)! (k - j_d - j_b - j_f)! (k - j_d - j_e - j_c)! \right]$$

Además, existen unas reglas de selección que satisfacen los símbolos $6j$ que se basan en que sus valores se anulan en el caso de los siguientes conjuntos de tripletes de momentos angulares, (j_a, j_b, j_c) , (j_a, j_e, j_f) , (j_d, j_b, j_f) y (j_d, j_e, j_c) , satisfagan la conocida como condición triangular de composición de dos momentos angulares, j_α y j_β , para dar lugar a un momento angular total j_γ :

$$|j_\alpha - j_\beta| \leq j_\gamma \leq j_\alpha + j_\beta \quad (\text{C.25})$$

C.4 Perfiles de las líneas de recombinación

El gas de electrones e iones presente en una región ionizada presentará tanto movimientos macroscópicos del fluido como microscópicos que, debido al desplazamiento Doppler, harán que la línea no sea monocromática, sino que presente un ensanchamiento a ojos del observador. A esto también contribuirá el propio ensanchamiento natural de los niveles electrónicos. Mientras que en la sección 5.1.4 se discute los diferentes movimientos macroscópicos que podrían estar presentes en la región ionizada y que contribuyen al perfil espectral, en este anexo se describirá la contribución relativa al perfil de la línea de cada uno de los mecanismos microscópicos.

C.4.1 Ensanchamiento gaussiano

La cinemática microscópica de los átomos es debida principalmente a los movimientos de agitación térmica y a los movimientos turbulentos del fluido. En relación a los movimientos térmicos, se puede considerar la aproximación de que la fracción de átomos, $dN_{(v_z-v_0)}$, presentes en el gas ionizado que tienen un rango diferencial de velocidades proyectadas a lo largo de la línea de mira entre v_z y $v_z + dz$, está bien descrita por una distribución de velocidades de Maxwell. Este tipo de distribución se caracteriza por estar parametrizado en función de un parámetro conocido como temperatura cinética, T_{cin} , de acuerdo con una distribución gaussiana dada por la siguiente expresión:

$$\frac{dN_{(v_z-v_0)}}{dv_z} = \sqrt{\frac{M(Z)}{2\pi kT_e}} e^{-\left(\frac{M(Z)}{2kT_{\text{cin}}}(v_z-v_0)^2\right)} \quad (\text{C.26})$$

donde se ha considerado que v_0 es la velocidad sistémica del gas ionizado con respecto al observador.

Esta distribución de velocidades del gas puede ser modificada por la presencia de movimientos turbulentos a escala microscópica que, por lo general, también pueden describirse mediante un perfil gaussiano aunque en este caso regida por un parámetro conocido como velocidad turbulenta, v_{tu} . En este caso la distribución de velocidades queda de la siguiente manera:

$$\frac{dN_{(v_z-v_0)}}{dv_z} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\frac{2kT_{cin}}{M(Z)} + \frac{2}{3}v_{tu}^2}} e^{-(v_z-v_0)^2 / \left(\frac{2kT_{cin}}{M(Z)} + \frac{2}{3}v_{tu}^2\right)} \quad (C.27)$$

Un parámetro de utilidad que por conveniencia se suele utilizar para caracterizar la distribución de velocidades y , de este modo, el ensanchamiento de la línea, es la anchura a media altura en unidades de velocidad, $\Delta v_{1/2, g}$, definida como el rango de velocidades relativas a la velocidad sistémica, $v_z - v_0$, en el que la fracción de partículas moviéndose a tales velocidades es mayor que la mitad de las que se mueven a la velocidad sistémica del gas. De acuerdo con esta definición y con la distribución dada por la ecuación C.27, el valor del ensanchamiento $\Delta v_{1/2, g}$ es:

$$\Delta v_{1/2, g} = 2\sqrt{\ln(2)} \sqrt{\frac{2kT_{cin}}{M(Z)} + \frac{2}{3}v_{tu}^2} \quad (C.28)$$

C.4.2 Ensanchamiento lorentziano

Adicionalmente hay diversos procesos físicos que pueden contribuir a la anchura del perfil espectral y que son debidos al ensanchamiento intrínseco de los propios niveles electrónicos que, a diferencia de la agitación térmica y de la microturbulencia, da lugar a un perfil lorentziano para la distribución de frecuencias de la radiación emitida entre dos niveles electrónicos, $\psi(\nu)$. Normalizando el perfil de modo tal que satisfaga la relación $\int_0^\infty \psi(\nu) d\nu = 1$ se obtiene una distribución lorentziana que presenta la siguiente forma funcional

$$\psi(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\delta}{(\nu - \nu_0)^2 + \delta^2} \quad (C.29)$$

donde ν_0 es la frecuencia en reposo de la transición

De modo análogo al perfil gaussiano, para caracterizar la distribución suele ser conveniente utilizar una anchura a media altura del perfil lorentziano,

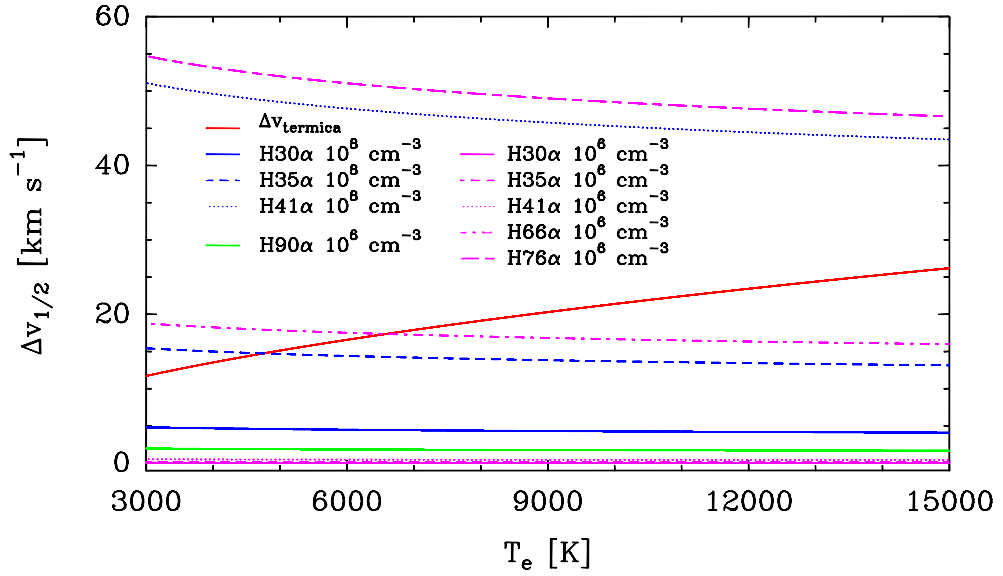


Figura C.2: Representación de las anchuras a media altura, $\Delta\nu_{1/2}$, debidas al ensanchamiento térmico y colisional de regiones UC HII en función de la temperatura electrónica. Se ha considerado como rango de temperaturas electrónicas el encontrado en las regiones HII a lo largo de la galaxia (Afflerbach et al., 1996; Quiroza et al., 2006), mientras que las anchuras colisionales se muestran para diversos números cuánticos principales de la transición y para tres densidades electrónicas distintas (10^4 , 10^6 y 10^8 cm^{-3}).

$\Delta\nu_{1/2,1}$ (en unidades de frecuencia), que en este caso vendría dada por:

$$\Delta\nu_{1/2,1} = 2\delta \quad (\text{C.30})$$

Entre los procesos físicos que pueden dar lugar a este ensanchamiento lorentziano se encuentra el ensanchamiento natural de los niveles debido al principio de indeterminación de Heisenberg que implica que existe una incertidumbre intrínseca del valor de la energía de los niveles electrónicos.

Sin embargo, el ensanchamiento natural es despreciable con respecto al ensanchamiento producido por la interacción del átomo con las partículas del entorno en el que se encuentra. En concreto estos procesos pueden dividirse a grandes rasgos en dos tipos. El primero de ellos es el conocido como efecto Stark, que se produce por el desdoblamiento de los niveles de energía en presencia de un campo eléctrico como aquel que experimentan los átomos debido a los campos inducidos por las sucesivas colisiones de partículas cargadas como, por ejemplo, los iones. Este efecto no se va a

Tabla C.2: Aproximaciones analíticas de la anchura a media altura producida por el ensanchamiento colisional para diferentes rangos del número cuántico principal.

Rango de n	$\Delta\nu_{1/2, 1}$	Referencia
$n > 100$	$3.8 \cdot 10^{-8} n^{4.4} N_e / (Z^2 T_{\text{cin}}^{0.1})$	Brocklehurst & Seaton (1972)
$30 < n < 100$	$1.3 \cdot 10^{-8} n^{4.6} N_e / (Z^2 T_{\text{cin}}^{0.1})$	Walmsley (1990)
$n < 30$	$1.6 \cdot 10^{-9} n^{5.0} N_e / (Z^2 T_{\text{cin}}^{0.1})$	Strelnitski et al. (1996b)

considerar para esta tesis puesto que es despreciable para el estudio de regiones UC HII a longitudes de onda correspondientes al radio, rango milimétrico, submilimétrico e infrarrojo lejano.

Por el contrario, existe otro ensanchamiento producido por colisiones continuas entre los átomos que modifican la fase del momento dipolar oscilante del átomo de una manera aleatoria después de cada colisión. Por esta razón el campo de radiación emitido únicamente mantiene su fase de coherencia durante una duración media igual al tiempo medio en el que ocurren las colisiones que alteran ligeramente los niveles de energía electrónicos. A este fenómeno se le conoce como ensanchamiento colisional o por presión. Este ensanchamiento se ha incorporado a MORELI utilizando las expresiones analíticas mostradas en la tabla C.2 para el ensanchamiento a media altura, las cuales resultan de aproximar los resultados obtenidos a partir del tratamiento clásico y semiclásico del átomo para estimar las secciones eficaces de colisión (Gee et al., 1976).

En la tabla C.2 y figura C.2 se observa que el ensanchamiento colisional es ligeramente dependiente de la temperatura¹⁹, proporcional a la densidad electrónica y aumenta considerablemente con el número cuántico principal n . Esta última característica permite calcular la contribución relativa del ensanchamiento colisional ya que, a diferencia del ensanchamiento térmico y dinámico, es dependiente de la frecuencia de la línea de recombinación. Tal y como se observa en la figura C.2, la fuerte dependencia del ensanchamiento colisional con el número cuántico principal provoca que este tipo de ensanchamiento únicamente sea significativo para líneas con número cuántico principal n grande (frecuencias pequeñas) y regiones con una densidad electrónica elevada. A modo de ejemplo, el ensanchamiento colisional es despreciable con respecto al térmico para regiones con densidades electrónicas de 10^4 cm^{-3} incluso para líneas de tan baja frecuencia como la H90 α . En cambio,

¹⁹En realidad la dependencia con la temperatura únicamente ha sido estimada por Brocklehurst & Seaton (1972). En nuestro caso, hemos impuesto la dependencia encontrada por estos autores a todo el rango de números cuánticos principales.

para una densidad electrónica de 10^6 cm^{-3} , el ensanchamiento colisional de líneas como la $H41\alpha$ es apreciable, dominando la anchura de la línea de recombinación para temperaturas electrónicas pequeñas. Mientras que si se consideran densidades electrónicas de 10^8 cm^{-3} , como las encontradas en las regiones HC III (sección 3.3.2), el ensanchamiento de la línea $H41\alpha$ domina completamente la anchura de la línea. Para esta densidad electrónica, las anchuras de las líneas de recombinación es únicamente dominada por la contribución del ensanchamiento térmico en aquellas líneas $Hn\alpha$ con $n < 35$. De este modo, se puede concluir que el ensanchamiento colisional tiene que ser tomado en consideración para regiones con densidades electrónicas elevadas a longitudes de onda correspondientes al radio. En efecto, un estudio realizado por Keto et al. (2008) muestra que el ensanchamiento colisional en líneas de recombinación centimétricas es importante en regiones HC III.

C.4.3 Ensanchamiento total

La convolución de los perfiles gaussianos y lorentzianos expuestos anteriormente dan como resultado final un perfil de línea con una distribución de Voigt, Φ_ν , que se puede expresar en función de las anchuras de los dos perfiles convolucionados de la siguiente manera:

$$\Phi_\nu(\Delta\nu_{1/e, l}, \Delta\nu_{1/e, g}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_{1/e, g}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta\nu_{1/e, l}/\pi}{\Delta\nu_{1/e, l}^2 + (\nu - \nu')^2} e^{-(\nu'/\Delta\nu_{1/e, g})^2} d\nu' \quad (\text{C.31})$$

donde $\Delta\nu_{1/e, g}$ y $\Delta\nu_{1/e, l}$ son respectivamente las anchuras del perfil gaussiano y lorentziano a una altura e veces menor que la del máximo, las cuales se relacionan con las anchuras a media altura de acuerdo con la siguiente relación:

$$\Delta\nu_{1/e} = 2\sqrt{\ln(2)}\Delta\nu_{1/2} \quad (\text{C.32})$$

Además, cabe destacar que la expresión utilizada se caracteriza por estar normalizada a área unidad, es decir:

$$\int_0^{\infty} \Phi_\nu(\Delta\nu_{1/e, l}, \Delta\nu_{1/e, g}) d\nu = 1 \quad (\text{C.33})$$

C.5 Catálogo de líneas de recombinación

Las frecuencias de las líneas de recombinación obtenidas mediante la aproximación de Rydberg (anexo C.1) de tres de los elementos químicos más abundantes en el medio interestelar, H, He y C, se muestran en la tabla de a continuación junto a sus coeficientes de Einstein de absorción, B_{nm} y de emisión espontánea, A_{mn} . También se muestra el producto del coeficiente de Einstein de emisión espontánea por la degeneración en energía del nivel electrónico superior, $A_{mn}g_{mn}$, ya que la intensidad de una línea de recombinación en condiciones de equilibrio termodinámico local será proporcional a dicho valor (anexo D.3.1.1).

Los valores espectroscópicos presentados en dicha tabla son los que han sido incorporados en el código de transferencia radiativa MORELI desarrollado para esta tesis (capítulo 5). Del mismo modo, se procedió a desarrollar un código en lenguaje de programación de Java para incorporar el cálculo de estas frecuencias al programa interactivo MADCUBA²⁰ desarrollado para la visualización, reducción y análisis de observaciones espectroscópicas de líneas atómicas de recombinación y moleculares obtenidas con telescopios y radiotelescopios. Dicho programa incorpora también los coeficientes de Einstein de las líneas de recombinación para estimar la temperatura electrónica de regiones ionizadas en base al cociente entre las intensidades integradas de línea y de continuo tal y como se explica en la sección 5.2.2.

²⁰El programa MADCUBA (acrónimo de *MAdrid Data CUBe Analysis*) está disponible con licencia gratuita en la siguiente página web: <http://www.cab.inta.es/madcuba>

Tabla C.3: Catálogo de líneas de recombinación

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
H	75	76	15281.49	0.115E+28	0.246E+01	0.284E+05
He	75	76	15287.72	0.115E+28	0.246E+01	0.285E+05
C	75	76	15289.12	0.115E+28	0.246E+01	0.285E+05
H	74	75	15905.19	0.109E+28	0.263E+01	0.296E+05
He	74	75	15911.67	0.109E+28	0.263E+01	0.296E+05
C	74	75	15913.13	0.109E+28	0.263E+01	0.296E+05
H	73	74	16563.30	0.103E+28	0.281E+01	0.308E+05
He	73	74	16570.04	0.103E+28	0.282E+01	0.309E+05
C	73	74	16571.56	0.103E+28	0.282E+01	0.309E+05
H	72	73	17258.21	0.975E+27	0.301E+01	0.321E+05
He	72	73	17265.25	0.975E+27	0.302E+01	0.322E+05
C	72	73	17266.82	0.975E+27	0.302E+01	0.322E+05
H	71	72	17992.56	0.923E+27	0.323E+01	0.335E+05
He	71	72	17999.89	0.923E+27	0.323E+01	0.335E+05
C	71	72	18001.53	0.923E+27	0.323E+01	0.335E+05
H	70	71	18769.16	0.872E+27	0.346E+01	0.349E+05
He	70	71	18776.81	0.872E+27	0.347E+01	0.350E+05
C	70	71	18778.53	0.872E+27	0.347E+01	0.350E+05
H	69	70	19591.11	0.824E+27	0.372E+01	0.365E+05
He	69	70	19599.10	0.824E+27	0.372E+01	0.365E+05
C	69	70	19600.89	0.824E+27	0.373E+01	0.365E+05
H	68	69	20461.77	0.778E+27	0.400E+01	0.381E+05
He	68	69	20470.10	0.778E+27	0.400E+01	0.381E+05
C	68	69	20471.97	0.778E+27	0.401E+01	0.381E+05
H	67	68	21384.79	0.733E+27	0.430E+01	0.398E+05
He	67	68	21393.50	0.733E+27	0.431E+01	0.398E+05
C	67	68	21395.45	0.733E+27	0.431E+01	0.399E+05
H	66	67	22364.17	0.691E+27	0.464E+01	0.416E+05
He	66	67	22373.28	0.691E+27	0.464E+01	0.417E+05
C	66	67	22375.32	0.691E+27	0.464E+01	0.417E+05
H	65	66	23404.28	0.651E+27	0.500E+01	0.436E+05
He	65	66	23413.82	0.651E+27	0.501E+01	0.436E+05
C	65	66	23415.96	0.651E+27	0.501E+01	0.436E+05
H	64	65	24509.90	0.612E+27	0.540E+01	0.456E+05

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
He	64	65	24519.89	0.612E+27	0.540E+01	0.457E+05
C	64	65	24522.13	0.612E+27	0.541E+01	0.457E+05
H	63	64	25686.28	0.575E+27	0.584E+01	0.478E+05
He	63	64	25696.75	0.575E+27	0.584E+01	0.479E+05
C	63	64	25699.10	0.575E+27	0.584E+01	0.479E+05
H	62	63	26939.16	0.540E+27	0.632E+01	0.501E+05
He	62	63	26950.14	0.540E+27	0.632E+01	0.502E+05
C	62	63	26952.60	0.540E+27	0.632E+01	0.502E+05
H	61	62	28274.87	0.506E+27	0.684E+01	0.526E+05
He	61	62	28286.39	0.506E+27	0.685E+01	0.527E+05
C	61	62	28288.98	0.506E+27	0.685E+01	0.527E+05
H	60	61	29700.36	0.474E+27	0.743E+01	0.553E+05
He	60	61	29712.47	0.474E+27	0.744E+01	0.553E+05
C	60	61	29715.18	0.474E+27	0.744E+01	0.554E+05
H	75	77	29971.48	0.822E+26	0.130E+01	0.154E+05
He	75	77	29983.69	0.822E+26	0.130E+01	0.154E+05
C	75	77	29986.43	0.822E+26	0.130E+01	0.154E+05
H	74	76	31186.68	0.780E+26	0.139E+01	0.160E+05
He	74	76	31199.39	0.780E+26	0.139E+01	0.160E+05
C	74	76	31202.24	0.780E+26	0.139E+01	0.160E+05
H	59	60	31223.32	0.444E+27	0.807E+01	0.581E+05
He	59	60	31236.04	0.444E+27	0.808E+01	0.582E+05
C	59	60	31238.89	0.444E+27	0.808E+01	0.582E+05
H	73	75	32468.49	0.740E+26	0.148E+01	0.167E+05
He	73	75	32481.72	0.740E+26	0.148E+01	0.167E+05
C	73	75	32484.68	0.740E+26	0.148E+01	0.167E+05
H	58	59	32852.20	0.415E+27	0.878E+01	0.611E+05
He	58	59	32865.58	0.415E+27	0.879E+01	0.612E+05
C	58	59	32868.59	0.415E+27	0.879E+01	0.612E+05
H	72	74	33821.51	0.701E+26	0.159E+01	0.174E+05
He	72	74	33835.29	0.701E+26	0.159E+01	0.174E+05
C	72	74	33838.38	0.701E+26	0.159E+01	0.174E+05
H	57	58	34596.38	0.387E+27	0.957E+01	0.644E+05
He	57	58	34610.48	0.387E+27	0.958E+01	0.645E+05
C	57	58	34613.64	0.387E+27	0.958E+01	0.645E+05
H	71	73	35250.77	0.663E+26	0.170E+01	0.181E+05
He	71	73	35265.14	0.663E+26	0.170E+01	0.181E+05

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
C	71	73	35268.36	0.663E+26	0.170E+01	0.181E+05
H	56	57	36466.26	0.361E+27	0.104E+02	0.679E+05
He	56	57	36481.12	0.361E+27	0.105E+02	0.679E+05
C	56	57	36484.45	0.361E+27	0.105E+02	0.680E+05
H	70	72	36761.72	0.627E+26	0.182E+01	0.189E+05
He	70	72	36776.70	0.627E+26	0.182E+01	0.189E+05
C	70	72	36780.06	0.627E+26	0.182E+01	0.189E+05
H	69	71	38360.28	0.593E+26	0.195E+01	0.197E+05
He	69	71	38375.91	0.593E+26	0.196E+01	0.197E+05
C	69	71	38379.41	0.593E+26	0.196E+01	0.197E+05
H	55	56	38473.36	0.336E+27	0.114E+02	0.716E+05
He	55	56	38489.04	0.336E+27	0.114E+02	0.717E+05
C	55	56	38492.55	0.336E+27	0.114E+02	0.717E+05
H	68	70	40052.88	0.560E+26	0.210E+01	0.206E+05
He	68	70	40069.20	0.560E+26	0.210E+01	0.206E+05
C	68	70	40072.86	0.560E+26	0.210E+01	0.206E+05
H	54	55	40630.50	0.313E+27	0.125E+02	0.756E+05
He	54	55	40647.06	0.313E+27	0.125E+02	0.757E+05
C	54	55	40650.77	0.313E+27	0.125E+02	0.757E+05
H	67	69	41846.55	0.529E+26	0.226E+01	0.215E+05
He	67	69	41863.61	0.529E+26	0.226E+01	0.215E+05
C	67	69	41867.43	0.529E+26	0.226E+01	0.215E+05
H	53	54	42951.97	0.290E+27	0.137E+02	0.799E+05
He	53	54	42969.47	0.290E+27	0.137E+02	0.800E+05
C	53	54	42973.40	0.290E+27	0.137E+02	0.800E+05
H	66	68	43748.95	0.498E+26	0.243E+01	0.225E+05
He	66	68	43766.78	0.498E+26	0.243E+01	0.225E+05
C	66	68	43770.78	0.498E+26	0.243E+01	0.225E+05
H	75	78	44100.10	0.175E+26	0.859E+00	0.105E+05
He	75	78	44118.07	0.175E+26	0.860E+00	0.105E+05
C	75	78	44122.10	0.175E+26	0.861E+00	0.105E+05
H	52	53	45453.72	0.269E+27	0.151E+02	0.846E+05
He	52	53	45472.24	0.269E+27	0.151E+02	0.847E+05
C	52	53	45476.40	0.269E+27	0.151E+02	0.847E+05
H	65	67	45768.45	0.469E+26	0.262E+01	0.235E+05
He	65	67	45787.10	0.469E+26	0.262E+01	0.235E+05
C	65	67	45791.28	0.469E+26	0.262E+01	0.235E+05

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
H	74	77	45876.67	0.166E+26	0.917E+00	0.109E+05
He	74	77	45895.36	0.166E+26	0.918E+00	0.109E+05
C	74	77	45899.56	0.166E+26	0.919E+00	0.109E+05
H	73	76	47749.98	0.158E+26	0.980E+00	0.113E+05
He	73	76	47769.44	0.158E+26	0.981E+00	0.113E+05
C	73	76	47773.80	0.158E+26	0.982E+00	0.113E+05
H	64	66	47914.18	0.442E+26	0.282E+01	0.246E+05
He	64	66	47933.71	0.442E+26	0.283E+01	0.246E+05
C	64	66	47938.09	0.442E+26	0.283E+01	0.246E+05
H	51	52	48153.60	0.250E+27	0.166E+02	0.896E+05
He	51	52	48173.22	0.250E+27	0.166E+02	0.897E+05
C	51	52	48177.62	0.250E+27	0.166E+02	0.897E+05
H	72	75	49726.70	0.150E+26	0.105E+01	0.118E+05
He	72	75	49746.96	0.150E+26	0.105E+01	0.118E+05
C	72	75	49751.51	0.150E+26	0.105E+01	0.118E+05
H	63	65	50196.19	0.415E+26	0.305E+01	0.258E+05
He	63	65	50216.64	0.415E+26	0.305E+01	0.258E+05
C	63	65	50221.23	0.415E+26	0.306E+01	0.258E+05
H	50	51	51071.61	0.231E+27	0.183E+02	0.950E+05
He	50	51	51092.43	0.231E+27	0.183E+02	0.952E+05
C	50	51	51097.09	0.231E+27	0.183E+02	0.952E+05
H	71	74	51814.07	0.142E+26	0.112E+01	0.123E+05
He	71	74	51835.18	0.142E+26	0.112E+01	0.123E+05
C	71	74	51839.92	0.142E+26	0.112E+01	0.123E+05
H	62	64	52625.45	0.390E+26	0.330E+01	0.270E+05
He	62	64	52646.89	0.390E+26	0.330E+01	0.271E+05
C	62	64	52651.70	0.390E+26	0.330E+01	0.271E+05
H	70	73	54019.94	0.134E+26	0.120E+01	0.128E+05
He	70	73	54041.95	0.134E+26	0.120E+01	0.128E+05
C	70	73	54046.89	0.134E+26	0.120E+01	0.128E+05
H	49	50	54230.25	0.213E+27	0.202E+02	0.101E+06
He	49	50	54252.35	0.213E+27	0.202E+02	0.101E+06
C	49	50	54257.30	0.213E+27	0.202E+02	0.101E+06
H	61	63	55214.04	0.366E+26	0.357E+01	0.284E+05
He	61	63	55236.53	0.366E+26	0.358E+01	0.284E+05
C	61	63	55241.58	0.366E+26	0.358E+01	0.284E+05
H	69	72	56352.83	0.127E+26	0.129E+01	0.134E+05

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
He	69	72	56375.80	0.127E+26	0.129E+01	0.134E+05
C	69	72	56380.95	0.127E+26	0.129E+01	0.134E+05
H	48	49	57654.83	0.197E+27	0.223E+02	0.107E+06
He	48	49	57678.32	0.197E+27	0.224E+02	0.107E+06
C	48	49	57683.59	0.197E+27	0.224E+02	0.107E+06
H	75	79	57695.58	0.588E+25	0.629E+00	0.786E+04
He	75	79	57719.09	0.588E+25	0.630E+00	0.786E+04
C	75	79	57724.37	0.588E+25	0.630E+00	0.787E+04
H	60	62	57975.24	0.343E+26	0.387E+01	0.298E+05
He	60	62	57998.86	0.343E+26	0.388E+01	0.298E+05
C	60	62	58004.16	0.343E+26	0.388E+01	0.298E+05
H	68	71	58822.04	0.120E+26	0.138E+01	0.139E+05
He	68	71	58846.01	0.120E+26	0.138E+01	0.140E+05
C	68	71	58851.39	0.120E+26	0.139E+01	0.140E+05
H	74	78	60005.29	0.559E+25	0.671E+00	0.817E+04
He	74	78	60029.74	0.559E+25	0.672E+00	0.818E+04
C	74	78	60035.22	0.559E+25	0.672E+00	0.818E+04
H	59	61	60923.68	0.322E+26	0.420E+01	0.313E+05
He	59	61	60948.50	0.322E+26	0.421E+01	0.313E+05
C	59	61	60954.07	0.322E+26	0.421E+01	0.313E+05
H	47	48	61373.94	0.181E+27	0.248E+02	0.114E+06
He	47	48	61398.95	0.181E+27	0.248E+02	0.114E+06
C	47	48	61404.56	0.181E+27	0.248E+02	0.114E+06
H	67	70	61437.67	0.113E+26	0.149E+01	0.146E+05
He	67	70	61462.70	0.113E+26	0.149E+01	0.146E+05
C	67	70	61468.32	0.113E+26	0.149E+01	0.146E+05
H	73	77	62439.97	0.530E+25	0.717E+00	0.850E+04
He	73	77	62465.41	0.530E+25	0.718E+00	0.851E+04
C	73	77	62471.12	0.530E+25	0.718E+00	0.851E+04
H	58	60	64075.51	0.301E+26	0.457E+01	0.329E+05
He	58	60	64101.62	0.301E+26	0.458E+01	0.329E+05
C	58	60	64107.48	0.301E+26	0.458E+01	0.330E+05
H	66	69	64210.72	0.107E+26	0.160E+01	0.152E+05
He	66	69	64236.89	0.107E+26	0.160E+01	0.152E+05
C	66	69	64242.75	0.107E+26	0.160E+01	0.152E+05
H	72	76	65008.19	0.503E+25	0.766E+00	0.885E+04
He	72	76	65034.68	0.503E+25	0.767E+00	0.886E+04

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
C	72	76	65040.63	0.503E+25	0.767E+00	0.886E+04
H	46	47	65419.94	0.166E+27	0.276E+02	0.122E+06
He	46	47	65446.60	0.166E+27	0.276E+02	0.122E+06
C	46	47	65452.58	0.166E+27	0.276E+02	0.122E+06
H	65	68	67153.23	0.101E+26	0.172E+01	0.159E+05
He	65	68	67180.60	0.101E+26	0.172E+01	0.159E+05
C	65	68	67186.74	0.101E+26	0.172E+01	0.159E+05
H	57	59	67448.58	0.281E+26	0.498E+01	0.346E+05
He	57	59	67476.07	0.281E+26	0.498E+01	0.347E+05
C	57	59	67482.23	0.281E+26	0.498E+01	0.347E+05
H	71	75	67719.26	0.476E+25	0.819E+00	0.922E+04
He	71	75	67746.85	0.476E+25	0.820E+00	0.923E+04
C	71	75	67753.04	0.476E+25	0.821E+00	0.923E+04
H	45	46	69829.56	0.152E+27	0.307E+02	0.130E+06
He	45	46	69858.01	0.152E+27	0.307E+02	0.130E+06
C	45	46	69864.39	0.152E+27	0.307E+02	0.130E+06
H	64	67	70278.35	0.948E+25	0.186E+01	0.167E+05
He	64	67	70306.99	0.948E+25	0.186E+01	0.167E+05
C	64	67	70313.41	0.948E+25	0.186E+01	0.167E+05
H	70	74	70583.23	0.451E+25	0.877E+00	0.961E+04
He	70	74	70611.99	0.451E+25	0.878E+00	0.962E+04
C	70	74	70618.44	0.451E+25	0.879E+00	0.962E+04
H	75	80	70784.44	0.253E+25	0.488E+00	0.625E+04
He	75	80	70813.28	0.253E+25	0.489E+00	0.626E+04
C	75	80	70819.75	0.253E+25	0.489E+00	0.626E+04
H	56	58	71062.65	0.262E+26	0.542E+01	0.365E+05
He	56	58	71091.60	0.262E+26	0.543E+01	0.365E+05
C	56	58	71098.10	0.262E+26	0.543E+01	0.365E+05
H	63	66	73600.47	0.892E+25	0.200E+01	0.174E+05
H	74	79	73600.78	0.241E+25	0.520E+00	0.650E+04
H	69	73	73611.05	0.427E+25	0.940E+00	0.100E+05
He	63	66	73630.46	0.892E+25	0.201E+01	0.175E+05
He	74	79	73630.77	0.241E+25	0.521E+00	0.650E+04
C	63	66	73637.18	0.892E+25	0.201E+01	0.175E+05
C	74	79	73637.49	0.241E+25	0.521E+00	0.651E+04
He	69	73	73641.05	0.427E+25	0.941E+00	0.100E+05
C	69	73	73647.77	0.427E+25	0.942E+00	0.100E+05

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
H	44	45	74644.57	0.140E+27	0.343E+02	0.139E+06
He	44	45	74674.98	0.140E+27	0.343E+02	0.139E+06
C	44	45	74681.81	0.140E+27	0.343E+02	0.139E+06
H	55	57	74939.62	0.245E+26	0.592E+01	0.385E+05
He	55	57	74970.16	0.245E+26	0.593E+01	0.385E+05
C	55	57	74977.01	0.245E+26	0.593E+01	0.385E+05
H	73	78	76568.58	0.229E+25	0.555E+00	0.676E+04
He	73	78	76599.78	0.229E+25	0.556E+00	0.677E+04
C	73	78	76606.78	0.229E+25	0.556E+00	0.677E+04
H	68	72	76814.60	0.404E+25	0.101E+01	0.105E+05
He	68	72	76845.90	0.404E+25	0.101E+01	0.105E+05
C	68	72	76852.92	0.404E+25	0.101E+01	0.105E+05
H	62	65	77135.35	0.839E+25	0.216E+01	0.183E+05
He	62	65	77166.78	0.839E+25	0.217E+01	0.183E+05
C	62	65	77173.83	0.839E+25	0.217E+01	0.183E+05
H	54	56	79103.86	0.228E+26	0.648E+01	0.406E+05
He	54	56	79136.10	0.228E+26	0.648E+01	0.407E+05
C	54	56	79143.32	0.228E+26	0.649E+01	0.407E+05
H	72	77	79698.18	0.217E+25	0.593E+00	0.703E+04
He	72	77	79730.66	0.217E+25	0.594E+00	0.704E+04
C	72	77	79737.94	0.217E+25	0.594E+00	0.705E+04
H	43	44	79912.66	0.127E+27	0.384E+02	0.149E+06
He	43	44	79945.22	0.127E+27	0.385E+02	0.149E+06
C	43	44	79952.52	0.127E+27	0.385E+02	0.149E+06
H	67	71	80206.83	0.381E+25	0.108E+01	0.109E+05
He	67	71	80239.51	0.381E+25	0.108E+01	0.109E+05
C	67	71	80246.84	0.381E+25	0.108E+01	0.109E+05
H	61	64	80900.32	0.787E+25	0.234E+01	0.192E+05
He	61	64	80933.28	0.787E+25	0.234E+01	0.192E+05
C	61	64	80940.68	0.787E+25	0.234E+01	0.192E+05
H	71	76	83000.75	0.206E+25	0.634E+00	0.733E+04
He	71	76	83034.57	0.206E+25	0.635E+00	0.733E+04
C	71	76	83042.16	0.206E+25	0.635E+00	0.734E+04
H	53	55	83582.47	0.212E+26	0.709E+01	0.429E+05
He	53	55	83616.53	0.212E+26	0.710E+01	0.430E+05
C	53	55	83624.17	0.212E+26	0.711E+01	0.430E+05
H	66	70	83801.83	0.360E+25	0.116E+01	0.114E+05

