

Universidad Autónoma de Madrid
Facultad de Ciencias
Departamento de Física Teórica
Grupo de Astrofísica



Diagnóstico de galaxias HII en el rojo lejano

Memoria presentada para optar al grado de Doctor en Ciencias
Físicas por

Enrique Pérez Montero

Dirigida por
Angeles I. Díaz Beltrán
Noviembre, 2002

Agradecimientos

En el momento en que escribí el proyecto de investigación que culminaba mi primera etapa de doctorado fui tan atrevido o tan confiado como para afirmar que si todos los que me habían apoyado hasta ese momento seguían haciéndolo de esa manera, daría de que hablar en el mundo de la Astrofísica.

Bueno, estoy seguro de que el sentido literal de semejante afirmación podría parecer ambicioso, pero tras dos años de intensa actividad docente e investigadora, creo que los objetivos íntimos que dicha frase encerraba han quedado cumplidos con creces. En primer lugar, gracias a la posibilidad de poder ejercer dicha labor a tiempo completo en la Universidad Autónoma de Madrid merced a la plaza de profesor ayudante que aún sigo disfrutando y en segundo, y más importante, porque toda la gente que hasta aquel momento había confiado en mí para poder desarrollar este trabajo ha seguido mostrándome su apoyo y su ánimo.

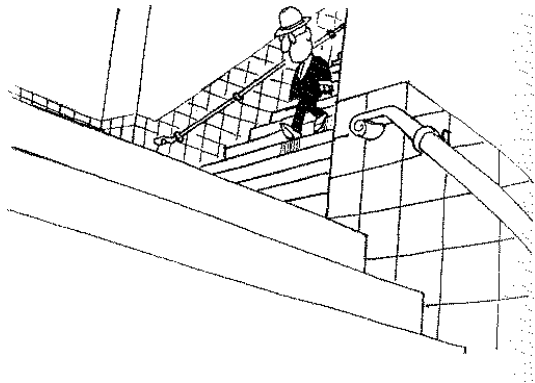
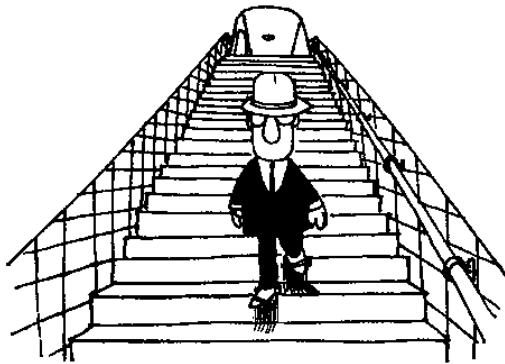
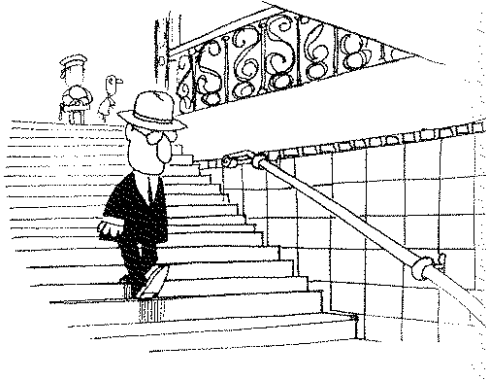
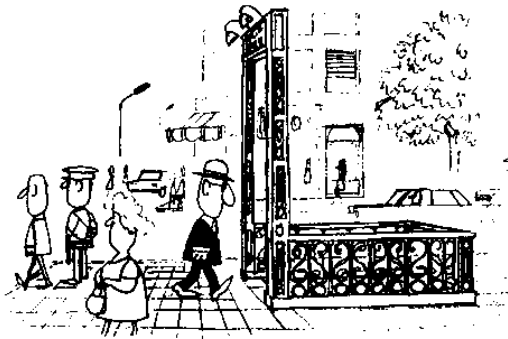
Entre toda esa gente merece un distinguido lugar Ángeles que, a pesar de su voracidad científica la cual le permite llevar varios proyectos al mismo tiempo, siempre ha sabido guiarme y aconsejarme en los momentos de mayor duda y también ha conseguido darle una visión apropiada y de conjunto a todo mi trabajo. Asimismo el inestimable apoyo de Marcelo, decano entre los ayudantes, y de Alejandro y las interesantes discusiones, explicaciones, conversaciones y bromas que hemos tenido han sido un fabuloso empujón en todo esto.

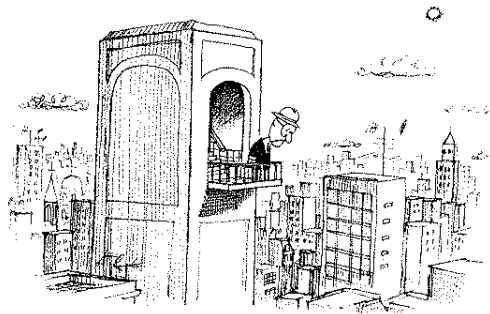
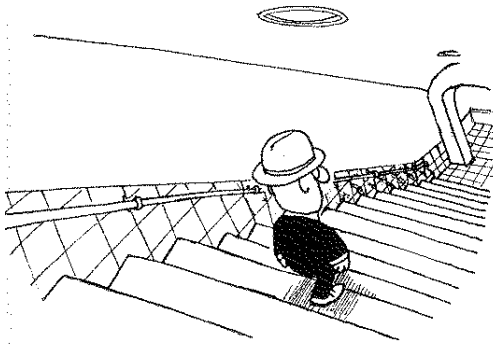
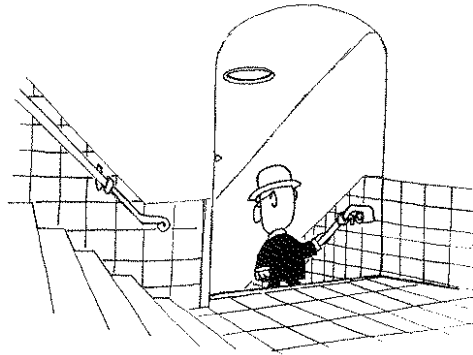
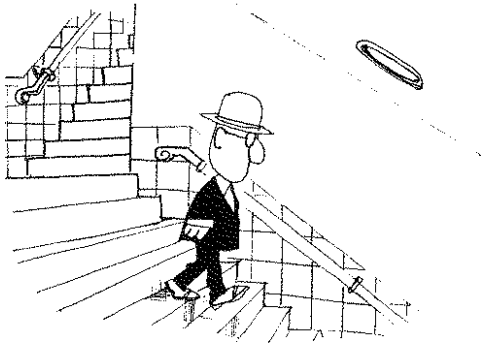
Tampoco quisiera olvidar a la gente del grupo de Astrofísica, Mar Álvarez, Yago, Alcione, Carlos Hoyos, Víctor, Itziar y Alfredo que han puesto mucho más de lo que ellos podrían pensar y también a todos aquellos que me han soportado en las comidas del pabellón B, en las conversaciones científicas del despacho o en los cafés vespertinos de la Facultad de Ciencias (Jaime, Rubén, Ángel, Stéphane, Nacho y Néstor). A todos ellos les estoy agradecido.

De manera especial tengo que nombrar a toda mi familia: mis padres y mis dos hermanas, porque aunque muchas veces no entendieran bien este trabajo siempre han mostrado su interés y su alegría hacia mí por saber que yo estaba haciendo algo que me

gustaba y con lo que estaba disfrutando. Sin su apoyo, nada de esto sería posible. Es sobre todo por ellos y por el resto de toda mi familia, por lo que finalmente me decidí a escribir este trabajo en castellano, un poco a contracorriente de lo que hace el resto, ya que creo que le debo algo a todos aquellos que han apostado por mí; les debo, al menos, que puedan leer aquello que han fomentado y apoyado y les debo, sobre todo, cualquier explicación que me pidan y cualquier momento que me exijan para pedirme que les cuente algo sobre todo esto.

Finalmente, agradezco de manera muy especial, ya que es la persona que me sostiene, que me apoya, que me anima y que me da toda la energía, a la persona más valiente que conozco, pues es la única que ha apostado por mí con todo lo que tiene. Gracias, Yolanda.





Índice general

1. Introducción	11
1.1. Objetivos del trabajo	12
1.2. Naturaleza de las regiones de gas ionizado	14
1.3. Abundancias químicas en nebulosas de gas ionizado	19
1.4. Determinación de abundancias químicas: Métodos y dificultades	26
1.5. Propiedades de las galaxias HII: Cuestiones abiertas	32
1.6. Plan del trabajo	38
2. Observaciones de la muestra de galaxias HII	41
2.1. La muestra de galaxias HII	41
2.1.1. Breve descripción de los objetos de la muestra	42
2.2. Observaciones y reducción	49
2.3. Intensidades de las líneas de emisión	51
2.4. Propiedades fotométricas de la muestra	66
2.5. Conclusiones	66
3. Propiedades físicas de la muestra	69
3.1. Observables de partida	69
3.2. Propiedades físicas deducidas	70
3.2.1. Número de fotones ionizantes	70
3.2.2. Tasas de formación estelar	71
3.2.3. Factores de llenado	73
3.2.4. Diámetros angulares efectivos de $H\alpha$	73
3.2.5. Masa de hidrógeno ionizado e hidrógeno neutro	74
3.2.6. Masa de los cúmulos ionizantes	76
3.3. Conclusiones	76
4. Diagnóstico del medio interestelar	79
4.1. Diagnóstico de la muestra de galaxias HII	79
4.1.1. Densidades y temperaturas electrónicas	79
4.2. Relaciones entre temperaturas electrónicas de línea	90
4.2.1. Datos observacionales	91
4.2.2. Modelos de fotoionización	91

4.2.3.	t[OIII] vs. t[SIII]	92
4.2.4.	t[OIII] vs. t[OII]	95
4.2.5.	La región de baja ionización: t[OII] vs. t[SII] vs. t[NII]	98
4.3.	Abundancias iónicas de la muestra de galaxias HII .	102
4.4.	La estructura interna de temperaturas	105
4.5.	¿Existen fluctuaciones de temperatura?	106
4.6.	Conclusiones	110
5.	Modelización y resultados	115
5.1.	Condiciones de partida para los modelos	115
5.2.	La estructura interna de las regiones modeladas . .	124
5.3.	Análisis de las poblaciones ionizantes	130
5.4.	Conclusiones	137
6.	Parámetros empíricos de determinación de abundan- cias químicas	141
6.1.	El problema de las abundancias químicas	141
6.2.	La muestra de datos de líneas intensas y metalicidades	142
6.3.	Modelos de fotoionización	143
6.4.	Dependencias del parámetro de ionización	143
6.5.	El parámetro O_{23}	147
6.6.	El parámetro N_2	152
6.7.	El parámetro S_{23}	161
6.8.	El parámetro S_{23}/O_{23} como estimador de gradientes de abundancias	171
6.9.	Conclusiones	176
7.	Conclusiones finales y trabajo futuro	185
7.1.	Líneas de trabajo futuro	194
A.	Imágenes y distribuciones espaciales de la muestra	197
B.	Cuadro de temperaturas de línea	205
C.	Lista de abreviaturas	209
	Bibliografía	213

Capítulo 1

Introducción

Como primera aclaración y ante las dudas que pudiera despertar un título tan genérico como este, si el lector, espoleado por una leve curiosidad, se pregunta por el significado de la palabra *diagnóstico* y se dirige al Diccionario de la Real Academia de la Lengua Española, tras obviar aquellas acepciones de uso estrictamente terapéutico encontrará la siguiente definición:

Relativo a la descripción característica y diferencial abreviada de una especie, género, etc

es decir, que con este título se nombra un trabajo que pretende describir las nebulosas de gas ionizado en base a la información, los síntomas, que de ella podemos obtener. Dicha información se debe en su totalidad a la radiación electromagnética proveniente de la misma. Dado que dicha radiación puede ser analizada en sus distintas longitudes de onda, dicho trabajo se va a centrar en cómo la parte del rojo lejano e infrarrojo cercano, visible para los detectores CCD desde hace unos años, ayuda de manera notable a la correcta descripción de la naturaleza de estos objetos.

En realidad, las limitaciones para observar el Universo han hecho siempre discurrir todo tipo de medios para describir de la manera más correcta posible sus distintos objetos y sus interacciones a partir de sólo una porción del espectro de la radiación obtenida. Dichas limitaciones van desde la calidad de los instrumentos empleados a la presencia de la absorción atmosférica y la extinción galáctica que actúan de velos opacos a nuestra mirada en alguna de las bandas más relevantes. Sin embargo, al irse desarrollando nuevos detectores de mayor sensibilidad, resolución y con la capacidad de acceder a nuevas longitudes de onda, hemos podido completar la información que hasta la superficie terrestre nos llega del espacio e incluso, con el lanzamiento de satélites equipados con instrumentos de observación, eludir la atmósfera en nuestras observaciones, con lo cual

hemos de utilizar estos nuevos datos para completar la descripción que nos hemos marcado como meta.

En realidad, dicha descripción es el objetivo de la toda la Astrofísica como rama de la ciencia y no es la intención de este trabajo marcarse una meta tan ambiciosa. Nuestra intención se limita al estudio de las regiones HII y a la determinación a través de su espectro de líneas de emisión de algunas propiedades físicas. Concretando aún más nos han movido sobre todo, en un primer plano, las galaxias HII y la determinación de la metalicidad y la tasa de formación estelar en estos objetos, por la relevancia que esto pudiera tener en futuros trabajos a *redshift* distinto de cero, es decir, en un Universo más joven.

En un primer apartado de esta introducción, voy a describir de manera detallada cuáles son esos objetivos iniciales que este trabajo pretendía cubrir, cómo nos planteamos en su momento cubrirlos y cómo hemos podido cubrirlos en realidad. En este mismo capítulo, a modo de información preliminar, describiré de manera muy breve la naturaleza de las regiones de gas ionizado y la creciente importancia que tiene poder medir sus abundancias químicas de manera detallada. Más tarde, centrándonos más en el problema que nos hemos planteado, describiremos las galaxias HII y las cuestiones más importantes que permanecen abiertas en torno a ellas. Finalmente, enumeraré el plan del resto de capítulos. Si el lector es apresurado, tras leer los objetivos, puede ir al capítulo de conclusiones finales, sin pasar por el cuerpo de la tesis, y comprobar de manera rápida cuáles han sido nuestros resultados: qué hemos encontrado de lo que esperábamos, qué hemos encontrado de lo que no esperábamos y qué no hemos encontrado en absoluto.

1.1. Objetivos del trabajo

Dentro del marco general que supone el estudio de la tasa de formación estelar y la determinación de la metalicidad en objetos extragalácticos con espectros de emisión por gas ionizado, este trabajo se marcaba unos objetivos muy definidos.

Dichos objetivos venían motivados por la cada vez mayor cantidad de datos espectrofotométricos en todo tipo de regiones HII en la banda del rojo lejano e infrarrojo cercano, que se extiende desde los 7000 Å hasta la micra por lo que incluye líneas de emisión que en ese momento no estaban siendo muy utilizadas en el diagnóstico de regiones HII como las líneas de [SII] a 9069 Å y 9532 Å, las líneas de Paschen o incluso las líneas aurorales de [OII] a 7320 Å y 7330 Å. Este advenimiento se debía a las cada vez más desarrolladas capacidades de los detectores, que permitían medir fiablemente y

con una resolución adecuada para su reducción, las líneas que se encuentran en este rango espectral.

Por ello, en la fase inicial del trabajo nos encontrábamos con un montón de datos en esta banda sin apenas analizar, que nos marcaban una serie de objetivos al principio en la forma de:

- Determinar o mejorar las determinaciones de las abundancias de azufre, y en concreto de su ión S^{2+} usando las líneas en el IR cercano de [SIII] a 9069 Å y 9532 Å.
- Estudiar la contribución que la parte de azufre no observada en el óptico e infrarrojo cercano, en forma de S^{3+} , podría tener en la determinación de la abundancia total de azufre, mediante el uso de factores de corrección de ionización (ICF) y las escasas observaciones existentes en la literatura de la línea de [SIV] a 10.5μ .
- Mediante estas nuevas abundancias químicas calculadas, estudiar la relación universal del cociente de abundancias de S/O en función de la metalicidad, con las importantes connotaciones que dicho cociente tiene en los estudios de la nucleosíntesis estelar y de la universalidad de la función inicial de masas (IMF).
- Estudiar la importancia que el hallazgo de las temperaturas de línea de [SIII] y [OII] podría tener en el análisis de la estructura interna de ionización de la nebulosa y en la determinación de la abundancia de oxígeno en contraste con los ajustes usados hasta la fecha.