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
He	66	70	83835.98	0.360E+25	0.117E+01	0.114E+05
C	66	70	83843.64	0.360E+25	0.117E+01	0.114E+05
H	60	63	84914.40	0.739E+25	0.254E+01	0.201E+05
He	60	63	84949.00	0.739E+25	0.254E+01	0.202E+05
C	60	63	84956.76	0.739E+25	0.254E+01	0.202E+05
H	42	43	85688.40	0.116E+27	0.431E+02	0.159E+06
He	42	43	85723.31	0.116E+27	0.432E+02	0.160E+06
C	42	43	85731.14	0.116E+27	0.432E+02	0.160E+06
H	70	75	86488.42	0.195E+25	0.679E+00	0.763E+04
He	70	75	86523.67	0.195E+25	0.679E+00	0.764E+04
C	70	75	86531.57	0.195E+25	0.680E+00	0.764E+04
H	65	69	87615.00	0.340E+25	0.125E+01	0.119E+05
He	65	69	87650.70	0.340E+25	0.125E+01	0.119E+05
C	65	69	87658.71	0.340E+25	0.125E+01	0.119E+05
H	52	54	88405.69	0.197E+26	0.778E+01	0.454E+05
He	52	54	88441.72	0.197E+26	0.779E+01	0.455E+05
C	52	54	88449.80	0.197E+26	0.780E+01	0.455E+05
H	59	62	89198.55	0.692E+25	0.275E+01	0.211E+05
He	59	62	89234.90	0.692E+25	0.275E+01	0.212E+05
C	59	62	89243.05	0.692E+25	0.275E+01	0.212E+05
H	69	74	90174.35	0.184E+25	0.727E+00	0.796E+04
He	69	74	90211.09	0.184E+25	0.728E+00	0.797E+04
C	69	74	90219.33	0.184E+25	0.728E+00	0.797E+04
H	64	68	91663.14	0.320E+25	0.135E+01	0.125E+05
He	64	68	91700.49	0.320E+25	0.135E+01	0.125E+05
C	64	68	91708.87	0.320E+25	0.135E+01	0.125E+05
H	41	42	92034.44	0.106E+27	0.485E+02	0.171E+06
He	41	42	92071.94	0.106E+27	0.486E+02	0.171E+06
C	41	42	92080.35	0.106E+27	0.486E+02	0.172E+06
H	51	53	93607.32	0.182E+26	0.856E+01	0.481E+05
He	51	53	93645.47	0.182E+26	0.857E+01	0.481E+05
C	51	53	93654.02	0.182E+26	0.857E+01	0.481E+05
H	58	61	93775.88	0.648E+25	0.299E+01	0.222E+05
He	58	61	93814.09	0.648E+25	0.299E+01	0.223E+05
C	58	61	93822.66	0.648E+25	0.299E+01	0.223E+05
H	68	73	94072.82	0.174E+25	0.779E+00	0.830E+04
He	68	73	94111.15	0.174E+25	0.780E+00	0.831E+04

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
C	68	73	94119.75	0.174E+25	0.780E+00	0.831E+04
H	63	67	95964.63	0.301E+25	0.145E+01	0.131E+05
He	63	67	96003.74	0.301E+25	0.146E+01	0.131E+05
C	63	67	96012.51	0.301E+25	0.146E+01	0.131E+05
H	67	72	98199.39	0.165E+25	0.836E+00	0.867E+04
He	67	72	98239.40	0.165E+25	0.837E+00	0.868E+04
C	67	72	98248.38	0.165E+25	0.837E+00	0.868E+04
H	57	60	98671.90	0.606E+25	0.325E+01	0.234E+05
He	57	60	98712.11	0.606E+25	0.325E+01	0.234E+05
C	57	60	98721.12	0.606E+25	0.325E+01	0.234E+05
H	40	41	99022.96	0.959E+26	0.548E+02	0.184E+06
He	40	41	99063.31	0.959E+26	0.549E+02	0.184E+06
C	40	41	99072.36	0.959E+26	0.549E+02	0.185E+06
H	50	52	99225.21	0.169E+26	0.942E+01	0.510E+05
He	50	52	99265.65	0.169E+26	0.943E+01	0.510E+05
C	50	52	99274.72	0.169E+26	0.944E+01	0.510E+05
H	62	66	100539.63	0.283E+25	0.157E+01	0.137E+05
He	62	66	100580.60	0.283E+25	0.157E+01	0.137E+05
C	62	66	100589.79	0.283E+25	0.157E+01	0.137E+05
H	66	71	102571.00	0.156E+25	0.898E+00	0.905E+04
He	66	71	102612.79	0.156E+25	0.899E+00	0.906E+04
C	66	71	102622.17	0.156E+25	0.899E+00	0.906E+04
H	56	59	103914.84	0.566E+25	0.354E+01	0.246E+05
He	56	59	103957.19	0.566E+25	0.354E+01	0.247E+05
C	56	59	103966.69	0.566E+25	0.354E+01	0.247E+05
H	49	51	105301.86	0.156E+26	0.104E+02	0.541E+05
He	49	51	105344.77	0.156E+26	0.104E+02	0.541E+05
C	49	51	105354.40	0.156E+26	0.104E+02	0.542E+05
H	61	65	105410.22	0.266E+25	0.170E+01	0.143E+05
He	61	65	105453.18	0.266E+25	0.170E+01	0.144E+05
C	61	65	105462.81	0.266E+25	0.170E+01	0.144E+05
H	39	40	106737.36	0.869E+26	0.621E+02	0.199E+06
He	39	40	106780.86	0.869E+26	0.621E+02	0.199E+06
C	39	40	106790.61	0.869E+26	0.622E+02	0.199E+06
H	65	70	107206.11	0.147E+25	0.965E+00	0.946E+04
He	65	70	107249.80	0.147E+25	0.966E+00	0.947E+04
C	65	70	107259.60	0.147E+25	0.967E+00	0.947E+04

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
H	55	58	109536.01	0.528E+25	0.386E+01	0.260E+05
He	55	58	109580.64	0.528E+25	0.386E+01	0.260E+05
C	55	58	109590.65	0.528E+25	0.386E+01	0.260E+05
H	60	64	110600.68	0.250E+25	0.184E+01	0.151E+05
He	60	64	110645.75	0.250E+25	0.184E+01	0.151E+05
C	60	64	110655.86	0.250E+25	0.184E+01	0.151E+05
H	48	50	111885.08	0.144E+26	0.115E+02	0.575E+05
He	48	50	111930.67	0.144E+26	0.115E+02	0.575E+05
C	48	50	111940.89	0.144E+26	0.115E+02	0.575E+05
H	64	69	112124.91	0.139E+25	0.104E+01	0.989E+04
He	64	69	112170.60	0.139E+25	0.104E+01	0.991E+04
C	64	69	112180.84	0.139E+25	0.104E+01	0.991E+04
H	38	39	115274.41	0.784E+26	0.705E+02	0.214E+06
He	38	39	115321.38	0.784E+26	0.706E+02	0.215E+06
C	38	39	115331.91	0.784E+26	0.706E+02	0.215E+06
H	54	57	115570.12	0.492E+25	0.422E+01	0.274E+05
He	54	57	115617.22	0.492E+25	0.422E+01	0.274E+05
C	54	57	115627.78	0.492E+25	0.422E+01	0.274E+05
H	59	63	116137.71	0.234E+25	0.199E+01	0.158E+05
He	59	63	116185.04	0.234E+25	0.199E+01	0.158E+05
C	59	63	116195.65	0.234E+25	0.199E+01	0.158E+05
H	63	68	117349.42	0.131E+25	0.112E+01	0.104E+05
He	63	68	117397.24	0.131E+25	0.112E+01	0.104E+05
C	63	68	117407.96	0.131E+25	0.112E+01	0.104E+05
H	47	49	119028.77	0.133E+26	0.127E+02	0.611E+05
He	47	49	119077.27	0.133E+26	0.127E+02	0.612E+05
C	47	49	119088.15	0.133E+26	0.127E+02	0.612E+05
H	58	62	122050.75	0.220E+25	0.216E+01	0.166E+05
H	53	56	122055.83	0.458E+25	0.461E+01	0.289E+05
He	58	62	122100.48	0.220E+25	0.216E+01	0.166E+05
He	53	56	122105.57	0.458E+25	0.462E+01	0.290E+05
C	58	62	122111.64	0.220E+25	0.216E+01	0.166E+05
C	53	56	122116.72	0.458E+25	0.462E+01	0.290E+05
H	62	67	122903.80	0.123E+25	0.121E+01	0.108E+05
He	62	67	122953.88	0.123E+25	0.121E+01	0.109E+05
C	62	67	122965.11	0.123E+25	0.121E+01	0.109E+05
H	37	38	124746.74	0.707E+26	0.804E+02	0.232E+06

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
He	37	38	124797.57	0.707E+26	0.805E+02	0.232E+06
C	37	38	124808.97	0.707E+26	0.805E+02	0.232E+06
H	46	48	126793.88	0.122E+26	0.141E+02	0.651E+05
He	46	48	126845.55	0.122E+26	0.141E+02	0.652E+05
C	46	48	126857.13	0.122E+26	0.141E+02	0.652E+05
H	57	61	128372.26	0.206E+25	0.235E+01	0.175E+05
He	57	61	128424.57	0.206E+25	0.235E+01	0.175E+05
C	57	61	128436.30	0.206E+25	0.235E+01	0.175E+05
H	61	66	128814.50	0.116E+25	0.130E+01	0.114E+05
He	61	66	128866.99	0.116E+25	0.131E+01	0.114E+05
C	61	66	128878.76	0.116E+25	0.131E+01	0.114E+05
H	52	55	129036.19	0.426E+25	0.505E+01	0.306E+05
He	52	55	129088.77	0.426E+25	0.506E+01	0.306E+05
C	52	55	129100.57	0.426E+25	0.506E+01	0.306E+05
H	60	65	135110.59	0.109E+25	0.141E+01	0.119E+05
H	56	60	135138.16	0.192E+25	0.255E+01	0.184E+05
He	60	65	135165.64	0.109E+25	0.141E+01	0.119E+05
C	60	65	135177.99	0.109E+25	0.141E+01	0.119E+05
He	56	60	135193.23	0.192E+25	0.256E+01	0.184E+05
C	56	60	135205.58	0.192E+25	0.256E+01	0.184E+05
H	45	47	135249.50	0.112E+26	0.157E+02	0.694E+05
H	36	37	135286.04	0.635E+26	0.919E+02	0.252E+06
He	45	47	135304.61	0.112E+26	0.157E+02	0.695E+05
C	45	47	135316.97	0.112E+26	0.157E+02	0.695E+05
He	36	37	135341.17	0.635E+26	0.920E+02	0.252E+06
C	36	37	135353.53	0.635E+26	0.921E+02	0.252E+06
H	51	54	136559.29	0.395E+25	0.555E+01	0.324E+05
He	51	54	136614.94	0.395E+25	0.556E+01	0.324E+05
C	51	54	136627.42	0.395E+25	0.556E+01	0.324E+05
H	59	64	141824.00	0.102E+25	0.153E+01	0.125E+05
He	59	64	141881.79	0.102E+25	0.153E+01	0.125E+05
C	59	64	141894.75	0.102E+25	0.153E+01	0.125E+05
H	55	59	142388.21	0.179E+25	0.278E+01	0.194E+05
He	55	59	142446.23	0.179E+25	0.279E+01	0.194E+05
C	55	59	142459.24	0.179E+25	0.279E+01	0.194E+05
H	44	46	144474.12	0.103E+26	0.175E+02	0.742E+05
He	44	46	144532.99	0.103E+26	0.175E+02	0.743E+05

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
C	44	46	144546.20	0.103E+26	0.176E+02	0.743E+05
H	50	53	144678.94	0.366E+25	0.610E+01	0.343E+05
He	50	53	144737.89	0.366E+25	0.611E+01	0.343E+05
C	50	53	144751.11	0.366E+25	0.611E+01	0.343E+05
H	35	36	147046.89	0.568E+26	0.106E+03	0.274E+06
He	35	36	147106.81	0.568E+26	0.106E+03	0.274E+06
C	35	36	147120.25	0.568E+26	0.106E+03	0.274E+06
H	58	63	148989.91	0.956E+24	0.166E+01	0.131E+05
He	58	63	149050.62	0.956E+24	0.166E+01	0.132E+05
C	58	63	149064.24	0.956E+24	0.166E+01	0.132E+05
H	54	58	150166.51	0.167E+25	0.304E+01	0.204E+05
He	54	58	150227.70	0.167E+25	0.304E+01	0.205E+05
C	54	58	150241.42	0.167E+25	0.304E+01	0.205E+05
H	49	52	153455.46	0.339E+25	0.672E+01	0.364E+05
He	49	52	153518.00	0.339E+25	0.673E+01	0.364E+05
C	49	52	153532.02	0.339E+25	0.673E+01	0.364E+05
H	43	45	154557.22	0.940E+25	0.196E+02	0.794E+05
He	43	45	154620.20	0.940E+25	0.196E+02	0.794E+05
C	43	45	154634.33	0.940E+25	0.196E+02	0.795E+05
H	57	62	156647.13	0.895E+24	0.180E+01	0.138E+05
He	57	62	156710.96	0.895E+24	0.180E+01	0.138E+05
C	57	62	156725.28	0.895E+24	0.180E+01	0.138E+05
H	53	57	158522.09	0.156E+25	0.332E+01	0.216E+05
He	53	57	158586.69	0.156E+25	0.332E+01	0.216E+05
C	53	57	158601.18	0.156E+25	0.332E+01	0.216E+05
H	34	35	160211.52	0.507E+26	0.122E+03	0.298E+06
He	34	35	160276.81	0.507E+26	0.122E+03	0.298E+06
C	34	35	160291.45	0.507E+26	0.122E+03	0.299E+06
H	48	51	162956.69	0.313E+25	0.742E+01	0.386E+05
He	48	51	163023.09	0.313E+25	0.743E+01	0.387E+05
C	48	51	163037.99	0.313E+25	0.743E+01	0.387E+05
H	56	61	164838.52	0.837E+24	0.195E+01	0.145E+05
He	56	61	164905.69	0.837E+24	0.196E+01	0.146E+05
C	56	61	164920.76	0.837E+24	0.196E+01	0.146E+05
H	42	44	165601.05	0.859E+25	0.220E+02	0.850E+05
He	42	44	165668.53	0.859E+25	0.220E+02	0.851E+05
C	42	44	165683.67	0.859E+25	0.220E+02	0.851E+05

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
H	52	56	167509.55	0.145E+25	0.363E+01	0.228E+05
He	52	56	167577.81	0.145E+25	0.364E+01	0.228E+05
C	52	56	167593.12	0.145E+25	0.364E+01	0.228E+05
H	47	50	173259.01	0.289E+25	0.821E+01	0.411E+05
He	47	50	173329.62	0.289E+25	0.822E+01	0.411E+05
C	47	50	173345.45	0.289E+25	0.822E+01	0.411E+05
H	55	60	173611.52	0.782E+24	0.213E+01	0.153E+05
He	55	60	173682.26	0.782E+24	0.213E+01	0.153E+05
C	55	60	173698.13	0.782E+24	0.213E+01	0.153E+05
H	33	34	174995.82	0.451E+26	0.141E+03	0.326E+06
He	33	34	175067.12	0.451E+26	0.141E+03	0.326E+06
C	33	34	175083.12	0.451E+26	0.141E+03	0.326E+06
H	51	55	177189.79	0.135E+25	0.398E+01	0.241E+05
He	51	55	177262.00	0.135E+25	0.399E+01	0.241E+05
C	51	55	177278.19	0.135E+25	0.399E+01	0.241E+05
H	41	43	177722.84	0.782E+25	0.247E+02	0.912E+05
He	41	43	177795.25	0.782E+25	0.247E+02	0.914E+05
C	41	43	177811.50	0.782E+25	0.247E+02	0.914E+05
H	54	59	183018.71	0.730E+24	0.232E+01	0.161E+05
He	54	59	183093.28	0.730E+24	0.232E+01	0.162E+05
C	54	59	183110.01	0.730E+24	0.232E+01	0.162E+05
H	46	49	184448.71	0.266E+25	0.910E+01	0.437E+05
He	46	49	184523.87	0.266E+25	0.911E+01	0.438E+05
C	46	49	184540.72	0.266E+25	0.911E+01	0.438E+05
H	50	54	187630.91	0.125E+25	0.438E+01	0.255E+05
He	50	54	187707.36	0.125E+25	0.438E+01	0.256E+05
C	50	54	187724.51	0.125E+25	0.438E+01	0.256E+05
H	40	42	191057.40	0.711E+25	0.278E+02	0.981E+05
He	40	42	191135.25	0.711E+25	0.278E+02	0.982E+05
C	40	42	191152.71	0.711E+25	0.278E+02	0.982E+05
H	32	33	191656.74	0.400E+26	0.164E+03	0.357E+06
He	32	33	191734.84	0.400E+26	0.164E+03	0.357E+06
C	32	33	191752.35	0.400E+26	0.164E+03	0.357E+06
H	53	58	193118.48	0.681E+24	0.253E+01	0.170E+05
He	53	58	193197.17	0.681E+24	0.253E+01	0.170E+05
C	53	58	193214.82	0.681E+24	0.253E+01	0.171E+05
H	45	48	196623.43	0.245E+25	0.101E+02	0.466E+05

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
He	45	48	196703.56	0.245E+25	0.101E+02	0.466E+05
C	45	48	196721.52	0.245E+25	0.101E+02	0.467E+05
H	49	53	198909.19	0.116E+25	0.482E+01	0.271E+05
He	49	53	198990.24	0.116E+25	0.482E+01	0.271E+05
C	49	53	199008.42	0.116E+25	0.482E+01	0.271E+05
H	52	57	203975.82	0.634E+24	0.277E+01	0.180E+05
He	52	57	204058.93	0.634E+24	0.277E+01	0.180E+05
C	52	57	204077.57	0.634E+24	0.277E+01	0.180E+05
H	39	41	205760.32	0.645E+25	0.314E+02	0.106E+06
He	39	41	205844.17	0.645E+25	0.315E+02	0.106E+06
C	39	41	205862.97	0.645E+25	0.315E+02	0.106E+06
H	44	47	209894.06	0.225E+25	0.113E+02	0.497E+05
He	44	47	209979.59	0.225E+25	0.113E+02	0.498E+05
C	44	47	209998.77	0.225E+25	0.113E+02	0.498E+05
H	31	32	210501.78	0.353E+26	0.191E+03	0.392E+06
He	31	32	210587.56	0.353E+26	0.191E+03	0.392E+06
C	31	32	210606.80	0.353E+26	0.192E+03	0.392E+06
H	48	52	211110.29	0.107E+25	0.531E+01	0.287E+05
He	48	52	211196.32	0.107E+25	0.532E+01	0.287E+05
C	48	52	211215.61	0.107E+25	0.532E+01	0.288E+05
H	51	56	215663.15	0.590E+24	0.303E+01	0.190E+05
He	51	56	215751.03	0.590E+24	0.303E+01	0.190E+05
C	51	56	215770.74	0.590E+24	0.304E+01	0.190E+05
H	38	40	222011.77	0.583E+25	0.356E+02	0.114E+06
He	38	40	222102.24	0.583E+25	0.357E+02	0.114E+06
C	38	40	222122.53	0.583E+25	0.357E+02	0.114E+06
H	47	51	224330.63	0.990E+24	0.586E+01	0.305E+05
H	43	46	224386.78	0.206E+25	0.126E+02	0.532E+05
He	47	51	224422.04	0.990E+24	0.587E+01	0.305E+05
C	47	51	224442.54	0.990E+24	0.587E+01	0.306E+05
He	43	46	224478.21	0.206E+25	0.126E+02	0.532E+05
C	43	46	224498.72	0.206E+25	0.126E+02	0.532E+05
H	50	55	228261.41	0.547E+24	0.333E+01	0.201E+05
He	50	55	228354.42	0.547E+24	0.333E+01	0.201E+05
C	50	55	228375.28	0.547E+24	0.333E+01	0.202E+05
H	30	31	231900.94	0.311E+26	0.224E+03	0.431E+06
He	30	31	231995.44	0.311E+26	0.225E+03	0.432E+06

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
C	30	31	232016.63	0.311E+26	0.225E+03	0.432E+06
H	46	50	238678.96	0.913E+24	0.649E+01	0.325E+05
He	46	50	238776.21	0.913E+24	0.650E+01	0.325E+05
C	46	50	238798.03	0.913E+24	0.650E+01	0.325E+05
H	37	39	240021.14	0.527E+25	0.405E+02	0.123E+06
He	37	39	240118.95	0.527E+25	0.405E+02	0.123E+06
C	37	39	240140.89	0.527E+25	0.406E+02	0.123E+06
H	42	45	240245.62	0.188E+25	0.141E+02	0.569E+05
He	42	45	240343.51	0.188E+25	0.141E+02	0.570E+05
C	42	45	240365.47	0.188E+25	0.141E+02	0.570E+05
H	49	54	241861.16	0.508E+24	0.366E+01	0.213E+05
He	49	54	241959.71	0.508E+24	0.366E+01	0.213E+05
C	49	54	241981.82	0.508E+24	0.366E+01	0.213E+05
H	45	49	254278.26	0.840E+24	0.720E+01	0.346E+05
He	45	49	254381.88	0.840E+24	0.721E+01	0.346E+05
C	45	49	254405.11	0.840E+24	0.721E+01	0.346E+05
H	29	30	256302.05	0.272E+26	0.265E+03	0.477E+06
He	29	30	256406.49	0.272E+26	0.265E+03	0.477E+06
C	29	30	256429.91	0.272E+26	0.265E+03	0.478E+06
H	48	53	256564.01	0.470E+24	0.402E+01	0.226E+05
He	48	53	256668.56	0.470E+24	0.403E+01	0.226E+05
C	48	53	256692.01	0.470E+24	0.403E+01	0.226E+05
H	41	44	257635.49	0.172E+25	0.158E+02	0.610E+05
He	41	44	257740.47	0.172E+25	0.158E+02	0.611E+05
C	41	44	257764.02	0.172E+25	0.158E+02	0.611E+05
H	36	38	260032.78	0.474E+25	0.462E+02	0.133E+06
He	36	38	260138.74	0.474E+25	0.463E+02	0.134E+06
C	36	38	260162.50	0.474E+25	0.463E+02	0.134E+06
H	44	48	271268.00	0.772E+24	0.800E+01	0.369E+05
He	44	48	271378.54	0.772E+24	0.801E+01	0.369E+05
C	44	48	271403.33	0.772E+24	0.802E+01	0.369E+05
H	47	52	272484.23	0.435E+24	0.444E+01	0.240E+05
He	47	52	272595.26	0.435E+24	0.445E+01	0.240E+05
C	47	52	272620.17	0.435E+24	0.445E+01	0.240E+05
H	40	43	276745.79	0.156E+25	0.177E+02	0.655E+05
He	40	43	276858.56	0.156E+25	0.177E+02	0.656E+05
C	40	43	276883.86	0.156E+25	0.178E+02	0.656E+05

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
H	35	37	282332.93	0.425E+25	0.529E+02	0.145E+06
He	35	37	282447.97	0.425E+25	0.530E+02	0.145E+06
C	35	37	282473.78	0.425E+25	0.530E+02	0.145E+06
H	28	29	284250.59	0.238E+26	0.314E+03	0.529E+06
He	28	29	284366.42	0.238E+26	0.315E+03	0.529E+06
C	28	29	284392.39	0.238E+26	0.315E+03	0.530E+06
H	46	51	289750.57	0.401E+24	0.491E+01	0.255E+05
H	43	47	289806.72	0.708E+24	0.892E+01	0.394E+05
He	46	51	289868.64	0.401E+24	0.491E+01	0.256E+05
C	46	51	289895.12	0.401E+24	0.491E+01	0.256E+05
He	43	47	289924.81	0.708E+24	0.893E+01	0.394E+05
C	43	47	289951.30	0.708E+24	0.893E+01	0.395E+05
H	39	42	297794.76	0.142E+25	0.200E+02	0.705E+05
He	39	42	297916.11	0.142E+25	0.200E+02	0.706E+05
C	39	42	297943.32	0.142E+25	0.200E+02	0.706E+05
H	34	36	307258.41	0.380E+25	0.608E+02	0.158E+06
He	34	36	307383.61	0.380E+25	0.609E+02	0.158E+06
C	34	36	307411.69	0.380E+25	0.609E+02	0.158E+06
H	45	50	308508.51	0.370E+24	0.544E+01	0.272E+05
He	45	50	308634.22	0.370E+24	0.544E+01	0.272E+05
C	45	50	308662.42	0.370E+24	0.544E+01	0.272E+05
H	42	46	310075.17	0.648E+24	0.996E+01	0.421E+05
He	42	46	310201.52	0.648E+24	0.997E+01	0.422E+05
C	42	46	310229.86	0.648E+24	0.997E+01	0.422E+05
H	27	28	316415.44	0.206E+26	0.375E+03	0.589E+06
He	27	28	316544.38	0.206E+26	0.376E+03	0.589E+06
C	27	28	316573.30	0.206E+26	0.376E+03	0.589E+06
H	38	41	321034.73	0.129E+25	0.226E+02	0.760E+05
He	38	41	321165.55	0.129E+25	0.226E+02	0.761E+05
C	38	41	321194.89	0.129E+25	0.226E+02	0.761E+05
H	44	49	328922.83	0.340E+24	0.603E+01	0.290E+05
He	44	49	329056.86	0.340E+24	0.604E+01	0.290E+05
C	44	49	329086.92	0.340E+24	0.604E+01	0.290E+05
H	41	45	332280.06	0.592E+24	0.112E+02	0.452E+05
He	41	45	332415.46	0.592E+24	0.112E+02	0.452E+05
C	41	45	332445.82	0.592E+24	0.112E+02	0.452E+05
H	33	35	335207.34	0.339E+25	0.702E+02	0.172E+06

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
He	33	35	335343.93	0.339E+25	0.703E+02	0.172E+06
C	33	35	335374.56	0.339E+25	0.703E+02	0.172E+06
H	37	40	346758.51	0.116E+25	0.257E+02	0.821E+05
He	37	40	346899.81	0.116E+25	0.257E+02	0.822E+05
C	37	40	346931.50	0.116E+25	0.257E+02	0.822E+05
H	43	48	351180.66	0.312E+24	0.671E+01	0.309E+05
He	43	48	351323.76	0.312E+24	0.672E+01	0.310E+05
C	43	48	351355.85	0.312E+24	0.672E+01	0.310E+05
H	26	27	353622.77	0.178E+26	0.451E+03	0.658E+06
He	26	27	353766.87	0.178E+26	0.452E+03	0.659E+06
C	26	27	353799.18	0.178E+26	0.452E+03	0.659E+06
H	40	44	356658.45	0.540E+24	0.125E+02	0.485E+05
He	40	44	356803.78	0.540E+24	0.125E+02	0.485E+05
C	40	44	356836.38	0.540E+24	0.125E+02	0.485E+05
H	32	34	366652.56	0.302E+25	0.814E+02	0.188E+06
He	32	34	366801.96	0.302E+25	0.815E+02	0.188E+06
C	32	34	366835.47	0.302E+25	0.815E+02	0.188E+06
H	36	39	375307.18	0.105E+25	0.292E+02	0.889E+05
He	36	39	375460.12	0.105E+25	0.292E+02	0.890E+05
C	36	39	375494.42	0.105E+25	0.293E+02	0.890E+05
H	42	47	375495.11	0.286E+24	0.748E+01	0.331E+05
He	42	47	375648.12	0.286E+24	0.749E+01	0.331E+05
C	42	47	375682.44	0.286E+24	0.750E+01	0.331E+05
H	39	43	383483.16	0.491E+24	0.141E+02	0.521E+05
He	39	43	383639.42	0.491E+24	0.141E+02	0.522E+05
C	39	43	383674.47	0.491E+24	0.141E+02	0.522E+05
H	25	26	396900.86	0.153E+26	0.546E+03	0.738E+06
He	25	26	397062.59	0.153E+26	0.547E+03	0.739E+06
C	25	26	397098.86	0.153E+26	0.547E+03	0.739E+06
H	41	46	402109.61	0.262E+24	0.837E+01	0.354E+05
H	31	33	402158.52	0.267E+25	0.947E+02	0.206E+06
He	41	46	402273.47	0.262E+24	0.838E+01	0.354E+05
C	41	46	402310.22	0.262E+24	0.838E+01	0.355E+05
He	31	33	402322.40	0.267E+25	0.949E+02	0.207E+06
C	31	33	402359.15	0.267E+25	0.949E+02	0.207E+06
H	35	38	407079.67	0.943E+24	0.334E+02	0.964E+05
He	35	38	407245.54	0.943E+24	0.334E+02	0.965E+05

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
C	35	38	407282.75	0.943E+24	0.334E+02	0.965E+05
H	38	42	413069.17	0.446E+24	0.159E+02	0.561E+05
He	38	42	413237.49	0.446E+24	0.159E+02	0.562E+05
C	38	42	413275.24	0.446E+24	0.159E+02	0.562E+05
H	40	45	431303.02	0.239E+24	0.937E+01	0.380E+05
He	40	45	431478.77	0.239E+24	0.939E+01	0.380E+05
C	40	45	431518.18	0.239E+24	0.939E+01	0.380E+05
H	30	32	442402.73	0.236E+25	0.111E+03	0.227E+06
H	34	37	442544.45	0.846E+24	0.383E+02	0.105E+06
He	30	32	442583.00	0.236E+25	0.111E+03	0.227E+06
C	30	32	442623.43	0.236E+25	0.111E+03	0.227E+06
He	34	37	442724.78	0.846E+24	0.383E+02	0.105E+06
C	34	37	442765.22	0.846E+24	0.383E+02	0.105E+06
H	37	41	445781.47	0.404E+24	0.180E+02	0.605E+05
He	37	41	445963.12	0.404E+24	0.180E+02	0.606E+05
C	37	41	446003.86	0.404E+24	0.180E+02	0.606E+05
H	24	25	447540.31	0.130E+26	0.666E+03	0.832E+06
He	24	25	447722.67	0.130E+26	0.667E+03	0.833E+06
C	24	25	447763.57	0.130E+26	0.667E+03	0.834E+06
H	39	44	463395.81	0.218E+24	0.105E+02	0.408E+05
He	39	44	463584.64	0.218E+24	0.105E+02	0.408E+05
C	39	44	463626.99	0.218E+24	0.105E+02	0.408E+05
H	36	40	482044.55	0.365E+24	0.205E+02	0.655E+05
He	36	40	482240.97	0.365E+24	0.205E+02	0.655E+05
H	33	36	482254.22	0.756E+24	0.440E+02	0.114E+06
C	36	40	482285.03	0.365E+24	0.205E+02	0.656E+05
He	33	36	482450.74	0.756E+24	0.441E+02	0.114E+06
C	33	36	482494.81	0.756E+24	0.441E+02	0.114E+06
H	29	31	488202.99	0.207E+25	0.130E+03	0.250E+06
He	29	31	488401.93	0.207E+25	0.130E+03	0.251E+06
C	29	31	488446.55	0.207E+25	0.131E+03	0.251E+06
H	38	43	498757.56	0.198E+24	0.119E+02	0.439E+05
He	38	43	498960.80	0.198E+24	0.119E+02	0.439E+05
C	38	43	499006.38	0.198E+24	0.119E+02	0.440E+05
H	23	24	507175.51	0.111E+26	0.819E+03	0.943E+06
He	23	24	507382.18	0.111E+26	0.820E+03	0.944E+06
C	23	24	507428.53	0.111E+26	0.820E+03	0.945E+06

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
H	35	39	522354.07	0.329E+24	0.233E+02	0.709E+05
He	35	39	522566.92	0.329E+24	0.233E+02	0.710E+05
C	35	39	522614.66	0.329E+24	0.233E+02	0.710E+05
H	32	35	526864.08	0.673E+24	0.509E+02	0.125E+06
He	32	35	527078.77	0.673E+24	0.509E+02	0.125E+06
C	32	35	527126.92	0.673E+24	0.510E+02	0.125E+06
H	37	42	537815.91	0.180E+24	0.134E+02	0.473E+05
He	37	42	538035.06	0.180E+24	0.134E+02	0.474E+05
C	37	42	538084.21	0.180E+24	0.134E+02	0.474E+05
H	28	30	540552.64	0.181E+25	0.154E+03	0.277E+06
He	28	30	540772.91	0.181E+25	0.154E+03	0.278E+06
C	28	30	540822.31	0.181E+25	0.154E+03	0.278E+06
H	34	38	567291.19	0.295E+24	0.267E+02	0.770E+05
He	34	38	567522.35	0.295E+24	0.267E+02	0.771E+05
C	34	38	567574.19	0.295E+24	0.267E+02	0.771E+05
H	31	34	577154.34	0.598E+24	0.591E+02	0.137E+06
He	31	34	577389.52	0.598E+24	0.591E+02	0.137E+06
C	31	34	577442.27	0.598E+24	0.592E+02	0.137E+06
H	22	23	577896.49	0.931E+25	0.102E+04	0.107E+07
He	22	23	578131.97	0.931E+25	0.102E+04	0.108E+07
C	22	23	578184.79	0.931E+25	0.102E+04	0.108E+07
H	36	41	581067.51	0.163E+24	0.152E+02	0.511E+05
He	36	41	581304.28	0.163E+24	0.152E+02	0.512E+05
C	36	41	581357.39	0.163E+24	0.152E+02	0.512E+05
H	27	29	600666.03	0.158E+25	0.183E+03	0.308E+06
He	27	29	600910.80	0.158E+25	0.183E+03	0.308E+06
C	27	29	600965.69	0.158E+25	0.183E+03	0.309E+06
H	33	37	617540.26	0.264E+24	0.306E+02	0.838E+05
He	33	37	617791.90	0.264E+24	0.306E+02	0.839E+05
C	33	37	617848.34	0.264E+24	0.307E+02	0.839E+05
H	35	40	629091.43	0.147E+24	0.173E+02	0.553E+05
He	35	40	629347.78	0.147E+24	0.173E+02	0.554E+05
C	35	40	629405.27	0.147E+24	0.173E+02	0.554E+05
H	30	33	634059.47	0.529E+24	0.689E+02	0.150E+06
He	30	33	634317.84	0.529E+24	0.689E+02	0.150E+06
C	30	33	634375.78	0.529E+24	0.690E+02	0.150E+06
H	21	22	662404.20	0.777E+25	0.127E+04	0.123E+07

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
He	21	22	662674.13	0.777E+25	0.127E+04	0.123E+07
C	21	22	662734.66	0.777E+25	0.127E+04	0.123E+07
H	26	28	670038.21	0.137E+25	0.219E+03	0.344E+06
He	26	28	670311.25	0.137E+25	0.219E+03	0.344E+06
C	26	28	670372.48	0.137E+25	0.219E+03	0.344E+06
H	32	36	673910.96	0.236E+24	0.353E+02	0.914E+05
He	32	36	674185.57	0.236E+24	0.353E+02	0.916E+05
C	32	36	674247.16	0.236E+24	0.353E+02	0.916E+05
H	34	39	682565.59	0.132E+24	0.197E+02	0.600E+05
He	34	39	682843.73	0.132E+24	0.197E+02	0.601E+05
C	34	39	682906.11	0.132E+24	0.198E+02	0.601E+05
H	29	32	698704.78	0.466E+24	0.807E+02	0.165E+06
He	29	32	698989.49	0.466E+24	0.808E+02	0.165E+06
C	29	32	699053.35	0.466E+24	0.808E+02	0.165E+06
H	31	35	737365.86	0.210E+24	0.408E+02	0.100E+06
He	31	35	737666.33	0.210E+24	0.409E+02	0.100E+06
C	31	35	737733.72	0.210E+24	0.409E+02	0.100E+06
H	33	38	742287.00	0.118E+24	0.226E+02	0.652E+05
He	33	38	742589.47	0.118E+24	0.226E+02	0.653E+05
C	33	38	742657.31	0.118E+24	0.226E+02	0.653E+05
H	25	27	750523.63	0.118E+25	0.264E+03	0.385E+06
He	25	27	750829.46	0.118E+25	0.264E+03	0.385E+06
C	25	27	750898.05	0.118E+25	0.264E+03	0.385E+06
H	20	21	764229.59	0.644E+25	0.161E+04	0.142E+07
He	20	21	764541.01	0.644E+25	0.161E+04	0.142E+07
C	20	21	764610.85	0.644E+25	0.161E+04	0.142E+07
H	28	31	772453.58	0.409E+24	0.950E+02	0.183E+06
He	28	31	772768.35	0.409E+24	0.951E+02	0.183E+06
C	28	31	772838.94	0.409E+24	0.952E+02	0.183E+06
H	30	34	809055.28	0.186E+24	0.475E+02	0.110E+06
H	32	37	809197.00	0.106E+24	0.260E+02	0.711E+05
He	30	34	809384.96	0.186E+24	0.475E+02	0.110E+06
C	30	34	809458.90	0.186E+24	0.475E+02	0.110E+06
He	32	37	809526.74	0.106E+24	0.260E+02	0.712E+05
C	32	37	809600.69	0.106E+24	0.260E+02	0.712E+05
H	24	26	844441.17	0.101E+25	0.320E+03	0.433E+06
He	24	26	844785.26	0.101E+25	0.321E+03	0.433E+06

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
C	24	26	844862.44	0.101E+25	0.321E+03	0.434E+06
H	27	30	856968.09	0.357E+24	0.113E+03	0.203E+06
He	27	30	857317.29	0.357E+24	0.113E+03	0.203E+06
C	27	30	857395.61	0.357E+24	0.113E+03	0.203E+06
H	31	36	884412.75	0.945E+23	0.300E+02	0.777E+05
He	31	36	884773.13	0.945E+23	0.300E+02	0.778E+05
C	31	36	884853.96	0.945E+23	0.300E+02	0.778E+05
H	19	20	888047.08	0.528E+25	0.206E+04	0.165E+07
He	19	20	888408.95	0.528E+25	0.207E+04	0.165E+07
C	19	20	888490.10	0.528E+25	0.207E+04	0.165E+07
H	29	33	890361.52	0.165E+24	0.554E+02	0.121E+06
He	29	33	890724.33	0.165E+24	0.555E+02	0.121E+06
C	29	33	890805.70	0.165E+24	0.555E+02	0.121E+06
H	26	29	954288.80	0.311E+24	0.134E+03	0.226E+06
He	26	29	954677.66	0.311E+24	0.134E+03	0.226E+06
H	23	25	954715.82	0.860E+24	0.391E+03	0.489E+06
C	26	29	954764.88	0.311E+24	0.134E+03	0.226E+06
He	23	25	955104.85	0.860E+24	0.392E+03	0.490E+06
C	23	25	955192.11	0.860E+24	0.392E+03	0.490E+06
H	30	35	969266.80	0.840E+23	0.347E+02	0.851E+05
He	30	35	969661.77	0.840E+23	0.348E+02	0.852E+05
C	30	35	969750.35	0.840E+23	0.348E+02	0.852E+05
H	28	32	982955.37	0.145E+24	0.650E+02	0.133E+06
He	28	32	983355.91	0.145E+24	0.651E+02	0.133E+06
C	28	32	983445.74	0.145E+24	0.651E+02	0.133E+06
H	18	19	1040131.11	0.429E+25	0.268E+04	0.193E+07
He	18	19	1040554.95	0.429E+25	0.268E+04	0.194E+07
C	18	19	1040650.01	0.429E+25	0.268E+04	0.194E+07
H	29	34	1065357.33	0.744E+23	0.404E+02	0.935E+05
He	29	34	1065791.45	0.744E+23	0.405E+02	0.936E+05
C	29	34	1065888.82	0.744E+23	0.405E+02	0.936E+05
H	25	28	1066939.07	0.269E+24	0.161E+03	0.252E+06
He	25	28	1067373.84	0.269E+24	0.161E+03	0.252E+06
C	25	28	1067471.34	0.269E+24	0.161E+03	0.252E+06
H	22	24	1085072.00	0.727E+24	0.483E+03	0.556E+06
He	22	24	1085514.16	0.727E+24	0.483E+03	0.557E+06
C	22	24	1085613.32	0.727E+24	0.483E+03	0.557E+06

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
H	27	31	1088869.03	0.127E+24	0.768E+02	0.148E+06
He	27	31	1089312.73	0.127E+24	0.768E+02	0.148E+06
C	27	31	1089412.24	0.127E+24	0.769E+02	0.148E+06
H	28	33	1174612.11	0.656E+23	0.473E+02	0.103E+06
He	28	33	1175090.74	0.656E+23	0.473E+02	0.103E+06
C	28	33	1175198.09	0.656E+23	0.474E+02	0.103E+06
H	24	27	1198063.93	0.231E+24	0.194E+03	0.283E+06
He	24	27	1198552.13	0.231E+24	0.194E+03	0.283E+06
C	24	27	1198661.62	0.231E+24	0.194E+03	0.283E+06
H	26	30	1210590.85	0.111E+24	0.911E+02	0.164E+06
He	26	30	1211084.15	0.111E+24	0.912E+02	0.164E+06
C	26	30	1211194.79	0.111E+24	0.912E+02	0.164E+06
H	17	18	1229033.63	0.344E+25	0.353E+04	0.228E+07
He	17	18	1229534.45	0.344E+25	0.353E+04	0.229E+07
C	17	18	1229646.77	0.344E+25	0.353E+04	0.229E+07
H	21	23	1240300.69	0.611E+24	0.601E+03	0.635E+06
He	21	23	1240806.10	0.611E+24	0.601E+03	0.636E+06
C	21	23	1240919.45	0.611E+24	0.602E+03	0.636E+06
H	27	32	1299370.81	0.576E+23	0.556E+02	0.114E+06
He	27	32	1299900.29	0.576E+23	0.557E+02	0.114E+06
C	27	32	1300019.04	0.576E+23	0.557E+02	0.114E+06
H	25	29	1351189.66	0.960E+23	0.109E+03	0.183E+06
H	23	26	1351616.68	0.198E+24	0.236E+03	0.319E+06
He	25	29	1351740.25	0.960E+23	0.109E+03	0.183E+06
C	25	29	1351863.74	0.960E+23	0.109E+03	0.183E+06
He	23	26	1352167.45	0.198E+24	0.236E+03	0.320E+06
C	23	26	1352290.97	0.198E+24	0.236E+03	0.320E+06
H	20	22	1426633.80	0.509E+24	0.755E+03	0.731E+06
He	20	22	1427215.13	0.509E+24	0.756E+03	0.732E+06
C	20	22	1427345.51	0.509E+24	0.756E+03	0.732E+06
H	26	31	1442491.80	0.504E+23	0.657E+02	0.126E+06
He	26	31	1443079.59	0.504E+23	0.658E+02	0.126E+06
C	26	31	1443211.42	0.504E+23	0.658E+02	0.127E+06
H	16	17	1466610.22	0.273E+25	0.472E+04	0.273E+07
He	16	17	1467207.85	0.273E+25	0.472E+04	0.273E+07
C	16	17	1467341.88	0.273E+25	0.472E+04	0.273E+07
H	24	28	1514479.38	0.828E+23	0.131E+03	0.205E+06

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
He	24	28	1515096.51	0.828E+23	0.131E+03	0.205E+06
C	24	28	1515234.92	0.828E+23	0.131E+03	0.205E+06
H	22	25	1532612.31	0.168E+24	0.289E+03	0.362E+06
He	22	25	1533236.83	0.168E+24	0.290E+03	0.362E+06
C	22	25	1533376.89	0.168E+24	0.290E+03	0.362E+06
H	25	30	1607491.71	0.438E+23	0.782E+02	0.141E+06
He	25	30	1608146.74	0.438E+23	0.783E+02	0.141E+06
C	25	30	1608293.65	0.438E+23	0.783E+02	0.141E+06
H	19	21	1652276.67	0.420E+24	0.959E+03	0.846E+06
He	19	21	1652949.95	0.420E+24	0.960E+03	0.847E+06
C	19	21	1653100.96	0.420E+24	0.961E+03	0.847E+06
H	23	27	1705239.45	0.711E+23	0.158E+03	0.231E+06
He	23	27	1705934.31	0.711E+23	0.158E+03	0.231E+06
C	23	27	1706090.15	0.711E+23	0.158E+03	0.231E+06
H	21	24	1747476.21	0.142E+24	0.358E+03	0.412E+06
He	21	24	1748188.28	0.142E+24	0.358E+03	0.413E+06
C	21	24	1748347.98	0.142E+24	0.358E+03	0.413E+06
H	15	16	1769610.91	0.213E+25	0.642E+04	0.329E+07
He	15	16	1770332.00	0.213E+25	0.643E+04	0.329E+07
C	15	16	1770493.72	0.213E+25	0.643E+04	0.329E+07
H	24	29	1798729.97	0.380E+23	0.935E+02	0.157E+06
He	24	29	1799462.93	0.380E+23	0.936E+02	0.158E+06
C	24	29	1799627.31	0.380E+23	0.937E+02	0.158E+06
H	18	20	1928178.19	0.344E+24	0.123E+04	0.987E+06
He	18	20	1928963.90	0.344E+24	0.124E+04	0.988E+06
C	18	20	1929140.12	0.344E+24	0.124E+04	0.988E+06
H	22	26	1929513.17	0.607E+23	0.193E+03	0.261E+06
He	22	26	1930299.42	0.607E+23	0.193E+03	0.261E+06
C	22	26	1930475.76	0.607E+23	0.193E+03	0.261E+06
H	20	23	2004530.29	0.119E+24	0.447E+03	0.473E+06
He	20	23	2005347.11	0.119E+24	0.447E+03	0.473E+06
C	20	23	2005530.30	0.119E+24	0.447E+03	0.473E+06
H	23	28	2021654.89	0.327E+23	0.113E+03	0.177E+06
He	23	28	2022478.69	0.327E+23	0.113E+03	0.177E+06
C	23	28	2022663.45	0.327E+23	0.113E+03	0.177E+06
H	14	15	2162210.56	0.164E+25	0.892E+04	0.402E+07
He	14	15	2163091.63	0.164E+25	0.894E+04	0.402E+07

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
C	14	15	2163289.24	0.164E+25	0.894E+04	0.402E+07
H	21	25	2195016.51	0.514E+23	0.237E+03	0.296E+06
He	21	25	2195910.95	0.514E+23	0.237E+03	0.297E+06
C	21	25	2196111.56	0.514E+23	0.237E+03	0.297E+06
H	17	19	2269164.74	0.278E+24	0.161E+04	0.116E+07
He	17	19	2270089.40	0.278E+24	0.161E+04	0.116E+07
C	17	19	2270296.78	0.278E+24	0.161E+04	0.116E+07
H	22	27	2283135.94	0.280E+23	0.137E+03	0.199E+06
He	22	27	2284066.29	0.280E+23	0.137E+03	0.200E+06
C	22	27	2284274.94	0.280E+23	0.137E+03	0.200E+06
H	19	22	2314680.88	0.986E+23	0.563E+03	0.545E+06
He	19	22	2315624.08	0.986E+23	0.564E+03	0.546E+06
C	19	22	2315835.62	0.986E+23	0.564E+03	0.546E+06
H	20	24	2511705.80	0.432E+23	0.294E+03	0.339E+06
He	20	24	2512729.29	0.432E+23	0.294E+03	0.339E+06
C	20	24	2512958.83	0.432E+23	0.295E+03	0.339E+06
H	21	26	2591917.37	0.238E+23	0.167E+03	0.226E+06
He	21	26	2592973.54	0.238E+23	0.167E+03	0.226E+06
C	21	26	2593210.42	0.238E+23	0.167E+03	0.226E+06
H	13	14	2680152.86	0.124E+25	0.127E+05	0.498E+07
He	13	14	2681244.98	0.124E+25	0.127E+05	0.498E+07
C	13	14	2681489.92	0.124E+25	0.127E+05	0.498E+07
H	18	21	2692407.79	0.811E+23	0.719E+03	0.634E+06
He	18	21	2693504.91	0.811E+23	0.720E+03	0.635E+06
C	18	21	2693750.97	0.811E+23	0.720E+03	0.635E+06
H	16	18	2695643.85	0.222E+24	0.213E+04	0.138E+07
He	16	18	2696742.29	0.222E+24	0.213E+04	0.138E+07
C	16	18	2696988.65	0.222E+24	0.213E+04	0.138E+07
H	19	23	2892577.37	0.361E+23	0.368E+03	0.390E+06
He	19	23	2893756.05	0.361E+23	0.369E+03	0.390E+06
C	19	23	2894020.41	0.361E+23	0.369E+03	0.390E+06
H	20	25	2959246.11	0.201E+23	0.206E+03	0.258E+06
He	20	25	2960451.96	0.201E+23	0.206E+03	0.258E+06
C	20	25	2960722.41	0.201E+23	0.207E+03	0.258E+06
H	17	20	3157211.82	0.661E+23	0.928E+03	0.743E+06
He	17	20	3158498.34	0.661E+23	0.930E+03	0.744E+06
C	17	20	3158786.88	0.661E+23	0.930E+03	0.744E+06

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
H	15	17	3236221.13	0.175E+24	0.286E+04	0.165E+07
He	15	17	3237539.84	0.175E+24	0.286E+04	0.166E+07
C	15	17	3237835.60	0.175E+24	0.287E+04	0.166E+07
H	18	22	3354811.99	0.299E+23	0.467E+03	0.452E+06
He	18	22	3356179.03	0.299E+23	0.467E+03	0.452E+06
C	18	22	3356485.63	0.299E+23	0.467E+03	0.452E+06
H	12	13	3377764.66	0.914E+24	0.185E+05	0.627E+07
He	12	13	3379141.05	0.914E+24	0.186E+05	0.628E+07
C	12	13	3379449.75	0.914E+24	0.186E+05	0.628E+07
H	19	24	3399752.88	0.169E+23	0.257E+03	0.296E+06
He	19	24	3401138.23	0.169E+23	0.257E+03	0.296E+06
C	19	24	3401448.94	0.169E+23	0.257E+03	0.296E+06
H	16	19	3735774.97	0.532E+23	0.122E+04	0.878E+06
He	16	19	3737297.24	0.532E+23	0.122E+04	0.879E+06
C	16	19	3737638.66	0.532E+23	0.122E+04	0.879E+06
H	17	21	3921441.42	0.245E+23	0.598E+03	0.527E+06
He	17	21	3923039.35	0.245E+23	0.598E+03	0.528E+06
C	17	21	3923397.73	0.245E+23	0.599E+03	0.528E+06
H	14	16	3931821.47	0.136E+24	0.392E+04	0.201E+07
H	18	23	3932708.48	0.140E+23	0.323E+03	0.342E+06
He	14	16	3933423.63	0.136E+24	0.393E+04	0.201E+07
C	14	16	3933782.96	0.136E+24	0.393E+04	0.201E+07
He	18	23	3934311.01	0.140E+23	0.323E+03	0.342E+06
C	18	23	3934670.42	0.140E+23	0.323E+03	0.342E+06
H	11	12	4340288.01	0.658E+24	0.280E+05	0.805E+07
He	11	12	4342056.62	0.658E+24	0.280E+05	0.806E+07
C	11	12	4342453.28	0.658E+24	0.280E+05	0.806E+07
H	15	18	4465254.76	0.423E+23	0.162E+04	0.105E+07
He	15	18	4467074.29	0.423E+23	0.162E+04	0.105E+07
C	15	18	4467482.37	0.423E+23	0.162E+04	0.105E+07
H	17	22	4583845.62	0.115E+23	0.410E+03	0.397E+06
He	17	22	4585713.48	0.115E+23	0.411E+03	0.398E+06
C	17	22	4586132.40	0.115E+23	0.411E+03	0.398E+06
H	16	20	4623822.04	0.198E+23	0.776E+03	0.621E+06
He	16	20	4625706.19	0.198E+23	0.777E+03	0.621E+06
C	16	20	4626128.76	0.198E+23	0.777E+03	0.622E+06
H	13	15	4842363.42	0.104E+24	0.549E+04	0.247E+07

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
He	13	15	4844336.62	0.104E+24	0.550E+04	0.247E+07
C	13	15	4844779.16	0.104E+24	0.550E+04	0.247E+07
H	16	21	5388051.64	0.942E+22	0.528E+03	0.466E+06
He	16	21	5390247.20	0.942E+22	0.529E+03	0.467E+06
C	16	21	5390739.61	0.942E+22	0.529E+03	0.467E+06
H	14	17	5398431.69	0.332E+23	0.219E+04	0.127E+07
He	14	17	5400631.48	0.332E+23	0.219E+04	0.127E+07
C	14	17	5401124.84	0.332E+23	0.219E+04	0.127E+07
H	15	19	5505385.87	0.159E+23	0.102E+04	0.738E+06
He	15	19	5507629.24	0.159E+23	0.102E+04	0.739E+06
C	15	19	5508132.38	0.159E+23	0.102E+04	0.739E+06
H	10	11	5706535.20	0.461E+24	0.437E+05	0.106E+08
He	10	11	5708860.53	0.461E+24	0.438E+05	0.106E+08
C	10	11	5709382.06	0.461E+24	0.438E+05	0.106E+08
H	12	14	6057917.52	0.780E+23	0.788E+04	0.309E+07
He	12	14	6060386.04	0.780E+23	0.789E+04	0.309E+07
C	12	14	6060939.68	0.780E+23	0.789E+04	0.309E+07
H	15	20	6393432.95	0.759E+22	0.690E+03	0.552E+06
He	15	20	6396038.19	0.759E+22	0.690E+03	0.552E+06
C	15	20	6396622.49	0.759E+22	0.691E+03	0.552E+06
H	13	16	6611974.32	0.256E+23	0.302E+04	0.155E+07
He	13	16	6614668.62	0.256E+23	0.303E+04	0.155E+07
C	13	16	6615272.89	0.256E+23	0.303E+04	0.155E+07
H	14	18	6627465.32	0.126E+23	0.137E+04	0.886E+06
He	14	18	6630165.92	0.126E+23	0.137E+04	0.887E+06
C	14	18	6630771.61	0.126E+23	0.137E+04	0.887E+06
H	14	19	7667596.43	0.604E+22	0.913E+03	0.660E+06
He	14	19	7670720.88	0.604E+22	0.915E+03	0.660E+06
C	14	19	7671421.62	0.604E+22	0.915E+03	0.661E+06
H	9	10	7712712.77	0.311E+24	0.714E+05	0.143E+08
He	9	10	7715855.59	0.311E+24	0.715E+05	0.143E+08
C	9	10	7716560.46	0.311E+24	0.715E+05	0.143E+08
H	11	13	7718052.67	0.571E+23	0.116E+05	0.393E+07
He	11	13	7721197.68	0.571E+23	0.116E+05	0.393E+07
C	11	13	7721903.03	0.571E+23	0.116E+05	0.393E+07
H	13	17	8078584.55	0.978E+22	0.186E+04	0.108E+07
He	13	17	8081876.46	0.978E+22	0.187E+04	0.108E+07

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
C	13	17	8082614.77	0.978E+22	0.187E+04	0.108E+07
H	12	15	8220128.08	0.194E+23	0.427E+04	0.192E+07
He	12	15	8223477.67	0.194E+23	0.427E+04	0.192E+07
C	12	15	8224228.91	0.194E+23	0.427E+04	0.192E+07
H	13	18	9307618.18	0.474E+22	0.123E+04	0.798E+06
He	13	18	9311410.91	0.474E+22	0.123E+04	0.799E+06
C	13	18	9312261.54	0.474E+22	0.123E+04	0.799E+06
H	12	16	9989738.99	0.748E+22	0.259E+04	0.133E+07
He	12	16	9993809.67	0.748E+22	0.260E+04	0.133E+07
C	12	16	9994722.64	0.748E+22	0.260E+04	0.133E+07
H	10	12	10046823.21	0.407E+23	0.177E+05	0.510E+07
He	10	12	10050917.15	0.407E+23	0.177E+05	0.511E+07
C	10	12	10051835.34	0.407E+23	0.177E+05	0.511E+07
H	11	14	10398205.53	0.144E+23	0.618E+04	0.242E+07
He	11	14	10402442.66	0.144E+23	0.619E+04	0.243E+07
C	11	14	10403392.96	0.144E+23	0.619E+04	0.243E+07
H	8	9	10782575.41	0.201E+24	0.123E+06	0.200E+08
He	8	9	10786969.17	0.201E+24	0.123E+06	0.200E+08
C	8	9	10787954.59	0.201E+24	0.123E+06	0.200E+08
H	12	17	11456349.21	0.365E+22	0.169E+04	0.977E+06
He	12	17	11461017.52	0.365E+22	0.169E+04	0.979E+06
C	12	17	11462064.52	0.365E+22	0.169E+04	0.979E+06
H	11	15	12560416.09	0.561E+22	0.370E+04	0.166E+07
He	11	15	12565534.29	0.561E+22	0.370E+04	0.166E+07
C	11	15	12566682.20	0.561E+22	0.370E+04	0.167E+07
H	9	11	13419247.96	0.281E+23	0.281E+05	0.680E+07
H	10	13	13424587.87	0.104E+23	0.922E+04	0.312E+07
He	9	11	13424716.12	0.281E+23	0.281E+05	0.681E+07
C	9	11	13425942.52	0.281E+23	0.281E+05	0.681E+07
He	10	13	13430058.21	0.104E+23	0.923E+04	0.312E+07
C	10	13	13431285.09	0.104E+23	0.923E+04	0.312E+07
H	11	16	14330027.00	0.276E+22	0.237E+04	0.122E+07
He	11	16	14335866.29	0.276E+22	0.238E+04	0.122E+07
C	11	16	14337175.92	0.276E+22	0.238E+04	0.122E+07
H	7	8	15727285.87	0.123E+24	0.227E+06	0.291E+08
He	7	8	15733694.52	0.123E+24	0.227E+06	0.291E+08
C	7	8	15735131.85	0.123E+24	0.227E+06	0.291E+08

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
H	10	14	16104740.73	0.411E+22	0.541E+04	0.212E+07
He	10	14	16111303.19	0.411E+22	0.542E+04	0.212E+07
C	10	14	16112775.01	0.411E+22	0.542E+04	0.212E+07
H	9	12	17759535.97	0.732E+22	0.143E+05	0.411E+07
He	9	12	17766772.75	0.732E+22	0.143E+05	0.411E+07
C	9	12	17768395.80	0.732E+22	0.143E+05	0.411E+07
H	10	15	18266951.29	0.204E+22	0.342E+04	0.154E+07
He	10	15	18274394.83	0.204E+22	0.342E+04	0.154E+07
C	10	15	18276064.25	0.204E+22	0.343E+04	0.154E+07
H	8	10	18495288.18	0.187E+23	0.467E+05	0.934E+07
He	8	10	18502824.76	0.187E+23	0.468E+05	0.935E+07
C	8	10	18504515.05	0.187E+23	0.468E+05	0.936E+07
H	9	13	21137300.63	0.293E+22	0.818E+04	0.277E+07
He	9	13	21145913.80	0.293E+22	0.819E+04	0.277E+07
C	9	13	21147845.55	0.293E+22	0.820E+04	0.277E+07
H	9	14	23817453.49	0.147E+22	0.507E+04	0.199E+07
He	9	14	23827158.79	0.147E+22	0.508E+04	0.199E+07
C	9	14	23829335.48	0.147E+22	0.508E+04	0.199E+07
H	8	11	24201823.37	0.496E+22	0.230E+05	0.556E+07
He	8	11	24211685.29	0.496E+22	0.230E+05	0.557E+07
C	8	11	24213897.11	0.496E+22	0.230E+05	0.557E+07
H	6	7	24231670.07	0.705E+23	0.456E+06	0.446E+08
He	6	7	24241544.16	0.705E+23	0.456E+06	0.447E+08
C	6	7	24243758.70	0.705E+23	0.456E+06	0.447E+08
H	7	9	26509861.28	0.118E+23	0.823E+05	0.133E+08
He	7	9	26520663.69	0.118E+23	0.824E+05	0.133E+08
C	7	9	26523086.44	0.118E+23	0.824E+05	0.133E+08
H	8	12	28542111.39	0.201E+22	0.129E+05	0.370E+07
He	8	12	28553741.91	0.201E+22	0.129E+05	0.371E+07
C	8	12	28556350.39	0.201E+22	0.129E+05	0.371E+07
H	8	13	31919876.05	0.102E+22	0.780E+04	0.263E+07
He	8	13	31932882.97	0.102E+22	0.780E+04	0.264E+07
C	8	13	31935800.14	0.102E+22	0.781E+04	0.264E+07
H	7	10	34222574.04	0.321E+22	0.390E+05	0.780E+07
He	7	10	34236519.28	0.321E+22	0.391E+05	0.781E+07
C	7	10	34239646.90	0.321E+22	0.391E+05	0.781E+07
H	7	11	39929109.24	0.133E+22	0.212E+05	0.512E+07

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
He	7	11	39945379.82	0.133E+22	0.212E+05	0.512E+07
C	7	11	39949028.96	0.133E+22	0.212E+05	0.513E+07
H	6	8	39958955.94	0.703E+22	0.156E+06	0.200E+08
He	6	8	39975238.68	0.703E+22	0.156E+06	0.200E+08
C	6	8	39978890.55	0.703E+22	0.156E+06	0.200E+08
H	5	6	40187292.83	0.368E+23	0.102E+07	0.737E+08
He	5	6	40203668.62	0.368E+23	0.103E+07	0.738E+08
C	5	6	40207341.35	0.368E+23	0.103E+07	0.739E+08
H	7	12	44269397.25	0.685E+21	0.125E+05	0.360E+07
He	7	12	44287436.44	0.685E+21	0.125E+05	0.360E+07
C	7	12	44291482.24	0.685E+21	0.125E+05	0.360E+07
H	6	9	50741531.35	0.197E+22	0.706E+05	0.114E+08
He	6	9	50762207.85	0.197E+22	0.707E+05	0.114E+08
C	6	9	50766845.14	0.197E+22	0.707E+05	0.115E+08
H	6	10	58454244.12	0.829E+21	0.368E+05	0.737E+07
He	6	10	58478063.44	0.829E+21	0.369E+05	0.738E+07
C	6	10	58483405.60	0.829E+21	0.369E+05	0.738E+07
H	6	11	64160779.31	0.434E+21	0.211E+05	0.510E+07
He	6	11	64186923.97	0.434E+21	0.211E+05	0.511E+07
C	6	11	64192787.66	0.434E+21	0.211E+05	0.511E+07
H	5	7	64418962.91	0.385E+22	0.325E+06	0.318E+08
He	5	7	64445212.77	0.385E+22	0.325E+06	0.319E+08
C	5	7	64451100.05	0.385E+22	0.325E+06	0.319E+08
H	4	5	73981152.71	0.168E+23	0.270E+07	0.135E+09
He	4	5	74011299.04	0.168E+23	0.270E+07	0.135E+09
C	4	5	74018060.22	0.168E+23	0.270E+07	0.135E+09
H	5	8	80146248.77	0.112E+22	0.139E+06	0.177E+08
He	5	8	80178907.29	0.112E+22	0.139E+06	0.178E+08
C	5	8	80186231.90	0.112E+22	0.139E+06	0.178E+08
H	5	9	90928824.18	0.481E+21	0.690E+05	0.112E+08
He	5	9	90965876.46	0.481E+21	0.691E+05	0.112E+08
C	5	9	90974186.50	0.481E+21	0.691E+05	0.112E+08
H	5	10	98641536.95	0.256E+21	0.380E+05	0.759E+07
He	5	10	98681732.06	0.256E+21	0.380E+05	0.760E+07
C	5	10	98690746.96	0.256E+21	0.380E+05	0.760E+07
H	4	6	114168445.54	0.188E+22	0.770E+06	0.555E+08
He	4	6	114214967.66	0.188E+22	0.771E+06	0.555E+08

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
C	4	6	114225401.57	0.188E+22	0.771E+06	0.555E+08
H	4	7	138400115.62	0.568E+21	0.304E+06	0.298E+08
He	4	7	138456511.81	0.568E+21	0.304E+06	0.298E+08
C	4	7	138469160.27	0.568E+21	0.304E+06	0.298E+08
H	4	8	154127401.48	0.251E+21	0.142E+06	0.182E+08
He	4	8	154190206.34	0.251E+21	0.142E+06	0.182E+08
C	4	8	154204292.12	0.251E+21	0.142E+06	0.182E+08
H	3	4	159835823.76	0.632E+22	0.898E+07	0.287E+09
He	3	4	159900954.72	0.632E+22	0.899E+07	0.288E+09
C	3	4	159915562.20	0.632E+22	0.899E+07	0.288E+09
H	4	9	164909976.90	0.136E+21	0.745E+05	0.121E+08
He	4	9	164977175.50	0.136E+21	0.746E+05	0.121E+08
C	4	9	164992246.71	0.136E+21	0.746E+05	0.121E+08
H	3	5	233816976.47	0.773E+21	0.220E+07	0.110E+09
He	3	5	233912253.76	0.773E+21	0.220E+07	0.110E+09
C	3	5	233933622.42	0.773E+21	0.220E+07	0.110E+09
H	3	6	274004269.31	0.245E+21	0.777E+06	0.560E+08
He	3	6	274115922.38	0.245E+21	0.778E+06	0.560E+08
C	3	6	274140963.77	0.245E+21	0.779E+06	0.561E+08
H	3	7	298235939.38	0.111E+21	0.335E+06	0.329E+08
He	3	7	298357466.53	0.111E+21	0.336E+06	0.329E+08
C	3	7	298384722.47	0.111E+21	0.336E+06	0.329E+08
H	3	8	313963225.25	0.613E+20	0.165E+06	0.211E+08
He	3	8	314091161.06	0.613E+20	0.165E+06	0.211E+08
C	3	8	314119854.32	0.613E+20	0.165E+06	0.211E+08
H	2	3	456673782.18	0.168E+22	0.441E+08	0.793E+09
He	2	3	456859870.63	0.168E+22	0.441E+08	0.794E+09
C	2	3	456901606.29	0.168E+22	0.441E+08	0.794E+09
H	2	4	616509605.94	0.232E+21	0.841E+07	0.269E+09
He	2	4	616760825.34	0.232E+21	0.842E+07	0.269E+09
C	2	4	616817168.49	0.232E+21	0.842E+07	0.270E+09
H	2	5	690490758.65	0.776E+20	0.253E+07	0.126E+09
He	2	5	690772124.39	0.776E+20	0.253E+07	0.127E+09
C	2	5	690835228.70	0.776E+20	0.253E+07	0.127E+09
H	2	6	730678051.48	0.363E+20	0.972E+06	0.700E+08
He	2	6	730975793.00	0.363E+20	0.973E+06	0.701E+08
C	2	6	731042570.06	0.363E+20	0.974E+06	0.701E+08

(continúa en la página siguiente)

Elemento	n	m	ν [MHz]	B_{nm} [$\text{m}^3/(\text{J s}^2)$]	A_{mn} [s^{-1}]	$g_m A_{mn}$ [s^{-1}]
H	2	7	754909721.56	0.202E+20	0.438E+06	0.430E+08
He	2	7	755217337.16	0.202E+20	0.439E+06	0.430E+08
C	2	7	755286328.76	0.202E+20	0.439E+06	0.430E+08
H	1	2	2466038423.75	0.203E+21	0.469E+09	0.376E+10
He	1	2	2467043301.38	0.203E+21	0.470E+09	0.376E+10
C	1	2	2467268673.95	0.203E+21	0.470E+09	0.376E+10
H	1	3	2922712205.93	0.325E+20	0.557E+08	0.100E+10
He	1	3	2923903172.00	0.325E+20	0.558E+08	0.100E+10
C	1	3	2924170280.23	0.325E+20	0.558E+08	0.100E+10
H	1	4	3082548029.69	0.113E+20	0.128E+08	0.409E+09
He	1	4	3083804126.72	0.113E+20	0.128E+08	0.409E+09
C	1	4	3084085842.43	0.113E+20	0.128E+08	0.409E+09
H	1	5	3156529182.40	0.530E+19	0.412E+07	0.206E+09
He	1	5	3157815425.76	0.530E+19	0.413E+07	0.206E+09
C	1	5	3158103902.65	0.530E+19	0.413E+07	0.206E+09
H	1	6	3196716475.23	0.293E+19	0.164E+07	0.118E+09
He	1	6	3198019094.38	0.293E+19	0.164E+07	0.118E+09
C	1	6	3198311244.00	0.293E+19	0.164E+07	0.118E+09

C.6 Potenciales de ionización

Los valores de los potenciales de ionización de los diferentes elementos químicos en su estado fundamental se utilizan como una herramienta clave para el estudio de las estrellas masivas ya que permiten discriminar, utilizando modelos, cuál es la temperatura efectiva de la estrella que produce una región ionizada incluso aunque no se disponga de líneas de absorción fotosféricas de la estrella central por estar, por ejemplo, muy embebida dentro de grandes columnas de densidad de polvo. Además, conocida la temperatura efectiva de la estrella central, permite modelar la estructura espacial donde está presente cada uno de los diferentes átomos ionizados y así, junto con las observaciones, obtener las abundancias relativas de cada uno de estos elementos químicos.