Dado que en la muestra que analizamos en un principio había una escasez de regiones HII de baja metalicidad, nos centramos en el estudio de estos objetos. Las galaxias HII cubren casi la totalidad de los objetos con espectros de emisión de gas ionizado en el régimen de alta excitación, el cual además es en sí mismo de gran importancia. En primer lugar porque prácticamente ningún objeto de ellos está observado en el rango espectral de nuestro interés ya que la mayoría de las observaciones de galaxias HII están motivadas por la búsqueda de Helio primordial y dicha búsqueda está centrada en las líneas de recombinación de HeI a longitudes de onda menores. En segundo lugar, porque dichas observaciones supondrían una fuente adicional para el estudio de la metalicidad y de las propiedades del contenido estelar de estos objetos. El interés en estas propiedades en estos objetos se ha multiplicado ya que su intenso color azul y su baja metalicidad son indicios de que pudiera tratarse de objetos jóvenes y, por tanto, escenarios ideales para estudiar la tasa de formación estelar en ambientes primordiales. Los

objetivos de esta segunda fase del trabajo quedan resumidos de esta manera:

- Estudiar las propiedades del espectro en el rojo lejano e infrarrojo cercano de una muestra de galaxias HII.
- Hacer un diagnóstico y determinar las abundancias químicas y las propiedades físicas en dicha muestra, motivado por la importancia que tiene el conocimiento de la metalicidad en estos objetos.
- Analizar la estructura interna de ionización de estos objetos de alta excitación.
- Estudiar las poblaciones estelares ionizantes en galaxias HII y de los posibles factores que son fuente de incertidumbre en dicho estudio.

El orden en que se presentan los capítulos no es el mismo en el que hemos presentando estos objetivos, que más bien siguen una línea cronológica un poco en función de las necesidades que íbamos teniendo y las ideas que se nos iban ocurriendo. En el resto de este capítulo introductorio pasaré a hacer un breve repaso de algunas ideas previas necesarias y del estado actual de los temas más íntimamente relacionados con estos objetivos. Finalmente, describiré cómo queda organizado el resto del trabajo.

1.2. Naturaleza de las regiones de gas ionizado

Las nebulosas de gas ionizado son parte del medio interestelar (MIS) que podemos encontrar en el espacio. Este medio, aunque no es visible a simple vista, constituye entre un 10 y un 15 % de la masa de las galaxias espirales y tiene una composición química muy similar a la de las estrellas. En su mayor parte formadas por hidrógeno (70 %), helio (29 %) y una traza de elementos pesados. Las nebulosas de gas ionizado se diferencian en que en su interior albergan una estrella o un cúmulo de estrellas de reciente formación, por lo que hay algunas, jóvenes, con una masa superior a las $8 M_{\odot}$ y muy calientes, cuya emisión tiene una gran cantidad de fotones en el ultravioleta (UV), capaces de ionizar los átomos de hidrógeno con que se topan en su camino. Por ello, dichas nebulosas se denominan regiones HII, ya que encontramos el hidrógeno ionizado, dando lugar a un medio caliente y de baja densidad constituido por una mezcla de protones, electrones y los iones de los otros elementos que también han sido ionizados. En los procesos colisionales de los electrones con los protones y los iones, se produce una recaptura,



Figura 1.1: Una región HII: M8 o NGC6523, la nebulosa de la Laguna, tiene en su interior un cúmulo abierto de estrellas muy jóvenes formado hace menos de 2 millones de años que ionizan el gas circundante

tras la cual el electrón va descendiendo de nivel en nivel hasta el estado fundamental, radiando las líneas de emisión que corresponden a la diferencia de energía de ambos niveles. Con lo cual, el espectro característico de estos objetos consiste en la emisión continua que proviene de las estrellas y ha traspasado el gas más la emisión continua proveniente del gas y con la aportación de las líneas de recombinación del hidrógeno, el helio y los elementos pesados (llamados metales) que se encuentran en la nebulosa.

Asimismo, la cesión de energía mecánica por parte de las estrellas, a través de la presión de radiación y los vientos estelares, y la interacción con los campos gravitatorios y magnéticos provocan en el gas continuos cambios y le hace sufrir zonas de transición en función de su densidad, temperatura y grado de ionización, es decir de las propiedades cuyo conocimiento a través del espectro constituye el diagnóstico de la nebulosa. Una clasificación bien aceptada entre las distintas fases del MIS es la de Yorke (1986), referidas a nuestra galaxia, la Vía Láctea y que se muestra en el cuadro 1.2.

Las nebulosas planetarias son otro ejemplo de nebulosa de gas ionizado, ocasionadas cuando una estrella con una masa menor que $8 M_{\odot}$, pasa la fase post-AGB y eyecta las capas más externas de su envoltura. Este gas se va ionizando a medida que los restos de la estrella se van calentando y van pasando a la fase de enana blanca. Generalmente, se aprecia en la envoltura gaseosa ionizada un cierto grado de simetría y no es suficiente para absorber todos los fotones ionizantes, dando lugar a lo que se conoce como una nebulosa *aco-*

	$\log Q(H)$ (ph/sec)	M_* ($M_\odot$)	M_{ion} ($M_\odot$) $n_H = 10^2$	M_{ion} ($M_\odot$) $n_H = 10^4$
N.Planetaria	47	0.6	15	0.15
Estrella O7	48	30	150	1.5
Starburst	50	10^4	15000	150

Cuadro 1.1: Masa de gas ionizada en función del tipo de fuente ionizante y de la densidad

tada por materia. También difiere de las regiones HII en una mayor densidad, típicamente de 10^3 - 10^5 partículas por cm^{-3} .

Últimamente también están atrayendo mayor atención en base a una mayor facilidad para ser estudiadas por los grandes telescopios, las nebulosas anulares (*Ring nebulae*) que se producen al ser eyectadas las capas externas gaseosas de las estrellas Wolf-Rayet y LBV (Azules variables luminosas) y que se desplazan a grandes velocidades empujadas por los vientos estelares (del orden de $10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ en WR y de $10^2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ en LBV: Lamers & Nugis, 2002).

Las regiones HII gigantes extragalácticas (GEHRs) y las galaxias HII, son los casos donde mayor cantidad de gas ionizado podemos encontrar en un mismo lugar. La alta tasa de formación estelar produce cúmulos ionizantes cuya masa puede variar mucho en función de la naturaleza del objeto, pero que como término medio emite más de 10^{50} fotones ionizantes de hidrógeno y su radio luminoso supera los 100 parsecs (Shields, 1990). Las características de todas estas clases objetos y del gas ionizado por los mismo a distintas densidades se muestran en el cuadro 1.1.

En 1939, Strömgren dedujo el radio de la región de gas ionizada por una estrella caliente masiva partiendo de un equilibrio entre el número de fotoionizaciones y recombinaciones

$$R_s = \left(\frac{Q(H)}{\frac{4}{3}\pi\epsilon\alpha_B(H_0, T)n_H^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.1)$$

donde $Q(H)$ es el número de fotones ionizantes, es decir, aquéllos con una energía mayor que 13.6 eV, ϵ es el factor de llenado, $\alpha_B(H_0, T)$ el coeficiente de recombinación del hidrógeno a temperatura T y n_H la densidad de átomos de hidrógeno. La estructura de ionización dentro de la nebulosa corresponderá también al mismo equilibrio para cada ión a partir de su potencial de ionización y coeficiente de recombinación correspondiente. De esta manera se concluye que, en el escenario más simple posible, dentro de la región de Strömgren, es decir, de H^+ , se encuentra la de He^+ , O^{2+} , Ne^{2+} o N^{2+} , mientras que en las partes más externas podemos encontrar O^+ o N^+ . Esta es la descripción más sencilla de la estructura

	Componente neutra		Componente ionizada		
	Molecular	Atómico	Fotoionizada y templada ($T \sim 10^4$ K)		Ionizada colisionalmente y caliente ($T \geq 10^6$ K)
	nubes H_2	nubes HI	Medio internube (regiones HII de baja densidad)	Regiones HII	Gas coronal
Abundancia relativa en masa	0.4	0.4	0.2	$\ll 1$	10^3
Abundancia relativa en volumen	10^4	10^2	0.5	$\ll 1$	0.5
n (cm^{-3})	10^3	10	0.1	10	$< 10^3$
T (K)	10	50	$5 \cdot 10^3$	10^4	10^6
Fuente de ionización			Fondo estelar UV rayos X y rayos cósmicos	Estrellas jóvenes OB	Explosión SN y SNR
Fuente de material			Nebulosas SNRs muy evolucionadas	nubes H_2 y vientos estelares	SuperNovas

Cuadro 1.2: Características del medio interestelar en el disco de la Galaxia (Yorke, 1986).

interna de ionización.

La expresión del radio de Strömgren también puede servirnos para hacernos una idea de la masa de gas que es ionizada en función del tipo de estrella que en su interior se encuentre

$$M_{ion} = \frac{4}{3} \pi R_s^3 n_H \epsilon m_H \quad (1.2)$$

siendo m_H la masa del átomo de hidrógeno.

La barrera física que separa este volumen ionizado del medio neutro se denomina frente de ionización (Tenorio-Tagle, 1996), y tiene un espesor dL . Este espesor es del orden del camino libre medio recorrido por un fotón UV que viaja o que penetra en el medio neutro. En primera aproximación, el espesor dL , a lo largo de la dirección en la que viaja el fotón es:

$$dL = \frac{1}{\alpha n_H} \quad (1.3)$$

donde α es el coeficiente de absorción promedio. Para $n_H = 10 \text{ cm}^{-3}$, $dL = 0.01$ parsecs, mientras que a la esfera de gas ionizado alrededor de una estrella con una temperatura de 40000 K le corresponde un radio R_s del orden de 10 pc. Por lo tanto, el frente de ionización tiene un espesor despreciable con respecto a las dimensiones de la nebulosa. Este frente de ionización se caracteriza por propagarse a una velocidad supersónica empujado por los fotones UV, causando drásticos cambios en el gas neutro sobre el que se propaga, incluyendo alteraciones en la densidad, la velocidad y la

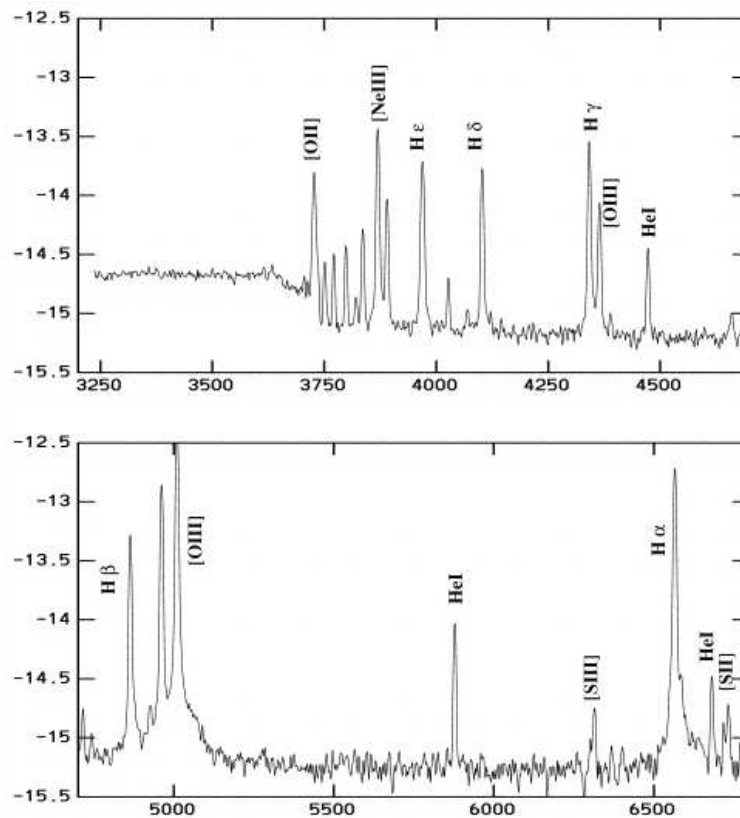


Figura 1.2: El espectro de la región HII N88A en la Pequeña Nube de Magallanes tomada por el Telescopio Espacial en el visible. (Kurt et al 1999)

temperatura cinética del gas afectado, mucho mayor que en la zona completamente ionizada y resultante de los nuevos electrones libres que aparecen en el gas con una temperatura establecida por el exceso de energía media de los fotones UV por encima de los 13.6 eV necesarios para causar la ionización. Dado el flujo de fotones causado por las estrellas O, en el frente puede haber temperaturas entre 20000 y 40000 K. El enfriamiento del gas se producirá posteriormente a través de las líneas de emisión de los iones una vez ionizados y neutros presentes en esta fase, hasta alcanzar la temperatura de equilibrio.

La contribución de la emisión de los metales en el espectro de la nebulosa es de gran trascendencia ya que resulta ser uno de los mecanismos de enfriamiento del gas de mayor relevancia y de hecho las líneas correspondientes a transiciones prohibidas de los elementos pesados son tan intensas como las líneas de recombinación del hidrógeno. Estas transiciones se denominan prohibidas porque así lo están en la teoría de acoplamiento LS, pero en la práctica tienen una probabilidad de transición finita, aunque muy pequeña. Sin embargo, en este escenario son mucho más intensas que otras tran-

siciones permitidas. Por un lado esto se debe a que la separación energética entre niveles es del orden de kT_e , donde T_e es la temperatura de equilibrio dentro de la nebulosa y, por otro, a que en las condiciones físicas en que se encuentra, la densidad de electrones es lo bastante baja para que los procesos colisionales de desexcitación sean despreciables. Por tanto, la medición de la intensidad de las líneas de los iones que vemos en el espectro nebuloso van a ser determinantes para describir las propiedades físicas y las abundancias químicas del objeto en que dicho gas ionizado se encuentra.

Sin tener en cuenta las líneas de recombinación de H y de He, entre las líneas ópticamente delgadas que pueden ser observadas en la parte visible del brillante espectro de las regiones HII, se encuentran las de O, N, Ne, S y Ar, algunos de ellos con iones cuyas transiciones también pueden ser observados en el infrarrojo como $63\mu\text{[OI]}$, 51.7 y $88\mu\text{[OIII]}$, $12.8\mu\text{[NeII]}$ o $9\mu\text{[ArIII]}$. También hay estados de ionización que sólo pueden ser observados en este rango, como $10.5\mu\text{[SIV]}$ o en el ultravioleta, tales como $1743,52\text{\AA}[\text{NIII}]$, $1483,87\text{\AA}[\text{NIV}]$ y $2423,25\text{\AA}[\text{NeIV}]$, además de otras líneas de C y Si. También hay emisiones de radiación continuas que tienen su origen en las transiciones libre-ligado, en el scattering de fotones (infrarrojo) y en las transiciones libre-libre de los electrones al colisionar con los protones (*bremssstrahlung*), que se dan más en la banda de radio y que pueden llevar superpuestas líneas de transición de altos niveles de hidrógeno ($\lambda = 6\text{cm}$).