En la tabla C.4 se muestran los potenciales de ionización de algunos de los elementos químicos más abundantes en el medio interestelar. Hay que destacar que para los átomos hidrogenoideos como el helio ionizado, HeII, sus potenciales de ionización se estiman de acuerdo con las fórmulas expuestas en la sección C.1.

Tabla C.4: Valores de los potenciales de ionización, I_0 , medidos por *National Institute of Standards and Technology* y las longitudes de onda correspondientes, λ_0 , para diferentes elementos químicos y grados de ionización.

Elemento químico	I_0 [eV]	λ_0 [Å] ^(a)
HI	13.598433770784(12)	911.753439 ± 0.000051
HeI	24.587387512(25)	504.259297502 ± 0.000028
HeII	54.41776217(2)	227.837718 ± 0.000013
CI	11.260296	1101.073573 ± 0.000061
CII	24.3845(9)	508.455 ± 0.019
CIII	47.88778(12)	258.90569 ± 0.00065
CIV	64.4935(19)	192.2429 ± 0.0057
OI	13.618054(7)	910.43983 ± 0.00047
OII	35.12111(6)	353.01899 ± 0.00060
OIII	54.93554(12)	225.69030 ± 0.00049
SiI	8.151683(30)	1520.9643 ± 0.0056
SiII	16.34585(4)	758.5056 ± 0.0019
SiIII	33.49300(9)	370.17940 ± 0.00099
SiIV	45.14179(7)	274.65501 ± 0.00043
NaI	5.1390766(2)	2412.57715 ± 0.00016
NaII	47.28636(25)	262.1986 ± 0.0014
NaIII	71.6200(12)	173.1139 ± 0.0029
NaIV	98.936(12)	125.318 ± 0.015
MgI	7.646235(4)	1621.50637 ± 0.00085
MgII	15.035267(6)	824.62245 ± 0.00033
MgIII	80.1436(6)	154.7025 ± 0.0012

^(a) Las incertidumbres se han obtenido a partir de las incertidumbres de las energías necesarias para la ionización utilizando, para ello, propagación de errores estadísticos teniendo en cuenta los valores de las constantes dados en la tabla del anexo E.1.

Anexo D

Fundamentos físicos de la transferencia de radiación

La presente tesis está centrada en el estudio de las características físicas y cinemáticas de distintas regiones UC HII comparando las observaciones realizadas con distintos radiotelescopios con un modelo 3D de transferencia radiativa denominado MORELI y cuyas particulares se especifican en el capítulo 5. A continuación se expone los fundamentos teóricos que se han incorporado en MORELI acerca de los procesos transferencia radiativa para un medio ionizado tanto en condiciones de equilibrio termodinámico local como fuera de este equilibrio.

D.1 Transporte radiativo

La propagación de la radiación electromagnética como resultado del proceso de absorción de la radiación incidente y de la emisión de radiación en cada uno de los puntos de la trayectoria que sigue la radiación viene descrita por la ecuación de transporte radiativo, que se expresa del siguiente modo:

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -\kappa_\nu I_\nu + j_\nu \quad (\text{D.1})$$

donde I_ν es la intensidad de radiación específica a la frecuencia ν , mientras que κ_ν y j_ν son respectivamente los coeficiente de absorción y emisión en el cubo de tamaño dl en el que se realiza el cálculo de la transferencia de radiación. Físicamente j_ν representa la energía emitida por unidad de tiempo,

de volumen y de ángulo sólido, mientras que κ_ν representa un coeficiente de proporcionalidad que relaciona la intensidad específica de radiación con la energía absorbida por unidad de tiempo, de volumen y de ángulo sólido.

Tal y como se justificará posteriormente, es conveniente expresar la ecuación de transporte radiativo equivalentemente en función de la profundidad óptica, τ_ν , y de la función fuente, S_ν :

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu \quad (\text{D.2})$$

donde τ_ν y S_ν se definen respectivamente del siguiente modo:

$$d\tau_\nu = \kappa_\nu dl \quad (\text{D.3})$$

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} \quad (\text{D.4})$$

D.2 Coeficiente de absorción y de emisión del continuo

El coeficiente de absorción total debido a los procesos de absorción de los electrones libres y de los procesos de fotoionización de los átomos para una determinada frecuencia ν viene dado por la siguiente ecuación (Oster, 1961):

$$\kappa_{\nu,c} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3\sqrt{3}} \frac{1}{c (m_e k T_e)^{3/2}} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{N_e N_i}{\nu^2} (g_{\text{ff},\nu} + g_{\text{bf},\nu}) \quad (\text{D.5})$$

donde m_e y e son la masa y la carga del electrón, h y k las constantes de Boltzmann y de Planck, c la velocidad de la luz, ϵ_0 la permitividad del vacío y N_e y N_i las densidades de electrones y de iones. Por otra parte $g_{\text{ff},\nu}$ y $g_{\text{bf},\nu}$ son, respectivamente, los factores de Gaunt para las transiciones libre-libre y libre-ligado respectivamente, cuyos valores se calculan en el anexo E.2.

Para longitudes de onda correspondientes al infrarrojo lejano o mayores, en las que se cumple la aproximación de Rayleigh-Jeans, $h\nu \ll kT_e$ ²¹, la ecuación

²¹La aproximación de Rayleigh-Jeans en un gas ionizado, el cual debe presentar una temperatura electrónica del orden de los 10000 K, es válida para longitudes de onda mucho mayores a 1.4 μm .

anterior queda numéricamente de la siguiente forma:

$$\kappa_{\nu,c} \approx 1.77 \cdot 10^{-12} \frac{N_e N_i (g_{ff,\nu} + g_{bf,\nu})}{\nu^2 T_e^{3/2}} \quad [\text{unidades SI}] \quad (\text{D.6})$$

Además, si se considera la dependencia de los factores de Gaunt con la temperatura y la frecuencia (anexo E.2), se puede ver que la dependencia del coeficiente de absorción del continuo con la temperatura electrónica es relativamente pequeña en comparación a su dependencia con la densidad electrónica, presentando la siguiente forma funcional:

$$\kappa_{\nu,c} \propto \frac{N_e N_i}{\nu^f T_e^s} \quad (\text{D.7})$$

donde el valor de f apenas varía con la temperatura electrónica, $f \approx 2.1$, mientras s presenta una pequeña dependencia con la frecuencia a longitudes de onda de radio, pasando de un valor de 1.35 para $\nu = 10$ GHz a un valor de 1.21 para $\nu = 1000$ GHz.

D.3 Coeficientes de absorción y funciones fuente de líneas de recombinación

Los coeficientes de absorción y de emisión correspondientes a transiciones electrónicas se determina de acuerdo con las probabilidades de transición introducidas en el anexo B.2. Por conveniencia se suele tratar la emisión estimulada como una absorción negativa. Por ello, tanto el coeficiente de Einstein de absorción como el de emisión estimulada (véase el anexo B.2 para una explicación detallada de estos coeficientes) contribuyen al coeficiente de absorción de una transición entre los niveles electrónicos n y m :

$$\kappa_{\nu,l} = \frac{h\nu}{c} (N_n B_{nm} - N_m B_{mn}) \Phi_\nu \quad (\text{D.8})$$

En la estimación de κ_ν se ha tenido en cuenta que en realidad la emisión no será monocromática, sino que presentará un determinado perfil de línea dado por la distribución Φ_ν (anexo C.4). Además, teniendo en cuenta la relación entre los coeficientes de Einstein de emisión estimulada y de absorción

(ecuación B.12), el coeficiente de absorción mostrado en la ecuación D.10 se puede expresar como función únicamente del coeficiente de Einstein de absorción:

$$\kappa_{\nu,l} = \frac{h\nu}{c} \left(1 - \frac{g_n}{g_m} \frac{N_m}{N_n} \right) N_n B_{nm} \Phi_\nu \quad (\text{D.9})$$

Los valores de N_m y N_n se determinan a partir de la resolución del sistema de ecuaciones de equilibrio estadístico en el que se impone que el número de excitaciones en cada nivel electrónico es igual al de desexcitaciones, considerando para ello todos los procesos involucrados en la excitación de los niveles electrónicos.

Debido a que la emisión estimulada se ha incorporado dentro del coeficiente de absorción, al coeficiente de emisión únicamente contribuirá los procesos radiativos de emisión espontánea. De acuerdo con su definición, se obtiene la siguiente relación:

$$j_\nu = \frac{h\nu}{c} N_m A_{mn} \Phi_\nu \quad (\text{D.10})$$

D.3.1 Equilibrio termodinámico local

Los medios que se encuentran en el universo, como es el caso de las regiones UC III, por lo general presentan dentro de ellos condiciones físicas poco homogéneas. Esto hace que, por ejemplo, el gas ionizado presente en estas regiones no esté frecuentemente en condiciones de equilibrio termodinámico. Esto ocurre principalmente debido a que cualquier medio que no tenga profundidades ópticas elevadas, $\tau_\nu \lesssim 1$, interaccionará con el entorno radiativamente debido a que los fotones serán capaces tanto de escapar como de entrar en la región. De este modo, la inhomogeneidad de las distintas regiones hará que, por lo general, haya transporte neto de radiación de unas regiones hacia otras y que, por tanto, no haya equilibrio termodinámico. Sin embargo, incluso en este caso, las distribuciones de velocidades de los átomos o iones presentes localmente en cada región, o las distribuciones de sus poblaciones electrónicas y estados de ionización siguen un perfil similar a las distribuciones existentes en el caso de equilibrio termodinámico local.

En el caso concreto de que las transiciones colisionales que se producen en los niveles electrónicos de los átomos dominen sobre las transiciones radiativas, las poblaciones electrónicas vendrán determinadas por una distribución de

Maxwell-Boltzmann. En este caso la temperatura que determina la distribución de población se denomina temperatura de excitación, T_{ex} , o temperatura electrónica, T_e , para el caso de un gas ionizado. Esta distribución de velocidad conlleva que el cociente de poblaciones electrónicas de los niveles electrónicos m y n venga dado por la siguiente ecuación:

$$\frac{N_m^*}{N_n^*} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \quad (\text{D.11})$$

donde N_m^* y N_n^* son las poblaciones electrónicas de los niveles m y n , representando la notación con asterisco el hecho de que estas poblaciones corresponden al caso de condiciones de equilibrio termodinámico local que será definido a continuación.

Unido a esto, la distribución de poblaciones de los niveles ionizados puede venir bien descrita por una distribución de Saha-Boltzmann como la encontrada para cuerpos en equilibrio termodinámico. En este caso la temperatura que rige la distribución de Saha-Boltzmann encontrada en un medio ionizado se denominará temperatura iónica, T_{ion} , y será similar a la electrónica, $T_{\text{ion}} \approx T_e$. Si se dan estas condiciones se dice que el medio se encuentra en *equilibrio termodinámico local* (abreviado como ETL) y sus distribuciones de población electrónica y estado de ionización pueden ser parametrizadas en función del mismo parámetro: la temperatura electrónica. Así, la distribución de Saha-Boltzmann queda de la siguiente manera:

$$N_n^* = N_e N_{i,Z} \frac{g_n}{2} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e k T_e} \right)^{3/2} e^{\frac{h\nu_0}{kT_e} - \frac{1}{n^2}} \quad (\text{D.12})$$

donde $N_{i,Z}$ es la densidad de iones del elemento de peso atómico Z considerado.

En el caso de equilibrio termodinámico local puede determinarse la función fuente, S_ν , a partir de la temperatura electrónica. En efecto, de acuerdo con la definición de S_ν (ecuación D.4) y con la relación existente entre los coeficientes de absorción y de emisión con los coeficientes de Einstein (ecuaciones D.9 y D.10), se obtiene que:

$$S_\nu = \frac{1}{\left(\frac{g_m N_n}{g_n N_m} - 1 \right)} \frac{A_{mn}}{B_{mn}} \quad (\text{D.13})$$

Si se asume condiciones de ETL, para las que el cociente de las poblaciones electrónicas de dos niveles diferentes vienen dadas por la relación de

Maxwell-Boltzmann (ecuación D.11) a la temperatura T_e , y si se tiene en cuenta que el cociente A_{mn}/B_{nm} se determina a partir de la ecuación B.11, la función fuente presentaría la siguiente expresión:

$$S_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{N_m}{N_n} \frac{1}{\left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}\right)} \quad (\text{D.14})$$

Esta ecuación muestra que, en condiciones de equilibrio termodinámico local, la función fuente se corresponde con la distribución de Planck expuesta en la ecuación B.9, es decir:

$$S_\nu = u_\nu(T_e) \quad (\text{D.15})$$

Por tanto, para el caso de equilibrio termodinámico local el coeficiente de emisión viene dado por la ecuación de Kirchhoff:

$$j_\nu = \kappa_\nu \cdot u_\nu(T_e) \quad (\text{D.16})$$

La simplicidad del cálculo de la función fuente en comparación a la del coeficiente de emisión hace que, bajo condiciones de ETL, sea preferible la utilización de la ecuación de transporte radiativo en términos de la función fuente y la profundidad óptica frente a su expresión en términos de la longitud física y los coeficientes de absorción y emisión. De este modo, la solución de la ecuación de transporte radiativo (ecuación D.1) para el caso concreto de condiciones de ETL resulta como sigue:

$$I_\nu = I_{\nu,0}e^{-\tau_\nu} + u_\nu(T_e)(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (\text{D.17})$$

donde $I_{\nu,0}$ es la intensidad de la radiación de fondo.

Esta solución a la ecuación de transporte radiativo admite dos aproximaciones. Una primera para una fuente cuya emisión es ópticamente opaca, $\tau_{\nu,c} \gg 1$, en cuyo caso la intensidad de salida es la correspondiente a un cuerpo negro, dependiendo únicamente de su temperatura electrónica:

$$I_\nu = u_\nu(T_e) \quad (\text{D.18})$$

Mientras que en la otra aproximaciones la correspondiente a una región con emisión ópticamente transparente con una profundidad óptica pequeña,

$\tau_{\nu,c} \ll 1$. En este caso, puesto que la intensidad de la emisión de radiación de fondo es despreciable con respecto a la emisión de la propia región HII, se obtiene que la intensidad de salida es directamente proporcional a la profundidad óptica:

$$I_{\nu} = u_{\nu}(T_e)\tau_{\nu} \quad (\text{D.19})$$

Un aspecto a destacar que diferencia la emisión de líneas de recombinación con respecto a la emisión de líneas moleculares es que las primeras son debidas a un gas ionizado en el que también se producen transiciones que involucran un nivel de energía perteneciente a un espectro continuo. Por ello, en la ecuación de transferencia radiativa hay que considerar los procesos de emisión y absorción de radiación debidos tanto a la línea de recombinación como al continuo. Esto implica que en el caso de utilizar la ecuación de transporte radiativo dada por la ecuación D.17 para una frecuencia que corresponde a una línea, habría que utilizar la profundidad óptica total dada por $\tau_{\nu} = \tau_{\nu,c} + \tau_{\nu,l}$ por haber también contribución del continuo. Sin embargo, puesto que la intensidad de las líneas de recombinación se mide con respecto al continuo adyacente, su intensidad vendrá dada por la siguiente ecuación:

$$I_{\nu,l} = I_{\nu} - I_{\nu,c} \quad (\text{D.20})$$

Al tener en cuenta la ecuación D.17 y considerando despreciable la intensidad de fondo con respecto a la intensidad de la emisión de continuo y de línea, la intensidad de la línea queda expresada en función de las profundidades ópticas y de la temperatura electrónica de acuerdo con la siguiente relación:

$$I_{\nu,l} = u_{\nu}(T_e) \left[(1 - e^{-(\tau_c + \tau_l)}) - (1 - e^{-\tau_c}) \right] = u_{\nu}(T_e) e^{-\tau_c} (1 - e^{-\tau_l}) \quad (\text{D.21})$$

Comparándola con la ecuación D.1, se deduce que la ecuación obtenida para la intensidad de una línea de recombinación es equivalente a la intensidad de una línea espectral con profundidad óptica τ_l pero atenuada por la opacidad del continuo en un factor $e^{-\tau_c}$. En el caso particular de emisión ópticamente transparente, se puede considerar como primera aproximación que la intensidad de la línea de recombinación viene dada por:

$$I_{\nu,l} = e^{-\tau_c} u_{\nu}(T_e) \tau_l \quad (\text{D.22})$$

D.3.1.1 Coeficiente de absorción de líneas

Para determinar el coeficiente de absorción de la línea de la región en el caso de equilibrio termodinámico local, κ_{ν}^* , y por consiguiente su profundidad óptica, se parte de la ecuación D.9, y se consideran las distribuciones de población electrónica de Maxwell-Boltzmann y de Saha-Boltzmann (ecuaciones D.12 y D.11 respectivamente) obteniéndose el siguiente resultado:

$$\begin{aligned}\kappa_{\nu,1}^* &= \frac{h\nu}{c} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}\right) N_e N_{i,Z} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e kT_e}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{h\nu_0}{kT_e} \frac{1}{n^2}\right) \frac{g_n}{2} B_{nm} \Phi_{\nu} \\ &\approx 7 \cdot 10^{-70} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}\right) N_e N_{i,Z} e^{\frac{h\nu_0}{kT_e} \frac{1}{n^2}} \nu n^2 B_{nm} \Phi_{\nu} \quad [\text{unidades SI}] \quad (\text{D.23})\end{aligned}$$

Nótese que también puede ser conveniente utilizar las relaciones entre los diferentes coeficientes de Einstein (ecuaciones B.11 y B.12) para expresar el coeficiente de absorción en función del coeficiente de Einstein de emisión espontánea ya que su definición no presenta ambigüedades. En este caso el coeficiente de absorción y, por tanto, la intensidad de la línea en el caso de emisión ópticamente transparente, es proporcional a $g_m A_{mn}$ de acuerdo con la siguiente ecuación:

$$\kappa_{\nu,1}^* = \frac{c^2}{16\pi\nu^2} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}\right) N_e N_{i,Z} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e kT_e}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{h\nu_0}{kT_e} \frac{1}{n^2}\right) g_m A_{mn} \Phi_{\nu} \quad (\text{D.24})$$

La expresión obtenida muestra que la dependencia de la profundidad óptica de las líneas de recombinación es directamente proporcional a la densidad electrónica e iónica de la región. Mientras que para frecuencias que cumplen la aproximación de Rayleigh-Jeans, $h\nu \ll kT_e$, la profundidad óptica que se obtiene muestra una relativamente alta sensibilidad a la temperatura electrónica en comparación a la profundidad óptica de la emisión de continuo (ecuación D.7). En concreto la dependencia finalmente obtenida viene dada por la siguiente ecuación:

$$\kappa_{\nu,1}^* = \frac{h^4 c^2}{32\sqrt{2} m_e^{3/2} (\pi k)^{5/2}} \frac{N_e N_{i,z}}{\nu T_e^{5/2}} g_m A_{mn} \Phi_{\nu} \quad (\text{D.25})$$

Nótese que en el caso concreto de las líneas de recombinación, sus coeficientes de Einstein aumentan muy fuertemente a medida que disminuye el

número cuántico principal, n , con una dependencia aproximada de $A_{mn} \propto n^{-5}$ tal y como se puede comprobar de los valores mostrados en el anexo C.5. Teniendo en cuenta que, en primera aproximación, la frecuencia de la línea de recombinación depende de n como $\nu \propto n^{-3}$ ²², se puede concluir que en este caso el coeficiente de absorción de las líneas aumenta a medida que disminuye el valor de n .

D.3.2 Condiciones de no equilibrio termodinámico local

El coeficiente de absorción obtenido anteriormente debe ser modificado en el caso de que las condiciones físicas de la región a estudiar sean tales que no haya equilibrio termodinámico local y que, por tanto, no se pueda despreciar la contribución de los procesos de excitación radiativos. En este caso la distribución de las poblaciones electrónicas se desviará de la dada por la distribución de Saha-Boltzmann (ecuación D.12).

El procedimiento utilizado para tratar el caso de condiciones de no equilibrio termodinámico local en la excitación electrónica de los átomos consiste en introducir para cada uno de los niveles electrónicos, n , un factor de corrección conocido como coeficiente de salida, b_n , que relaciona la población electrónica real, N_n , con aquella que se tendría si se diera condiciones de ETL, N_n^*

$$N_n = b_n N_n^*. \quad (\text{D.26})$$

El coeficiente de absorción en el caso de que las condiciones no sean de ETL, κ_{ν} , se obtiene mediante un procedimiento similar al del caso de ETL, pero teniendo en cuenta que las poblaciones electrónicas vendrán dadas por la ecuación D.26 y que, por ello, el cociente de poblaciones electrónicas de los dos niveles de la transición considerada será:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{b_n \cdot N_n^*}{b_m \cdot N_m^*} = \frac{b_n \cdot g_n}{b_m \cdot g_m} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \quad (\text{D.27})$$

De este modo, el coeficiente de absorción para condiciones de no ETL

²²La frecuencia de una línea de recombinación, bajo la aproximación de Rydberg, viene dada por la ecuación C.2, es decir, $\nu \propto \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+\Delta n)^2} \right) = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n^2+2n\Delta n+\Delta n^2} \right) = \frac{2n\Delta n+\Delta n^2}{n^2(n^2+2n\Delta n+\Delta n^2)}$. Para las líneas que, por el momento, han sido detectadas a frecuencias correspondientes al radio, se cumple que $\Delta n \ll n$. De este modo, la relación obtenida anteriormente se puede aproximar a $\nu \propto \frac{\Delta n}{n^3}$.

(ecuación D.9) queda del siguiente modo:

$$\kappa_{\nu,l} = b_n \frac{h\nu}{c} \left(1 - \frac{b_n}{b_m} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}\right) N_e N_i \frac{g_n}{2} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e kT_e}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{h\nu_0}{kT_e}\right) B_{nm} \Phi_\nu \quad (D.28)$$

Una comparación de los coeficientes de absorción obtenidos para los casos de ETL, $\kappa_{\nu,l}^*$ (sección D.23) y no de ETL, $\kappa_{\nu,l}$ (sección D.28) permite ver que es posible expresar la relación entre ambos de la siguiente manera

$$\kappa_{\nu,l} = \kappa_{\nu,l}^* b_n \beta_{mn} \quad (D.29)$$

siendo β_{mn} un factor definido como:

$$\beta_{mn} = \frac{1 - \frac{b_m}{b_n} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}} \quad (D.30)$$

Para frecuencias lo suficientemente pequeñas que cumplan la aproximación de Rayleigh-Jeans, $h\nu \ll kT_e$, la expresión anterior puede aproximarse a la siguiente expresión limitando el desarrollo de la serie Taylor de la función exponencial en el primer orden:

$$\beta_{mn} \approx \left(1 - \frac{b_m}{b_n} + \frac{b_m}{b_n} \frac{h\nu}{kT_e}\right) \frac{kT_e}{h\nu} = \frac{b_m}{b_n} \left(1 - \frac{kT_e}{h\nu} + \frac{b_m}{b_n} \frac{kT_e}{h\nu}\right) \quad (D.31)$$

Definiendo $\beta = \frac{b_m}{b_n} \beta_{mn}$, la ecuación anterior es equivalente a la siguiente:

$$\beta = 1 - \frac{kT_e}{h\nu} + \frac{b_n}{b_m} \frac{kT_e}{h\nu} = 1 - \frac{kT_e}{h\nu} \left(\frac{b_n}{b_m} - 1\right) = 1 - \frac{kT_e}{h\nu} \left(\frac{b_n - b_m}{b_m}\right) \quad (D.32)$$

La expresión anterior, bajo la aproximación de Rayleigh-Jeans, $h\nu \ll kT_e$, y para el caso en el que $0 < b_m - b_n \ll b_m$, se puede aproximar de la siguiente manera:

$$\beta = 1 - \frac{kT_e}{h\nu} \frac{d \ln(b_n)}{dn} \Delta n \quad (D.33)$$

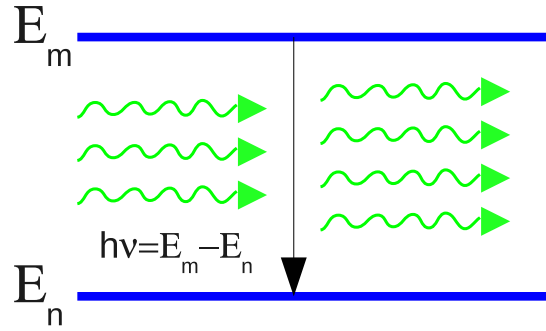


Figura D.1: Esquema del mecanismo de amplificación de la radiación entre dos niveles electrónicos. En el caso de que la población electrónica del nivel m sea mayor que el del nivel n , la radiación incidente de energía igual a la diferencia energética entre los niveles considerados será amplificada de modo que el número de fotones de salida será mayor que el número de fotones incidentes.

Sustituyendo los valores numéricos de las constantes físicas de la expresión anterior se obtiene que:

$$\beta = 1 - 20.8268 \left[\frac{T_e}{K} \right] \left[\frac{\nu}{GHz} \right]^{-1} \frac{d \ln b_n}{dn} \Delta n \quad (D.34)$$

Así se llega a una expresión que relaciona el coeficiente de absorción en el caso de no ETL, $\kappa_{\nu,l}$, con aquel que habría si se dieran condiciones de ETL, $\kappa_{\nu,l}^*$, dependiente únicamente de un parámetro β y del coeficiente de salida del nivel electrónico inferior:

$$\kappa_{\nu,l} = \kappa_{\nu,l}^* b_n \beta \quad (D.35)$$

Para determinadas condiciones físicas de temperatura y densidad electrónica medidas hacia regiones UC HII (ver capítulo 5), las poblaciones electrónicas relativas a algunos niveles pueden estar invertidas de modo tal que la población del nivel electrónico superior, m , sea mayor que el del inferior, n . En este caso se puede ver que si el gradiente de poblaciones electrónicas es lo suficientemente grande, el segundo término de la ecuación D.34 puede ser mayor que la unidad, lo que implicaría $\beta < 0$ y, por tanto, un coeficiente de absorción para la línea negativo, $\kappa_l < 0$. Este resultado se interpreta como que pueden existir condiciones físicas bajo las que no se produce absorción de la radiación incidente, sino una amplificación de ésta (figura D.1).

D.4 Ecuación de transporte radiativo para condiciones de no equilibrio termodinámico local

Puesto que el coeficiente de emisión viene determinado a partir de los parámetros atómicos por $j_\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} N_m A_{mn} \phi_\nu$, su relación con el coeficiente de absorción en ETL es de la forma

$$j_\nu = j_\nu^* \cdot b_m \quad (\text{D.36})$$

donde m es el número cuántico principal del nivel electrónico superior de la transición considerada. De aquí se deduce que la función fuente no puede determinarse a partir de la expresión de Kirchhoff aplicando los coeficientes de absorción y emisión para el caso de no ETL (ecuaciones D.29 y D.36), sino que se determina a partir de la ecuación D.4 del siguiente modo:

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} = \frac{j_{\nu,l} + j_{\nu,c}}{\kappa_{\nu,l} + \kappa_{\nu,c}} = \frac{j_{\nu,l}^* b_m + j_{\nu,c}}{\kappa_{\nu,l}^* b_n \beta + \kappa_{\nu,c}} = u_\nu(T_e) \eta_\nu \quad (\text{D.37})$$

donde se ha tenido en cuenta la ecuación D.16 de Kirchhoff, la cual se expresa como $j_{\nu,l} = \kappa_{\nu,l}^* u_\nu(T_e)$ para el coeficiente de emisión de la línea bajo condiciones de ETL y como $j_{\nu,c} = \kappa_{\nu,c} \cdot u_\nu(T_e)$ para el coeficiente de emisión del continuo. Además, para la ecuación anterior se ha definido el parámetro η_ν como

$$\eta_\nu \equiv \frac{\kappa_{\nu,l}^* b_n + \kappa_{\nu,c}}{\kappa_{\nu,l}^* b_n \beta + \kappa_{\nu,c}} \quad (\text{D.38})$$

La variable η_ν también puede escribirse por conveniencia en función del parámetro β y de las profundidades ópticas del continuo y de la línea tal y como se muestra a continuación:

$$\eta_\nu = \frac{\kappa_{\nu,l}^* b_n + \kappa_{\nu,c}}{\kappa_{\nu,l}^* b_i \beta_{i,n} + \kappa_{\nu,c}} = \left(\frac{\kappa_{\nu,l}^* b_n \beta}{\beta} + \kappa_{\nu,c} b_n \beta \right) \frac{1}{\kappa_{\nu,l}^* b_n \beta + \kappa_{\nu,c} b_n \beta} = \left(\frac{\tau_{\nu,l}}{\beta} + \tau_{\nu,c} \right) \frac{1}{\tau_{\nu,\text{total}}} \quad (\text{D.39})$$

A partir de la función fuente descrita (ecuación D.37), se obtiene la siguiente intensidad de salida integrando la ecuación de transporte:

$$I_{\nu,l} = I_{\nu,0}e^{-\tau_{\nu,c}+\tau_{\nu,l}} + u_{\nu}(T_e) \left(\frac{\tau_{\nu,l}}{\beta} + \tau_{\nu,c} \right) \frac{1}{\tau_{\nu,c} + \tau_{\nu,l}} \left(1 - e^{-(\tau_{\nu,c}+\tau_{\nu,l})} \right) \quad (\text{D.40})$$

Hay que notar que esta solución se reduce a la ecuación D.2 al considerar el caso en el que la emisión ocurre en condiciones de ETL, es decir, cuando $\beta = 1$.

La necesidad de interpretar la emisión en condiciones de no ETL de líneas atómicas y moleculares ha llevado a la realización de modelos para estimar los valores de los coeficientes de desviación b_n y sus correspondientes coeficientes β en función de las condiciones físicas y de la geometría particular de la región modelada. Los valores de los coeficientes de desviación que describen las poblaciones electrónicas en el caso de un medio que está fuera del equilibrio termodinámico local dependen de todos los procesos tanto radiativos como colisionales que tienen lugar entre los diferentes estados electrónicos.

D.4.1 Emisión estimulada y máser

Como ya se ha comentado, en el caso de que las condiciones del medio sean tales que haya una inversión de la población electrónica, el coeficiente de absorción puede llegar a ser negativo y con él la profundidad óptica. En este caso puede distinguirse dos regímenes distintos de acuerdo con la dependencia de la intensidad de salida con la profundidad óptica del medio. En primer lugar si la profundidad óptica es negativa pero mayor de -1 , es decir, $-1 < \tau_{\nu,c} + \tau_{\nu,l} < 0$, la amplificación de la radiación de fondo del continuo y de la línea será pequeña y se dice que la emisión es de tipo estimulada. Sin embargo, si los procesos de bombeo de las poblaciones electrónicas son tales que producen una inversión de la población electrónica en el gas ionizado lo suficientemente grande, entonces la amplificación puede llegar a ser muy intensa. Esto ocurre cuando $\tau_{\nu,c} + \tau_{\nu,l} \ll -1$ y se dice que la emisión de la línea es de tipo máser²³. Bajo estas condiciones es directo comprobar que la

²³A lo largo de toda esta tesis se ha utilizado el acrónimo máser proveniente de *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation* para el tipo de emisión comentada para longitudes de onda correspondientes a los rangos milimétrico, submilimétrico y del infrarrojo. Sin embargo, en la literatura puede encontrarse el término láser, *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, para referirse a dicha emisión a longitudes de onda infrarrojas e incluso submilimétrica.

intensidad de línea (ecuación D.40) tendrá una dependencia aproximadamente exponencial con la profundidad óptica y , por tanto, de las condiciones físicas (densidad y temperatura electrónica).

$$|I(\tau_{\nu,c} + \tau_{\nu,l})| \propto e^{|\tau_{\nu,c} + \tau_{\nu,l}|} \quad (\text{D.41})$$

Cuando la amplificación máser presenta esta dependencia exponencial se dice que el máser está sin saturar. Sin embargo, la amplificación de la radiación puede presentar una dependencia distinta ya que el crecimiento exponencial de la intensidad a lo largo de una línea de mira no puede continuar indefinidamente a lo largo de toda esta línea incluso aunque las condiciones físicas sean tales que la emisión sea de tipo máser. Esto es debido a que la eficiencia para la emisión estimulada alcanza un límite superior cuando cada proceso de excitación de un electrón desde el nivel inferior al superior es inmediatamente seguido por la emisión de un fotón máser por su decaimiento radiativo por emisión estimulada (Strel'nitski et al., 1996b). Cuando se da esta situación, la intensidad de la línea presentará una dependencia lineal con la intensidad incidente y , por tanto, con la profundidad óptica. En este caso se dice que el máser está saturado.

D.4.1.1 Efectos de la saturación de los máseres en los coeficientes de desviación

En el caso de que la emisión de las líneas corresponda a máseres saturados, existe una incertidumbre en el conocimiento de los coeficientes de desviación ya que la saturación de una transición particular puede afectar a la distribución de población electrónica de los niveles superiores (Strel'nitski et al., 1996b). Para ilustrar este efecto se puede considerar a modo de ejemplo tres niveles electrónicos adyacentes que se denotarán como n_1 , n_2 y n_3 . Si la transición correspondiente a los dos niveles inferiores, n_1 y n_2 , se caracteriza por presentar emisión máser saturada, entonces la inversión de la población electrónica disminuirá y producirá un despoblamiento del nivel superior de dicha transición, n_2 , por la intensa emisión estimulada existente. En el caso de que esto ocurra, la inversión de población correspondiente a los niveles n_2 y n_3 se incrementará, provocando un aumento de la emisión estimulada de dicha transición, mayor de lo que correspondería de acuerdo al valor de su coeficiente β en el caso de que no se tenga en cuenta la saturación producida en la transición entre los niveles n_2 y n_1 . Este efecto puede tener como consecuencia que, fijada una determinada temperatura electrónica, la amplificación de una línea máser no saturada se de en una región de un viento ionizado que presenta

una densidad electrónica distinta a aquella que es óptima para su amplificación en el caso en el que ninguna línea estuviera saturada, de modo que líneas máser adyacentes presenten su máximo de amplificación en regiones próximas.

Efectos de saturación en líneas de recombinación

Esta idea cualitativa ha sido considerada por Hengel & Kegel (2000) dentro de un modelo de transferencia radiativa para estimar cuantitativamente el efecto que tiene la saturación de los máseres de líneas de recombinación de hidrógeno. Aunque el modelo obtenido no puede utilizarse para una interpretación detallada de las observaciones reales de regiones UC HII por basarse en aproximaciones muy genéricas utilizadas para resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico e incorporar los efectos de los máseres en la transferencia de radiación, sí que resulta muy útil para comprobar qué efectos cuantitativos puede tener la saturación de los máseres. En la figura D.2 se puede ver los resultados obtenidos para las profundidades ópticas de la emisión de líneas de recombinación $Hn\alpha$ máseres en función del número cuántico principal, n , y de la densidad electrónica. Se observa que las profundidades ópticas más negativas para las líneas con valores de n comprendido entre 20 y 40 ocurre para densidades electrónicas similares, comprendidas entre $2 \cdot 10^7$ y 10^8 cm^{-3} . Esto implica que la amplificación máxima de las líneas con este rango de n se produce en regiones adyacentes tal y como se podía esperar de un análisis cualitativo de los efectos que puede tener la saturación de las líneas máser.

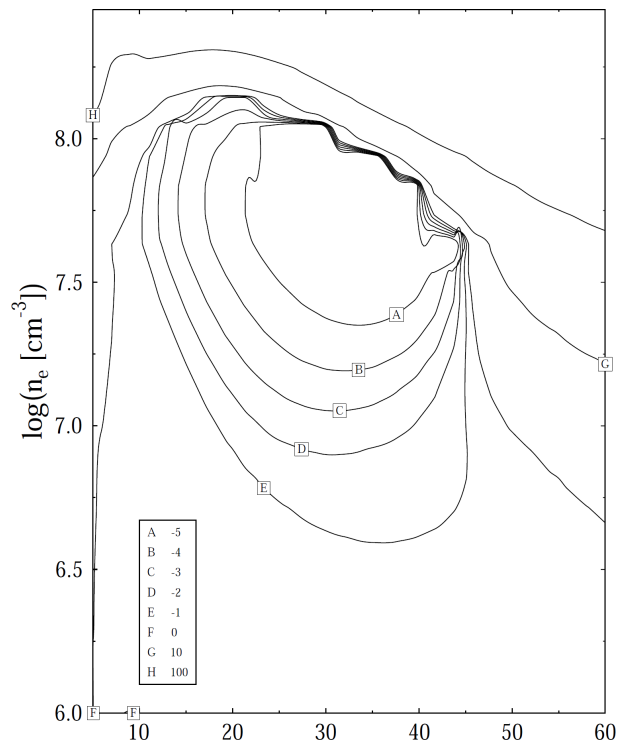


Figura D.2: Profundidades ópticas de la emisión de líneas de recombinación máser como función de N_e y n obtenidas por Hengel & Kegel (2000).

Anexo E

Particularidades incorporadas en el código MORELI

E.1 Constantes físicas

En la tabla de a continuación se muestran los valores de las constantes físicas y unidades de medida utilizadas por MORELI de acuerdo con la *National Institute of Standards and Technology*. Con los valores mostrados se han realizado todos los cálculos presentados en esta tesis.

Tabla E.1: Valores de las constantes físicas y unidades de medida utilizadas por MORELI. Los valores entre paréntesis representan las incertidumbres en los valores medidos.

Constante física	Símbolo	Valor
Velocidad de la luz	c	299792458 s^{-1}
Carga del electrón	e	$1.602176487(40) \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Constante eléctrica del vacío	ϵ_0	$8.854187817 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$
Masa del electrón	m_e	$9.10938215(45) \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Constante de Rydberg	R_{inf}	$10973731.568527(73) \text{ m}^{-1}$
Unidad de masa atómica	m_u	$1.660538782(83) \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Constante de estructura fina	α	$7.2973525376(50) \cdot 10^{-3}$
Constante de Planck	h	$6.62606896(33) \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
Constante de Boltzmann	k	$1.3806504(24) \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
Constante de gravitación universal	G	$6.67428(67) \cdot 10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$
Masa solar	M_{\odot}	$1.98892 \cdot 10^{33} \text{ kg}$

E.2 Factores de Gaunt

En este anexo se muestran las ecuaciones incorporadas en MORELI para estimar los factores de Gaunt tanto de la emisión libre-libre como de la emisión libre-ligado cuyos fundamentos físicos se han expuesto en el anexo B. Tal y como se muestra en la sección D.2, estos factores son útiles para calcular los coeficientes de absorción.

En la literatura se encuentran diversas aproximaciones para estimar el factor de Gaunt libre-libre, $g_{\text{ff},\nu}$, en función de distintos rangos de temperaturas electrónicas y frecuencias. MORELI utiliza la aproximación analítica de Gronenschild & Mewe (1978), la cual reproduce los resultados numéricos de Karzas & Latter (1961) con una precisión de un 10% en los rangos de frecuencias y de temperaturas electrónicas que cumplen las siguientes condiciones $10^{-2} < h\nu / (kT_e) < 10^3$. Dicha aproximación viene dada por las siguientes igualdades:

$$\begin{aligned}
 g_{\text{ff},\nu} &= \sqrt{\left(\frac{\sqrt{3}}{\pi} e^x K_0(x)\right)^2 + \left(a - b \cdot \log\left(\frac{h\nu}{kT_e}\right)\right)^2} & (E.1) \\
 \gamma^2 &= Z^2 \frac{h\nu_0}{kT_e} \\
 x &= \frac{1}{2} \frac{h\nu}{kT_e} \left(1 + \sqrt{10\gamma^2}\right) \\
 a &= 1.20 \exp\left[-\left(\frac{\log \gamma^2 - 1}{3.7}\right)^2\right] \\
 b &= 0.37 \exp\left[-\left(\frac{\log \gamma^2 + 1}{2}\right)^2\right]
 \end{aligned}$$

donde K_0 es la función modificada de Bessel de segundo orden, Z la carga efectiva del gas ionizado y ν_0 la frecuencia mínima necesaria de la radiación para ionizar el átomo de hidrógeno en su estado fundamental. Se ha utilizado esta expresión ya que otras aproximaciones más simples como, por ejemplo, la de Leitherer & Robert (1991), sólo son equivalentes cuando se cumple la aproximación de Rayleigh-Jeans, $h\nu \ll kT_e$, y siempre y cuando la frecuencia no exceda a la frecuencia de resonancia del plasma, ν_p ²⁴, es decir, si $\nu \gg \nu_p$.

²⁴La frecuencia de resonancia de un plasma viene dada por $\nu_p = N_e e^2 / (\pi m_e)^{1/2}$.

Por otra parte, el factor de Gaunt libre-ligado, $g_{\text{bf},\nu}$, se calcula a partir de la expresión dada por Brussaard & van de Hulst (1962):

$$g_{\text{bf},\nu} = 2\Theta \sum_{n=m}^{\infty} g_n(\nu) \frac{e^{\Theta/n^2}}{n^3} \quad (\text{E.2})$$

$$\Theta = \frac{h\nu_0}{kT_e}$$

$$m = \text{int} \left(\sqrt{\frac{\nu_0}{\nu}} \right) + 1$$

donde $g_n(\nu)$ se ha aproximado a uno para todas las frecuencias. Esta aproximación resulta en desviaciones máximas de un $\sim 10\text{-}20\%$.

En la figura E.1 se representa en escala logarítmica la dependencia de los factores de gaunt $g_{\text{ff},\nu}$ y $g_{\text{bf},\nu}$ con la frecuencia para una temperatura electrónica de 10000 K. Se observa claramente que la contribución relativa de cada uno de los procesos, libre-libre y libre-ligado, varía considerablemente con la frecuencia. La emisión libre-libre es el proceso dominante para longitudes de onda $\lambda \gtrsim 10 \mu\text{m}$, mientras que en el infrarrojo cercano los procesos de emisión libre-ligado comienzan a ser significativos, y más especialmente a longitudes de onda del visible para las que $g_{\text{bf},\nu}$ sigue incrementándose al mismo tiempo que $g_{\text{ff},\nu}$ tiende a uno. Otro hecho destacable mostrado por la figura E.1 es la tendencia asintótica del factor de gaunt libre-libre para frecuencias $\nu \lesssim 100 \text{ GHz}$ como una ley de potencias con la frecuencia, $g_{\text{ff}} \propto \nu^{-\xi}$. En concreto los índices de potencia que se obtienen presentan valores de $\xi = -0.148, -0.125$ y -0.117 respectivamente para $T_e = 4000, 10000$ y 15000 K .

Por otra parte, la figura E.2 representa la dependencia del factor de Gaunt para transiciones libre-libre con la temperatura electrónica a frecuencias comprendidas entre 1 y 1000 GHz. En este rango de frecuencias los factores de gaunt totales corresponden a los de las transiciones libre-libre ya que, tal como se describió con la figura E.1, los factores de gaunt debido a las transiciones libre-ligado son despreciables a estas frecuencias. Una de las principales conclusiones que se puede extraer de la figura E.2 es la débil dependencia del factor de gaunt con la temperatura electrónica. En concreto los valores de g_{ff} para frecuencias correspondientes al radio ajustan a una ley de potencias dada por $g_{\text{ff}} \propto T_e^\zeta$, donde ζ varía entre 0.148 y 0.286 para frecuencias comprendidas entre 1 y 1000 GHz.

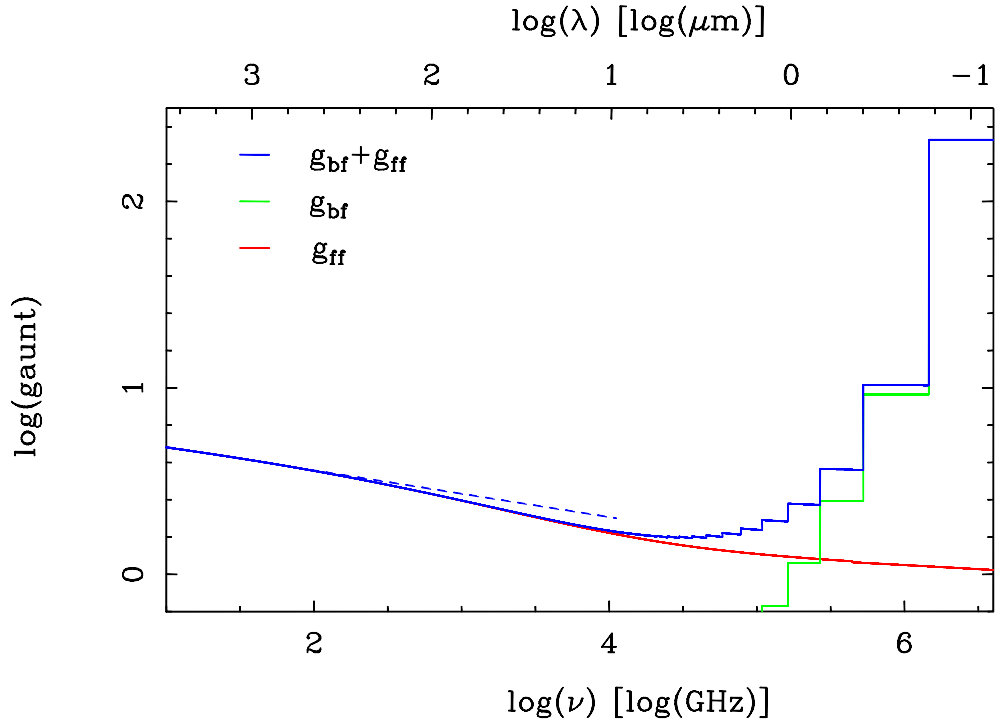


Figura E.1: Factores de Gaunt para transiciones libre-libre, g_{ff} , libre-ligado, g_{fb} , y factor de Gaunt total, $g_{ff} + g_{fb}$ (líneas roja, verde y azul respectivamente) para frecuencias entre 10 y $4 \cdot 10^6$ GHz y suponiendo una temperatura electrónica de 10000 K. La línea azul discontinua muestra la tendencia asintótica lineal del factor de gaunt libre-libre para frecuencias pequeñas ($g_{ff} \propto \nu^{-0.125}$).

E.3 Cálculo numérico del perfil de Voigt

El perfil más general que tiene una línea de recombinación es el de una distribución de Voigt, resultado de la convolución de un perfil gaussiano con uno lorentziano (de anchuras a media altura $\Delta\nu_{1/e, g}$ y $\Delta\nu_{1/e, l}$ respectivamente) y que viene descrito por la siguiente integral (anexo C.4):

$$\Phi_\nu(\Delta\nu_{1/e, l}, \Delta\nu_{1/e, g}) = \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}\Delta\nu_{1/e, g}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta\nu_{1/e, l}}{(\Delta\nu_{1/e, l})^2 + (\nu - \nu')^2} e^{-\left(\frac{\nu'}{\Delta\nu_{1/e, g}}\right)^2} d\nu' \quad (\text{E.3})$$

Para el cálculo de dicha integral en cada uno de los cubos en los que se discretiza la región ionizada, el código MORELI considera el procedimiento numérico justificado por Kielkopf (1973). Este se basa en realizar el cálculo para

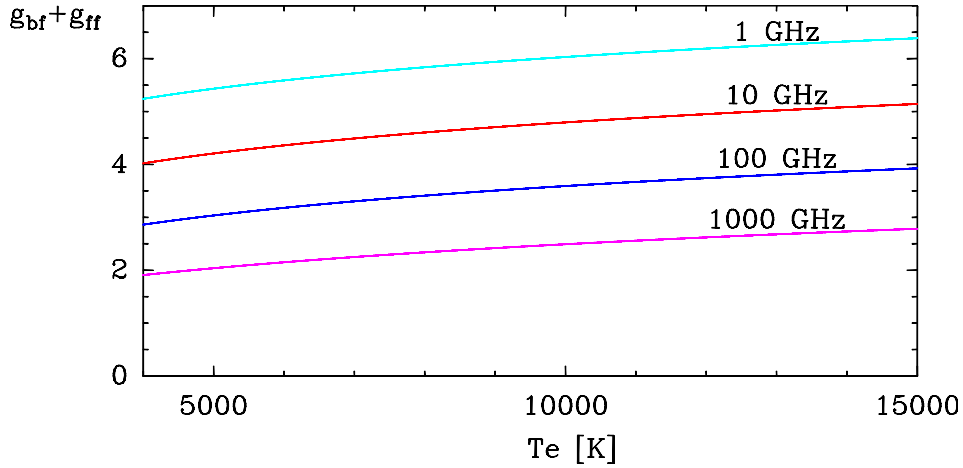


Figura E.2: Representación del valor de los factores de Gaunt para transiciones libre-libre, g_{ff} , como función de la temperatura electrónica dentro del rango comprendido entre 4000 y 15000 K, para frecuencias de 1, 10, 100 y 1000 GHz. Las cuatro líneas representadas corresponden a funciones de dependen de la temperatura electrónica de acuerdo con una ley de potencia $g_{ff} \propto T_e^\zeta$, con $\zeta = 0.148, 0.185, 0.237$ y 0.286 para 1, 10, 100 y 1000 GHz respectivamente.

un perfil normalizado al valor en el pico:

$$U(x) \equiv \frac{\Phi_{x\Delta\nu_{1/2}}(\Delta\nu_{1/e, l}, \Delta\nu_{1/e, g})}{I(\Delta\nu_{1/e, l}, \Delta\nu_{1/e, g})} \quad (\text{E.4})$$

donde $I(\Delta\nu_{1/e, l}, \Delta\nu_{1/e, g})$ es el valor de la intensidad de pico del perfil sin normalizar y x una variable utilizada para normalizar la escala de frecuencias. En concreto $x = 0$ corresponde a la frecuencia a la que se sitúa el pico del perfil, y $x = 1$ se corresponde con la semianchura a media altura medida en frecuencias, $\Delta\nu_{1/2}$.

La aproximación que se obtiene para la distribución de Voigt en función de la variable x puede determinarse a partir de la siguiente ecuación:

$$U(\eta|x) = (1 - \eta)G(x) + \eta L(x) + \eta(1 - \eta)E(x)(G(x) - L(x)) \quad (\text{E.5})$$

siendo las funciones necesarias para determinar la ecuación anterior las mostradas a continuación:

$$\begin{aligned}
G(x) &= \exp(-\ln(2)x^2) \\
L(x) &= \frac{1}{1+x^2} \\
E(x) &= \frac{0.8029 - 0.4207x^2}{1 + 0.2030x^2 + 0.007335x^4} \\
\eta &= \frac{l}{l+g^2} \\
l &= \frac{\Delta\nu_{1/e, 1}}{\Delta\nu_{1/2}} \\
g &= \frac{\Delta\nu_{1/e, g}}{\Delta\nu_{1/2}}
\end{aligned} \tag{E.6}$$

La solución aproximada obtenida por Voigt a la ecuación E.5 para la semianchura a media altura es la siguiente:

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{1}{2}\Delta\nu_{1/e, 1} \left(1 + 0.0990 \ln(2) + [(1 - 0.0990 \ln(2))^2 + (4 \ln(2))]^{\frac{1}{2}} \right) \tag{E.7}$$

mientras que la solución para la intensidad de pico es la siguiente:

$$I(\Delta\nu_{1/e, 1}, \Delta\nu_{1/e, g}) = \frac{a}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_{1/e, 1}} f\left(\frac{\Delta\nu_{1/e, 1}}{\Delta\nu_{1/e, g}}\right) \tag{E.8}$$

siendo $f\left(\frac{\Delta\nu_{1/e, 1}}{\Delta\nu_{1/e, g}}\right)$ la función definida como

$$f(a) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\pi}} (0.61686t - 0.16994t^2 + 1.32554t^3) & \text{si } a < 1.5 \\ \frac{1}{\sqrt{\pi}} (g(a)) & \text{si } a > 1.5 \end{cases} \tag{E.9}$$

donde $t = \frac{1}{1+a \cdot b_0}$ y $g(a)$ es la serie definida como

$$g(a) \equiv \frac{1}{a + cf_+} \frac{0.5}{a + cf_+} \frac{1}{a + cf_+} \frac{1.5}{a + cf_+} + \frac{2}{a + cf_+} + \dots \tag{E.10}$$

donde cf_+ indica que cf_+ hay que considerar el valor de la suma del término fraccionario que se sitúa a la derecha de la fracción considerada. El valor inicial

de cf_+ del que se parte es $cf_+ = \frac{\Delta\nu_{1/e,1}}{\Delta\nu_{1/e,g}}$. En el caso particular de MORELI se ha considerado únicamente los términos hasta el correspondiente a $2/cf_+$ ya que la serie converge rápidamente. Por tanto, la ecuación utilizada ha sido la siguiente:

$$f(a) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1 \cdot 1 \cdot 2}{0.5 \cdot 1.5 \cdot \Delta\nu_{1/e,1}/\Delta\nu_{1/e,g}} \frac{0.5 \cdot 1.5 \cdot \Delta\nu_{1/e,1}/\Delta\nu_{1/e,g}}{1 \cdot 2} \frac{1 \cdot 2}{1.5 \cdot \Delta\nu_{1/e,1}/\Delta\nu_{1/e,g}} \cdot \frac{1.5 \cdot \Delta\nu_{1/e,1}/\Delta\nu_{1/e,g}}{2} \frac{2}{\Delta\nu_{1/e,1}/\Delta\nu_{1/e,g}} \right) \quad (\text{E.11})$$

E.4 Implementación de la geometría en MORELI

En esta sección se calculan los intervalos en los que una línea de mira intersecta la región HII para las distintas geometrías consideradas en MORELI. Los intervalos de integración obtenidos son aquellos en los que este código va a realizar la transferencia de radiación.

E.4.1 Esférica

La primera y más simple de las geometrías con la que es posible modelizar la región ionizada por parte de MORELI es la de una cáscara esférica limitada por el radio externo R_{ex} y el interno R_{min} . En aquellos puntos del plano del cielo en los que $\sqrt{x^2 + y^2} < R_{\text{in}}$, la línea de visión cortará a la esfera en dos intervalos distintos que vienen definidos por los siguientes cuatro valores de la coordenada z :

$$\begin{aligned} z_1 &= \sqrt{R_{\text{ex}}^2 - (x^2 + y^2)} \\ z_2 &= \sqrt{R_{\text{min}}^2 - (x^2 + y^2)} \\ z_3 &= -\sqrt{R_{\text{min}}^2 - (x^2 + y^2)} \\ z_4 &= -\sqrt{R_{\text{ex}}^2 - (x^2 + y^2)} \end{aligned} \quad (\text{E.12})$$

El primer intervalo es aquel comprendido entre z_1 y z_2 , siendo z_1 el extremo situado a mayor distancia con respecto al observador y z_2 el más cercano, y el segundo intervalo el comprendido entre z_3 y z_4 , siendo en este caso z_3 y z_4 respectivamente el punto más lejano y cercano al observador.

Por otra parte, en los puntos en los que se cumple que $\sqrt{x^2 + y^2} > R_{\min}$ y que $\sqrt{x^2 + y^2} < R_{\max}$, la línea de visión corta a la esfera en un único intervalo comprendido entre los valores z_1 y z_4 que se obtienen de acuerdo con las ecuaciones mostradas anteriormente.

E.4.2 Cilíndrica

La segunda de las geometrías incorporadas a MORELI es la de un cilindro de radio R_{\max} y semilongitud al , la cual se ha utilizado para modelar la región UC HII de Monoceros R2-IRS2 en el capítulo 8. Para esta geometría, su simetría de revolución hace que los intervalos de intersección de la línea de mira con la fuente no dependan de la coordenada x excepto en aquellas que intersectan a una de las dos bases del cilindro.

Intuitivamente se puede ver que el plano que contiene la línea de mira y un determinado valor de la coordenada x , dado por $x = \text{cte} \equiv x_c$, intersecta al cilindro en una elipse excepto en las partes inferior y superior en las que se sitúan cada una de las dos bases del cilindro. La ecuación que representa esta elipse en el sistema de coordenadas descrito viene dada por la siguiente ecuación:

$$\frac{(y - y_c)^2}{a^2} + \frac{(z - z_c)^2}{b^2} = 1 \quad (\text{E.13})$$

donde y_c y z_c son los valores de las coordenadas del centro de la elipse en los ejes y y z respectivamente, mientras que a y b son los semiejes de la elipse respectivos a cada uno de estos ejes comentados. Despejando de la ecuación E.13, se obtiene que el intervalo de intersección entre la línea de mira y la región ionizada es el comprendido entre los dos siguientes puntos:

$$z = z_c \pm \sqrt{\left(1 - \frac{(y - y_c)^2}{a^2}\right) b^2} \quad (\text{E.14})$$

Geoméricamente se puede ver que el centro de la elipse que resulta del corte del plano comentado con el cilindro se sitúa en $(x_c, y_c = 0, x_c \tan(\theta_i))$, siendo θ_i

el ángulo de inclinación del eje de revolución del cilindro con respecto al plano del cielo. Por otra parte los valores de los dos semiejes de la elipse a lo largo de los ejes y y z , vendrán dados respectivamente por los siguientes valores de a y b :

$$\begin{aligned} a &= R_{\max} \\ b &= R_{\max} / \cos(\theta_i) \end{aligned} \quad (\text{E.15})$$

De este modo, se deduce que el intervalo de intersección entre la línea de mira y la región ionizada es el comprendido entre los dos siguientes puntos:

$$\begin{aligned} z_3 &= x \tan(\theta_i) + \sqrt{\left(1 - \frac{y^2}{R_{\max}^2}\right) \frac{R_{\max}^2}{\cos^2(\theta_i)}} \\ z_4 &= x \tan(\theta_i) - \sqrt{\left(1 - \frac{y^2}{R_{\max}^2}\right) \frac{R_{\max}^2}{\cos^2(\theta_i)}} \end{aligned} \quad (\text{E.16})$$

donde z_3 y z_4 son respectivamente los puntos más cercano y más lejano al observador que comprende la intersección.

En el caso de considerar una línea de mira que interseca una de las dos bases, habrá que recalcular al menos uno de los dos extremos del intervalo. Intuitivamente puede verse que esto ocurre cuando la proyección sobre el eje de revolución del cilindro del punto considerado como extremo del intervalo de integración es mayor que la longitud del cilindro. Matemáticamente esto ocurre cuando el z_3 o el z_4 calculado cumple la siguiente condición:

$$x \cos(\theta_i) + z_{3,4} \sin(\theta_i) \geq al \quad (\text{E.17})$$

donde $z_{3,4}$ son los valores calculados para z_3 o z_4 de acuerdo con las ecuaciones E.16. Cuando se cumple esta condición, el valor del $z_{3,4}$ calculado correctamente, teniendo en cuenta la línea de mira considerada interseca a una de las bases de los cilindros, será:

$$\begin{aligned} z_3 &= \frac{al}{\sin(\theta_i)} - x \frac{\cos(\theta_i)}{\sin(\theta_i)} \\ z_4 &= -\frac{al}{\sin(\theta_i)} - x \frac{\cos(\theta_i)}{\sin(\theta_i)} \end{aligned} \quad (\text{E.18})$$

E.4.3 Cónica

La cuarta de las geometrías consideradas es la correspondiente a un doble cono. Esta geometría permite modelar regiones UC HII con una estructura bipolar con un grado de abertura constante independientemente de la distancia al centro. A modo de ejemplo, este es el caso de la región UC HII de MWC349A (capítulo 6). Las ecuaciones de las elipses (ecuación E.13) que resultan de la intersección del plano que contienen la línea de mira con $x = \text{cte} \equiv x_c$ pueden obtenerse de un modo totalmente análogo al caso de una geometría cilíndrica. Una de las diferencias radica en que, en el caso cónico, el centro de la elipse se situará en las siguientes coordenadas:

$$y_c = 0 \quad (\text{E.19})$$

$$z_c = \frac{1}{2} \tan(\theta_i + \theta) x_c + \tan(\theta_i - \theta) x_c \quad (\text{E.20})$$

Mientras que los semiejes de la elipse vienen dados en el caso cónico por las siguientes igualdades:

$$a = \frac{1}{2} (\tan(\theta_i + \theta) x - \tan(\theta_i - \theta) x) \quad (\text{E.21})$$

$$b = \tan(\theta_i) \left[\frac{x}{\cos(\theta_i)} + \sin(\theta_i) \left(\frac{1}{2} (\tan(\theta_i + \theta) x + \tan(\theta_i - \theta) x) - \tan(\theta_i) x \right) \right]$$

De acuerdo con estos valores de y_c , z_c , a y b , MORELI considera que la línea de mira de coordenadas (y, x_c) intersecta al doble cono en el intervalo comprendido entre los puntos determinados por las ecuaciones E.14. Pero del mismo modo que ocurre para la geometría cilíndrica, hay que tener en cuenta que determinadas líneas de mira intersectarán al doble cono en las bases. La principal diferencia respecto al caso cilíndrico radica en que puede haber líneas de mira que intersecten al doble cono en dos intervalos diferentes. En concreto, esto ocurre para aquellas líneas de mira que cortan a las dos bases, lo que matemáticamente equivale a satisfacer la condición $\frac{al}{\sin(\theta_i)} + \frac{x}{\cos(\theta_i)} > 0$. En este caso, el intervalo más cercano al observador, comprendido entre los puntos z_1 y z_2 , y el más lejano, comprendido entre z_3 y z_4 , vienen dados por las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned}
z_1 &= \frac{al}{\sin(\theta_i)} - x \frac{\cos(\theta_i)}{\sin(\theta_i)} \\
z_2 &= -\frac{al}{\sin(\theta_i)} - x \frac{\cos(\theta_i)}{\sin(\theta_i)} \\
z_3 &= \frac{al}{\sin(\theta_i)} - x \frac{\cos(\theta_i)}{\sin(\theta_i)} \\
z_4 &= -\frac{al}{\sin(\theta_i)} - x \frac{\cos(\theta_i)}{\sin(\theta_i)}
\end{aligned} \tag{E.22}$$

E.5 Cinemática

Rotación kepleriana

En este anexo se demuestra la ecuación 5.11 (sección 5.1.4.2) que describe la proyección a lo largo de la línea de mira (eje z) de la velocidad de rotación kepleriana de un disco que gira en torno a su eje de revolución, al cual denotamos como x_d . Se asume la hipótesis de que la rotación corresponde a un sólido rígido diferencial en el que los anillos situados a la misma distancia radial al eje de revolución rotan a la misma velocidad independientemente de la altura sobre el disco. Por ello, para describir esta velocidad, el sistema de coordenadas más adecuado es el polar con vector unidad $(\vec{e}_\rho, \vec{e}_\varphi, \vec{e}_{x_d})$ y coordenadas (ρ, φ, x_d) . En este sistema de coordenadas la velocidad viene dada por:

$$\vec{v} = r\dot{\varphi}\vec{e}_\varphi \tag{E.23}$$

En un sistema de coordenadas cartesianas con vector unidad $(\vec{y}_d, \vec{z}_d, \vec{x}_d)$ ²⁵, la rotación kepleriana mostrada en la ecuación E.23 resulta tal y como sigue:

$$\vec{v} = r\dot{\varphi}\vec{e}_\varphi = \frac{V_{\text{Kepler}}}{(y_d + z_d)^{1/4}}(-\sin(\varphi)\vec{e}_{y_d} + \cos(\varphi)\vec{e}_{z_d}) \tag{E.24}$$

donde $V_{\text{Kepler}} = \sqrt{GM}$.

Puesto que generalmente el disco presentará una cierta inclinación θ_i con respecto a la línea de mira (a modo de ejemplo véase la figura 6.6), se aplica una

²⁵El vector unidad \vec{e}_φ viene descrito en coordenadas cartesianas como $\vec{e}_\varphi = -\sin(\varphi)\vec{e}_{x_d} + \cos(\varphi)\vec{e}_{y_d}$.

rotación de coordenadas en torno al eje y_d para describir la velocidad en otro sistema de coordenadas con vector unidad $(\vec{e}_y, \vec{e}_z, \vec{e}_x)$ orientado tal y como se describe en el capítulo 5. Esta transformación de coordenadas viene dada por las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned} \vec{e}_{z_d} &= \cos(\theta_i)\vec{e}_z - \sin(\theta_i)\vec{e}_x \\ \vec{e}_{x_d} &= \sin(\theta_i)\vec{e}_z + \cos(\theta_i)\vec{e}_x \\ \vec{e}_{y_d} &= \vec{e}_y \end{aligned} \quad (\text{E.25})$$

En este sistema de coordenadas, la ecuación E.24 queda como sigue:

$$\begin{aligned} \vec{v} &= v [-\sin(\varphi)\vec{e}_y + \cos(\varphi)\cos(\theta_i)\vec{e}_z - \cos(\varphi)\sin(\theta_i)\vec{e}_x] \\ v &= \frac{V_{\text{Kepler}}}{(y_d^2 + z_d^2)^{\frac{1}{4}}} \end{aligned} \quad (\text{E.26})$$

donde $\cos(\varphi)$, y_d y z_d vienen dados respectivamente por las siguientes ecuaciones:

$$\cos(\varphi) = \frac{y_d}{\sqrt{y_d^2 + z_d^2}} \quad (\text{E.27})$$

$$y_d = y \quad (\text{E.28})$$

$$z_d = \cos(\theta_i)z - \sin(\theta_i)x \quad (\text{E.29})$$

De este modo, la componente de velocidad a lo largo de la línea de mira, eje z , viene finalmente dada por la siguiente igualdad:

$$v_z = V_{\text{Kepler}} \frac{y \cdot \cos(\theta_i)}{(y^2 + z_d^2)^{3/4}} \quad (\text{E.30})$$

Cabe notar que en el caso de un disco situado aproximadamente de canto con respecto al observador, $\theta_i \ll 1$, la ecuación anterior se puede aproximar a la siguiente:

$$v_z = V_{\text{Kepler}} \frac{y}{(y^2 + z^2)^{3/4}} \quad (\text{E.31})$$

Aceleración del viento

A continuación se justifica la ecuación 5.12 (sección 5.1.4.2) que describe la componente de velocidad a lo largo del eje z de un viento expandiéndose radialmente con respecto al centro de la región y que sufre aceleración constante hasta alcanzar una velocidad terminal v_0 a un determinado radio, r_a . De acuerdo con estas características, el módulo de la velocidad radial del viento se determina a partir de las dos siguientes ecuaciones:

$$v_r = \begin{cases} v_0 \frac{r}{r_a} & \text{si } r < r_a \\ v_0 & \text{si } r > r_a \end{cases} \quad (\text{E.32})$$

La proyección a lo largo de la línea de mira, eje z , del sistema de coordenadas cartesianas con el vector unidad $(\vec{y}_d, \vec{z}_d, \vec{x}_d)$ descrito en este mismo anexo es:

$$\begin{aligned} \vec{v} &= v_r (\sin(\theta) \cos(\varphi) \vec{e}_{y_d} + \sin(\theta) \sin(\varphi) \vec{e}_{z_d} + \cos(\theta) \vec{e}_{x_d}) = & (\text{E.33}) \\ &= v_r \left(\frac{z}{r_a} \vec{e}_{z_d} + \frac{y}{r_a} \vec{e}_{y_d} + \frac{x}{r_a} \vec{e}_{x_d} \right) \end{aligned}$$

donde θ y φ son respectivamente el ángulo polar y acimutal.

De este modo, se obtiene la siguiente velocidad proyectada a lo largo de la línea de mira:

$$v_z = \begin{cases} v_0 \frac{z}{r_a} & \text{si } r < r_a \\ v_0 \frac{z}{r} & \text{si } r > r_a \end{cases} \quad (\text{E.34})$$

Anexo F

Intensidad de la emisión de continuo de una región HII con estructura de densidad

La intensidad total emitida por una región HII isotrópica se obtiene a partir de la solución de la integración de la ecuación de transporte radiativo (ecuación D.1) a lo largo de todas las líneas de mira que intersectan al viento ionizado considerando que la función fuente viene dada por una distribución de Planck (ecuación D.15) por suponerse el caso de equilibrio termodinámico local. Para ello, se va a expresar la profundidad óptica como función de la distancia radial al centro de la región HII, $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, y se va a realizar la integración espacial de la solución de la ecuación de transporte radiativo separándola en una primera integración desde el centro de la región hasta el radio de la cavidad esférica sin ionizar que hay junto a la estrella central, r_{\min} , y en un segundo rango comprendido entre este radio y el radio externo de la región HII, R . De este modo, la intensidad total de la región HII, expresando las distancias en unidades de r_{\min} , queda del siguiente modo:

$$\begin{aligned} I_{\nu,c}(R) &= 2\pi r_{\min}^2 \int_0^R u_{\nu}(T_e) (1 - e^{-\tau_{\nu,c}(\rho)}) \rho d\rho = & (F.1) \\ &= 2\pi r_{\min}^2 u_{\nu}(T_e) \left[\int_0^1 (1 - e^{-\tau_{\nu,c}(\rho)}) \rho d\rho + \int_1^R (1 - e^{-\tau_{\nu,c}(\rho)}) \rho d\rho \right] \end{aligned}$$

donde la profundidad óptica, $\tau_{\nu}(\rho)$, de una línea de mira cuya proyección en el plano del cielo pasa a una determinada distancia del centro de la región

HII, $\rho \equiv \sqrt{x^2 + y^2}$, para un viento esférico, isotermo y expandiéndose radial e isotrópicamente hacia fuera de la estrella central a una velocidad constante se obtiene integrando el coeficiente de absorción del continuo (ecuación D.5) a lo largo de la mira y suponiendo que la fracción de átomos ionizados más de una vez es despreciable, es decir, $N_i(r) \approx N_e(r)$. Así se obtiene el siguiente resultado:

$$\tau_{\nu,c}(\rho) = r_{\min} \int \kappa_{\nu,c}(\rho) dz = r_{\min} \int \frac{\kappa_{\nu,c}(r=1)}{r^{2b_d}} dz = r_{\min} \int \frac{\kappa_{\nu,c}(r=1)}{(z^2 + \rho^2)^{2b_d}} dz \quad (\text{F.2})$$

donde $\kappa_{\nu,c}(r=1)$ es el valor del coeficiente de absorción de la emisión de continuo en aquel radio donde comienza la región ionizada, es decir:

$$\kappa_{\nu,c}(r=1) = \frac{4\sqrt{2\pi} [N_e(r=1)]^2}{3\sqrt{3} c (m_e k T_e)^{3/2}} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{g_{ff,\nu} + g_{bf,\nu}}{\nu^2} \quad (\text{F.3})$$

La resolución de la integral de la ecuación F.2 depende de si la línea de mira considerada intersecta la cavidad esférica interior o no, obteniéndose la siguiente expresión en el caso de que no la intersecte, es decir, si $\rho > 1$:

$$\tau_{\nu,c}(\rho) = 2r_{\min} \kappa_{\nu,c}(r=1) \rho^{-(2b_d-1)} W(b_d) \quad (\text{F.4})$$

donde $W(b_d)$ es la función definida como $W(b_d) \equiv \int_0^{\pi/2} \sin(\theta)^{2(b_d-1)} d\theta$ y cuyos valores se muestran en la figura F.1. Es de destacar que el único factor de la expresión obtenida que depende de la frecuencia corresponde a $\kappa_{\nu,c}(r=1)$.