1.3. Abundancias químicas en nebulosas de gas ionizado

La observación directa de las nebulosas de gas ionizado y el diagnóstico de sus espectros permite estimar sus abundancias químicas aprovechando el hecho antes visto de que gran parte del enfriamiento del gas se produce a través de las líneas de emisión de los iones y átomos pesados. Este es uno de los tres principales métodos para calcular la metalicidad de un objeto en el Universo, aparte de la espectroscopía estelar y de las abundancias medidas en nuestro Sistema Solar, pero con la ventaja de que el gas ionizado es mucho más luminoso y con mayor brillo superficial, lo que permite su observación directa en objetos lejanos cuando el cúmulo ionizante es lo bastante masivo y, por tanto, brillante. Esta posibilidad permite poner restricciones observacionales en diferentes lugares y épocas a la composición química del medio que estamos observando, que es la misma que la de las estrellas que en él se encuentran antes del procesamiento del gas lo cual da pistas importantes a los modelos

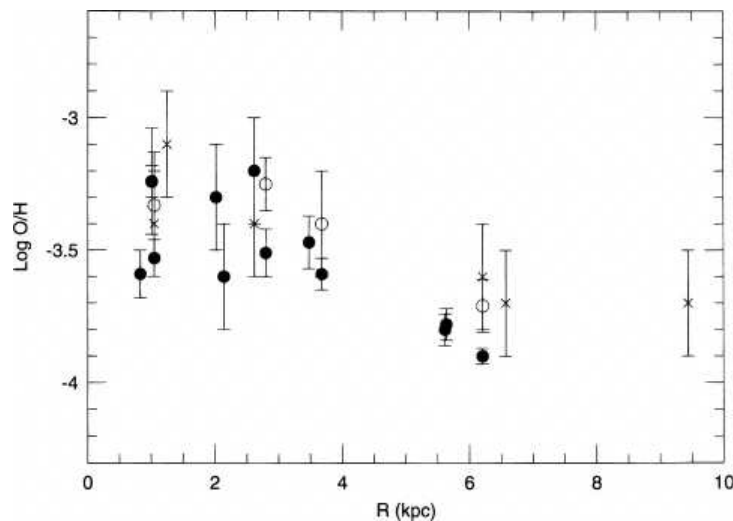


Figura 1.3: Gradiente de la abundancia de oxígeno en la distancia galactocéntrica para NGC2403. Los círculos rellenos representan datos de Garnett et al. (1997), los círculos abiertos de Fierro et al. (1986) y las cruces de McCall et al. (1985).

de evolución estelar, evolución química de galaxias y evolución de todo el Universo. Veamos algunos ejemplos concretos de esto.

Gradientes de abundancias

La determinación de abundancias químicas en nuestra Galaxia (Shaver et al., 1983) y en galaxias cercanas de disco (p.ej. M33, Vílchez et al., 1988) está sirviendo para cuantificar los gradientes de metalicidad encontrados a partir de la medición de O/H de tal modo que la metalicidad disminuye al alejarnos del centro (p.ej. Searle, 1971, Vila-Costas & Edmunds, 1992; Zaritsky, Kennicutt & Huchra, 1994). Estos gradientes se cuantifican a partir de las mediciones de entre 5 y 10 regiones HII a diferentes distancias galactocéntricas. De momento, los gradientes medidos coinciden bastante bien con los valores derivados para el gradiente observado para nuestra Galaxia hasta la vecindad solar aunque éste último está sometido a una incertidumbre mayor, debido a la extinción en el disco galáctico y a la poca precisión en la estimación de las distancias galactocéntricas. Uno de los puntos a aclarar es si la pendiente se pronuncia en las zonas interiores, de metalicidad más alta y más difícil de determinar. Los gradientes mayores se observan en las galaxias de tipo espiral más tardío, aunque en contraste las galaxias irregulares muestran una variación espacial mínima.

Otras propiedades galácticas

La metalicidad también está correlacionada con la masa y la luminosidad de las galaxias (p.ej. Garnett & Shields, 1987; Skillman, Kennicutt & Hodge, 1989; Zaritsky et al., 1994), ya sean elípticas, espirales o irregulares, lo que sugiere un mecanismo común de regulación de la metalicidad probablemente relacionado con la formación del disco y el bulbo tanto en galaxias tempranas como tardías (Coziol et al. 1998). La correlación también observada entre la metalicidad y el brillo superficial del disco está sirviendo para proponer un mecanismo de formación estelar auto-regulada en las galaxias tardías, de tal modo que, a mayor formación estelar, mayor es la radiación y energía mecánica expulsada al medio interestelar que rodea las estrellas inhibiendo la formación de más estrellas (Phillips & Edmunds, 1991, Ryder, 1995).

También la dinámica galáctica está correlacionada con las mediciones de la distribución espacial del gas en el disco, ya que ésta permite estudiar los flujos de gas a lo largo de las barras. Esto provoca que los gradientes en galaxias barradas sean más planos (Vila-Costas & Edmunds, 1992; Oey & Kennicutt, 1993; Roy & Walsh, 1997), aunque a veces se detecte un gradiente dentro de la barra (Friedli, Benz & Kennicutt, 1994).

Proporciones relativas de elementos

Las proporciones relativas de las abundancias de distintos elementos también son de gran relevancia, dada su sensibilidad a la función inicial de masas (IMF), la historia de la formación estelar y la nucleosíntesis estelar.

Las mediciones del cociente de C/O han sido mejoradas en los últimos años con los nuevos datos en el UV, lo que está permitiendo entender si la fracción de carbono que se encuentra en los granos de polvo es o no constante. Las mediciones que se han hecho de este cociente coinciden con las predicciones de la teoría para la nucleosíntesis de estrellas masivas (Weaver & Woosley, 1993), sin embargo aún no hay estimaciones precisas de la contribución de este elemento al medio interestelar por parte de las estrellas de masa moderada. La utilización de las observaciones (figura 1.4) ha permitido, por ejemplo, establecer la validez de modelos de evolución estelar en que la pérdida de masa en estrellas de alta masa está relacionada con la metalicidad.

Asimismo, el estudio del cociente de N/O está sirviendo para clarificar el origen de la mayor parte del nitrógeno: *primario* (aquel que viene del carbono procesado en los núcleos de Helio y transportado por convección hacia las capas superiores de la estrella,

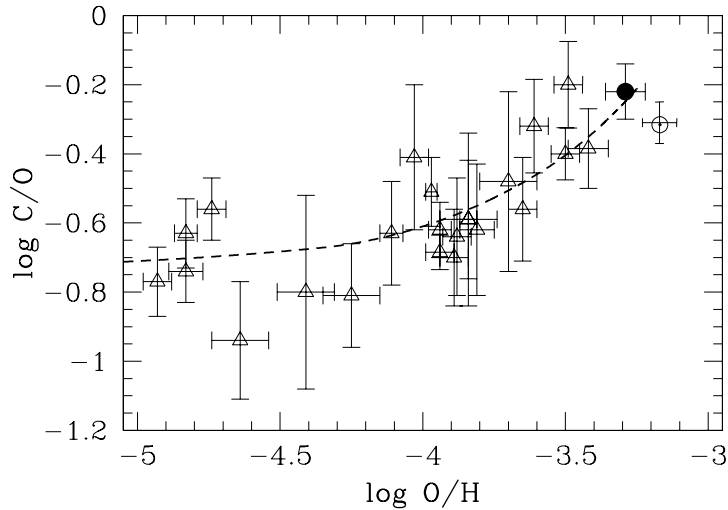


Figura 1.4: Variación del cociente C/O con la metalicidad (Carigi et al. 1999)

con una proporción de N/O independiente de la metalicidad) o *secundario* (producido vía ciclo CNO en estrellas de metalicidad no nula, con N/O creciente al aumentar la metalicidad). Los últimos modelos de evolución estelar predicen que el nitrógeno primario proviene tanto de estrellas de masa alta como moderada pero las observaciones aún no han dado pistas acerca de cuál es el origen del nitrógeno primario observado en galaxias poco metálicas.

Más comprometido es el estudio del cociente entre las abundancias de azufre y el oxígeno, el cual constituye uno de los objetivos iniciales de este trabajo. De los estudios en la Galaxia (Simpson & Rubin, 1990; Shaver et al., 1983) parecía apreciarse un cierto gradiente de S/O. Además, Garnett (1989) refrendaba un valor constante de S/O al variar O/H en regiones HII extragalácticas. Estas mediciones son en principio compatibles con el hecho de que el azufre, al igual que el argón, sólo se produce en el procesamiento del oxígeno en las últimas etapas de la evolución de estrellas masivas, por lo que a primer orden la abundancia de estos elementos en el medio interestelar estaría ligada a la del oxígeno en las proporciones solares. De todas maneras, Weaver & Woosley (1993) afirman que este cociente puede ser sensible a las propiedades que rodean la explosión de SuperNova. En otra serie de datos, Díaz et al. (1990), sí encontraban diferentes relaciones en galaxias distintas (p.ej. M33 o M101) y más tarde, Garnett (2001), en el régimen de alta metalicidad halla indicios de un valor decreciente de S/O con la metalicidad, cuya causa podría estar según el autor en alguna

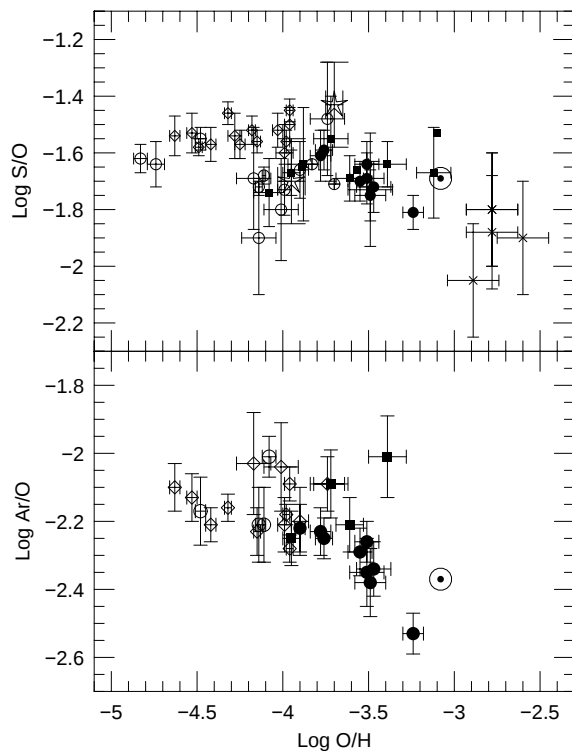


Figura 1.5: Variación de los cocientes de S/O, en la parte superior, y de Ar/O en la parte inferior con relación a la metalicidad, representada por la abundancia de oxígeno (Garnett, 2001)

variación en la nucleosíntesis estelar de estrellas masivas metálicas (a causa, quizá, de más intensos vientos estelares). En ese mismo trabajo señala un valor constante del cociente a bajas metalicidades, basándose en los datos de las galaxias HII de los catálogos de Byurakan (Izotov et al., 1994, 1997 y 1998). Sin embargo, la fiabilidad de los métodos empleados para hallar las abundancias químicas en estos datos no permite sacar conclusiones excesivamente sólidas acerca del comportamiento de la relación en este rango, como más adelante veremos.

La búsqueda del He primordial

Las regiones HII gigantes extragalácticas aisladas o galaxias HII fueron descubiertas en 1970 por Sargent y Searle y presentan un espectro dominante de emisión causado por los intensos brotes de

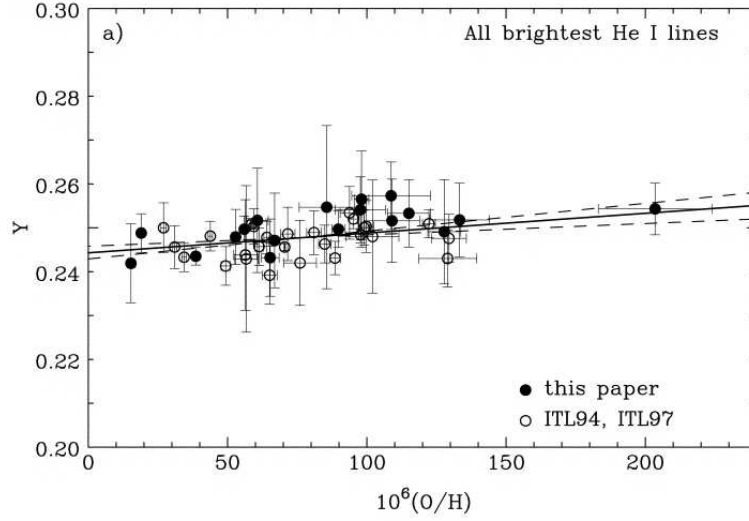


Figura 1.6: Variación de He/H con la metalicidad para una muestra de galaxias HII. El ajuste lineal da la estimación de la abundancia de helio primordial. (Izotov & Thuan, 1998)

formación estelar que en su interior se producen. Su estudio es de gran interés porque presentan en promedio una metalicidad más baja que el resto de los objetos del Universo local, lo que ha llevado a considerar estos objetos como jóvenes. Esta propiedad ha servido para utilizar las mediciones de abundancias en estos objetos para entender mejor la formación estelar y el enriquecimiento del medio en fases previas de la historia de nuestra propia Galaxia o para medir la abundancia primordial de helio, dada la escasa fracción que ha sido producida de este elemento en las estrellas allí situadas.

Los resultados de las pesquisas sobre dicha fracción primordial son de gran relevancia dado que su valor podría ser una confirmación a las predicciones del modelo *standard* de Gran Explosión en el Universo. En todo caso la medición de la abundancia de helio en dichas galaxias no puede resultar inferior a la cosmológicamente permitida ya que el helio no se destruye en las estrellas. Este modelo predice que en el Universo temprano, la abundancia de helio es función de algunos parámetros cosmológicos como el cociente de bariones con relación a los fotones, el número de familias de neutrinos y la vida media del neutrón (Yang et al. 1984). La precisión requerida para hacer una medida de la abundancia primordial de helio ha hecho discurrir estrategias nuevas de medición para tener en cuenta la no-linealidad de muchos detectores en su respuesta, la absorción atmosférica, la contaminación proveniente del continuo estelar ionizante (p.ej. características de las estrellas Wolf-Rayet

(Dinnerstein & Shields, 1986; D’Odorico, Rosa & Wampler, 1983)), el uso de modelos de fotoionización para deducir la porción de helio neutro y He^{2+} , y la consideración de modelos de síntesis estelar de helio. La mayoría de los últimos trabajos miden un valor para Y_p en torno a 0.24, ligeramente por encima del valor permitido en el modelo standard. Por ejemplo pueden citarse los resultados de Olive, Skillman & Steigman (1997) que miden $Y_p = 0.234 \pm 0.003$ y los de Izotov & Thuan (1998) que obtienen $Y_p = 0.244 \pm 0.002$.

La influencia del polvo y los estudios de envolturas estelares

La presencia de granos de polvo mezclados con el gas ionizado es un factor que ha de ser tenido en cuenta a la hora de hacer la determinación en las abundancias químicas, ya sea por la depleción de los elementos refractarios (Fe, Ca, Si, Mg) como en la influencia que dicho polvo tiene en la estructura interna de ionización ya que los granos de polvo pueden absorber fotones UV y actuar de agentes enfriantes, reduciendo la temperatura electrónica deducida a partir de las líneas de emisión de los iones. Hay notables evidencias de la existencia del polvo a través del espectro observado en el infrarrojo, como la presencia de un continuo y la detección de características debidas a silicatos y otras moléculas de carbono. (Harrington et al. 1988). La porción de la masa de los granos de polvo en relación a la masa del gas puede oscilar entre 10^{-4} - 10^{-3} de las regiones HII (Hoare et al. 1991) a 0.4 en la nebulosa planetaria encontrada en el cúmulo globular M22 (Borkowski & Harrington, 1991).

El estudio de las abundancias químicas en las envolturas de estrellas tipo Wolf-Rayet y LBV está sirviendo para entablar relaciones entre la composición química, la morfología, la masa eyectada y las propiedades de la estrella central. Las estrellas LBV se producen como consecuencia de la evolución de estrellas de tipo O de más de $60 M_{\odot}$ y se caracterizan por eyectar gas mediante vientos estelares lentos. Las Wolf-Rayet corresponden a la siguiente fase evolutiva en este tramo de masa, aunque también aparecen tras la fase de Supergigante roja para las estrellas de más de $35 M_{\odot}$ y se caracterizan por barrer el material ya eyectado a velocidades muy altas y esparciéndolo de una manera irregular. Uno de los resultados de los estudios en envolturas de WR ha sido el valor constante del cociente $(\text{O}+\text{N})/\text{H}$, lo que sugiere que el oxígeno ha sido transformado en nitrógeno a través del ciclo ON (Esteban et al., 1993), que es una vía secundaria del ciclo CNO. En concreto la reacción que tiene lugar es:



El efecto que los poderosos vientos estelares provenientes de las estrellas WR tienen en el medio interestelar es uno de los puntos que están siendo estudiados con detenimiento debido a la importancia que tiene la modelización de los cúmulos estelares a partir de las observaciones de la emisión del gas ionizado y por tanto el esclarecimiento del cociente de estrellas WR/O en el cúmulo. Aún no está clara la dependencia de la intensidad de dichos vientos con la metalicidad, aunque sí se sabe que es directamente proporcional a ésta, lo cual causa que las estrellas O de mayor metalicidad entren en esta fase a partir de una masa menor, y también se sabe que al aumentar dicha metalicidad lo hace también la opacidad estelar y por tanto, el efecto de los vientos en el entorno es menor.

En cuanto a las nebulosas planetarias, su estudio está sirviendo para estudiar el medio interestelar de la Galaxia y confirmar los gradientes de metalicidad tanto radiales (p.ej. Maciel & Quireza, 1999) como verticales (p.ej. Köppen & Cuisinier 1997), medir abundancias en el bulbo (Cuisinier et al., 2000) y en el halo (Howard et al., 1997). También están resultando de gran interés para la evolución química de otras galaxias como la Gran Nube de Magallanes (Dopita et al., 1997), o para refutar el nexo dinámico que se pensaba existía entre las elípticas difusas y las enanas irregulares (Richer & McCall, 1995).

Las cocientes de abundancias derivadas a partir de nebulosas planetarias muestran siempre diferencias con respecto a las derivadas a partir de regiones HII. Los valores de He/H, N/O y C/O son más bajos en el último caso, indicando un enriquecimiento debido al papel de la estrella progenitora de la NP. También hay más dispersión en el caso de las NP lo que podría estar ocasionado por la contribución de distintos mecanismos de procesamiento y eyección a las capas superiores. El estudio de estas tasas en función de las otras características de la nebulosa planetaria está ayudando a entender los mecanismos de nucleosíntesis y eyección (Costa et al., 2000, Péquignot et al., 2000)

1.4. Determinación de abundancias químicas: Métodos y dificultades

Una vez que hemos motivado el estudio de las abundancias químicas en nebulosas de gas ionizado a través de una breve revisión de aquellos puntos astrofísicos en los que suscita mayor interés, vamos a describir el proceso de determinación de abundan-

cias, haciendo hincapié en aquellas dificultades que dicho proceso presenta. Dado que la mejora del proceso de determinación es uno de los objetivos del trabajo, una pequeña introducción puede ser conveniente para situar el tema.

La propiedad física en la que se basa toda la determinación parte del hecho de que tanto las líneas de recombinación de hidrógeno como las líneas prohibidas colisionales son ópticamente delgadas y en que el flujo de dichas líneas de emisión es directamente proporcional a la abundancia del ión que la produce. Por tanto, las abundancias pueden ser expresadas mediante cocientes de intensidades de líneas de emisión, dependiendo del tipo de línea de que dispongamos. En caso de tener líneas de recombinación:

$$\frac{n(He^+)}{n(H^+)} = \left(\frac{I(\lambda, He^+)}{I(H\beta)} \right) \cdot \frac{\alpha(H\beta)}{\alpha(\lambda, He)} \cdot \frac{4861}{\lambda} \quad (1.5)$$

donde los coeficientes α son los coeficientes de recombinación. Esta es la manera más fiable, ya que dichos coeficientes dependen débilmente de la temperatura y además de manera similar, por lo que esta dependencia se cancela. Sin embargo, para el resto de iones no podemos encontrar líneas de recombinación en la parte óptica del espectro y tenemos que recurrir a líneas colisionales. En el caso de encontrarnos con el cociente de los flujos de dos líneas colisionales la expresión a utilizar es:

$$\frac{n(X^i)}{n(Y^j)} = \left(\frac{I(\lambda_1, X^i)}{I(\lambda_2, Y^j)} \right) \cdot \frac{C(\lambda_2, Y^j)}{C(\lambda_1, X^i)} \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \quad (1.6)$$

En este caso hay una dependencia de los coeficientes C , de excitación colisional, que dependen a su vez de la inversa de la exponencial de la temperatura, aunque también en este caso lo hacen de manera parecida por lo que la dependencia resultante es también baja. Finalmente, la manera más común es comparar la intensidad de la línea colisional del ión cuya abundancia queremos calcular con relación a una línea de recombinación de hidrógeno. Este método es el que más depende de la temperatura.

$$\frac{n(X^i)}{n(H^+)} = \left(\frac{I(\lambda, X^i)}{I(H\beta)} \right) \cdot \frac{n_e \alpha(H\beta)}{\alpha(\lambda, X^i)} \cdot \frac{4861}{\lambda} \quad (1.7)$$

Hay estudios tanto en nebulosas planetarias como en regiones HII (p.ej. Mathis & Liu, 1999) que demuestran que las abundancias determinadas a partir de las líneas de recombinación son entre un factor 2 y un factor 20 mayores que las obtenidas a través de las líneas colisionales, debido a la mayor dependencia de estas últimas de la temperatura electrónica. En todo caso, las abundancias medidas a partir de líneas colisionales dependen de la determinación

previa de la temperatura y densidad electrónicas lo que, a su vez, descansa en la medición de los cocientes de flujos de líneas colisionales nebulares, más intensas, y aurorales, más débiles, y apenas detectables en objetos de baja excitación. En estos objetos la abundancia de metales es más alta y, como consecuencia, el enfriamiento es muy eficaz y la temperatura es muy baja.

Dicho efecto queda ilustrado en la figura 1.7, donde se muestran las líneas aurorales de [OIII] ($\lambda 4363\text{\AA}$) y [SIII] ($\lambda 6312\text{\AA}$) y las correspondientes líneas nebulares ([OIII]: $\lambda\lambda 4959, 5007\text{\AA}$; [SIII]: $\lambda\lambda 9069, 9532\text{\AA}$). La columna de la izquierda corresponde a los espectros de H13, una región HII gigante de la galaxia espiral NGC 628 y con una metalicidad menor que $0.5Z_{\odot}$. En la de la derecha, los espectros de CDT1, una región HII de la espiral NGC 1232, y que es el objeto más metálico en que han podido detectarse líneas aurorales (Castellanos et al., 2002). Las abundancias de oxígeno derivadas explican las diferencias observadas en el espectro. A metalicidad alta, las líneas prohibidas de oxígeno son menos intensas que a baja metalicidad, ya que al enfriarse el gas, dicho enfriamiento se produce vía las líneas de [OIII] del óptico y del IR medio. Así, la observación de las líneas de azufre en el IR cercano se vuelve imprescindible a metalicidad alta si pretendemos medir la temperatura electrónica de manera directa, ya que aunque el azufre es menos abundante que el oxígeno su dependencia de la temperatura electrónica es menor.

Sin embargo, en la bibliografía hay numerosos indicios que obligan a tomar las temperaturas electrónicas medidas a través de las líneas de emisión en el óptico con cierta precaución. Las mediciones de la temperatura realizada a partir de otros indicadores como los saltos de Paschen o Balmer, las líneas de recombinación o el continuo en radio llevan a valores más bajos que los obtenidos a través de las líneas colisionales del óptico. Una de las causas que se han dado para explicar este hecho pasa por la existencia de gradientes de temperatura, pero este hecho se puede tener en cuenta asociando diversas temperaturas de línea a la zona en la que yace el ión cuya abundancia queremos calcular. Por ello es importante tener la mayor cantidad posible de líneas aurorales o, al menos, tener relaciones entre ellas que reflejen la estructura interna de ionización.

Otra causa yace en la posible existencia de fluctuaciones de temperatura (Peimbert, 1967). Dichas fluctuaciones se pueden cuantificar matemáticamente como la desviación de una cierta temperatura promedio dada por:

$$T_0(N_i) = \frac{\int T_e N_i n_e dV}{\int N_i n_e dV} \quad (1.8)$$

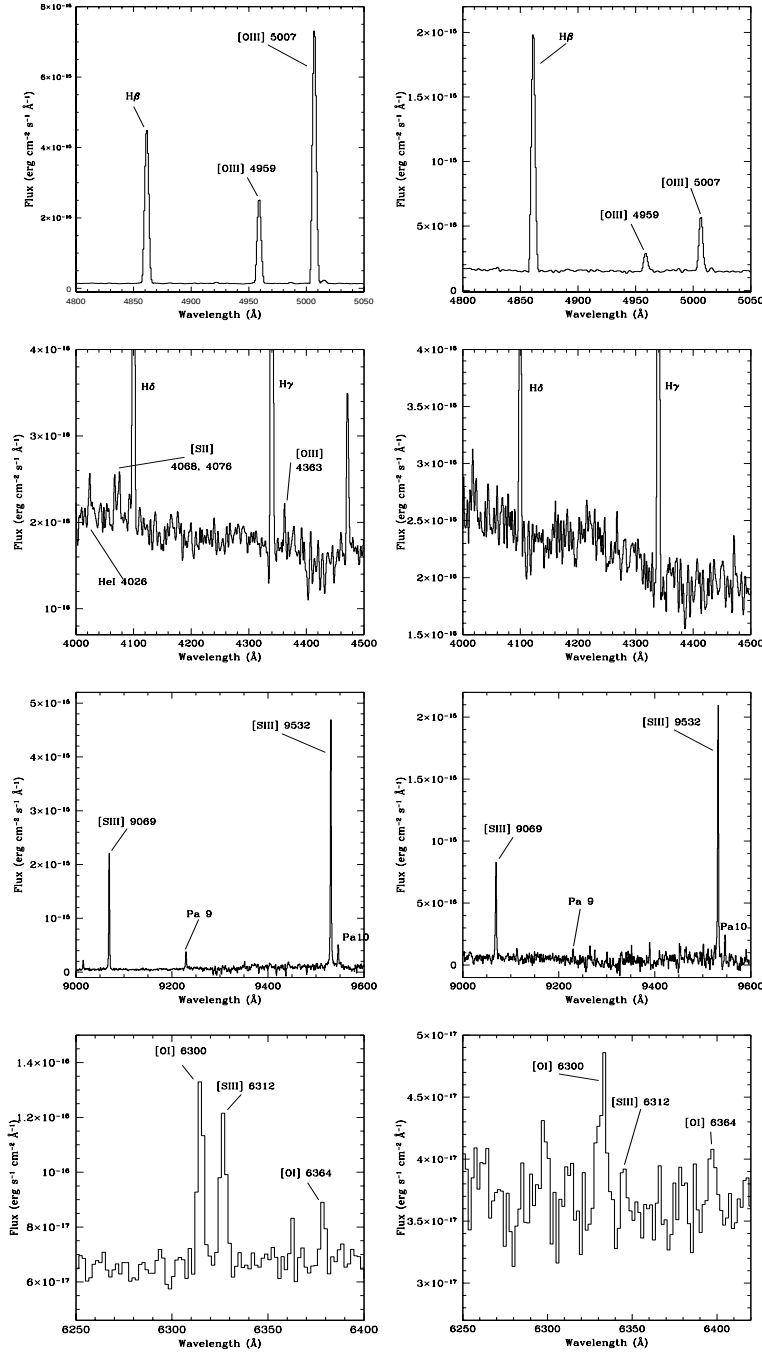


Figura 1.7: Espectros de emisión de dos objetos de distinta metalicidad: En la columna de la izquierda, H13, en NGC 628, de baja metalicidad y en la columna de la derecha, CDT1, en NGC 1232, muy metálico (Castellanos et al., 2002). Las diferencias en la metalicidad sirven para explicar los cambios en el comportamiento de las líneas de emisión.

para un ión específico N_i , entonces las desviaciones respecto del valor promedio toman la forma:

$$t^2(N_i) = \frac{\int (T_0 - T_0(N_i))^2 N_i n_e dV}{T_0(N_i)^2 \int N_i n_e dV} \quad (1.9)$$

Si se admite como la temperatura de equilibrio aquella deducida por otros métodos diferentes de las líneas colisionales en el óptico, la mayor parte de los estudios cuantifican un aumento en las temperaturas procedentes de líneas colisionales con una desviación t^2 con valores de entre 0.03 y 0.05 (Peimbert, 1996; Stasińska, 1998; Mathis et al., 1998; Esteban, 2002), lo que se traduce en valores inferiores de $\log(\text{O}/\text{H})$ hasta en 0.3 dex. Sin embargo, estudios con resolución espacial del diagnóstico de líneas muestran variaciones mucho menores, del orden de $t^2 \sim 0.002$ (p.ej. González-Delgado et al., 1994; Liu, 1998). En todo caso, dichas fluctuaciones no afectarán tanto a los cocientes de líneas colisionales, tales como N/O, ya que ambas tienen una dependencia similar de la temperatura. Entre las posibles causas de dichas fluctuaciones están las fluctuaciones de densidad, inhomogeneidades en las abundancias (Torres-Peimbert et al., 1990; Péquignot et al., 2002) o procesos alternativos de calentamiento del gas, tales como ondas de choque (Binette et al., 2001) o transporte conductivo (Maciejewski et al., 1996). Sin embargo los análisis asociados a ambos eventos parecen indicar que no tienen energía suficiente para explicar la existencia de fluctuaciones de la magnitud indicada. En todo caso hasta que no se desarrollen modelos de fotoionización que permitan un análisis espacial en tres dimensiones no va a poderse estudiar en detalle los procesos internos del gas ionizado que expliquen dichas tendencias.

Otro de los problemas mayores con que se encuentra la determinación de abundancias es que en la parte óptica del espectro no podemos medir las líneas de emisión de todos los estados de ionización de los elementos cuya abundancia queremos calcular. Esto se debe a que dichas líneas son demasiado débiles o se encuentran en otras bandas. Una manera de solucionar este problema es observando las bandas en que se encuentran dichas líneas pero a veces esto no es posible, por lo que, en general, lo que se hace es recurrir a una cantidad llamada factor de corrección de ionización (ICF) que da cuenta de la contribución de la abundancia de las especies iónicas observadas.

$$\frac{N(X)}{N(H)} = ICF(X_{obs}) \cdot \frac{N(X_{obs})}{N(H^+)} \quad (1.10)$$

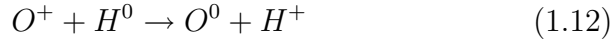
Los trabajos de Peimbert & Costero (1969) fueron los primeros en hacer un intento por cuantificar los ICF de distintas especies.

Los factores encontrados por ellos están basados en la similitud de potenciales de ionización con especies observadas, como en el caso de O^+ (35,1 eV) y S^{2+} (34,8 eV). Actualmente la mayoría de sus expresiones están corregidas por otras basadas en el uso de modelos de fotoionización.

El único caso favorable en regiones HII donde podemos dar cuenta de toda la abundancia química de una especie, es en el del oxígeno, ya que:

$$\frac{N(O)}{N(H)} = \frac{N(O^+)}{N(H^+)} + \frac{N(O^{2+})}{N(H^{2+})} \quad (1.11)$$

y no hay que tener en cuenta la contribución de oxígeno neutro, aunque se observe la línea de [OI] a λ 6300 Å, ya que su fracción de abundancia es muy similar a la de hidrógeno neutro, debido a la reacción de intercambio de carga (Osterbrock, 1989):



pero sí de la de [OIV] en objetos de muy alta excitación, tales como nebulosas planetarias, en las que se observen líneas de HeII. En ese caso, Harrington et al. (1982) proponen:

$$ICF(O^+ + O^{2+}) = \left(\frac{N(He^+) + N(He^{2+})}{N(He^+)} \right)^{2/3} \quad (1.13)$$

En otros casos, tales como en los cocientes de N/O o Ne/O, las expresiones

$$N(N)/N(O) = N(N^+)/N(O^+) \quad (1.14)$$

$$N(Ne)/N(O) = N(Ne^{2+})/N(O^{2+}) \quad (1.15)$$

funcionan como aproximación con bastante validez.

En el caso del azufre, la fracción de azufre de S^{3+} puede ser cuantificada mediante la expresión propuesta por French & Grandi (1981):

$$\frac{N(S)}{N(H)} = \left(\frac{N(S^+) + N(S^{2+})}{N(H^+)} \right) \cdot \left(\frac{N(O)}{N(O^+)} \right) \quad (1.16)$$

que tiene una fuerte correlación con el grado de ionización (Barker, 1978; Pagel, 1980) tanto en nebulosas planetarias como regiones HII, lo que implica que en regiones con una mayor temperatura electrónica se sobreestima la abundancia de azufre. A cambio los modelos de Stasińska (1978) sugieren una relación con un ICF del tipo:

$$ICF(S^+ + S^{2+}) = \left[1 - \left(1 - \frac{N(O^+)}{N(O)} \right)^\alpha \right]^{-1/\alpha} \quad (1.17)$$

donde α oscila entre 2 y 3.