Nótese que de acuerdo con estas ecuaciones, la profundidad óptica aumenta fuertemente a medida que disminuye el radio ρ , de modo que se espera que la emisión de continuo de las regiones más internas sea ópticamente opaca si el radio de la cavidad esférica, r_{\min} , es lo suficientemente pequeño, mientras que la emisión de continuo de las regiones más externas será ópticamente transparente si la región ionizada alcanza radios suficientemente grandes. Por ello generalmente el viento ionizado de una región UC HII será parcialmente ópticamente opaco, con una zona externa ópticamente transparente y una interna ópticamente opaca. Las dos excepciones son para frecuencias suficientemente grandes, para las que la profundidad óptica de la emisión de continuo de la región disminuye (de acuerdo con la ecuación D.7) y toda la región puede llegar a ser ópticamente transparente, y para frecuencias lo suficientemente pequeñas en las que la profundidad óptica del continuo aumenta y toda la región puede llegar a ser ópticamente opaca.

F.1 Caso ópticamente opaco

En el caso en el que toda la emisión de continuo sea ópticamente opaca, $\tau_\nu \gg 1$, se puede considerar como aproximación que $1 - e^{-\tau_{\nu,c}(\rho)} \approx 1$, deduciéndose por consiguiente, a partir de la ecuación F.1, que la intensidad de la región UC HII vendría dada por la siguiente expresión:

$$I_{\nu,c}(R) \approx u_\nu(T_e)\pi R^2 r_{\min}^2 \quad (\text{F.5})$$

De acuerdo a esta ecuación, en el caso de emisión ópticamente opaca, la intensidad emitida corresponde a la de un cuerpo negro de modo que únicamente depende de su temperatura electrónica y no de su densidad electrónica. De este modo, bajo la aproximación de Rayleigh-Jeans, la intensidad presenta una dependencia con la frecuencia y la temperatura electrónica de la forma $I_{\nu,c} \propto \nu^2 T_e$.

F.2 Caso ópticamente transparente

Por otra parte, en el caso ópticamente transparente, $\tau \ll 1$, se puede realizar la aproximación de que $1 - e^{-\tau_{\nu,c}(\rho)} \approx \tau_{\nu,c}$ y, por tanto, la intensidad de la región UC HII (ecuación F.1) queda de la siguiente manera:

$$I_{\nu,c}(R) \approx 2\pi r_{\min}^2 u_{\nu}(T_e) \left[\int_0^1 \tau_{\nu,c}(\rho) \rho d\rho + \int_1^R \tau_{\nu,c}(\rho) \rho d\rho \right] \quad (\text{F.6})$$

Los únicos factores dependientes de la frecuencia de la ecuación obtenida corresponden a la distribución de Planck y a la profundidad óptica de la emisión de continuo, la cual depende de la frecuencia de acuerdo con la función dada por la ecuación D.6. En el caso de que se considere únicamente la emisión correspondiente a longitudes de onda submilimétricas, milimétricas y centimétricas, el factor de Gaunt puede considerarse que depende aproximadamente de la frecuencia como $g_{\text{ff},\nu} \propto \nu^{-0.125} T_e^{\zeta}$ (anexo E.2, figura E.1), de modo que la emisión total de continuo de la región presenta la siguiente dependencia con la frecuencia y la temperatura electrónica:

$$I_{\nu,c}(R) \propto \nu^{-0.125} T_e^v \quad (\text{F.7})$$

donde $v \equiv \zeta - 0.5$ comprende valores entre -0.352 y -0.214 para frecuencias comprendidas entre 1 y 1000 GHz.

F.3 Caso parcialmente ópticamente opaco

A continuación se calcula la intensidad total de la emisión de continuo debida a la radiación de frenado para un viento con emisión parcialmente ópticamente opaca utilizando la aproximación sugerida por Panagia & Felli (1975), consistente en considerar la integración de la ecuación de transporte radiativo en dos rangos de valores de ρ limitados por un radio crítico, ρ_c (donde $\rho_c > 1$), en el que la profundidad óptica es muy grande, es decir:

$$\tau_{\nu}(\rho_c) \gg 1 \quad (\text{F.8})$$

De acuerdo con esta definición se puede realizar la aproximación de que $e^{-\tau_\nu(\rho)} \approx 0$ si $\rho < \rho_c$, de modo que la ecuación F.1 queda del siguiente modo:

$$I_{\nu,c}(R) = 2\pi r_{\min}^2 u_\nu(T_e) \left[\int_0^{\rho_c} \rho d\rho + \int_{\rho_c}^R (1 - e^{-\tau_\nu(\rho)}) \rho d\rho \right] \quad (\text{F.9})$$

Mientras que la primera de las integrales es directa, la segunda se obtiene expandiendo la función $1 - e^{-\tau_\nu(\rho)}$ en serie de Taylor e integrando cada uno de los términos de la serie considerando la profundidad óptica dada por la ecuación F.4. Considerando el caso de un viento ionizado que se extiende hasta el infinito, se obtiene que esta segunda integral diverge en el caso de que la densidad electrónica no disminuya lo suficientemente deprisa con el radio, específicamente si $b_d < 1.5$. Sin embargo, en el caso en el que $b_d > 1.5$, tal y como ocurre para los gradientes de densidad electrónica medidos en las regiones UC HII estudiadas (capítulos 6, 7, 8 y 9), se obtiene la siguiente intensidad para el viento ionizado con las características mencionadas (Panagia & Felli, 1975):

$$I_{\nu,c}(R = \infty) = 4\pi r_{\min}^2 u_\nu(T_e) \rho_c^2 P(b_d) \quad (\text{F.10})$$

donde $P(b_d)$ es la serie definida como:

$$P(b_d) = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{\tau_c^n}{n!n(2b_d - 1) - 2} \quad (\text{F.11})$$

y cuyos valores se muestran en la figura F.1 como función de b_d .

De acuerdo con la intensidad obtenida para la emisión de continuo, y teniendo en cuenta también la profundidad óptica obtenida para el viento (ecuación F.4), dicha intensidad presentaría la siguiente dependencia con respecto a la frecuencia y la temperatura electrónica:

$$I_{\nu,c}(R = \infty) \propto u_\nu(T_e) [\kappa_{\nu,c}(r = 1)]^{\frac{2}{2b_d-1}} \propto \frac{\nu^3}{e^{h\nu/(kT_e)} - 1} \left(\frac{g_{\text{ff},\nu} + g_{\text{bf},\nu}}{T_e^{3/2} \nu^2} \right)^{\frac{2}{2b_d-1}} \quad (\text{F.12})$$

Para longitudes de onda submilimétricas o mayores, como las correspondientes a las observaciones realizadas para esta tesis (capítulos 6, 7 y 8), se puede considerar la aproximación de Rayleigh-Jeans, $h\nu \ll kT_e$. Además, para

tales frecuencias el factor de gaunt para transiciones libre-ligado es despreciable con respecto al de las transiciones libre-libre, el cual presenta una dependencia funcional con la frecuencia y la temperatura electrónica aproximada de $g_{\text{ff},\nu} \propto \nu^{-0.125} T_e^\zeta$ (anexo E.2, figura E.1). Con estas dos aproximaciones se obtiene la siguiente dependencia funcional de la intensidad total de emisión de continuo emitido por el viento ionizado:

$$I_{\nu,c}(R = \infty) \propto T_e \nu^2 \left(\frac{g_{\text{ff},\nu} + g_{\text{bf},\nu}}{T_e^{3/2} \nu^2} \right)^{\frac{2}{2b_d-1}} \propto \nu^{2-\frac{4.25}{2b_d-1}} T_e^{1-\frac{3+2\zeta}{2b_d-1}} = \nu^\alpha T_e^v \quad (\text{F.13})$$

donde α y v se han definido de acuerdo con las siguientes igualdades:

$$\begin{aligned} \alpha &\equiv 2 - \frac{4.25}{2b_d - 1} \\ v &\equiv 1 - \frac{3 + 2\zeta}{2b_d - 1} \end{aligned} \quad (\text{F.14})$$

El resultado obtenido en la ecuación F.13 muestra que la intensidad de continuo libre-libre emitida por un viento ionizado parcialmente ópticamente opaco, isoterma y que se está expandiendo radial e isotrópicamente con una distribución de densidad electrónica que sigue una ley de potencias como la dada por la ecuación 5.14, presenta una dependencia con la frecuencia de acuerdo con una ley de potencias con un índice α , conocido como índice espectral, que depende del valor de b_d . Esto permite que si las hipótesis asumidas para el viento ionizado son correctas, se pueda obtener el valor de b_d a partir de medidas observacionales de la distribución espectral de energía. En concreto la figura F.1 muestra los valores obtenidos para el índice espectral en función de b_d , siendo de particular interés la correspondiente a un viento ionizado prototípico que se expande a velocidad constante, $b_d = 2$, y que corresponde con un índice espectral de $\alpha = 0.60$.

Por otra parte, la intensidad emitida presenta una dependencia con la temperatura electrónica de acuerdo con un índice de potencias v cuyo valor varía en un viento expandiéndose radial e isotrópicamente entre -0.1 y -0.19 para frecuencias comprendidas entre 1 y 1000 GHz de acuerdo con los valores obtenidos para ζ en el anexo E.2. Esta dependencia es relativamente pequeña ya que, por ejemplo, equivale a disminuir la intensidad emitida de continuo a 1 GHz un 13% si la temperatura electrónica de la fuente aumenta de 3000 a 15000 K. Esto supondría una variación de la intensidad que es del orden de las

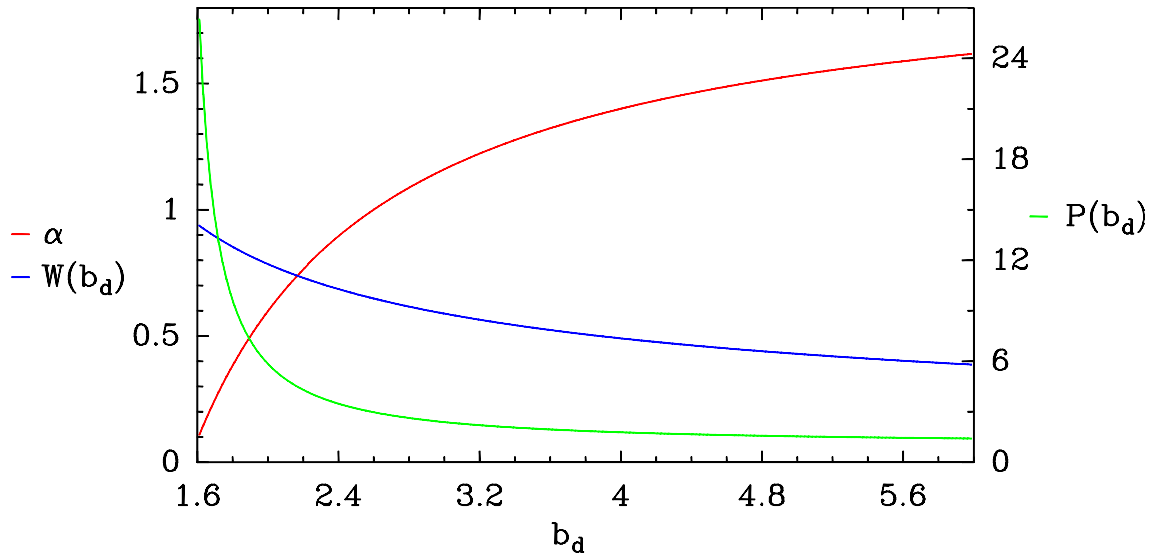


Figura F.1: Representación del índice espectral, α (eje vertical izquierdo), y de las funciones $W(b_d)$ (eje vertical izquierdo) y $P(b_d)$ (eje vertical derecho) en función del índice b_d de la distribución espectral de energía.

incertidumbres de la calibración de las intensidades de muchas observaciones radioastronómicas (véase, a modo de ejemplo, las intensidades de continuo medidas en los capítulos 6, 7, 8 y 9).

F.4 Radio efectivo de un viento ionizado

En este anexo se calcula de un modo analítico los radios efectivos para el cálculo de la intensidad de emisión de continuo, integrada espacialmente, de una región HII consistente en un viento ionizado esférico, isoterma y expandiéndose con respecto al centro de la región de un modo isotrópico y a una velocidad constante. El valor del radio efectivo, R_{ef} , se define como el radio de la esfera que contiene una determinada fracción del flujo total del continuo, p , es decir:

$$\frac{I_{\nu, R_{\text{ef}}}}{I_{\nu, \infty}} = p \quad (\text{F.15})$$

Las intensidades totales de emisión de continuo que contiene una esfera de radio R se determina, tal y como se indicó en el anexo F, de acuerdo con la

siguiente ecuación:

$$I_{\nu,c}(R) = 2\pi r_{\min}^2 u_{\nu}(T_e) \left[\int_0^1 (1 - e^{-\tau_{\nu,c}(\rho)}) \rho d\rho + \int_1^R (1 - e^{-\tau_{\nu,c}(\rho)}) \rho d\rho \right]$$

Para calcular el radio efectivo del caso particular de una región HII esférica, isotrópica, expandiéndose radial e isotrópicamente a velocidad constante, el valor del índice de potencia de la distribución de densidad electrónica (sección 5.2.1) es $b_d = 2$. De este modo, la profundidad óptica para una línea de mira cuya distancia al centro, proyectada en el plano del cielo, es ρ , se determina a partir de la resolución de la integral dada en la ecuación F.2 dando el siguiente resultado:

$$\tau_{\nu}(\rho) = \begin{cases} \frac{\pi}{2\rho^3} r_{\min} \kappa_{\nu,c}(r=1) & \text{si } \rho > 1 \\ \frac{r_{\min}}{\rho^3} \left[\frac{\pi}{2} - \rho\sqrt{1-\rho^2} - \arctan\left(\frac{\sqrt{1-\rho^2}}{\rho}\right) \right] \kappa_{\nu,c}(r=1) & \text{si } \rho < 1 \end{cases} \quad (\text{F.16})$$

Conocida la dependencia de la profundidad óptica con ρ , se puede proceder a calcular la intensidad total del viento ionizado, para lo cual se diferenciará a continuación entre dos tipos de vientos: aquellos cuya emisión de radiación libre-libre es parcialmente ópticamente opaca (sección F.4.2) y aquellos en los que la emisión de toda la región es ópticamente transparente (anexo F.4.1).

F.4.1 Caso ópticamente transparente

En el caso de una región en la que todas las líneas de mira son ópticamente transparentes, $1 - e^{-\tau_{\nu}(\rho)} \approx \tau_{\nu}(\rho)$, el flujo obtenido a partir de la ecuación F.16 se puede aproximar a la siguiente expresión:

$$I_{\nu}(R) = \pi r_{\min}^3 u_{\nu}(T_e) \kappa_{\nu}(r=1) \left[\int_0^1 \left(\frac{\pi}{\rho^2} - \frac{2}{\rho} \sqrt{1-\rho^2} - \frac{2}{\rho^2} \arctan\left(\frac{\sqrt{1-\rho^2}}{\rho}\right) \right) d\rho + \pi \int_1^R \frac{1}{\rho^2} d\rho \right] \quad (\text{F.17})$$

El valor de la primera de las integrales se puede obtener analíticamente proporcionando el siguiente resultado:

$$\int_0^1 \frac{1}{\rho^2} \left(\pi - 2\rho\sqrt{1-\rho^2} - 2 \arctan \left(\frac{\sqrt{1-\rho^2}}{\rho} \right) \right) d\rho = 4 - \pi \quad (\text{F.18})$$

Utilizando este valor y resolviendo la segunda integral de la ecuación F.17 se obtiene la siguiente intensidad total para una región ópticamente transparente:

$$I_\nu(R) = \pi r_{\min}^3 u_\nu(T_e) \kappa_\nu(r=1) \left(4 - \pi - \frac{\pi}{R} \right) \quad (\text{F.19})$$

De acuerdo con este resultado y con la definición dada para el radio efectivo (ecuación F.15), este radio vendrá determinado por la siguiente ecuación:

$$R_{\text{ef}}(p) = \frac{\pi}{4(1-p)} \quad (\text{F.20})$$

En el caso particular en el que se considere como radio efectivo aquel que contiene el 50%, 90% y 99% de la emisión total, el radio efectivo que se obtendría sería los mostrados en la tabla F.1.

Tabla F.1: Radios efectivos, R_{ef} , definidos para distintas fracciones de la intensidad de emisión total, p , para una región III ópticamente transparente expandiéndose radial e isotrópicamente a velocidad constante.

p	$R_{\text{ef}} [r_{\min}]$
0.5	1.5708
0.9	7.8540
0.99	78.540

F.4.2 Caso parcialmente ópticamente opaco

Para el caso de un viento parcialmente ópticamente opaco, el código MORELI va a considerar el radio efectivo contenido en una esfera con el 50% de la intensidad total del viento. La intensidad total de emisión de continuo emitido por un viento parcialmente ópticamente opaco se obtuvo en el anexo F como función del índice de potencias b_d de la ley de distribución de densidad electrónica. De este modo, a partir del resultado obtenido y particularizando para el caso de un viento esférico expandiéndose radialmente a velocidad constante, $b_d = 2$, se deduce el siguiente valor para el radio efectivo (Panagia & Felli, 1975):

$$R_{\text{ef}} = 6.23 \cdot 10^{12} \left[\frac{\nu}{10\text{GHz}} \right]^{-0.7} \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{-0.45} \left[\frac{\dot{M}}{10^{-5} M_{\odot}/\text{año}} \frac{10^3 \text{ km s}^{-1}}{v_{\text{exp}}} \right]^{\frac{2}{3}} \left[\frac{\mu_e}{1.2} \right]^{-\frac{2}{3}} \quad (\text{F.21})$$

Anexo G

Regiones ultracompactas e hipercompactas con líneas de recombinación anchas

En la tabla G.1 se muestran las regiones HC y UC HII en las que se ha observado líneas de recombinación anchas, con anchuras a media altura de $\Delta v_{1/2} > 40 \text{ km s}^{-1}$, que se suponen debidas a movimientos macroscópicos del material ionizado espacialmente sin resolver. Debido al gran número de regiones HC y UC HII detectadas con líneas de recombinación anchas pertenecientes a Sagittarius B2 M, éstas se exponen separadamente en la tabla G.2.

Tabla G.1: Regiones HC y UC HII con líneas de recombinación anchas

Región	Posición		Línea	$\Delta v_{1/2} [\text{km s}^{-1}]$	Ref. (*)
	α	δ			
G70.33	20:01:54.08	+33:34:14.44	H92 α	39.7 ± 3.0	(a)
			H76 α	40.4 ± 3.0	(a)
G37.87-0.04	19:01:53.57	+04:12:48.95	H66 α	41.3 ± 3.0	(a)
			H42 α	39.1 ± 0.9	(a)
G309.9217+00.4788	13:50:41.6	-61:35:10.5	H70 α	40	(b)
G35.58-0.03	13:50:41.6	-61:35:10.5	H38 β	43.18 ± 3.05	(c)
			H30 α	43.16 ± 0.42	(c)
W3(OH)	02:27:03.87	+61:52:24.89	H58 α	52.9 ± 13.1	(d)

(continúa en la página siguiente)

Región	Posición		Línea	$\Delta v_{1/2}$ [km s ⁻¹]	Ref. (*)
	α	δ			
G45.12+0.13	19:13:27.78	+10:53:36.7	H93 α	56.9 \pm 2.5	(a)
			H76 α	48.9 \pm 3.0	(a)
			H66 α	46.1 \pm 3.0	(a)
			H42 α	44.0 \pm 1.2	(a)
			H30 α	40.7 \pm 1.0	(e)
G45.07+0.13	19:13:22.02	+10:50:53.4	H76 α	48.1 \pm 0.9	(f)
			H66 α	42.3 \pm 2.3	(g)
			H30 α	40.9 \pm 3.3	(e)
K3-50A ^(a)	20:01:45.66	+33:32:43.4	H92 α	54.7 \pm 3.0	(a)
			H76 α	49.0 \pm 2.0	(b,g)
			H39 α	41.3 \pm 2.9	(e)
			H30 α	42.6 \pm 0.7	(e)
W49N A2	19:10:12.9	09:06:11.2	H52 α	43.4 \pm 5.4	(h)
G10.96+0.01 W	18:09:39.35	-19:26:28.1	H92 α	43.8 \pm 1.5	(i)
W49N B2	19:10:16.2	09:06:12.8	H52 α	43.9 \pm 5.8	(h)
G25.2+0.2 SW	18:37:5.09	-06:29:39.3	H92 α	44.2 \pm 13.7	(i)
G323.4594-00.0788	15:29:19.4	-56:31:22.5	H70 α	50	(b)
NGC7538-IRS3	23:13:43.59	+61:28:13.9	H92 α	50.9 \pm 8.8	(i)
M17-UC1	18:20:24.8	-16:11:33.9	H66 α	47 \pm 2.1	(j)
			H52 α	55.0 \pm 4.7	(j)
G34.26+0.15B	18:53:18.66	+01:15:00.5	H30 α	55.4 \pm 8.5	(e)
NGC 7538B	23:15:45.29	+61:28:10.7	H30 α	57.3 \pm 1.3	(e)
W49N G2b	19:10:20.3	09:06:13.1	H52 α	58 \pm 14	(h)
W49N G2a	19:10:20.2	09:06:13.1	H52 α	59 \pm 10	(h)
G5.89 ^(b)	18:00:30.33	-24:04:02.5	H42 α	59.4 \pm 1.0	(a)
			H66 α	60.7 \pm 3.0	(a)
W49N A1	19:10:0.4	+09:05:59.3	H52 α	61 \pm 15	(h)
W49N B1	19:10:2.8	+09:06:0.5	H52 α	64 \pm 13	(h)
G301.1366-00.2248	12:35:35.1	-63:02:32.0	H70 α	66	(b)
W49N	19:10:13.4	+09:06:14.3	H41 α	70.8	(k)

(continúa en la página siguiente)

Región	Posición		Línea	$\Delta v_{1/2}$ [km s ⁻¹]	Ref. (*)
	α	δ			
G28.20-0.04 N	18:42:58.17	-04:13:57.0	H92 α	74.4 \pm 2.6	(i)
			H76 α	55.5 \pm 1.9	(f)
G34.3+0.2	18:53:18.5	+01:14:55.6	H66 α	54.7 \pm 2.5	(g)
			H41 α	75	(k)
S106	20:25:32.8	+37:12:44.0	H41 α	75 \pm 8	(k)
G5.63+0.23 NE	17:57:34.83	-23:58:5.6	H92 α	106.8 \pm 17.4 ^a	(i)
			H92 α	164.0 \pm 18.8	(i)
			H66 α	\sim 180	(l)
NGC7538-IRS1	23:13:45.34	+61:28:10.4	H53 α	61.0 \pm 4.1	(m)
			H30 α	57.3 \pm 1.7	(e)
			H30 α	\sim 70	(n)

^(a) Alternativamente también se utiliza la nomenclatura G70.29+1.60.

^(b) La región G5.89 también tiene observaciones de las líneas H76 α y H93 α (Afflerbach et al., 1996), sin embargo, sus anchuras de 70.8 y 90.9 km s⁻¹ están probablemente afectas por ensanchamiento colisional (anexo C.4).

(*) Referencias: (a) Afflerbach et al. (1996), (b) Murphy et al. (2010), (c) Zhang et al. (2014), (d) Dzib et al. (2011), (e) Churchwell et al. (2010), (f) Garay et al. (1986), (g) Garay et al. (1985), (h) De Pree et al. (2004), (i) Sewilo et al. (2004), (j) Johnson et al. (1998), (k) Jaffe & Martín-Pintado (1999), (l) Gaume et al. (1995), (m) Keto et al. (2008), (n) Zhu et al. (2013)

Tabla G.2: Fuentes de radiocontinuo pertenecientes a Sagittarius B2 M en las que se han observado líneas de recombinación anchas. En la tabla se muestran cada una de las líneas de recombinación observadas en cada región, con las velocidades sistémicas medidas, v_{LSR} , las anchuras a media altura de las líneas, $\Delta v_{1/2}$, la intensidad de emisión de continuo medida, I_c , y el cociente medido entre la intensidad de emisión del pico de la línea y de continuo, I_l/I_c . Los datos correspondientes a las medidas observacionales de las líneas H52 α y H66 α se han obtenido de de Pree et al. (1996), mientras que los correspondientes a la línea H26 α se han tomado de Zhao & Wright (2011). Como nomenclatura para las fuentes se ha utilizado la sugerida por Zhao & Wright (2011), denotando entre paréntesis la nomenclatura utilizada por de Pree et al. (1996). Nótese que por completitud, se han incluido también regiones cuyas líneas de recombinación no son anchas.

Fuente	Línea	v_{LSR} [km s ⁻¹]	$\Delta v_{1/2}$ [km s ⁻¹]	I_c [Jy]	$\int (I_l dv)$ [Jy km s ⁻¹]	I_l/I_c [%]
B	H66 α	71.1 \pm 0.5	40.7 \pm 1.3	-	-	16 \pm 1
B9.89	H66 α	79.2 \pm 1.7	50.1 \pm 5.2	-	-	26 \pm 4
F	H66 α	69.8 \pm 1.2	63.5 \pm 2.9	-	-	2.5 \pm 0.2
	H52 α	57 \pm 1	59 \pm 4	-	-	14 \pm 2
H26 α -1 (F3)	H26 α	64 \pm 1	40 \pm 1	2.9 \pm 0.5	7.0 \pm 0.1	-
H26 α -2 (F4)	H26 α	66 \pm 2	35 \pm 8	0.41 \pm 0.10	0.63 \pm 0.08	-
H26 α -3 (F1)	H26 α	48 \pm 2	54 \pm 5	1.8 \pm 0.4	1.2 \pm 0.1	-
H26 α -4 (F1)	H26 α	73 \pm 1	36 \pm 4	1.0 \pm 0.4	0.8 \pm 0.1	-
H26 α -5 (F10.37)	H26 α	52 \pm 2	51 \pm 6	0.77 \pm 0.10	0.62 \pm 0.08	-
H26 α -6 (F10.303)	H26 α	57 \pm 2	50 \pm 6	0.91 \pm 0.24	0.74 \pm 0.10	-
H26 α -7 (F10.39)	H26 α	69 \pm 2	29 \pm 6	0.35 \pm 0.09	0.62 \pm 0.09	-
H26 α -8 (G)	H66 α	46.7 \pm 2.1	44.3 \pm 5.1	-	-	7 \pm 1
	H26 α	53 \pm 2	48 \pm 6	0.20 \pm 0.10	0.73 \pm 0.10	-
H	H66 α	58.6 \pm 0.4	45.1 \pm 1.3	-	-	19 \pm 1

Anexo H

Observaciones realizadas hacia las regiones UC HII de MWC349A, Cepheus A HW2 y MonR2-IRS2

H.1 Observaciones de líneas de recombinación hacia MWC349A

A continuación se describe detalladamente las observaciones de MWC349A que se han utilizado para el estudio realizado de la cinemática y de las condiciones físicas de esta región agrupándolas de acuerdo a los distintos proyectos observacionales que se han efectuado y exponiéndolos en orden cronológico.

H.1.1 Interferómetro del Plateau de Bure: mapa de centroides de la línea $H30\alpha$

La línea de recombinación $H30\alpha$ fue observada utilizando el interferómetro IRAM del Plateau de Bure, PdBI. Este interferómetro consiste en un conjunto de seis radiotelescopios situados en los alpes franceses a una altitud de unos 2550 m y que está operado por el IRAM (*Institut de RadioAstronomie Millimétrique*). El equipo de investigación dirigido por Jesús Martín-Pintado y Clemens Thum se propuso observar la línea $H30\alpha$ con el PdBI en su configuración extendida, con líneas de base comprendidas entre 32 y 400 m, ya que por aquel entonces era el instrumento que proporcionaba la mayor

resolución espacial posible a longitudes de onda milimétricas. Finalmente las observaciones fueron realizadas en los días 15 y 16 de enero de 2005 bajo condiciones atmosféricas muy buenas, con una cantidad de agua precipitable siempre inferior a 2 mm. Los receptores se sintonizaron a la frecuencia de la línea $H30\alpha$ (231.9 GHz) y se conectaron a cuatro unidades diferentes del correlador espectral con el fin de obtener dos espectros, cada uno de ellos con una resolución espectral diferente. En concreto los espectros obtenidos de mayor y de menor resolución espectral se caracterizan respectivamente por tener resoluciones espectrales de 1.6 y 3.3 km s⁻¹ y anchos de banda de 280 y 670 km s⁻¹.

Utilizando la instrumentación comentada, se observó MWC349A durante una hora a lo largo de una serie de integraciones de veinte minutos entre las cuales se intercalaron observaciones del calibrador de fase J2005+403, además de calibraciones de puntería y de foco utilizando la propia fuente MWC349A por su elevada intensidad. Además, se realizaron calibraciones de paso de banda al inicio, final y mitad de la observación utilizando tres cuásares puntuales e intensos conocidos como 3C273, 3C454.3 y 3C84. Por otra parte, la calibración en flujo se realizó suponiendo que la intensidad de emisión de continuo de MWC349A en la banda de la frecuencia de la línea $H30\alpha$ es de 1.7 Jy (tabla 6.3.2).

Para aumentar la relación señal-ruido de las medidas realizadas para la calibración en fase se utilizó la propia fuente ya que es lo suficientemente intensa y compacta para realizar una autocalibración. En concreto, se utilizaron aquellos canales libres de la línea $H30\alpha$ de las observaciones realizadas con menor resolución espectral, para así modelar la variación a lo largo del tiempo de la fase de la estructura espacial de MWC349A utilizando las medidas proporcionadas por J2005+403. A partir del modelo obtenido, se realizó la calibración en fase de las observaciones de MWC349A. De este modo, la diferencia entre las fases de los canales con emisión de línea con respecto a aquellos en los que hay únicamente emisión de continuo es una medida de la posición del plano del cielo donde se emite el centroide de emisión para el canal considerado. Los errores estadísticos que se obtuvieron con este procedimiento son del orden de un grado para las líneas de base más largas. Cabe destacar que el procedimiento realizado es adecuado puesto que no se observó a lo largo del tiempo de observación una variación significativa en la distribución espectral de energía de MWC349A en comparación al ruido.

Entre los aspectos más destacables de la reducción de los datos llevada a cabo por J. Martín-Pintado fue que, después de la extracción de la emisión de continuo del plano (u,v), se utilizó la herramienta *extract wofit* del software

GILDAS²⁶ para obtener las posiciones espaciales donde ocurre la emisión de la línea. De este modo, se obtuvo un mapa de la emisión a cada velocidad radial con un error del orden de 2 milisegundos de arco para las velocidades correspondientes a los canales donde la línea H30 α presenta una intensidad mayor de los 5 Jy, y de unos 5 milisegundos de arco para las alas del perfil. La incertidumbre obtenida para la posición de la emisión en las alas es mayor ya que en sus canales correspondientes el ruido medido para la fase está dominado por la emisión de la fuente y no por el calibrador de paso de banda.

H.1.2 IRAM-30m: líneas Hn α y líneas con salto de número cuántico principal mayor que uno

En la tesis se han utilizado los perfiles de las líneas H35 α y H41 α medidos con el IRAM-30m dentro del proyecto dirigido por Clemens Thum para determinar el grado de polarización de las líneas de recombinación, y los perfiles de las líneas H21 α , H26 α , H30 α , H31 α , H34 α , H35 α , H36 α , H39 α , H40 α , H41 α y H76 α ya publicados en la literatura de acuerdo con las referencias dadas en la tabla 6.5, además de la línea H66 α obtenida por Loinard & Rodríguez (2010).