Muchos de estos ICF pueden ser encontrados en trabajos que recogen los de muchos iones (Mathis & Rosa, 1991; Kingsburgh & Barlow, 1994). De todos modos se suele imponer el uso de modelos de fotoionización para hallar las fracciones completas, aunque estos aún no den cuenta de la estructura real interna de ionización hasta que empiecen a programarse atendiendo a su estructura espacial en tres dimensiones.

Como vemos la determinación de abundancias químicas se enfrenta a numerosas dificultades. No obstante, la mayor dificultad aparece cuando ninguna línea auroral es visible en absoluto. En dicho caso hay que recurrir a los parámetros empíricos, basados en las líneas fuertes de emisión. En el capítulo 6 de este trabajo se hace un exhaustivo análisis de aquellos más relevantes a través de modelos de fotoionización y la consiguiente comparación con datos observacionales.

1.5. Propiedades de las galaxias HII: Cuestiones abiertas

Las galaxias HII forman un subconjunto de las Galaxias Compactas Azules (BCG), que pertenecen a la clase de galaxia más numerosa del Universo: las galaxias enanas. El término galaxia HII se utiliza cuando se hace referencia a objetos seleccionados a partir de placas obtenidas mediante la técnica del prisma-objetivo cuyo criterio de búsqueda sean las líneas de emisión (por ejemplo, Terlevich et al. 1991), mientras que las BCG son objetos seleccionados en base a su color muy azul y su aspecto compacto en las placas fotográficas. De todos modos ambos términos suelen designar a los mismos objetos, ya que sus propiedades observables en el óptico están dominados por el espectro de región HII de las zonas de formación estelar.

Los primeros trabajos sobre estos objetos *compactos* son los de Haro (1956) y Zwicky et al. (1960-1968) que distinguen estas galaxias de gran brillo superficial en sus placas fotográficas. En 1970, Sargent & Searle se dan cuenta que casi todos estos objetos presentan un espectro dominante de líneas de emisión como el de las regiones HII del disco de las galaxias espirales y las denominan Regiones HII Gigantes Extragalácticas Aisladas..

Generalmente se componen de una región central de unos pocos cientos de parsecs de diámetro con un elevado brillo superficial en la cual se están formando miles de nuevas estrellas en un proceso de formación estelar violenta (*starburst*) (Searle et al. 1973), y de una galaxia de algunos cientos de parsecs de diámetro de baja luminosidad ($M_V \geq -17$). Se supone que los episodios de formación estelar han de ser forzosamente breves, ya que en la región central no puede haber gas suficiente para alimentar dichos procesos durante un tiempo superior a 10^9 años (Thuan & Martin, 1981). Fanelli et al. (1988) han estimado el ritmo de formación estelar entre 0.1 y $1 M_\odot$ por año. El esquema dibujado por Thuan (1991) consiste en períodos intermitentes de formación estelar de no más de 10^7 años seguidos de épocas de calma entre 1 y $3 \cdot 10^9$ años.

Otra de las principales características importantes de las galaxias HII es su baja metalicidad ($Z_\odot/50 \leq Z \leq Z_\odot/3$) (Kunth & Sargent, 1986), siendo la galaxia HII I Zw 18 el objeto menos metálico conocido del Universo local ($Z \approx Z_\odot/50$). Este hecho ha promovido el estudio de las abundancias químicas a partir del diagnóstico del gas ionizado a fin de determinar la fracción de helio primordial, Y_p , ya que se considera que el gas está poco procesado por las escasas generaciones de estrellas que se han producido en estos objetos.

Tipo	Descripción
iE	Con estructura interior compleja y envoltura regular
nE	Núcleo bien definido y envoltura regular
iI	Con envoltura irregular
iI,C	Galaxias cometarias
iI,M	Bajo proceso de fusión con otro objeto
iI,O	Sin envoltura exterior

Cuadro 1.3: Clasificación morfológica de galaxias HII (Loose & Thuan 1986)

La fotometría de galaxias HII ha permitido hacer innumerables clasificaciones de las mismas en base a su morfología o la forma de su perfil de brillo superficial. La clasificación de Loose & Thuan (1986), que puede verse en el cuadro 1.3, es la más completa, aunque hay otra más simple, debida a Telles & Terlevich (1995), que las divide en:

- *Tipo I.* Tienden a ser más brillantes, porque tienen brotes de formación estelar más grandes. Son más metálicas, sin forma definida y con mayor dispersión de velocidades.
- *Tipo II.* Son más compactas y esféricas. Con menor luminosidad, metalicidad y dispersión de velocidades.

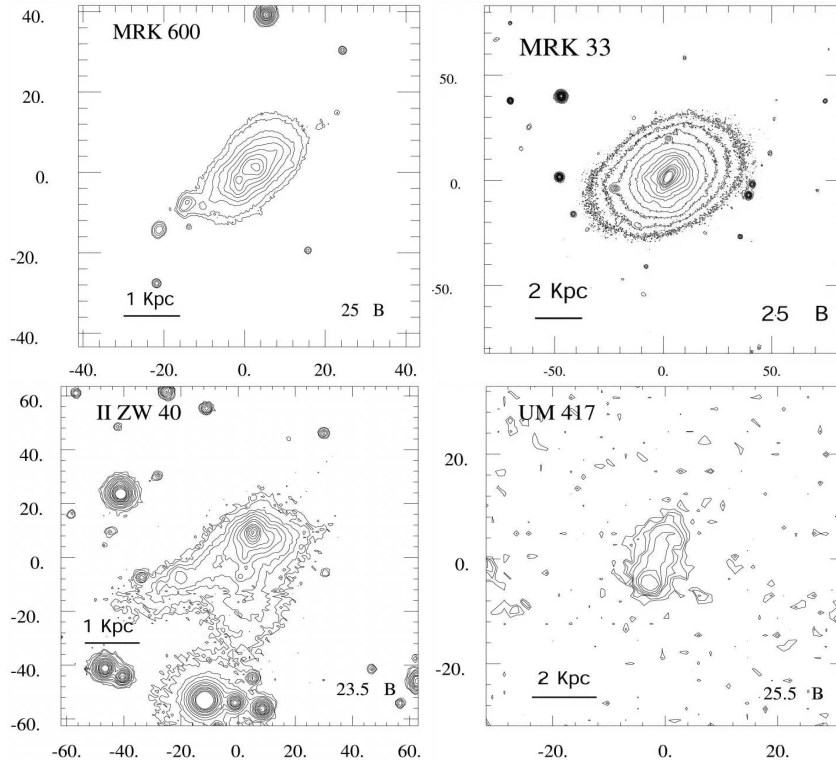


Figura 1.8: Fotometría del color (V-R) de algunas galaxias HII tomadas de Cairós et al (2001). Arriba a la izquierda Mrk600 (iE), arriba a la derecha, Mrk 33 (nE), abajo a la izquierda, IIZw40 (iI,M) y abajo a la derecha UM 417 (iI,C).

Las distintas características de los dos tipos ha llevado a pensar que el mecanismo de desencadenamiento de los procesos de formación estelar pueda ser la interacción con otros objetos. Sin embargo, a pesar de los intentos por establecer una conexión entre formación estelar e interacción gravitatoria, no hay una correlación clara entre ambos eventos. De hecho, Telles y Terlevich (1995) demuestran a partir de un análisis estadístico que muchas de las galaxias HII con un compañero son de tipo II, aunque también hay trabajos que confirman la presencia de compañeros ricos en gas que emiten en el radio (Taylor et al., 1993, 1995, 1996) al lado de galaxias con intensos procesos de formación estelar. Por otro lado Campos-Aguilar et al. (1993) observan el entorno próximo de una muestra de galaxias compactas azules y no encuentran vestigios de compañeros en la mayoría de los objetos de la muestra. Entre las otras posibles causas propuestas para explicar los brotes de formación estelar está la formación estelar autopropagante (Searle & Sargent, 1972; Gerola et al. 1980) que consiste en que la formación estelar se

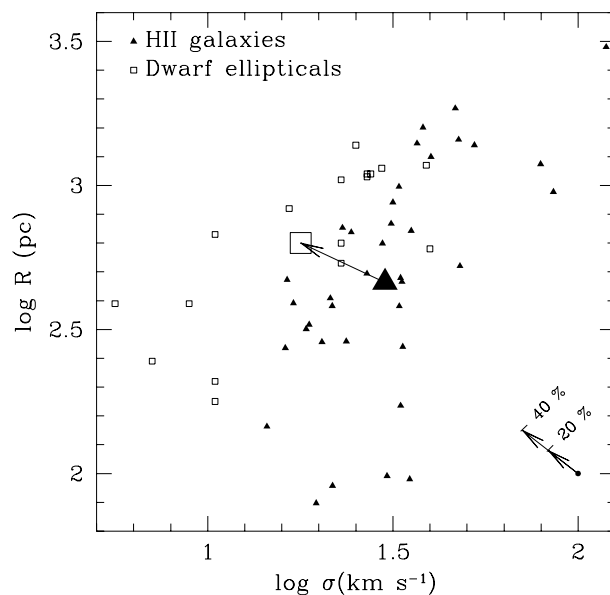


Figura 1.9: El radio frente a la dispersión de velocidades σ , para una muestra de elípticas enanas y galaxias HII. Los símbolos grandes corresponden a la media de la muestra de las galaxias HII (triángulo) y las elípticas enanas (cuadrado) (Telles et al., 1997)

produce en *celdas* de tamaño pequeño y constante y que se va propagando de unas a otras. Dicho proceso iría seguido de un período de *recuperación*. Otra posible causa estaría en los procesos cíclicos de caída y expulsión de gas.

De especial interés es la cuestión acerca de si las galaxias HII son objetos jóvenes, ya que de serlo su estudio resultaría de gran importancia para comprender los mecanismos de formación estelar en las galaxias primitivas. El hecho de ser poco metálicas y muy azules son los principales argumentos a favor. También hay indicios que muestran una conexión evolutiva dinámica entre las galaxias HII, las elípticas enanas (dEs) y las enanas irregulares (dIrrs), a través de la dispersión de velocidades (Telles et al., 1997) y la similitud de propiedades como los colores en el infrarrojo cercano (Thuan, 1985), las propiedades del hidrógeno neutro (Staveley-Smith et al., 1992) y las distribuciones espaciales (Pustilnik et al., 1995), o el hecho de que en el plano UVK, los distintos tipos de galaxias muestren una correlación que depende de la edad y de la metalicidad, en el cual las galaxias HII quedan en un extremo (Thuan, 1985). A pesar de ello, Bothun et al (1986) en su estudio de las enanas elípticas e

irregulares (dI) del cúmulo de Virgo concluyen que las últimas no son progenitoras de las primeras, sino que las BCGs sean análogas a las dE pero siendo mucho más ricas en gas.

Además, hay suficientes indicios que parecen indicar que hay poblaciones más antiguas a la que se está produciendo en el cúmulo central. Entre ellos está el hecho de que el índice de color se vuelve más rojo en V-R y en V-I o que el ajuste del perfil de brillo superficial se vuelve exponencial en las zonas más externas. Además el análisis de poblaciones estelares demuestra que el exceso en el rojo no puede deberse solamente a las poblaciones de supergigantes rojas jóvenes, sino que hacen falta poblaciones de gigantes rojas de edad vieja y estrellas AGB de edad intermedia (Schulte-Ladbeck et al., 1998). Asimismo los modelos de Leitherer, Schaerer & Stasińska (2001) apuntan como una de las posibles causas de los altos valores de anchuras equivalentes de $H\beta$ observadas la existencia de una población más vieja que la que hay como consecuencia de un único y reciente brote de formación estelar. Sin embargo hay también un gran número de objetos en que aún no se ha observado la componente estelar más antigua.

Actualmente, hay un acentuado interés en las galaxias menos metálicas, ya que son estas las que tienen una mayor similitud con el ambiente de las galaxias primordiales y su estudio podría proporcionar importantes pistas acerca de la formación estelar en estas condiciones, al margen de la trascendencia que tienen estos objetos para los *buscadores* del helio primordial. En concreto, ya Izotov & Thuan (1999) han puesto un límite a la metalicidad ($<1/20Z_{\odot}$) por debajo de la cual estos objetos serían buenos para el estudio de estos ambientes primordiales, ya que dichos objetos estarían sufriendo sólo uno de sus primeros brotes de formación estelar. En contraste a estos trabajos, otros autores (Kunth & Östlin, 2000; Legrand, 2000; Legrand et al., 2000) afirmaron que ninguna de las galaxias HII del Universo local es en realidad joven (con edades $\leq 10^9$ años) con la posible excepción de algunos pocos objetos muy poco metálicos, como IZw18, SBS 0335-052 o HS 0822+3542 (Lipovetsky et al., 1999; Kniazev et al. 2000) y en el resto siempre hay una población estelar más vieja que aunque no domine la luminosidad integrada en el óptico, sí es predominante en la masa estelar total. De momento, el análisis fotométrico a distintas bandas en estos objetos no permite sacar conclusiones sólidas, dada la contaminación de las líneas de emisión del gas ionizado, la incertidumbre que ocasiona la metalicidad sobre la edad en los modelos evolutivos y los errores en la discriminación de la población estelar vieja (Cairós et al., 2001; Vanzì et al., 2002). Es posible que la detección de características de estrellas de Wolf-Rayet en los espectros nebulares de estas galaxias

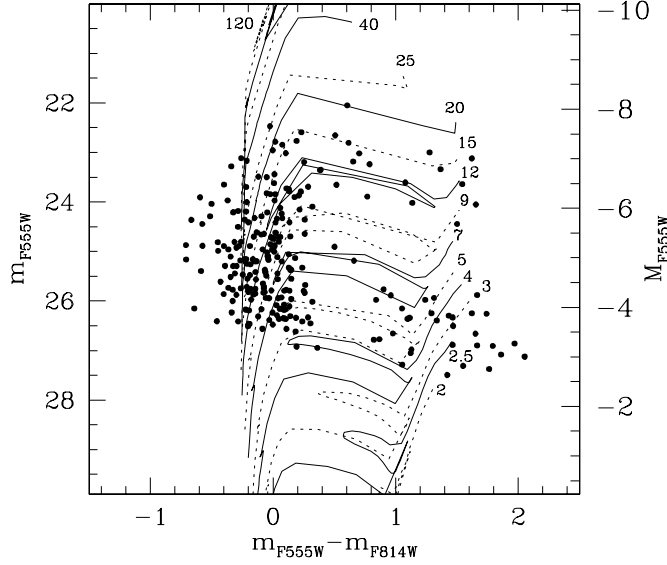


Figura 1.10: Diagrama color (V-I)- luminosidad (V) de la población estelar de IZw18 (Aloisi et al., 2000) y comparación con los modelos evolutivos del grupo de Ginebra para $Z=0.001$. Cada camino viene marcada con la masa de la estrella en cuestión. Este diagrama muestra la presencia de una población estelar anterior a la formada en el brote actual de formación estelar, de al menos 10^8 años.

compactas (Izotov et al., 1997a; Legrand et al., 1997; Guseva et al., 2000) permita poner mejores cotas observacionales a los modelos.