Por otra parte para el desarrollo de esta tesis hemos desarrollado un proyecto de investigación encaminado al estudio de líneas de recombinación de hidrógeno Hn' β y Hn'' γ para determinar si dichas líneas se emiten en equilibrio termodinámico local o no. Para ello se propuso realizar observaciones con el radiotelescopio IRAM del Pico Veleta debido a su alta sensibilidad a longitudes de onda milimétricas, siendo junto al Gran Telescopio Milimétrico de México, el mayor radiotelescopio a longitudes de onda milimétricas. En concreto su localización en Sierra Nevada (Granada) a 2850 metros de altitud permite generalmente tener observaciones con un contenido en vapor de agua precipitable relativamente pequeña. Además, la latitud del observatorio permite observar en verano MWC349A sobre un periodo largo de tiempo a elevaciones sobre el horizonte cercanas al cénit, momento en el que la transparencia de la atmósfera es máxima. Las observaciones efectuadas se llevaron a cabo entre el 6 y el 10 de junio de 2013 en el periodo comprendido entre las 00:00 y las 8:00 horas del tiempo universal coordinado. Se utilizando alternativamente los receptores E090 y E230 en modo de doble polarización, sintonizándolos respectivamente en las subbandas interior inferior (*lower inner*)

²⁶El paquete de software GILDAS (siglas de *Grenoble Image and Line Data Analysis Software*) es una serie de programas orientado para la reducción y estudio de datos submm y mm disponible con licencia gratuita en la siguiente página web: <https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>

a 87.98 y 209.15 GHz. Los espectros se obtuvieron utilizando simultáneamente los espectrómetros FTS (siglas de *Fast Fourier Transform Spectrometer*) y WILMA (siglas de *Wideband Line Multiple Autocorrelator*) que proporcionaron un ancho de banda de unos 4 GHz y unas resoluciones espectrales respectivas de 195 kHz y 2 MHz, correspondiendo las medidas realizadas con el FTS a una resolución en velocidades de 0.28 y 0.67 km s⁻¹ para las bandas E230 y E090 respectivamente. Para la calibración en intensidades se utilizó medidas hacia Marte tomadas al inicio de la noche. Por otra parte, las observaciones de MWC349A se obtuvieron con observaciones en las que se hacía oscilar el espejo situado junto al subreflector de la antena a una frecuencia de una vez por segundo para sustraer la emisión de fondo de la fuente, con desplazamientos comprendidos entre 35 y 120'' de distancia con respecto a MWC349A.

Para mejorar la línea de base obtenida para cada una de las líneas nos hemos limitado a considerar, en cada una de ellas, únicamente la polarización que proporciona las líneas de base más estables y una relación señal-ruido mayor. En la tabla H.1 se resume las observaciones efectuadas y las polarizaciones finalmente consideradas para las medidas. Por último, cabe precisar que todos los perfiles medidos con el radiotelescopio IRAM-30m, tanto los del proyecto de líneas Hn' β y Hn'' γ como los perfiles de las líneas ya publicadas anteriormente en la literatura, se han calibrado en unidades de temperatura de antena. Posteriormente se aplicó los factores de conversión I/T_A correspondientes a las fechas en las que se realizaron las observaciones para pasarlo a unidades de Jansky²⁷.

H.1.3 Telescopio espacial Herschel: líneas Hn α con $15 \leq n \leq 23$

Algunas de las observaciones de líneas de recombinación presentadas en esta tesis más relevantes para intentar comprender las características del lanzamiento del viento ionizado en las regiones internas de la región UC HII de MWC349A han sido proporcionadas por el telescopio espacial Herschel de la Agencia Espacial Europea con instrumentos científicos proporcionados por el *European-led Principal Investigator consortia* y con importante participación de la NASA. Lanzado el 14 de mayo de 2009 y en funcionamiento hasta el 29 de abril de 2013, se trata de un telescopio de 3.5 m de diámetro que fue situado en el punto de Lagrange L_2 del sistema Tierra-Sol, a una distancia de $1.5 \cdot 10^6$ km, para mantener siempre la misma orientación con respecto al Sol y

²⁷Los factores de conversión del IRAM-30m utilizados son los tabulados en la siguiente página web: <http://www.iram.es/IRAMES/mainWiki/Iram30mEfficiencias>

Tabla H.1: Observaciones de MWC349A con el IRAM-30m. Se muestra tanto las líneas de recombinación detectadas como la polarización que proporcionaba las líneas de base más estables y que, por ello, han sido las que se han considerado para el análisis de las líneas.

Receptor	Subbanda	Línea	ν [GHz]	Polarización
E090	LO	H42 α	85.69	H
	LI	H52 β	88.41	
	UI	H40 α	99.02	
	UI	H50 β	99.23	
E230	LO	H39 β	205.76	V
	LI	H44 γ	209.89	
	LI	H31 α	210.50	
	UI	H38 β	222.01	

a la Tierra y así facilitar las labores de calibración y aislar, en la mayor medida posible, sus instrumentos de la radiación solar. El telescopio llevaba a bordo tres instrumentos diferentes que permitían realizar observaciones a longitudes de onda submilimétricas y en el infrarrojo lejano en el rango espectral comprendido entre 55 y 672 μm . En concreto las observaciones destinadas para esta tesis fueron llevadas a cabo mediante el instrumento heterodino²⁸ HIFI (acrónimo de *Heterodyne Instrument for the Far Infrared*) ya que permitía obtener los perfiles de todas las líneas de recombinación comprendidas entre la H23 α y la H15 α con una alta resolución espectral (ver tabla H.2). Los espectros se obtuvieron mediante observaciones simultáneas con los espectrómetros WBS (*Wide Band Spectrometer*) y HRS (*High Resolution Spectrometer*) en todos los casos en los que fue posible, es decir, en las bandas en las que se observaron las líneas Hn α con $17 \leq n \leq 22$. El espectrómetro HRS proporcionó anchuras de base de 500 kHz excepto en la banda de la línea H17 α , que fue de 240 kHz, mientras que el espectrómetro WBS proporcionó medidas con una anchura de banda de 1.1 MHz. Ambos espectrómetros se utilizaron para observar simultáneamente tanto la polarización vertical como la horizontal.

El modo de observación utilizado fue el conocido como *Dual Beam Switch*, que consiste en realizar sucesivas observaciones de la fuente y del cielo enfocando el telescopio hacia la fuente y haciendo oscilar repetidamente un

²⁸El adjetivo heterodino hace referencia a instrumentación que utiliza como herramienta la mezcla de dos o más señales. En el caso de los receptores utilizados para medidas radioastronómicas y del infrarrojo lejano, la mezcla se produce entre la señal recibida de la fuente y una generada por el propio instrumento.

espejo situado junto al subreflector del telescopio unos 3 minutos de arco para obtener medidas fuera de la fuente con las que se sustrae la emisión de fondo del cielo. Este modo de observación es el más adecuado para obtener líneas de base de buena calidad para una fuente que no está resuelta por el haz del telescopio como es el caso de MWC349A ya que el espejo puede oscilar muy rápidamente y, por tanto, existe un lapso muy corto de tiempo de retardo entre las observaciones de la fuente y del cielo. Para la mayor parte de las líneas la observación se realizó con una oscilación rápida (conocido como modo de observación *fast chopping*) con frecuencias de oscilación comprendidas entre 0.39 y 0.66 Hz. En los casos concretos de las observaciones de las líneas espectrales que se sitúan en las bandas con los receptores más estables (líneas H23 α y H22 α detectadas respectivamente en las bandas 1a y 1b) se utilizó el mismo modo de observación pero con una frecuencia baja de la oscilación, de unos 0.125 Hz (conocido como modo *slow chopper*).

En la tabla H.2 se resume las observaciones efectuadas. La reducción de datos se realizó con la *pipeline* proporcionada por la versión 8.1.0 de HIPE²⁹. Para aumentar la relación señal ruido de los espectros se promediaron ambas polarizaciones y se suavizaron a una resolución espectral de 0.5 km s⁻¹, excepto para las líneas H15 α , H16 α y H17 α que se promediaron a 1 km s⁻¹ debido a que sus intensidades de pico se obtuvieron con una peor relación señal-ruido. Una vez reducidos los espectros, se compararon los perfiles de línea que fueron obtenidos con ambos espectrómetros y se comprobó que los perfiles obtenidos son consistentes entre sí. Por ello, en la tabla 6.5 y figura 6.10 únicamente se han considerado los perfiles medidos con el WBS.

H.2 Observaciones de la emisión de radiocontinuo y de líneas de recombinación hacia Cepheus A HW2

Las tres líneas de recombinación, H40 α , H34 α y H31 α , y la emisión de radiocontinuo asociada a tales frecuencias se han detectado con distintos instrumentos como parte de distintos proyectos de observación que fueron propuestos y liderados por I. Jiménez-Serra. En la figura 7.6 se muestra los

²⁹El paquete de software HIPE (siglas de *Herschel Interactive Processing Environment*) es una serie de programas orientado para la reducción y análisis de los datos (Ott, 2010) proporcionados por el telescopio espacial Herschel. Se encuentra disponible con licencia gratuita en la siguiente página web: http://herschel.esac.esa.int/HIPE_download.shtml

Tabla H.2: Descripción de las observaciones realizadas con el telescopio espacial Herschel y número de identificación (ID) de cada una de las observaciones.

Línea	ν [GHz]	Banda de HIFI	Fecha	ID
H23 α	507.18	1a	2/11/2011	1342231781
H22 α	577.90	1b	20/5/2011	1342221419
H21 α	662.40	2a	3/11/2011	1342231802
H20 α	764.23	2b	22/5/2011	1342246007
H19 α	888.05	3b	20/5/2011	1342221448
H18 α	1040.13	4a	20/5/2011	1342221425
H17 α	1229.03	5a	3/11/2011	1342231784
H16 α	1466.61	6a	3/11/2011	1342231800
H15 α	1769.61	7a	20/5/2011	1342221421

tres espectros obtenidos promediados a una resolución espectral en unidades de velocidad de $\sim 6 \text{ km s}^{-1}$.

La línea de menor frecuencia, la H40 α , fue obtenida con el interferómetro IRAM del Plateau de Bure en su configuración más compacta (configuración D). Las observaciones se realizaron con el correlador de banda ancha WideX (acrónimo de *Wideband Express*), que proporciona un ancho de banda de 3.6 GHz y una resolución espectral de 1.95 MHz que equivale a una resolución en unidades de velocidad de 6 km s^{-1} y a una cobertura de $\sim 10900 \text{ km s}^{-1}$. Las fuentes que se utilizaron como calibradores de paso de banda son las mostradas en la tabla H.3, mientras que la reducción de los datos se realizó con el software GILDAS. El centro de fase de la imagen final obtenida para esta fuente se situó en las siguientes coordenadas: $\alpha_{\text{J2000}} = 22^{\text{h}}56^{\text{m}}17^{\text{s}}.98$ y $\delta_{\text{J2000}} = 62^{\circ}01'49.5''$.

La línea H34 α se detectó con el IRAM-30m en una observación de apuntado simple realizada durante 140 minutos. Se utilizó el receptor EMIR E1 sintonizándolo a la frecuencia de la línea, 160.21 GHz, para la cual corresponde un tamaño del haz de $15''$. La resolución espectral y el ancho de banda proporcionados por el instrumento fueron respectivamente de 2 MHz y 4 GHz, correspondientes a 3.7 y 6700 km s^{-1} en unidades de velocidad. Las temperaturas de sistema típicas medidas durante las observaciones estuvieron comprendidas entre 200 y 225 K. Las intensidades se calibraron en unidades de temperatura de antena, T_{A} , y posteriormente se convirtió en unidades de jansky utilizando el factor de conversación de $I/T_{\text{A}}=6.4 \text{ Jy K}^{-1}$.

Por último, la línea H31 α se obtuvo con el interferómetro submilimétrico de

Tabla H.3: Descripción de las observaciones interferométricas de Cepheus A HW2.

Línea	Instrumento	θ_h ["]	AP	Fuentes de calibración		
				paso de banda	flujo	fase
H40 α	PdBI	5.0x4.5	91°	3C3C454.3	1749+096	2146+608
				3C273	MWC349A	0016+731
H31 α	SMA	4.8x3.8	21°	3C279	MWC349A	0102+584 BLLAC

Hawaii³⁰ (*Submillimeter Array, SMA*) utilizando la configuración subcompacta y los calibradores mostrados en la tabla H.3. Las observaciones se realizaron con un correlador de 4 GHz de ancho en cada una de las bandas laterales y con una resolución espectral de 0.8 MHz que corresponde a una resolución en velocidades de 1.1 km s⁻¹ y una cobertura de velocidades de ~ 5700 km s⁻¹. La reducción de datos fue hecha por I. Jiménez-Serra utilizando el paquete MIR³¹., mientras que su imagen y limpiado se realizó con MIRIAD²⁵.

H.3 Observaciones de líneas de recombinación hacia Monoceros R2-IRS2

Las líneas de recombinación H26 α y H30 α se han detectado con el interferómetro submilimétrico de Hawaii, el SMA, como parte de un proyecto dirigido por I. Jiménez-Serra. Estas dos líneas se observaron con la configuración compacta con el receptor configurado para proporcionar un ancho de banda total de 2 GHz en cada banda lateral de cada uno de los dos receptores. Por otra parte la línea H30 α también fue observada utilizando la configuración muy extendida con el receptor configurado para proporcionar un ancho de banda total de 4 GHz por banda. Los parámetros observacionales y los calibradores utilizados se muestran en la tabla H.4. El centro de la fase obtenido

³⁰El SMA es un proyecto conjunto entre el Smithsonian Astrophysical Observatory y la Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics, y es financiada por el la Smithsonian Institution y la Academia Sinica.

³¹Los paquetes de software MIRIAD e IDL-MIR son una serie de programas orientado para la reducción y estudio de datos submm y mm con código específico desarrollado para la reducción de datos del SMA. Ambos paquetes se encuentran actualmente disponibles con licencia gratuita en las siguiente página web: <http://www.cfa.harvard.edu/rtdc/software/>

Tabla H.4: Descripción de las observaciones de MonR2-IRS2 realizadas con el SMA.

Línea	Fecha	θ_h	AP	$\tau_{225 \text{ GHz}}$	Fuentes de calibración		
		["×"]		[K]	paso de banda	flujo	fase
H30 α	13/2/2010	0.53×0.37	48°	0.05	3C273	Titán	0607-085 0730-116
H30 α	20/2/2010	0.53×0.37	48°	0.03	3C273	Titán	0607-085 0730-116
H30 α	15/11/2011	2.75×2.73	-77°	0.07	BLLAC	Ganímedes	0607-085 0530+135
H26 α	15/11/2011	2.29×1.50	-39°	0.07	BLLAC	Ganímedes	0607-085 0530+135

para las observaciones se sitúa a $\alpha_{J2000} = 06^h07^m45^s.83$ y $\delta_{J2000} = -06^\circ22'53.50''$. La calibración de los datos se realizó con el paquete de software MIR, resultando en incertidumbres para las intensidades medidas de en torno a un 20%. Por otra parte, la sustracción del continuo, la realización de la imágenes y la deconvolución de ésta la realizó V.M. Rivilla utilizando el software MIRIAD.

Las observaciones se realizaron bajo condiciones atmosféricas muy buenas como evidencian tanto las temperaturas de sistema típicas medidas, que estuvieron comprendidas 400 y 500 K para las observaciones de la línea de recombinación H26 α , y de entre 200 y 240 K para las observaciones de la H30 α , como las opacidades atmosféricas medidas a 225 GHz, $\tau_{225 \text{ GHz}}$, mostradas en la tabla H.4.

Anexo I

Análisis cuantitativo de la aparición de las componentes azuladas con respecto a los picos máser en las líneas $Hn\alpha$ con $n \leq 21$ de MWC349A

La descomposición de los perfiles espectrales de las líneas submilimétricas medidas hacia MWC349A en componentes gaussianas es sumamente incierta debido a los perfiles claramente asimétricos y a la alta variabilidad de las componentes máser. Por esta razón se ha utilizado rangos de velocidades radiales para describir las diferentes componentes espectrales que se observan en estas líneas. De este modo, se va a proceder a justificar cuantitativamente la aparición de las dos nuevas componentes azuladas con respecto a los dos picos máser comparando las intensidades integradas de estas dos componentes con las medidas en las dos componentes que corresponden a los picos máser.

En el caso de las componentes de los picos máser, se ha considerado un intervalo de velocidades radiales con una anchura similar a la que se obtiene del ajuste gaussiano de los picos, es decir, de 14 km s^{-1} . En particular, se ha considerado que el pico azul corresponde al rango comprendido entre -24 y -10 km s^{-1} , y el rojo al rango entre 26 y 40 km s^{-1} , presentando unas intensidades integradas, $S_{(-24,-10)}$ y $S_{(26,40)}$, como las mostradas en la tabla I.1. Por otra parte, los valores de las intensidades integradas de las dos componentes azuladas con respecto a los picos máser, $S_{(-50,-30)}$ y $S_{(10,25)}$, mostrados en la tabla I.1 se han medido entre velocidades radiales de -50 a

-30 km s⁻¹, y de 10 a 25 km s⁻¹ respectivamente.

Tabla I.1: Intensidades integradas de línea medidas para cada uno de los picos máser y cada una de las componentes azuladas con respecto a dichos picos para líneas Hn α con $15 \leq n \leq 23$.

Línea	Nuevas componentes azuladas		Picos máser	
	$S_{(-50,-30)}$ [Jy km s ⁻¹]	$S_{(10,25)}$ [Jy km s ⁻¹]	$S_{(-24,-10)}$ [Jy km s ⁻¹]	$S_{(26,40)}$ [Jy km s ⁻¹]
H23 α	330 \pm 7.9	774 \pm 6.3	2099.6 \pm 6.3	2055.5 \pm 6.3
H22 α	330 \pm 24	814 \pm 21	2751 \pm 20	2365 \pm 20
H21 α	596 \pm 21	1200 \pm 18	2463 \pm 18	2337 \pm 18
H20 α	560 \pm 27	1140 \pm 29	2330 \pm 28	2678 \pm 28
H19 α	607 \pm 27	1330 \pm 20	3620 \pm 20	2683 \pm 20
H18 α	644 \pm 31	1620 \pm 29	3820 \pm 26	2701 \pm 26
H17 α	900 \pm 96	2160 \pm 79	2714 \pm 75	2595 \pm 70
H16 α	420 \pm 79	1300 \pm 63	1780 \pm 75	1631 \pm 75
H15 α	860 \pm 120	1940 \pm 120	3420 \pm 130	2030 \pm 130

En la figura I.1 se ilustra el incremento relativo de las intensidades integradas de cada una de las cuatro componentes mencionadas con respecto al valor que se mide para la línea H23 α , ΔI , como función del número cuántico principal. Nos hemos centrado principalmente en las líneas de recombinación Hn α con $n \geq 18$ debido a que la relación señal ruido de estas líneas es de un orden de magnitud mayor que la unidad. Dicha figura muestra claramente la tendencia de las intensidades integradas de las dos componentes azuladas con respecto a los picos máser, las cuales muestran un valor relativamente uniforme desde la H23 α a la H22 α , con una variación menor de un 5.1%. El valor del incremento para estas dos componentes pasa a ser de un 55% y 80% para la línea H21 α , mientras que mantiene un valor que no varía apreciablemente desde la línea H21 α a la H18 α . Este comportamiento es muy diferente al observado en las componentes de los dos picos máser.

Al contrario de lo que ocurre con las dos nuevas componentes azuladas, los picos azul y rojo no muestran una tendencia similar entre sí, tal como era de esperar puesto que sus intensidades son extremadamente sensibles a las condiciones físicas locales (sección 6.4.4.1). Mientras que la intensidad integrada de la componente del pico rojo se incrementa lentamente a medida que disminuye el valor de n , la intensidad integrada de la componente del pico azul no muestra ninguna tendencia uniforme. De este modo, se concluye que el incremento repentino de las intensidades integradas de línea, en los rangos de

velocidades radiales comprendido entre -50 y -30 km s^{-1} y entre 10 y 25 km s^{-1} , es un hecho claro que es independiente del comportamiento de los picos máser.

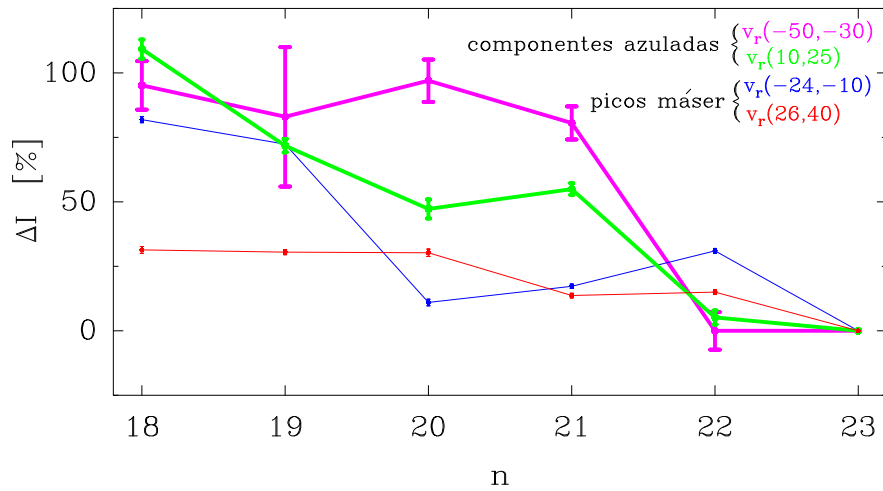


Figura I.1: Incremento relativo de las intensidades integradas de las líneas $\text{Hn}\alpha$ con respecto a la línea $\text{H23}\alpha$ para cuatro componentes espectrales: las dos correspondientes a los picos máser (representados en color azul y rojo respectivamente) y las dos nuevas componentes azuladas hacia el azul (con colores magenta y verde). Las líneas muestran la tendencia de los valores medidos, mientras que las barras de error muestran sus incertidumbres. En la parte superior derecha se muestra con los colores respectivos los rangos de velocidades (en unidades de km s^{-1}) en los que se ha medido las intensidades integradas de cada una de las componentes.

Bibliografía

En el caso de publicaciones en las que únicamente hay uno o dos autores, se les ha citado en la presente tesis nombrando a sus autores y el año de la publicación. En el caso contrario, se les hace referencia con el autor principal, incluyéndose al resto de autores utilizando la expresión *et al.*³², seguido del año de la publicación.

- Afflerbach, A., Churchwell, E., Acord, J. M. et al. 1996, ApJS, 106, 423
- Aitken, D. K., Smith, C. H., Roche, P. F., & Wright, C. M. 1990, MNRAS, 247, 466
- Alecian, E., Wade, G. A., Catala, C. et al. 2008, A&A, 481, L99
- Alexander, R. 2014, in IAU Symposium, Vol. 299, IAU Symposium, ed. M. Booth, B. C. Matthews, & J. R. Graham, 179–189
- Allen, D. A. 1973, MNRAS, 161, 145
- Allison, R. J., Goodwin, S. P., Parker, R. J. et al. 2009, ApJL, 700, L99
- Allison, R. J., Goodwin, S. P., Parker, R. J., Portegies Zwart, S. F., & de Grijs, R. 2010, MNRAS, 407, 1098
- Altenhoff, W. J., Strittmatter, P. A., & Wendker, H. J. 1981, A&A, 93, 48
- Altenhoff, W. J., Thum, C., & Wendker, H. J. 1994, A&A, 281, 161
- Alvarez, C., Hoare, M., Glindemann, A., & Richichi, A. 2004, A&A, 427, 505
- Andrillat, Y., Jaschek, M., & Jaschek, C. 1996, A&AS, 118, 495
- Anglada, G. 1996, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 93, Radio Emission from the Stars and the Sun, ed. A. R. Taylor & J. M. Paredes, 3–14

³²Siglas de la expresión latina “*et alii*”, que podría traducirse como “*y coautores*”.

- Anglada, G., Rodriguez, L. F., & Carrasco-Gonzalez, C. 2014, ArXiv e-prints
- Araya, E., Hofner, P., Churchwell, E., & Kurtz, S. 2002, *ApJS*, 138, 63
- Arce, H. G. & Sargent, A. I. 2006, *ApJ*, 646, 1070
- Arce, H. G., Shepherd, D., Gueth, F. et al. 2007, *Protostars and Planets V*, 245
- Arthur, S. J. & Hoare, M. G. 2006, *ApJS*, 165, 283
- Aspin, C. & Walther, D. M. 1990, *A&A*, 235, 387
- Bai, X.-N. & Stone, J. M. 2013, *ApJ*, 767, 30
- Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214
- Ballesteros-Paredes, J., Klessen, R. S., Mac Low, M.-M., & Vazquez-Semadeni, E. 2007, *Protostars and Planets V*, 63
- Bally, J. 2009, *Jets from Young Stars*, ed. K. Tsinganos, T. Ray, & M. Stute, 11–20
- Bally, J., Cunningham, N. J., Moeckel, N. et al. 2011, *ApJ*, 727, 113
- Bally, J. & Lane, A. P. 1991, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 14, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, ed. R. Elston, 273–278
- Bally, J., Reipurth, B., & Davis, C. J. 2007, *Protostars and Planets V*, 215
- Bally, J. & Scoville, N. Z. 1982, *ApJ*, 255, 497
- Bally, J. & Zinnecker, H. 2005, *AJ*, 129, 2281
- Basu, S. & Mouschovias, T. C. 1994, *ApJ*, 432, 720
- Beckwith, S., Evans, II, N. J., Becklin, E. E., & Neugebauer, G. 1976, *ApJ*, 208, 390
- Beichman, C. A., Becklin, E. E., & Wynn-Williams, C. G. 1979, *ApJL*, 232, L47
- Beichman, C. A., Neugebauer, G., Habing, H. J., Clegg, P. E., & Chester, T. J., eds. 1988, *Infrared astronomical satellite (IRAS) catalogs and atlases. Volume 1: Explanatory supplement*, Vol. 1
- Bellan, P. M., You, S., & Hsu, S. C. 2005, *Ap&SS*, 298, 203
- Bernasconi, P. A. & Maeder, A. 1996, *A&A*, 307, 829

- Bertout, C., Basri, G., & Bouvier, J. 1988, *ApJ*, 330, 350
- Beuther, H., Hunter, T. R., Zhang, Q. et al. 2004a, *ApJL*, 616, L23
- Beuther, H., Schilke, P., & Gueth, F. 2004b, *ApJ*, 608, 330
- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K. et al. 2002, *A&A*, 383, 892
- Beuther, H. & Shepherd, D. 2005, in *Cores to Clusters: Star Formation with Next Generation Telescopes*, ed. M. S. N. Kumar, M. Tafalla, & P. Caselli, 105–119
- Beuther, H., Zhang, Q., Sridharan, T. K., & Chen, Y. 2005, *ApJ*, 628, 800
- Birks, J. R., Fuller, G. A., & Gibb, A. G. 2006, *A&A*, 458, 181
- Blaauw, A. 1964, *ARAA*, 2, 213
- Blaauw, A., Hiltner, W. A., & Johnson, H. L. 1959, *ApJ*, 130, 69
- Blackman, E. G. & Field, G. B. 2004, *Physics of Plasmas*, 11, 3264
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Blitz, L. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine, 125–161
- Blitz, L. & Lada, C. J. 1979, *ApJ*, 227, 152
- Bodenheimer, P., Tenorio-Tagle, G., & Yorke, H. W. 1979, *ApJ*, 233, 85
- Boehm-Vitense, E. 1981, *ARAA*, 19, 295
- Bohr, N. 1913, *Philosophical Magazine*, 26, 1
- Bonnell, I. A. & Bate, M. R. 2002, *MNRAS*, 336, 659
- Bonnell, I. A. & Bate, M. R. 2005, *MNRAS*, 362, 915
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2001, *MNRAS*, 323, 785
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., & Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, 298, 93
- Bonnell, I. A., Vine, S. G., & Bate, M. R. 2004, *MNRAS*, 349, 735
- Braes, L. L. E., Habing, H. J., & Schoenmaker, A. A. 1972, *Nature*, 240, 230
- Brocklehurst, M. & Seaton, M. J. 1972, *MNRAS*, 157, 179
- Brugel, E. W. & Wallerstein, G. 1979, *ApJL*, 229, L23

- Brussaard, P. J. & van de Hulst, H. C. 1962, *Reviews of Modern Physics*, 34, 507
- Cabrit, S. & Andre, P. 1991, *ApJL*, 379, L25
- Cao, X. 2012, *MNRAS*, 426, 2813
- Carpenter, J. M., Meyer, M. R., Dougados, C., Strom, S. E., & Hillenbrand, L. A. 1997, *AJ*, 114, 198
- Carrasco-González, C., Galván-Madrid, R., Anglada, G. et al. 2012, *ApJL*, 752, L29
- Carrasco-González, C., Rodríguez, L. F., Anglada, G. et al. 2010, *Science*, 330, 1209
- Casse, F. & Keppens, R. 2002, *ApJ*, 581, 988
- Casse, F. & Keppens, R. 2004, *ApJ*, 601, 90
- Ceccarelli, C. 2005, in *IAU Symposium*, Vol. 231, *Astrochemistry: Recent Successes and Current Challenges*, ed. D. C. Lis, G. A. Blake, & E. Herbst, 1–16
- Cedrés, B., Cepa, J., Bongiovanni, Á. et al. 2013, *A&A*, 560, A59
- Cesaroni, R., Felli, M., Jenness, T. et al. 1999, *A&A*, 345, 949
- Cesaroni, R., Neri, R., Olmi, L. et al. 2005, *A&A*, 434, 1039
- Chibueze, J. O., Imai, H., Tafoya, D. et al. 2012, *ApJ*, 748, 146
- Choi, M., Evans, II, N. J., Tafalla, M., & Bachiller, R. 2000, *ApJ*, 538, 738
- Churchwell, E. 1990, *A&A Rev.*, 2, 79
- Churchwell, E., Sievers, A., & Thum, C. 2010, *A&A*, 513, A9
- Ciardi, A., Lebedev, S. V., Chittenden, J. P. et al. 2005, *Ap&SS*, 298, 277
- Ciardi, A., Lebedev, S. V., Frank, A. et al. 2007, *Physics of Plasmas*, 14, 056501
- Clark, J. S., Najarro, F., Negueruela, I. et al. 2012, *A&A*, 541, A145
- Clarke, C. J., Armitage, P. J., Smith, K. W., & Pringle, J. E. 1995, *MNRAS*, 273, 639
- Close, L. M., Wildi, F., Lloyd-Hart, M. et al. 2003, *ApJ*, 599, 537

- Cohen, M., Bieging, J. H., Dreher, J. W., & Welch, W. J. 1985, *ApJ*, 292, 249
- Cohen, R. J., Rowland, P. R., & Blair, M. M. 1984, *MNRAS*, 210, 425
- Comito, C., Schilke, P., Endesfelder, U., Jiménez-Serra, I., & Martín-Pintado, J. 2007, *A&A*, 469, 207
- Crowther, P. A., Schnurr, O., Hirschi, R. et al. 2010, *MNRAS*, 408, 731
- Curé, M., Rial, D. F., & Cidale, L. 2005, *A&A*, 437, 929
- Curiel, S., Ho, P. T. P., Patel, N. A. et al. 2006, *ApJ*, 638, 878
- Curiel, S., Rodríguez, L. F., Moran, J. M., & Canto, J. 1993, *ApJ*, 415, 191
- Curiel, S., Trinidad, M. A., Cantó, J. et al. 2002, *ApJL*, 564, L35
- Danchi, W. C., Tuthill, P. G., & Monnier, J. D. 2001, *ApJ*, 562, 440
- Davies, B., Lumsden, S. L., Hoare, M. G., Oudmaijer, R. D., & de Wit, W.-J. 2010, *MNRAS*, 402, 1504
- Davis, C. J., Froebrich, D., Stanke, T. et al. 2009, *A&A*, 496, 153
- De Buizer, J. M., Radomski, J. T., Telesco, C. M., & Piña, R. K. 2005, *ApJS*, 156, 179
- de la Fuente, E., Kurtz, S. E., Kumar, M. S. N. et al. 2009, in *New Quests in Stellar Astrophysics. II. Ultraviolet Properties of Evolved Stellar Populations*, ed. M. Chávez Dagostino, E. Bertone, D. Rosa Gonzalez, & L. H. Rodríguez-Merino, 167–173
- de Pree, C. G., Gaume, R. A., Goss, W. M., & Claussen, M. J. 1996, *ApJ*, 464, 788
- de Pree, C. G., Goss, W. M., & Gaume, R. A. 1998, *ApJ*, 500, 847
- de Pree, C. G., Rodríguez, L. F., & Goss, W. M. 1995, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 31, 39
- De Pree, C. G., Wilner, D. J., Deblasio, J., Mercer, A. J., & Davis, L. E. 2005, *ApJL*, 624, L101
- De Pree, C. G., Wilner, D. J., Mercer, A. J. et al. 2004, *ApJ*, 600, 286
- de Wit, W. J., Hoare, M. G., Fujiyoshi, T. et al. 2009, *A&A*, 494, 157
- Dierickx, M. 2013, Trabajo de máster

- Donati, J.-F., Babel, J., Harries, T. J. et al. 2002, *MNRAS*, 333, 55
- Downes, D. & Rinehart, R. 1966, *ApJ*, 144, 937
- Downes, D., Winnberg, A., Goss, W. M., & Johansson, L. E. B. 1975, *A&A*, 44, 243
- Dravskikh, Z. V. & Dravskikh, A. F. 1964, *Astron. Tsirk*
- Drew, J. E., Proga, D., & Stone, J. M. 1998, *MNRAS*, 296, L6
- Dyson, J. E. & Williams, D. A. 1980, *Physics of the interstellar medium* (New York, EE.UU.: Halsted Press)
- Dyson, J. E., Williams, R. J. R., & Redman, M. P. 1995, *MNRAS*, 277, 700
- Dzib, S., Loinard, L., Rodríguez, L. F., Mioduszewski, A. J., & Torres, R. M. 2011, *ApJ*, 733, 71
- Edmonds, A. 1974, *Angular Momentum in Quantum Mechanics* (Princeton, New Jersey, EE.UU.: Princeton University Press)
- Einstein, A. 1905, *Annalen der Physik*, 322, 891
- Einstein, A. 1916, *Deutsche Physikalische Gesellschaft*, 18, 318
- Ellingsen, S. P., Shabala, S. S., & Kurtz, S. E. 2005, *MNRAS*, 357, 1003
- Escalante, V., Rodríguez, L. F., Moran, J. M., & Cantó, J. 1989, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 17, 11
- Evans, II, N. J., Slovak, M. H., Becklin, E. E. et al. 1981, *ApJ*, 244, 115
- Fallscheer, C., Beuther, H., Sauter, J., Wolf, S., & Zhang, Q. 2011, *ApJ*, 729, 66
- Fendt, C. 2006, *ApJ*, 651, 272
- Fendt, C. & Sheikhnezami, S. 2013, *ApJ*, 774, 12
- Fernández-López, M., Curiel, S., Girart, J. M. et al. 2011a, *AJ*, 141, 72
- Fernández-López, M., Girart, J. M., Curiel, S. et al. 2011b, *AJ*, 142, 97
- Ferreira, J. 2013, in *EAS Publications Series*, Vol. 62, *EAS Publications Series*, 169–225
- Ferreira, J., Dougados, C., & Cabrit, S. 2006, *A&A*, 453, 785