Por el momento, muchos estudios se centran en IZw18, la galaxia local menos metálica, y en la cuestión abierta de si en realidad es un objeto joven que sufre sus primeros brotes de formación estelar o, por el contrario, es mucho más vieja y sufre brotes recurrentes. De los primeros análisis de poblaciones estelares de Hunter & Thronson (1995) y Dufour et al. (1996) no se apreciaba ninguna población estelar vieja, pero estudios más recientes utilizando diagramas de color-magnitud tanto en el óptico (Aloisi et al., 1999) como en el infrarrojo (Östlin, 2000) revelan una población joven de unos 15 millones de años y otra población de estrellas AGB de al menos 10^8 años. Otros indicios, como es la presencia de altos índices de C/O y N/O sólo se justifican por la presencia de una población estelar vieja (Dufour et al., 1988; Garnett et al., 1997)

Actualmente hay buenos datos espectrofotométricos para más de 100 objetos que muestran abundancias en el rango $7.1 \leq 12+\log(\text{O}/\text{H}) \leq 8.6$. Esta distribución de metalicidades tiene un

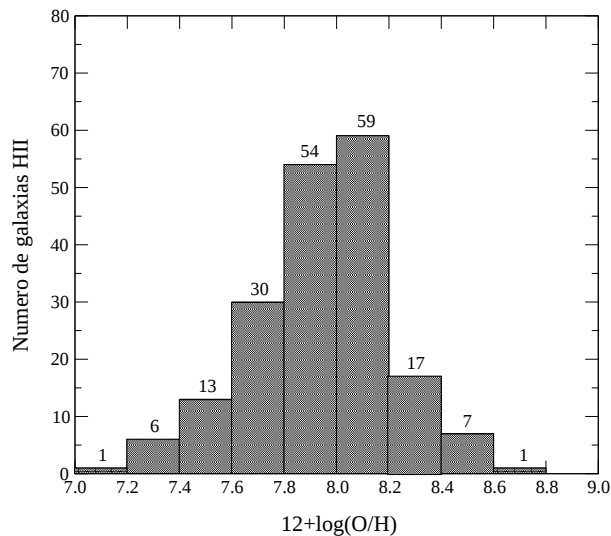


Figura 1.11: Distribución de las galaxias HII en relación a su metalicidad, determinada a través de las abundancias iónicas de oxígeno con una medición directa de la temperatura de línea de [OIII]. La muestra tiene objetos de Lequeux et al. (1979), Kunth & Sargent (1983), Terlevich et al. (1991), Skillman et al. (1993 y 1994), Izotov et al. (1994, 1997 y 1998) y Kniazev et al. (2001).

máximo aproximadamente para un valor $1/8$ del solar, lo cual puede ser debido a efectos de selección, ya que es a esta metalicidad a la cual las líneas de emisión del oxígeno son más intensas. Por otro lado, tampoco hay galaxias HII más metálicas debido a que en la mayoría no puede determinarse de manera directa la metalicidad.

La determinación de metalicidades en estos objetos es de gran importancia en los estudios que tratan de caracterizar su nexo evolutivo con las enanas irregulares (dI) o las galaxias de bajo brillo superficial (LSBG), ya que afecta a la evolución estelar y su conocimiento influye en la interpretación de los colores integrados y las propiedades del gas ionizado.

1.6. Plan del trabajo

Para comenzar este trabajo de tesis se van a describir las observaciones espectrofotométricas en el rojo lejano de una muestra de galaxias HII de baja/media metalicidad y alto brillo superficial, realizadas con el *Isaac Newton Telescope* entre febrero de 1999 y enero de 2000. Dicho capítulo presenta asimismo una descripción de dichos objetos acompañada en 10 de los 12 objetos de la mues-

tra de las observaciones fotométricas en $H\alpha$ y en las bandas B y R, aportadas gentilmente por Armando Gil de Paz, de entre su atlas fotométrico de galaxias HII de Monte Palomar (Gil de Paz et al. 2002, en preparación) y de otras observaciones fotométricas de la literatura (Doublier et al., 1999; Cairós et al., 2001).

En el siguiente capítulo analizaremos las propiedades físicas más relevantes que pueden deducirse de manera directa a partir de estas observaciones a partir de los flujos de $H\alpha$ y las distancias estimadas a estos objetos.

En el capítulo 4, pasaremos a hacer el análisis diagnóstico propiamente dicho, en términos astronómicos, de la muestra. Dicho análisis da una especial importancia a la aportación que las líneas de [SIII] y aquellas que se encuentran en el rojo lejano hacen a dicho diagnóstico, e incluye la determinación de la densidad y las temperaturas electrónicas de línea de [OII], [OIII], [SII] y [SIII]. También se incluyen en este apartado una discusión acerca de las relaciones que dichas temperaturas presentan y qué relevancia tienen en la determinación de la estructura interna de ionización. Finalmente, tras discutir una reciente aportación a la determinación de las fluctuaciones de temperatura en dichos objetos por parte de Nollenberg et al. (2002), se calcularán las abundancias iónicas más importantes.

A continuación como parte del siguiente paso en el análisis de estos objetos, en el capítulo 5 se modelizará el espectro observado de los objetos de la muestra a partir de modelos de fotoionización producida por una sola estrella y con los parámetros de entrada sometidos a los valores observacionales. Compararemos los resultados de la modelización a partir de un continuo ionizante con atmósferas estelares de tipo **CoStar** (Schaerer & de Koter, 1997) y de tipo **Atlas** (Kurucz, 1991). Con estos modelos se puede estimar la información referente a la estructura de ionización del gas no accesible en la parte óptica del espectro. En la parte final del capítulo, analizaremos las propiedades de la población estelar ionizante a partir de los cocientes de fotones ionizantes deducidos de los modelos, las anchuras equivalente de $H\beta$, las características de estrellas Wolf-Rayet y los colores deducidos de la fotometría.

En el capítulo final, y como parte del objetivo que nos hemos marcado de averiguar la aportación de las líneas de [SIII] en la determinación de metalicidad, se hace una revisión de los principales parámetros empíricos de determinación de abundancias químicas. Para ello, recopilamos información de toda clase de regiones de gas ionizado con las líneas prohibidas intensas medidas y con una determinación directa de la metalicidad a partir de las líneas aurales. A continuación sometemos dichos parámetros a una comparación con los resultados provenientes de un conjunto de modelos de fo-

toionización que abarquen las condiciones físicas.

Finalmente en un capítulo de conclusiones, revisaremos los objetivos que nos hemos marcado al principio del trabajo para saber cuáles de ellos han sido cumplidos y cuáles son las aportaciones más significativas de este estudio. Además se dará una descripción de cuáles pueden ser las líneas de trabajo futuro que se pueden plantear a partir de ahora como continuación de las aquí expuestas.

Capítulo 2

Observaciones de la muestra de galaxias HII

Las galaxias HII son objetos de alto brillo superficial y color muy azul con espectros de emisión debidos al gas ionizado. En este capítulo procederé a describir las observaciones espectrofotométricas en el rojo lejano e infrarrojo cercano realizadas entre Febrero de 1999 y Enero de 2000 junto a Ángeles I. Díaz y Jaime Zamorano de una muestra de 12 de estos objetos, a fin de completar los datos que había de los mismos en el óptico y en el infrarrojo cercano. Aprovechando las imágenes en las bandas B,R y $H\alpha$ a las que hemos accedido gracias a Armando Gil de Paz que las ha cedido del Atlas de Galaxias Compactas Azules de Monte Palomar, podemos comparar los flujos en $H\alpha$ y añadir a nuestro análisis de las líneas espectrales el de las magnitudes y el color de los objetos.

2.1. La muestra de galaxias HII

La muestra de objetos observada consiste en 12 galaxias HII seleccionadas en base a su flujo en $H\beta$ ($-13.60 \leq \log F(H\beta) \leq -14.30$, en $\text{ergios} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), lo que garantiza la obtención de una buena relación señal-ruido en observaciones con el INT (2.5 m.), y baja metalicidad ($0.06Z_{\odot} \leq Z \leq 0.2Z_{\odot}$) determinadas mediante mediciones directas de la línea auroral de [OIII] a $\lambda 4363\text{\AA}$. También consideramos como criterio de selección el observar objetos que permitieran la detección y medida de líneas aurorales para estudiar la estructura de ionización y al mismo tiempo sirvieran como calibración de parámetros empíricos. Muchos de ellos pertenecen al primer y segundo catálogo de Byurakan. Algunas de las características de la muestra están listadas en los cuadros 2.1 y 2.2, tal y como se han tomado de las referencias que se incluyen.

Objeto	Coordenadas (2000) ^a		Otros nombres
	α	δ	
0553+034	05 55 42.8	+03 23 30	II Zw 40
0635+756	06 42 15.5	+75 37 33	Mrk 5
0749+568	07 53 41.1	+56 41 51	
0926+606	09 30 09.4	+60 28 06	
0946+171	09 49 18.0	+16 52 46	Mrk 709
0946+558	09 49 30.4	+55 34 49	Mrk 22
1030+583	10 34 10.1	+58 03 49	Mrk 1434
1102+294	11 04 58.5	+29 08 22	Mrk 36
1124+792	11.27.59.9	+78.59.39	VII Zw 403
1148-020	11 51 33.0	-02 22 23	UM 461
1150-021	11 52 37.3	-02 28 10	UM 462
1223+487	12 26 16.0	+48 29 37	Mrk 209, I Zw 36

Cuadro 2.1: Posición y otras denominaciones para la muestra de galaxias HII observada)

^aLas unidades de ascensión recta son horas, minutos y segundos y las de declinación, grados, minutos y segundos de arco.

2.1.1. Breve descripción de los objetos de la muestra

Voy a pasar a realizar una breve descripción de los objetos que componen la muestra observada. En ella incluiré aspectos como la morfología y algunos otros recopilados de entre la literatura en cuanto a las observaciones fotométricas de los mismos. Junto a las descripciones acompaño las imágenes en el filtro de $H\alpha$ y en la banda R tomadas en el observatorio de Monte Palomar como parte del atlas de galaxias compactas azules elaborado por Gil de Paz, Madore & Pevunova (2002: en preparación). Todas las imágenes son de 1.5 minutos de arco de lado y tienen una resolución de 0.37 segundos de arco por pixel. La orientación de las mismas es Norte hacia arriba y Este hacia la izquierda. Las galaxias para las que no hemos podido disponer de fotometría son **SBS 0749+568**, **SBS 0926+606**, **UM 461** y **UM 462**.

a) II Zw 40. Junto con I Zw 18 este objeto está considerado como un prototipo de galaxias HII (Sargent & Searle, 1970). Catalogada como de tipo *ILM* en la clasificación de Loose & Thuan, está compuesta de un núcleo compacto que tiene un diámetro de unos 500 pc. La emisión proveniente de esta zona en la banda R tiene un 40 % de su origen en $H\alpha$, lo que sugiere un proceso de formación estelar de extraordinaria intensidad. Asimismo también dispone de una doble estructura mucho menos azul que se extiende hacia el sur y el sureste, lo cual podría ser consecuencia de la fusión de otras dos galaxias más pequeñas, extremo confirmado por las

Objeto	Referencias ^a	$-\log F(\text{H}\beta)$	$12+\log(\text{O}/\text{H})$	M_V	Morfología ^b
II Zw 40	1	13.04	8.09	-14.5	iI,M
Mrk 5	2	13.39	8.20	-15.1	iI,C
SBS 0749+568	3	13.72	7.89	-16.3	nE
SBS 0926+606	3	13.34	7.95	-16.2	iI
Mrk 709	4	13.76	7.68	—	iI
Mrk 22	5	13.68	8.04	-15.8	iI,C
Mrk 1434	2	13.44	7.83	-15.9	nE
Mrk 36	2	13.26	7.81	-13.6	iE
VII Zw 403	3	13.33	7.73	-13.7	iE
UM 461	2	13.47	7.80	-13.8	iE
UM 462	2	13.03	8.00	-15.9	iE
Mrk 209	3	12.84	7.81	-12.6	iE

Cuadro 2.2: Algunas de las propiedades físicas de los objetos de la muestra y las referencias de las cuales se han tomado

^aReferencias: (1) *Guseva et al. 2000 (GIT00)*, (2) *Izotov & Thuan, 1998 (IT98)*, (3) *Izotov et al., 1997 (ITL97)*, (4) *Terlevich et al., 1991 (T91)*, (5) *Izotov et al., 1994 (ITL94)*

^bSegún la clasificación de Loose & Thuan (1986)

observaciones en HI de Brinks y Klein (1988) que apuntan a que cinemáticamente son diferentes. Dicha fusión sería la responsable de la violencia del episodio de formación estelar en el núcleo. Estas dos extensiones no disponen de ninguna región HII. Algunos autores han apuntado la existencia de características de estrellas de Wolf-Rayet en el continuo ionizante. Puede observarse en la figura 2.1

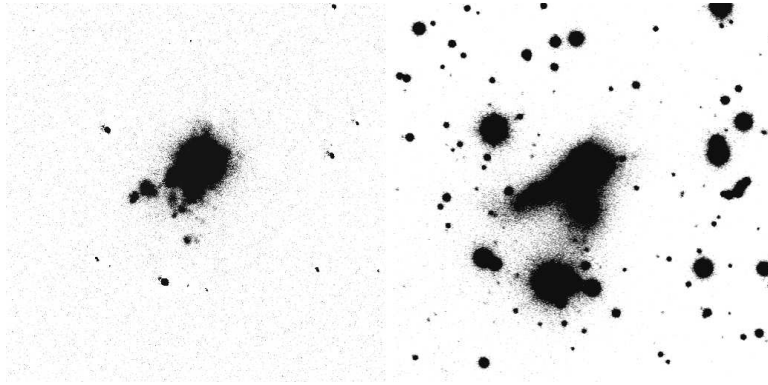


Figura 2.1: Fotometría de **II Zw 40** en $\text{H}\alpha$ (izquierda) y en la banda R (derecha). Todas las imágenes mostradas en esta sección han sido gentilmente cedidas por Armando Gil de Paz y forman parte del Atlas de Galaxias Compactas Azules de Palomar/Las Campanas.

Su perfil de brillo superficial (SBP) se ajusta a una ley de de Vaucouleurs, con la presencia de una componente exponencial en

las zonas externas

b) Mrk 5. Este objeto es de tipo cometario e irregular (tipo *ii,C*), ya que la región de mayor intensidad, donde se están formando las estrellas está situada en el extremo sur de la misma. Las isofotas externas son regulares, muy alargadas y de forma elíptica (Cairós et al., 2001). En su espectro, Guseva et al. (2000) aprecian líneas de NIII y HeII que sugieren la presencia de estrellas de tipo WNL. A su SBP se ajustan una ley compuesta de Vaucouleurs y exponencial. Puede observarse en la figura 2.2.

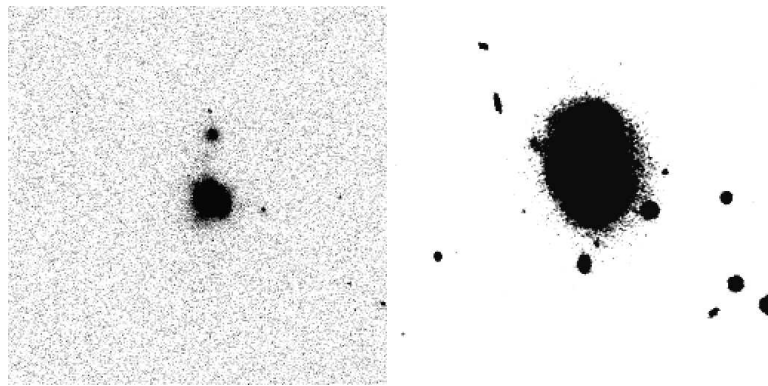


Figura 2.2: Fotometría de **Mrk 5** en $H\alpha$ (izquierda) y en la banda R (derecha).

c) SBS 0749+568 En su estudio del entorno de las galaxias compactas, Pustilnik et al. (2001) la cataloga como una galaxia muy débil que está aislada en el campo. Se clasifica como nE con un SBP poco resuelto y cuasi-estelar.

d) SBS 0926+606. Según este mismo estudio de Pustilnik et al (2001) se trata en realidad de un par interactuante con brotes de formación estelar simultáneos y con un brillo similar. La presencia de líneas de SiIII, HeI y NII indica la existencia de estrellas tipo WN9-WN10.

e) Mrk 709 De este objeto no había observaciones fotométricas hasta ahora ya que, al ser el más lejano de la muestra no había sido incluido en ningún catálogo de imágenes. La imagen $H\alpha$ del catálogo de Monte Palomar es débil ya que el desplazamiento al rojo impide que $H\alpha$ entre en el filtro como puede apreciarse en la figura 2.3. A partir de las imágenes en las bandas B y R se observan dos zonas más brillantes: una al sur, la más intensa, y otra más débil al norte del objeto.