- Ferreira, J., Pelletier, G., & Appl, S. 2000, MNRAS, 312, 387
- Fey, A. L., Claussen, M. J., Gaume, R. A., Nedoluha, G. E., & Johnston, K. J. 1992, AJ, 103, 234
- Font, A. S., McCarthy, I. G., Johnstone, D., & Ballantyne, D. R. 2004, ApJ, 607, 890
- Forster, J. R. & Caswell, J. L. 1989, A&A, 213, 339
- Franco, J., Tenorio-Tagle, G., & Bodenheimer, P. 1990, ApJ, 349, 126
- Frank, A., Ray, T. P., Cabrit, S. et al. 2014, Protostars and Planets VI, University of Arizona Press (2014)
- Fromang, S., Latter, H., Lesur, G., & Ogilvie, G. I. 2013, A&A, 552, A71
- Garay, G. & Lizano, S. 1999, PASP, 111, 1049
- Garay, G., Lizano, S., & Gómez, Y. 1994, ApJ, 429, 268
- Garay, G., Reid, M. J., & Moran, J. M. 1985, ApJ, 289, 681
- Garay, G., Rodríguez, L. F., & van Gorkom, J. H. 1986, ApJ, 309, 553
- Gaume, R. A., Fey, A. L., & Claussen, M. J. 1994, ApJ, 432, 648
- Gaume, R. A., Goss, W. M., Dickel, H. R., Wilson, T. L., & Johnston, K. J. 1995, ApJ, 438, 776
- Gee, C. S., Percival, L. C., Lodge, J. G., & Richards, D. 1976, MNRAS, 175, 209
- Geisel, S. L. 1970, ApJL, 161, L105
- Gies, D. R. 1987, ApJS, 64, 545
- Girart, J. M., Beltrán, M. T., Zhang, Q., Rao, R., & Estalella, R. 2009, Science, 324, 1408
- Goldberg, L. 1966, ApJ, 144, 1225
- Goldberg, L. & Dupree, A. K. 1967, Nature, 215, 41
- Gómez, J. F., Sargent, A. I., Torrelles, J. M. et al. 1999, ApJ, 514, 287
- Gómez, L., Rodríguez, L. F., Loinard, L. et al. 2008, ApJ, 685, 333

Gómez, L., Rodríguez, L. F., Loinard, L. et al. 2005, *ApJ*, 635, 1166

Gómez, Y., Lebron, M., Rodríguez, L. F. et al. 1998, *ApJ*, 503, 297

Gottlieb, E. W. & Liller, W. 1978, *ApJ*, 225, 488

Greenhill, L. J., Reid, M. J., Chandler, C. J., Diamond, P. J., & Elitzur, M. 2004, in *IAU Symposium, Vol. 221, Star Formation at High Angular Resolution*, ed. M. G. Burton, R. Jayawardhana, & T. L. Bourke, 155

Griem, H. R. 1967, *ApJ*, 148, 547

Gronenschild, E. H. B. M. & Mewe, R. 1978, *A&AS*, 32, 283

Grunhut, J. H., Wade, G. A., Marcolino, W. L. F. et al. 2009, *MNRAS*, 400, L94

Guilloteau, S., Dutrey, A., Piétu, V., & Boehler, Y. 2011, *A&A*, 529, A105

Gullbring, E., Hartmann, L., Briceno, C., & Calvet, N. 1998, *ApJ*, 492, 323

Gummersbach, C. A., Zickgraf, F.-J., & Wolf, B. 1995, *A&A*, 302, 409

Gvaramadze, V. V. & Menten, K. M. 2012, *A&A*, 541, A7

Gyulbudaghian, A. L., Glushkov, Y. I., & Denisyuk, E. K. 1978, *ApJL*, 224, L137

Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, *ApJL*, 553, L153

Hamann, F. & Simon, M. 1986, *ApJ*, 311, 909

Hamann, F. & Simon, M. 1988, *ApJ*, 327, 876

Hanson, M. M., Luhman, K. L., & Rieke, G. H. 2002, *ApJS*, 138, 35

Haro, G. 1952, *ApJ*, 115, 572

Hartigan, P., Edwards, S., & Ghandour, L. 1995, *ApJ*, 452, 736

Hartigan, P., Morse, J. A., Reipurth, B., Heathcote, S., & Bally, J. 2001, *ApJL*, 559, L157

Harvey, P. M., Thronson, Jr., H. A., & Gatley, I. 1979, *ApJ*, 231, 115

Hengel, C. & Kegel, W. H. 2000, *A&A*, 361, 1169

Henning, T., Chini, R., & Pfau, W. 1992, *A&A*, 263, 285

Herbig, G. H. 1950, *ApJ*, 111, 11

Herbig, G. H. & Jones, B. F. 1981, *AJ*, 86, 1232

Herbst, W. & Racine, R. 1976, *AJ*, 81, 840

Hirota, T., Kim, M. K., Kurono, Y., & Honma, M. 2013, ArXiv e-prints

Hoare, M. G. 2006, *ApJ*, 649, 856

Hoare, M. G., Roche, P. F., & Glencross, W. M. 1991, *MNRAS*, 251, 584

Hodapp, K.-A. 1987, *A&A*, 172, 304

Hoglund, B. & Mezger, P. G. 1965, *Science*, 150, 339

Hollenbach, D., Johnstone, D., Lizano, S., & Shu, F. 1994, *ApJ*, 428, 654

Hosokawa, T., Omukai, K., & Yorke, H. W. 2012, *ApJ*, 756, 93

Huang, W. & Gies, D. R. 2008, *ApJ*, 683, 1045

Huarte-Espinosa, M., Frank, A., Blackman, E. G. et al. 2012, *ApJ*, 757, 66

Hubrig, S., Briquet, M., Schöller, M. et al. 2006, *MNRAS*, 369, L61

Hughes, V. A. & Baines, J. G. N. 1985, *ApJ*, 289, 238

Hughes, V. A. & Wouterloot, J. G. A. 1984, *ApJ*, 276, 204

Hunter, T. R., Testi, L., Taylor, G. B. et al. 1995, *A&A*, 302, 249

Hunter, T. R., Testi, L., Zhang, Q., & Sridharan, T. K. 1999, *AJ*, 118, 477

Jaffe, D. T. & Martín-Pintado, J. 1999, *ApJ*, 520, 162

Jiang, Z., Tamura, M., Fukagawa, M. et al. 2005, *Nature*, 437, 112

Jiang, Z., Tamura, M., Hoare, M. G. et al. 2008, *ApJL*, 673, L175

Jijina, J. & Adams, F. C. 1996, *ApJ*, 462, 874

Jiménez-Serra, I., Báez-Rubio, A., Rivilla, V. M. et al. 2013, *ApJL*, 764, L4

Jiménez-Serra, I., Martín-Pintado, J., Báez-Rubio, A., Patel, N., & Thum, C. 2011, *ApJL*, 732, L27

Jiménez-Serra, I., Martín-Pintado, J., Rodríguez-Franco, A. et al. 2007, *ApJL*, 661, L187

- Jog, C. J. 1999, in IAU Symposium, Vol. 186, Galaxy Interactions at Low and High Redshift, ed. J. E. Barnes & D. B. Sanders, 235
- Johnson, C. O., Depree, C. G., & Goss, W. M. 1998, *ApJ*, 500, 302
- Johnston, K. G., Shepherd, D. S., Robitaille, T. P., & Wood, K. 2013, *A&A*, 551, A43
- Jones, B. F. 1983, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 7, 71
- Jones, B. F. & Walker, M. F. 1988, *AJ*, 95, 1755
- Jordi, C., Trullols, E., & Galadi-Enriquez, D. 1996, *A&A*, 312, 499
- Jorgenson, R. A., Kogan, L. R., & Strel'nitski, V. 2000, *AJ*, 119, 3060
- Kardashev, N. S. 1959, *Soviet Ast.*, 3, 813
- Karzas, W. J. & Latter, R. 1961, *ApJS*, 6, 167
- Kato, Y., Mineshige, S., & Shibata, K. 2004, *ApJ*, 605, 307
- Keto, E., Zhang, Q., & Kurtz, S. 2008, *ApJ*, 672, 423
- Kielkopf, J. F. 1973, *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 63, 987
- Kim, J.-S., Kim, S.-W., Kurayama, T. et al. 2013, *ApJ*, 767, 86
- Kim, K.-T. & Koo, B.-C. 2001, *ApJ*, 549, 979
- Knödseder, J., Cerviño, M., Le Duigou, J.-M. et al. 2002, *A&A*, 390, 945
- Konigl, A. & Pudritz, R. E. 2000, *Protostars and Planets IV*, 759
- Koppelaar, K., van Duinen, R. J., Aalders, J. W. G., Sargent, A. I., & Nordh, L. 1979, *A&A*, 75, L1
- Krasnopolsky, R., Li, Z.-Y., & Blandford, R. 1999, *ApJ*, 526, 631
- Kraus, M., Borges Fernandes, M., Kubát, J., & de Araújo, F. X. 2008, *A&A*, 487, 697
- Kraus, S., Hofmann, K.-H., Menten, K. M. et al. 2010, *Nature*, 466, 339
- Kroupa, P. & Weidner, C. 2003, *ApJ*, 598, 1076

Krumholz, M. R., Klein, R. I., & McKee, C. F. 2007, *ApJ*, 656, 959

Kuiper, R., Klahr, H., Beuther, H., & Henning, T. 2010, *ApJ*, 722, 1556

Kuiper, R., Klahr, H., Beuther, H., & Henning, T. 2011, *ApJ*, 732, 20

Kuiper, R. & Yorke, H. W. 2013, *ApJ*, 763, 104

Kurtz, S., Cesaroni, R., Churchwell, E., Hofner, P., & Walmsley, C. M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 299

Kurtz, S., Churchwell, E., & Wood, D. O. S. 1994, *ApJS*, 91, 659

Kurtz, S. E., Watson, A. M., Hofner, P., & Otte, B. 1999, *ApJ*, 514, 232

Kutner, M. L. & Tucker, K. D. 1975, *ApJ*, 199, 79

Lada, C. J., Blitz, L., Reid, M. J., & Moran, J. M. 1981, *ApJ*, 243, 769

Lada, C. J., Thronson, Jr., H. A., Smith, H. A., Schwartz, P. R., & Glaccum, W. 1984, *ApJ*, 286, 302

Lamers, H. J. G. L. M., Zickgraf, F.-J., de Winter, D., Houziaux, L., & Zorec, J. 1998, *A&A*, 340, 117

Law, C. J., Backer, D., Yusef-Zadeh, F., & Maddalena, R. 2009, *ApJ*, 695, 1070

Lebedev, S. V., Ciardi, A., Ampleford, D. J. et al. 2005, *MNRAS*, 361, 97

Lee, T. A. 1970, *PASP*, 82, 765

Leitherer, C. & Robert, C. 1991, *ApJ*, 377, 629

Lesur, G., Ferreira, J., & Ogilvie, G. I. 2013, *A&A*, 550, A61

Liffman, K. 2003, *PASA*, 20, 337

Lilley, A. E., Menzel, D. H., Penfield, H., & Zuckerman, B. 1966, *Nature*, 209, 468

Liu, H. B., Qiu, K., Zhang, Q., Girart, J. M., & Ho, P. T. P. 2013, *ApJ*, 771, 71

Lizano, S., Canto, J., Garay, G., & Hollenbach, D. 1996, *ApJ*, 468, 739

Loinard, L. & Rodríguez, L. F. 2010, *ApJL*, 722, L100

Loinard, L., Rodríguez, L. F., D'Alessio, P., Wilner, D. J., & Ho, P. T. P. 2002, *ApJL*, 581, L109

- Loren, R. B., Peters, W. L., & Vanden Bout, P. A. 1974, *ApJL*, 194, L103
- Lynden-Bell, D. 1996, *MNRAS*, 279, 389
- Lynden-Bell, D. 2003, *MNRAS*, 341, 1360
- Mac Low, M.-M. 1999, *ApJ*, 524, 169
- Mac Low, M.-M., van Buren, D., Wood, D. O. S., & Churchwell, E. 1991, *ApJ*, 369, 395
- Machida, M. N., Inutsuka, S.-I., & Matsumoto, T. 2011, *PASJ*, 63, 555
- Maddalena, R. J., Morris, M., Moscowitz, J., & Thaddeus, P. 1986, *ApJ*, 303, 375
- Maíz Apellániz, J., Sota, A., Morrell, N. I. et al. 2013, in *Massive Stars: From alpha to Omega*
- Martí, J., Rodríguez, L. F., & Reipurth, B. 1998, *ApJ*, 502, 337
- Martín-Pintado, J., Bachiller, R., Thum, C., & Walmsley, M. 1989, *A&A*
- Martín-Pintado, J., Bujarrabal, V., Bachiller, R., Gómez-González, J., & Planesas, P. 1988, *A&A*, 197, L15
- Martín-Pintado, J., Gaume, R., Bachiller, R., Johnston, K., & Planesas, P. 1993, *ApJL*, 418, L79
- Martín-Pintado, J., Jiménez-Serra, I., Rodríguez-Franco, A., Martín, S., & Thum, C. 2005, *ApJL*, 628, L61
- Martín-Pintado, J., Neri, R., Thum, C., Planesas, P., & Bachiller, R. 1994, *A&A*, 286, 890
- Martín-Pintado, J., Thum, C., Planesas, P., & Báez-Rubio, A. 2011, *A&A*, 530, L15
- Martins, F., Donati, J.-F., Marcolino, W. L. F. et al. 2010, *MNRAS*, 407, 1423
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2005, *A&A*, 436, 1049
- Martí, J., Rodríguez, L. F., & Reipurth, B. 1995, *ApJ*, 449, 184
- Massey, P., Johnson, K. E., & Degioia-Eastwood, K. 1995, *ApJ*, 454, 151
- Massey, P. & Thompson, A. B. 1991, *AJ*, 101, 1408

Massi, M., Felli, M., & Simon, M. 1985, *A&A*, 152, 387

Mathieu, R. D. 1986, *Highlights of Astronomy*, 7, 481

Matthews, L. D., Greenhill, L. J., Goddi, C. et al. 2010, *ApJ*, 708, 80

Maud, L. T. & Hoare, M. G. 2013, *ApJL*, 779, L24

McKee, C. F. & Tan, J. C. 2003, *ApJ*, 585, 850

Megeath, S. T., Wilson, T. L., & Corbin, M. R. 2005, *ApJL*, 622, L141

Menzel, D. H. 1968, *Nature*, 218, 756

Merrill, P. W. & Burwell, C. G. 1933, *ApJ*, 78, 87

Meyer, J. M., Nordsieck, K. H., & Hoffman, J. L. 2002, *AJ*, 123, 1639

Meynet, G. & Maeder, A. 2003, *A&A*, 404, 975

Meynet, G., Maeder, A., Schaller, G., Schaerer, D., & Charbonnel, C. 1994, *A&AS*, 103, 97

Mezger, P. G. & Hoglund, B. 1967, *ApJ*, 147, 490

Miroshnichenko, A. S. 2007, *ApJ*, 667, 497

Moffat, A. F. J., Marchenko, S. V., Seggewiss, W. et al. 1998, *A&A*, 331, 949

Molinari, S., Brand, J., Cesaroni, R., Palla, F., & Palumbo, G. G. C. 1998, *A&A*, 336, 339

Morbidelli, A., Lunine, J. I., O'Brien, D. P., Raymond, S. N., & Walsh, K. J. 2012, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 40, 251

Moscadelli, L., Reid, M. J., Menten, K. M. et al. 2009, *ApJ*, 693, 406

Mottram, J. C., Hoare, M. G., Davies, B. et al. 2011, *ApJL*, 730, L33

Mouschovias, T. C. 1976, *ApJ*, 206, 753

Mouschovias, T. C. 1991, *ApJ*, 373, 169

Mouschovias, T. C. & Paleologou, E. V. 1980, *ApJ*, 237, 877

Murakawa, K., Lumsden, S. L., Oudmaijer, R. D. et al. 2013, *MNRAS*, 436, 511

Murphy, T., Cohen, M., Ekers, R. D. et al. 2010, *MNRAS*, 405, 1560

- Najita, J. R. & Shu, F. H. 1994, *ApJ*, 429, 808
- Nakajima, H., Imanishi, K., Takagi, S.-I., Koyama, K., & Tsujimoto, M. 2003, *PASJ*, 55, 635
- Narayanan, G. & Walker, C. K. 1996, *ApJ*, 466, 844
- Niederhofer, F., Humphreys, E. M. L., & Goddi, C. 2012, *A&A*, 548, A69
- Nielbock, M., Chini, R., Hoffmeister, V. H. et al. 2007, *ApJL*, 656, L81
- Olmi, L. & Cesaroni, R. 1999, *A&A*, 352, 266
- Olnon, F. M. 1975, *A&A*, 39, 217
- Osorio, M., Lizano, S., & D'Alessio, P. 1999, *ApJ*, 525, 808
- Oster, L. 1961, *Reviews of Modern Physics*, 33, 525
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (Mill Valley, California, EE.UU.: University Science Books)
- Ostriker, E. C. 1998, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 431, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. S. S. Holt & T. R. Kallman, 484–494
- Ostriker, E. C. & Shu, F. H. 1995, *ApJ*, 447, 813
- Ott, S. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 434, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIX*, ed. Y. Mizumoto, K.-I. Morita, & M. Ohishi, 139
- Ouyed, R. & Pudritz, R. E. 1997a, *ApJ*, 482, 712
- Ouyed, R. & Pudritz, R. E. 1997b, *ApJ*, 484, 794
- Ouyed, R. & Pudritz, R. E. 1999, *MNRAS*, 309, 233
- Palau, A., Sánchez Contreras, C., Sahai, R., Sánchez-Monge, Á., & Rizzo, J. R. 2013, *MNRAS*, 428, 1537
- Palla, F. & Stahler, S. W. 1993, *ApJ*, 418, 414
- Palmer, P. & Zuckerman, B. 1966, *Nature*, 209, 1118
- Panagia, N. & Felli, M. 1975, *A&A*, 39, 1

- Pang, X., Grebel, E. K., Allison, R. J. et al. 2013, *ApJ*, 764, 73
- Patel, N. A., Curiel, S., Sridharan, T. K. et al. 2005, *Nature*, 437, 109
- Pelletier, G. & Pudritz, R. E. 1992, *ApJ*, 394, 117
- Pestalozzi, M. R., Elitzur, M., Conway, J. E., & Booth, R. S. 2004, *ApJL*, 603, L113
- Petit, V., Wade, G. A., Drissen, L., Montmerle, T., & Alecian, E. 2008, *MNRAS*, 387, L23
- Piétu, V., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2005, *A&A*, 443, 945
- Planesas, P., Martín-Pintado, J., & Serabyn, E. 1992, *ApJL*, 386, L23
- Pomerantz, B. B., Redmond, K., & Strelitski, V. 2013, ArXiv e-prints
- Preibisch, T., Balega, Y. Y., Schertl, D., & Weigelt, G. 2003, *A&A*, 412, 735
- Preibisch, T., Ratzka, T., Gehring, T. et al. 2011, *A&A*, 530, A40
- Proga, D., Stone, J. M., & Kallman, T. R. 2000, *ApJ*, 543, 686
- Pudritz, R. E. & Norman, C. A. 1983, *ApJ*, 274, 677
- Pudritz, R. E. & Norman, C. A. 1986, *ApJ*, 301, 571
- Pudritz, R. E., Ouyed, R., Fendt, C., & Brandenburg, A. 2007, *Protostars and Planets V*, 277
- Pudritz, R. E., Rogers, C. S., & Ouyed, R. 2006, *MNRAS*, 365, 1131
- Puls, J., Kudritzki, R.-P., Herrero, A. et al. 1996, *A&A*, 305, 171
- Purton, C. R., Feldman, P. A., Marsh, K. A., Allen, D. A., & Wright, A. E. 1982, *MNRAS*, 198, 321
- Pyo, T.-S., Hayashi, M., Kobayashi, N., Tokunaga, A. T., & Terada, H. 2009, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 213, American Astronomical Society Meeting Abstracts 213, 605.05
- Qiu, K., Zhang, Q., Menten, K. M., Liu, H. B., & Tang, Y.-W. 2013, *ApJ*, 779, 182
- Quireza, C., Rood, R. T., Bania, T. M., Balser, D. S., & Maciel, W. J. 2006, *ApJ*, 653, 1226

- Quirrenbach, A., Frink, S., & Thum, C. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 242, *Eta Carinae and Other Mysterious Stars: The Hidden Opportunities of Emission Spectroscopy*, ed. T. R. Gull, S. Johansson, & K. Davidson, 183
- Redman, M. P., Williams, R. J. R., & Dyson, J. E. 1998, *MNRAS*, 298, 33
- Reid, M. J., Haschick, A. D., Burke, B. F. et al. 1980, *ApJ*, 239, 89
- Reid, M. J., Menten, K. M., Greenhill, L. J., & Chandler, C. J. 2007, *ApJ*, 664, 950
- Reipurth, B. & Bally, J. 2001, *ARAA*, 39, 403
- Reipurth, B., Heathcote, S., Morse, J., Hartigan, P., & Bally, J. 2002, *AJ*, 123, 362
- Richer, J. S., Shepherd, D. S., Cabrit, S., Bachiller, R., & Churchwell, E. 2000, *Protostars and Planets IV*, 867
- Rivilla, V. M., Martín-Pintado, J., Jiménez-Serra, I., & Rodríguez-Franco, A. 2013, *A&A*, 554, A48
- Rodríguez, L. F. & Bastian, T. S. 1994, *ApJ*, 428, 324
- Rodríguez, L. F., D'Alessio, P., Wilner, D. J. et al. 1998, *Nature*, 395, 355
- Rodríguez, L. F., Garay, G., Curiel, S. et al. 1994, *ApJL*, 430, L65
- Rodríguez, L. F., González, R. F., Raga, A. C. et al. 2012a, *A&A*, 537, A123
- Rodríguez, L. F., Ho, P. T. P., & Moran, J. M. 1980a, *ApJL*, 240, L149
- Rodríguez, L. F., Ho, P. T. P., Torrelles, J. M., Curiel, S., & Canto, J. 1990, *ApJ*, 352, 645
- Rodríguez, L. F., Moran, J. M., Franco-Hernández, R. et al. 2008, *AJ*, 135, 2370
- Rodríguez, L. F., Moran, J. M., Ho, P. T. P., & Gottlieb, E. W. 1980b, *ApJ*, 235, 845
- Rodríguez, L. F. & Reipurth, B. 1989, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 17, 59
- Rodríguez, T., Trinidad, M. A., & Migenes, V. 2012b, *ApJ*, 755, 100
- Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2009, *MNRAS*, 399, 1802
- Rosen, A. L., Krumholz, M. R., & Ramirez-Ruiz, E. 2012, *ApJ*, 748, 97

Rubin, R. H. 1985, *ApJS*, 57, 349

Rygl, K. L. J., Brunthaler, A., Sanna, A. et al. 2012, *A&A*, 539, A79

Ryle, M. & Downes, D. 1967, *ApJL*, 148, L17

Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161

Sánchez-Monge, Á., Cesaroni, R., Beltrán, M. T. et al. 2013, *A&A*, 552, L10

Sandell, G., Weintraub, D. A., & Hamidouche, M. 2011, *ApJ*, 727, 26

Sargent, A. I. 1977, *ApJ*, 218, 736

Sargent, A. I. 1979, *ApJ*, 233, 163

Scalo, J. 1998, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 142, *The Stellar Initial Mass Function (38th Herstmonceux Conference)*, ed. G. Gilmore & D. Howell, 201

Schaerer, D. & de Koter, A. 1997, *A&A*, 322, 598

Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992, *A&AS*, 96, 269

Schneider, N., Bontemps, S., Simon, R. et al. 2006, *A&A*, 458, 855

Schnurr, O., Casoli, J., Chené, A.-N., Moffat, A. F. J., & St-Louis, N. 2008, *MNRAS*, 389, L38

Schreyer, K., Semenov, D., Henning, T., & Forbrich, J. 2006, *ApJL*, 637, L129

Schwartz, P. R. 1980, *PASP*, 92, 534

Seale, J. P. & Looney, L. W. 2008, *ApJ*, 675, 427

Sewilo, M., Churchwell, E., Kurtz, S., Goss, W. M., & Hofner, P. 2004, *ApJ*, 605, 285

Sewiło, M., Churchwell, E., Kurtz, S., Goss, W. M., & Hofner, P. 2011, *ApJS*, 194, 44

Shang, H., Li, Z.-Y., & Hirano, N. 2007, *Protostars and Planets V*, 261

Sheikhnezami, S., Fendt, C., Porth, O., Vaidya, B., & Ghanbari, J. 2012, *ApJ*, 757, 65

Shepherd, D. S. & Churchwell, E. 1996a, *ApJ*, 472, 225

- Shepherd, D. S. & Churchwell, E. 1996b, *ApJ*, 457, 267
- Shepherd, D. S. & Kurtz, S. E. 1999, *ApJ*, 523, 690
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E. et al. 1994a, *ApJ*, 429, 781
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARAA*, 25, 23
- Shu, F. H., Najita, J., Ruden, S. P., & Lizano, S. 1994b, *ApJ*, 429, 797
- Shu, F. H., Najita, J. R., Shang, H., & Li, Z.-Y. 2000, *Protostars and Planets IV*, 789
- Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2000, *ApJ*, 545, 1034
- Simon, T. & Dyck, H. M. 1977, *AJ*, 82, 725
- Simpson, J. P., Burton, M. G., Colgan, S. W. J. et al. 2009, *ApJ*, 700, 1488
- Sorochenko, R. L. & Borodzich, É. V. 1964, Report to the 12th Gen. Assem. IAU
- Spaans, M. & Norman, C. A. 1997, *ApJ*, 488, 27
- Spitzer, L. 1978, *Physical processes in the interstellar medium* (New York, EE.UU.: Wiley-Interscience)
- Sridharan, T. K., Williams, S. J., & Fuller, G. A. 2005, *ApJL*, 631, L73
- Staff, J., Koning, N., Ouyed, R., & Pudritz, R. 2014, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 64, *European Physical Journal Web of Conferences*, 5006
- Stahler, S. W. & Palla, F. 2004, *The Formation of Stars* (Weinheim: Wiley-VCH)
- Stolte, A., Brandner, W., Brandl, B., & Zinnecker, H. 2006, *AJ*, 132, 253
- Storey, P. J. & Hummer, D. G. 1995, *MNRAS*, 272, 41
- Strelnitski, V., Bieging, J. H., Hora, J. et al. 2013, *ApJ*, 777, 89
- Strelnitski, V., Haas, M. R., Smith, H. A. et al. 1996a, *Science*, 272, 1459
- Strelnitski, V. S., Ponomarev, V. O., & Smith, H. A. 1996b, *ApJ*, 470, 1118
- Strelnitski, V. S., Smith, H. A., Haas, M. R. et al. 1995, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 73, *From Gas to Stars to Dust*, ed. M. R. Haas, J. A. Davidson, & E. F. Erickson, 271–274

Strömgren, B. 1939, *ApJ*, 89, 526

Surcis, G., Vlemmings, W. H. T., van Langevelde, H. J. et al. 2014, *A&A*, 565, L8

Suzuki, T. K. & Inutsuka, S.-i. 2009, *ApJL*, 691, L49

Suzuki-Vidal, F., Lebedev, S. V., Bland, S. N. et al. 2010, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 38, 581

Swings, P. & Struve, O. 1942, *ApJ*, 95, 152

Tafoya, D., Gómez, Y., & Rodríguez, L. F. 2004, *ApJ*, 610, 827

Tenorio Tagle, G., Yorke, H. W., & Bodenheimer, P. 1979, *A&A*, 80, 110

Thum, C., Martín-Pintado, J., & Bachiller, R. 1992, *A&A*, 256, 507

Thum, C., Matthews, H. E., Martín-Pintado, J. et al. 1994, *A&A*, 283, 582

Thum, C. & Morris, D. 1999, *A&A*, 344, 923

Thum, C., Morris, D., & Wiesemeyer, H. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 287, IAU Symposium, ed. R. S. Booth, W. H. T. Vlemmings, & E. M. L. Humphreys, 49–53

Thum, C., Neri, R., Báez-Rubio, A., & Krips, M. 2013, *A&A*, 556, A129

Thum, C., Strelitski, V. S., Martín-Pintado, J., Matthews, H. E., & Smith, H. A. 1995, *A&A*, 300, 843

Tian, K. P., van Leeuwen, F., Zhao, J. L., & Su, C. G. 1996, *A&AS*, 118, 503

Torrelles, J. M., Curiel, S., Estalella, R. et al. 2014, *MNRAS*, 442, 148

Torrelles, J. M., Gómez, J. F., Garay, G. et al. 1998, *ApJ*, 509, 262

Torrelles, J. M., Gómez, J. F., Rodríguez, L. F. et al. 1996, *ApJL*, 457, L107

Torrelles, J. M., Ho, P. T. P., Rodríguez, L. F., & Canto, J. 1985, *ApJ*, 288, 595

Torrelles, J. M., Patel, N. A., Anglada, G. et al. 2003, *ApJL*, 598, L115

Torrelles, J. M., Patel, N. A., Curiel, S. et al. 2011, *MNRAS*, 410, 627

Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Canto, J. et al. 1983, *ApJ*, 274, 214

Torres-Dodgen, A. V., Carroll, M., & Tapia, M. 1991, *MNRAS*, 249, 1

- Torstensson, K. J. E., van der Tak, F. F. S., van Langevelde, H. J., Kristensen, L. E., & Vlemmings, W. H. T. 2011, *A&A*, 529, A32
- Tout, C. A. & Pringle, J. E. 1996, *MNRAS*, 281, 219
- Towle, J. P., Feldman, P. A., & Watson, J. K. G. 1996, *ApJS*, 107, 747
- Tzeferacos, P., Ferrari, A., Mignone, A. et al. 2013, *MNRAS*, 428, 3151
- Ulich, B. L. 1981, *AJ*, 86, 1619
- Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., Romanova, M. M., Chechetkin, V. M., & Lovelace, R. V. E. 1995, *ApJL*, 439, L39
- Uzdensky, D. A. & Goodman, J. 2008, *ApJ*, 682, 608
- Vaidya, B., Fendt, C., & Beuther, H. 2009, *ApJ*, 702, 567
- Vaidya, B., Fendt, C., Beuther, H., & Porth, O. 2011, *ApJ*, 742, 56
- van Buren, D., Mac Low, M.-M., Wood, D. O. S., & Churchwell, E. 1990, *ApJ*, 353, 570
- van den Bergh, S. 1966, *AJ*, 71, 990
- Vlemmings, W. H. T. 2008, *A&A*, 484, 773
- Vlemmings, W. H. T., Surcis, G., Torstensson, K. J. E., & van Langevelde, H. J. 2010, *MNRAS*, 404, 134
- von Rekowski, B., Brandenburg, A., Dobler, W., Dobler, W., & Shukurov, A. 2003, *A&A*, 398, 825
- Wade, G. A., Grunhut, J., Alecian, E. et al. 2013, *ArXiv e-prints*
- Wade, G. A., Maíz Apellániz, J., Martins, F. et al. 2012, *MNRAS*, 425, 1278
- Walmsley, C. M. 1990, *A&AS*, 82, 201
- Walmsley, M. 1995, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, Vol. 1, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, ed. S. Lizano & J. M. Torrelles, 137
- Wang, K.-S., van der Tak, F. F. S., & Hogerheijde, M. R. 2012, *A&A*, 543, A22
- Weintraub, J., Moran, J. M., Wilner, D. J. et al. 2008, *ApJ*, 677, 1140

- White, R. L. & Becker, R. H. 1985, *ApJ*, 297, 677
- Wolff, S. C., Strom, S. E., Dror, D., Lanz, L., & Venn, K. 2006, *AJ*, 132, 749
- Wolfire, M. G. & Cassinelli, J. P. 1987, *ApJ*, 319, 850
- Wood, D. O. S. & Churchwell, E. 1989a, *ApJ*, 340, 265
- Wood, D. O. S. & Churchwell, E. 1989b, *ApJS*, 69, 831
- Wouterloot, J. G. A., Habing, H. J., & Herman, J. 1980, *A&A*, 81, L11
- Wright, N. J., Parker, R. J., Goodwin, S. P., & Drake, J. J. 2014, *MNRAS*, 438, 639
- Wu, Y., Wei, Y., Zhao, M. et al. 2004, *A&A*, 426, 503
- Xie, T., Mundy, L. G., Vogel, S. N., & Hofner, P. 1996, *ApJL*, 473, L131
- Yamashita, T., Sato, S., Tamura, M. et al. 1987, *PASJ*, 39, 809
- Yorke, H. W. 1984, in *Star Formation Workshop*, Edinburgh, ed. R. D. Wolstencroft, 63–82
- Yorke, H. W. 1986, *ARAA*, 24, 49
- Yorke, H. W. & Bodenheimer, P. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 387, *Massive Star Formation: Observations Confront Theory*, ed. H. Beuther, H. Linz, & T. Henning, 189
- Yorke, H. W. & Sonnhalter, C. 2002, *ApJ*, 569, 846
- Yorke, H. W. & Welz, A. 1996, *A&A*, 315, 555
- Yudin, R. V. 1996, *A&A*, 312, 234
- Zanni, C., Ferrari, A., Rosner, R., Bodo, G., & Massaglia, S. 2007, *A&A*, 469, 811
- Zanni, C. & Ferreira, J. 2013, *A&A*, 550, A99
- Zapata, L. A., Arce, H. G., Brassfield, E. et al. 2014, *MNRAS*, 441, 3696
- Zapata, L. A., Menten, K., Reid, M., & Beuther, H. 2009, *ApJ*, 691, 332
- Zhang, C.-P., Wang, J.-J., Xu, J.-L., Wyrowski, F., & Menten, K. M. 2014, *ApJ*, 784, 51
- Zhang, Q., Hunter, T. R., Beuther, H. et al. 2007, *ApJ*, 658, 1152

- Zhang, Q., Hunter, T. R., Brand, J. et al. 2005, *ApJ*, 625, 864
- Zhang, Q., Hunter, T. R., Sridharan, T. K., & Ho, P. T. P. 2002, *ApJ*, 566, 982
- Zhao, J.-H. & Wright, M. C. H. 2011, *ApJ*, 742, 50
- Zhu, L., Zhao, J.-H., Wright, M. C. H. et al. 2013, *ApJ*, 779, 51
- Zickgraf, F. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 214, IAU Colloq. 175: The Be Phenomenon in Early-Type Stars, ed. M. A. Smith, H. F. Henrichs, & J. Fabregat, 26
- Zickgraf, F.-J. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 355, Stars with the B[e] Phenomenon, ed. M. Kraus & A. S. Miroshnichenko, 135
- Zickgraf, F.-J., Wolf, B., Leitherer, C., Appenzeller, I., & Stahl, O. 1986, *A&A*, 163, 119
- Zickgraf, F.-J., Wolf, B., Stahl, O., & Humphreys, R. M. 1989, *A&A*, 220, 206