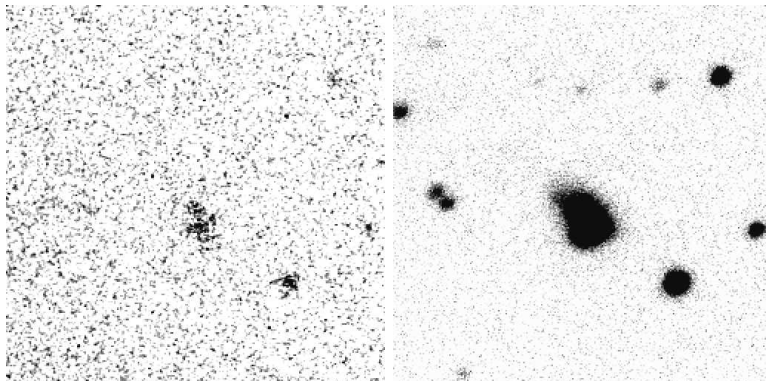


Figura 2.3: Fotometría de **Mrk 709** en $H\alpha$ (izquierda) y en la banda R (derecha).

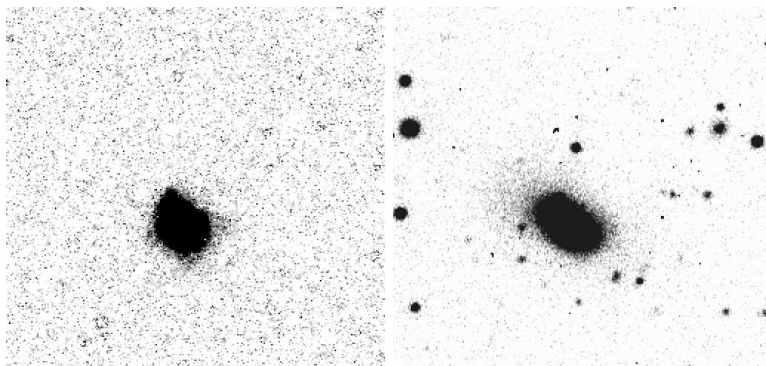


Figura 2.4: Fotometría de **Mrk 22** en $H\alpha$ (izquierda) y en la banda R (derecha).

f) **Mrk 22**. Presenta una población de WR (Guseva et al., 2000) y en su interior se aprecia un doble núcleo emitiendo en B, del cual el que se encuentra al sureste es más luminoso y presenta seguramente mayor formación estelar (Cairós et al., 2001), quizá como consecuencia de una fusión de objetos ya que su estructura es irregular y de ella emergen dos colas, que en la figura 2.4 no pueden apreciarse debido a la falta de contraste de la imagen.

g) **Mrk 1434**. De tipo nE, ya que tanto el núcleo, muy compacto, como las isofotas externas tienen forma ovoidal, sin gradiente de color y siguiendo un SBP de de Vaucouleurs. A pesar de ello, se observa un chorro curvado de materia luminosa saliendo desde los contornos externos (Doublier et al., 1997). Sus imágenes en $H\alpha$ y en el filtro R puede ser vista en la figura 2.5.

h) **Mrk 36**. Una galaxia BCD muy compacta y pequeña que

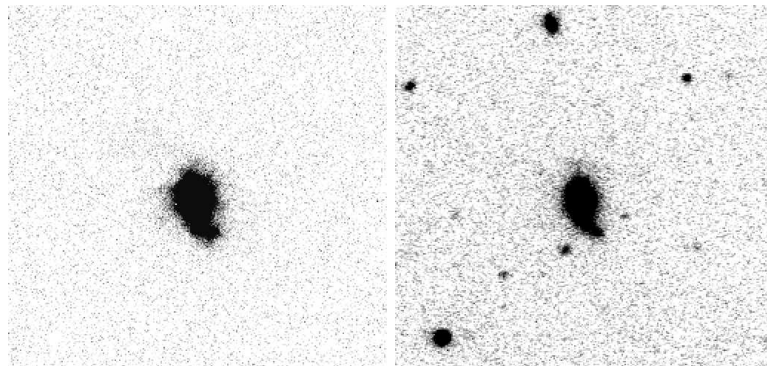


Figura 2.5: Fotometría de **Mrk 1434** en $H\alpha$ (izquierda) y en la banda R (derecha).

presenta a primera vista isofotas externas elípticas (tipo iE). La región central de formación estelar se resuelve en tres más pequeñas que aparecen ligeramente desplazadas hacia la zona sur (Cairós et al., 2001). La zona más intensa está desplazada hacia el oeste. Su SBP es de tipo compuesto. En su estudio de la distribución de HI en galaxias compactas, Simpson & Gottesman (1999) observan una estructura elongada del gas, con una pequeña acumulación en la zona noroeste. En el resto del objeto no observan ningún gradiente rotacional de velocidad. Las imágenes pueden ser vistas en la figura 2.6.

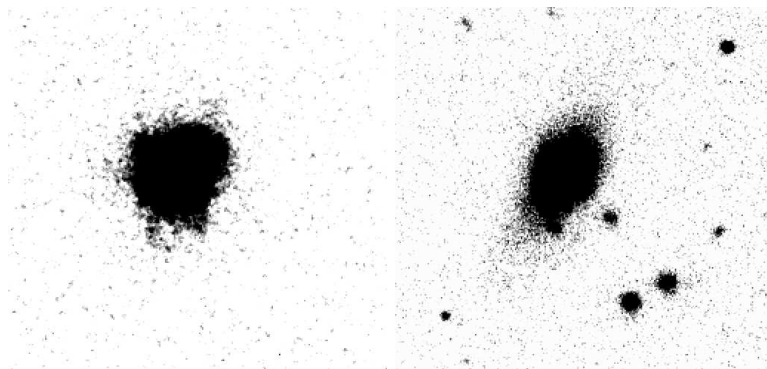


Figura 2.6: Fotometría de **Mrk 36** en $H\alpha$ (izquierda) y en la banda R (derecha).

i) **VII Zw 403**. De tipo iE. Tiene numerosas zonas internas de emisión en $H\alpha$, y por tanto de formación estelar, rodeadas de una envoltura elíptica de bajo brillo superficial. El brote más intenso se encuentra desplazado hacia el sur y tiene otro un poco menos brillante al oeste. Su cercanía ha permitido realizar observaciones

de las estrellas individualmente con HST y confirmar la existencia de una población estelar más vieja (Schulte-Ladbeck et al, 1999). Puede ser observado en la figura 2.7. También hay observaciones en rayos X realizadas con el satélite ROSAT (Papaderos et al., 1994) que muestran un nodo intenso de emisión centrado en la parte noroeste de la zona de mayor emisión óptica y desde la que salen tres estructuras extendidas más débiles. Las imágenes correspondientes se muestran en la figura 2.7.

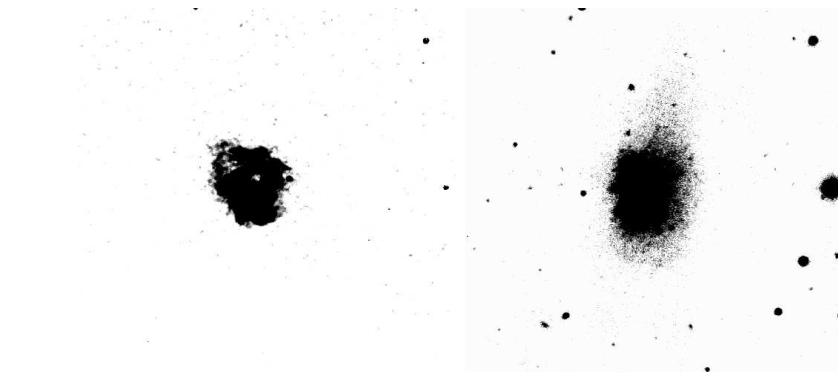


Figura 2.7: Fotometría de **VII Zw 403** en $H\alpha$ (izquierda) y en la banda R (derecha).

j) UM 461. De tipo iE. Según Cairós et al. (1999) es compacta pero puede resolverse la existencia de un doble núcleo y una envoltura externa que se desvía hacia el suroeste, dirección hacia la que se encuentra UM 462, lo cual podría sugerir un evento de interacción gravitatoria entre ambos objetos. Sin embargo, recientes observaciones de Van Zee et al. (1998) en HI, descartan esta posibilidad. Uno de los núcleos es más azul, lo que puede deberse a que el brote de formación estelar que lo causó es más reciente. Dado que hay un gradiente de velocidades en la misma dirección de la línea que une ambos núcleos, quizá podría haber ocurrido una fusión entre objetos más pequeños. Conti (1991) la clasifica como galaxia Wolf-Rayet, dada su emisión de HeII a $\lambda 4686 \text{ \AA}$ y su fuerte emisión de ArIV. La figura 2.8 muestra los mapas de los contornos de HI de este objeto y de UM462 (Taylor et al., 1995) obtenidos a partir de la línea de 21 cm. con VLA y junto con las imágenes en la banda R. La imagen tiene 15 segundos de arco de lado en la que la dirección norte está hacia arriba y la este hacia la derecha.

k) UM 462 De tipo iE, Doublier et al. (1999) observan que presenta isofotas externas muy regulares. Telles (1995) ha descubierto dos zonas centrales de formación estelar. Podría formar un

par interactuante con UM461. Su SBP tiene una forma de de Vaucouleurs.

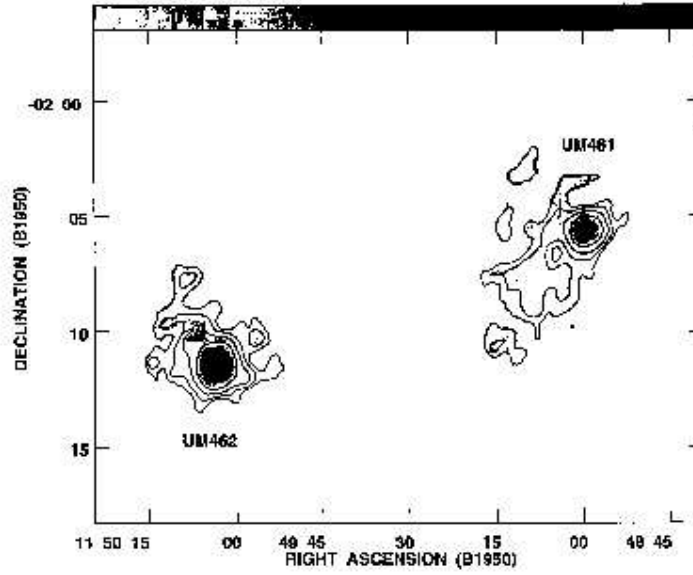


Figura 2.8: Imagen de los mapas de HI y en el filtro R en **UM461** y **UM462** (Taylor et al., 1995)

1) **Mrk 209** De forma muy irregular, pero de tipo iE, ya que las isofotas externas mantienen una forma elíptica. Se puede observar un cúmulo más débil hacia las zonas más externas, que sugiere un episodio previo de formación estelar. La zona interna de mayor emisión en $H\alpha$ está ligeramente desplazado hacia el este. Guseva et al. (2000) la catalogan como galaxia Wolf-Rayet. La fotometría correspondiente se muestra en la figura 2.9.

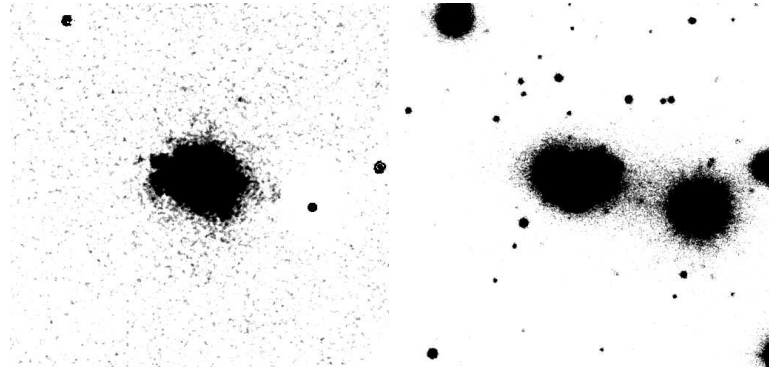


Figura 2.9: Fotometría de **Mrk 209** en $H\alpha$ (izquierda) y en la banda R (derecha).



Figura 2.10: El *Isaac Newton Telescope*, lugar desde el que se realizaron las observaciones

2.2. Observaciones y reducción

Las observaciones fueron realizadas con el telescopio *Isaac Newton* (INT) que se encuentra en el Observatorio del Roque de los Muchachos, en la isla de la Palma y pertenece al *Isaac Newton Group of Telescopes* en dos campañas de observación en febrero de 1999 y enero de 2000. La disposición observacional en el telescopio consta del Espectrógrafo de dispersión intermedia (IDS), la cámara de 235 mm. y un detector CCD-TEK.

Mediante una rejilla R600R cubríamos dos intervalos espectrales, cada uno de 1700 Å de anchura y centrados en 7050 Å y 8850 Å respectivamente. Con esta disposición éramos capaces de medir la intensidad de las líneas de [SIII] en 6312 Å, 9069 Å y 9532 Å, a fin de determinar la temperatura electrónica de [SIII] y la abundancia iónica de S^{2+} , así como la de 7319, 7330 Å para medir la temperatura electrónica de [OII] de manera directa en combinación con los datos del óptico. La presencia de las líneas de recombinación de hidrógeno en el primer rango ($H\alpha$:6563 Å) y en el segundo (líneas de Paschen) aseguran medir el resto de líneas minimizando la incertidumbre debida a la calibración en flujo y al enrojecimiento. La dispersión espectral de 1.66 Å/pix combinada con una anchura de rendija de 2 segundos de arco resulta en una resolución espectral de aproximadamente 5 Å. La resolución espacial es de unos 0.9 segundos de arco por pixel y el *seeing* oscilaba entre 1" y 1.5". El calendario de observaciones se muestra en el cuadro 2.3. Se tomaron

Objeto	Noche	rango de λ (Å)	Exposición (s)
II Zw 40	6/7 Febrero 1999	6200 - 7900	1×1200
II Zw 40	6/7 Febrero 1999	8000 - 9700	2×1200
Mrk 5	6/7 Febrero 1999	6200 - 7900	2×1800
Mrk 5	6/7 Febrero 1999	8000 - 9700	2×1800
SBS 0749+568	11/12 Enero 2000	6200 - 7900	1×1200 + 1×1800
SBS 0749+568	11/12 Enero 2000	8000 - 9700	2×1800
SBS 0926+606	6/7 Febrero 1999	6200 - 7900	2×1800
SBS 0926+606	6/7 Febrero 1999	8000 - 9700	2×1800
Mrk 709	11/12 Enero 2000	6200 - 7900	2×1800
Mrk 709	11/12 Enero 2000	8000 - 9700	2×1800
Mrk 22	7/8 Febrero 1999	6200 - 7900	2×1800
Mrk 22	7/8 Febrero 1999	8000 - 9700	2×1800
Mrk 1434	7/8 Febrero 1999	6200 - 7900	2×1800
Mrk 1434	7/8 Febrero 1999	8000 - 9700	2×1800
Mrk 36	11/12 Enero 2000	6200 - 7900	2×1200
Mrk 36	11/12 Enero 2000	8000 - 9700	1×1462
VII Zw 403	7/8 Febrero 1999	6200 - 7900	2×1800
VII Zw 403	7/8 Febrero 1999	8000 - 9700	2×1800
UM 461	8/9 Febrero 1999	6200 - 7900	1×1800 + 1×500
UM 461	8/9 Febrero 1999	8000 - 9700	2×1800
UM 462	8/9 Febrero 1999	6200 - 7900	1×1800 + 1×1200
UM 462	8/9 Febrero 1999	8000 - 9700	3×1200
Mrk 209	6/7 Febrero 1999	6200 - 7900	2×1800
Mrk 209	6/7 Febrero 1999	8000 - 9700	2×1800

Cuadro 2.3: Calendario de las observaciones

varias exposiciones de cada objeto en cada rango con el fin de realizar una adecuada eliminación de los rayos cósmicos.

La reducción de los datos se realizó mediante el programa IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*) siguiendo los procedimientos habituales. En primer lugar, se realizó la substracción del *bias* y la corrección del *flat-field* de los espectros en dos dimensiones. Posteriormente la calibración en longitud de onda se hizo mediante la comparación con los espectros de lámparas de Neón y Argón tomados en el mismo intervalo espectral antes y después de la observación de cada objeto. En todos los casos dicha calibración tenía una precisión mejor que 0.1 Å.

Utilizando la rutina `apall` los espectros fueron reducidos a una dimensión y les fue restado el espectro de cielo. Utilizando la curva de extinción del Observatorio de La Palma también pudieron ser corregidos de la extinción atmosférica. Finalmente la calibración en flujo se llevó a cabo utilizando el espectro de las estrellas standard HD19445 y HD93521 (Oke, 1990). En la figura 2.11 puede verse la distribución espectral de magnitud de esta última estrella. Los espectros ya reducidos de los 12 objetos en los dos rangos espectrales

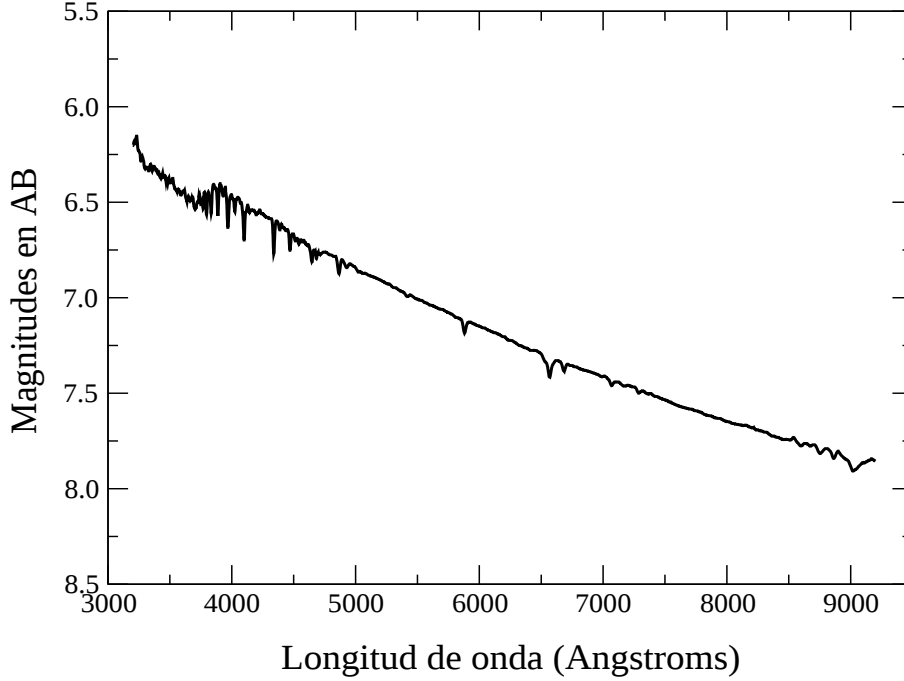


Figura 2.11: Distribución del flujo en magnitudes en la longitud de onda para una de las estrellas standard de calibración: HD93521.

están representados en las figuras 2.12 a 2.23.

2.3. Intensidades de las líneas de emisión

La medida de los flujos de las líneas de emisión se realizó mediante la rutina `splot` de *IRAF*, que integra la intensidad de cada línea sobre un continuo ajustado localmente. Los errores de dichas intensidades han sido estimados a partir de la expresión:

$$\sigma_l = \sigma_c \sqrt{N + \frac{EW}{\Delta}} \quad (2.1)$$

donde σ_l es el error en el flujo de la línea, σ_c es la desviación típica en una caja cerca de la línea de emisión medida y representa el error en el continuo, N es el número de *pixels* usados en la medición del flujo de la línea, Δ es la dispersión de la longitud de onda, en angstroms por pixel y EW es el ancho equivalente de la línea, definido como:

$$EW = \int \frac{f_c - f_\lambda}{f_c} d\lambda \quad (2.2)$$

donde f_c es el flujo del continuo cerca de la línea y f_λ el flujo de la línea.

Objeto	z	$-\log F(\text{H}\alpha)^a$	$-\text{EW}(\text{H}\alpha)(\text{\AA})$
II Zw 40	0.00236 ± 0.00004	12.13	1182
Mrk 5	0.00241 ± 0.00004	12.90	527
SBS 0749+568	0.01803 ± 0.00008	13.14	599
SBS 0926+606	0.01340 ± 0.00006	12.94	553
Mrk 709	0.05162 ± 0.00006	13.22	167
Mrk 22	0.00494 ± 0.00006	13.37	336
Mrk 1434	0.00726 ± 0.00006	13.15	389
Mrk 36	0.00178 ± 0.00005	13.52	433
VII Zw 403	-0.00058 ± 0.00009	13.18	956
UM 461	0.00310 ± 0.00004	12.95	1044
UM 462	0.00318 ± 0.00005	12.83	376
Mrk 209	0.00061 ± 0.00006	12.79	1085

Cuadro 2.4: Algunas cantidades medidas en el espectro de las galaxias HII con sus errores asociados

^aen unidades de $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$

En el cuadro 2.4 se dan los valores del desplazamiento al rojo (z) para cada objeto medidos sobre el espectro, así como del flujo de $\text{H}\alpha$ medido sin corregir de enrojecimiento y la anchura equivalente de $\text{H}\alpha$ que hemos medido en nuestros espectros.

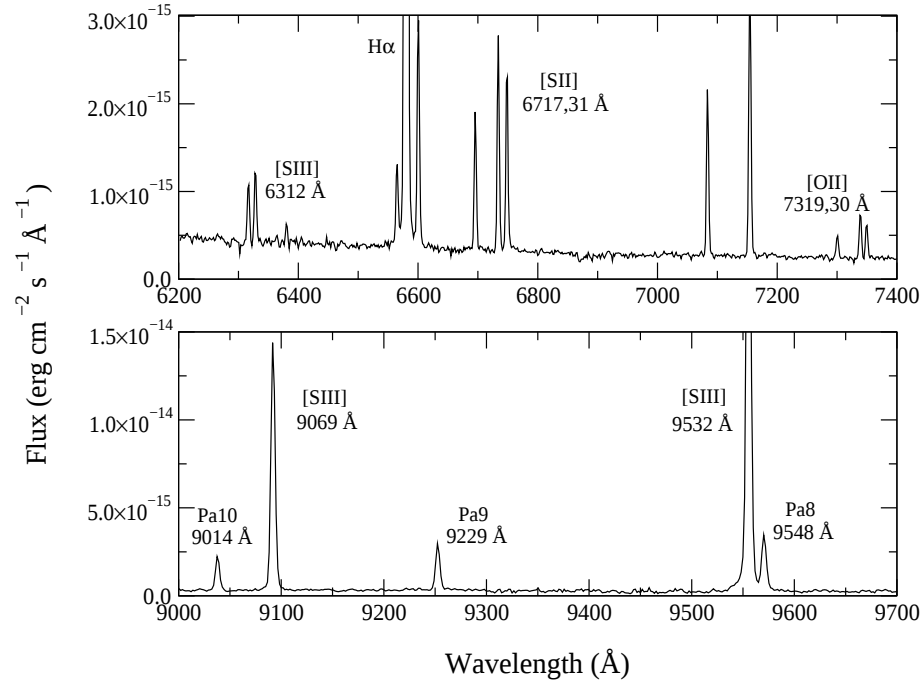
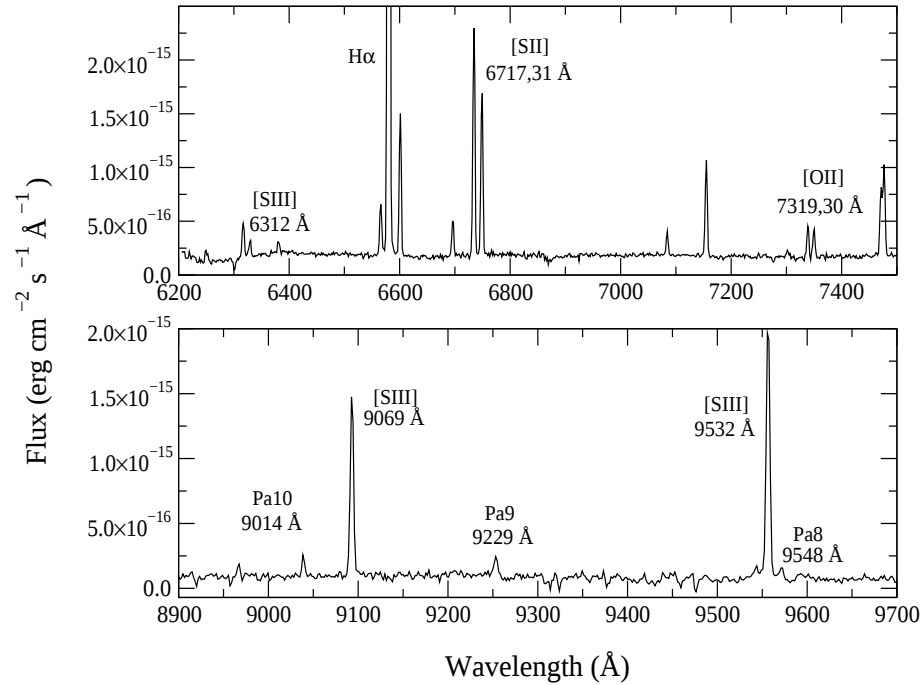
Dado que en nuestros datos sólo hemos medido una línea de recombinación del hidrógeno, $\text{H}\alpha$, no hemos cuantificado la constante de enrojecimiento ($C(\text{H}\beta)$). La dependencia del enrojecimiento en nuestros datos es mínima ya que hemos medido cada línea en relación a la línea de recombinación de hidrógeno más próxima, cuyo valor en relación a $\text{H}\beta$, en cada caso, se ha considerado igual al valor teórico en el caso B de recombinación (Osterbrock, 1989) a la temperatura electrónica estimada a partir del cociente de las líneas de $[\text{OIII}]$, que han sido tomadas de estas referencias (entre 12200 K, para **Mrk 5** y 16200 K, para **UM461** y **Mrk209**). La única variación notable puede producirse al medir las líneas de $[\text{OII}]$ a 7319, 7330 $\text{\AA}$, para las cuales se ha corregido de enrojecimiento a partir de las constantes publicadas en estos trabajos. El valor más alto de la constante de enrojecimiento, $C(\text{H}\beta)$ es el de **IIZw40** con un valor igual a 1.13, lo que supone una corrección para las líneas de $[\text{OII}]$, con un valor de la curva de extinción $f(\lambda)$ con respecto a $\text{H}\alpha$ según la curva de Seaton (1979) igual a -0.09, del 22 % menor con respecto al valor medido. Es interesante comparar el valor de $C(\text{H}\beta)$ dado para este objeto con el de otras referencias, como por ejemplo Kunth & Sargent (1983) que dan un valor igual a 0.09. Esta gran variación de la extinción interna es consistente con el

escenario de un objeto de componentes distinguibles con diferentes brotes de formación estelar. En el resto de casos la constante de enrojecimiento varía entre 0.42 de **Mrk 5**, lo que implica valores un 9 % menores para las líneas de [OII] y un valor igual a 0 para **Mrk 1434**, **VII Zw 403** y **Mrk 209**. Sin contar a **IIZw40** el valor medio de $C(H\beta)$ es de 0.14. Es de destacar el caso de **Mrk 709**, objeto para el cual se obtienen valores diferentes para $C(H\beta)$ a partir de los datos de Terlevich et al. (1991) dependiendo de si ésta se calcula tomando el cociente $H(\gamma)/H(\beta)$ o $H(\alpha)/H(\beta)$ por lo que se ha tomado una horquilla de variación entre 0 y 0.22 que se ha tomado explícitamente en los errores de las líneas.

Los valores medidos para las líneas de emisión para cada objeto están tabulados con su longitud de onda y el ión que las produce en los cuadros 2.5 a 2.10 en relación a $100 \cdot H\beta$, con su respectivo error observacional. También se adjuntan los valores de las intensidades de las líneas en la parte óptica del espectro en el mismo formato y la referencia de la que se han obtenido. En el caso de **IIZw40** y **Mrk36** existen datos de las líneas de [SIII] en el IR cercano provenientes de Garnett (1989) y que también están tabulados.

En algunos casos, y probablemente debido a la absorción atmosférica del vapor de agua en la región espectral de la línea de [SIII] a 9532 Å, el valor de dicha línea obtenido es sensiblemente menor al del valor teórico del cociente de flujos con relación a [SIII] en 9069 Å y que es igual a 2.48. En esos casos, convenientemente señalados en los cuadros correspondientes, se ha preferido utilizar el valor teórico de dicha línea en relación al valor observado de [SIII] 9069 Å en los cálculos sucesivos.

En general, el acuerdo entre las intensidades relativas de las líneas que se han medido presentan un buen acuerdo con las medidas en anteriores trabajos. De esta manera, todos presentan un acuerdo mejor del 10 % como promedio, excepto **0749+568** (11 % menor), **Mrk 22** (19 % mayor) y **UM461** (15 % mayor), con valores de la dispersión cuadrática media de la diferencia 23 %, 32 % y 25 % respectivamente. También es el caso de **VIIZw403** para el que este indicador alcanza un 24 % con un valor promedio de las líneas observadas 9 % menor. En estos objetos es necesario plantearse la posibilidad de que la rendija en cada una de las observaciones fuera puesta en brotes de formación estelar diferentes, dado que por su cercanía los objetos presentan una estructura interna distinguible en los telescopios actuales y la catalogación de compactos no es adecuada. La comparación que podemos hacer con las observaciones disponibles de las líneas de [SIII] a partir de los datos de Garnett (1989) para **IIZw40** y **Mrk36** muestra un acuerdo mejor del 10 % en ambos casos.

Figura 2.12: El espectro de **II Zw 40** en los dos rangos observadosFigura 2.13: El espectro de **Markarian 5** en los dos rangos observados

Cuadro 2.5: Intensidades de las líneas de emisión

λ (Å)	0553+034 $\equiv$ II Zw 40		0635+756 $\equiv$ Mrk 5	
	GIT00	nuestros datos	ITL97	nuestros datos
3727 [OII]	83.9 $\pm$ 1.2	–	212.9 $\pm$ 3.1	–
3750 H12	2.9 $\pm$ 0.6	–	–	–
3770 H11	3.9 $\pm$ 0.6	–	–	–
3798 H10	6.0 $\pm$ 0.6	–	–	–
3835 H9	6.9 $\pm$ 0.6	–	9.1 $\pm$ 1.0	–
3868 [NeIII]	58.3 $\pm$ 1.0	–	22.3 $\pm$ 0.8	–
3889 HeI + H8	18.4 $\pm$ 0.7	–	17.2 $\pm$ 1.0	–
3968 [NeIII] + H7	35.6 $\pm$ 0.8	–	22.9 $\pm$ 1.0	–
4026 HeI	2.5 $\pm$ 0.4	–	–	–
4072 [SII]	–	–	–	–
4101 H δ	25.8 $\pm$ 0.7	–	25.3 $\pm$ 0.9	–
4340 H γ	49.0 $\pm$ 0.8	–	47.1 $\pm$ 1.1	–
4363 [OIII]	10.9 $\pm$ 0.4	–	4.4 $\pm$ 0.5	–
4471 HeI	4.3 $\pm$ 0.3	–	3.5 $\pm$ 0.5	–
4658 [FeIII]	0.7 $\pm$ 0.2	–	2.4 $\pm$ 0.6	–
4686 HeII	1.6 $\pm$ 0.3	–	3.8 $\pm$ 0.8	–
4713 [ArIV] + HeI	2.4 $\pm$ 0.3	–	–	–
4740 [ArIV]	1.5 $\pm$ 0.2	–	–	–
4861 H β	100 $\pm$ 1.0	–	100.0 $\pm$ 1.5	–
4921 HeI	1.0 $\pm$ 0.2	–	–	–
4959 [OIII]	246.2 $\pm$ 2.1	–	129.8 $\pm$ 1.8	–
5007 [OIII]	740.9 $\pm$ 5.6	–	381.5 $\pm$ 4.5	–
5199 [NI]	–	–	–	–
5876 HeI	8.6 $\pm$ 0.2	–	11.0 $\pm$ 0.4	–
6300 [OI]	1.6 $\pm$ 0.1	1.23 $\pm$ 0.04	4.3 $\pm$ 0.3	3.4 $\pm$ 0.2
6312 [SIII]	1.6 $\pm$ 0.1	1.39 $\pm$ 0.04	2.1 $\pm$ 0.4	1.6 $\pm$ 0.2
6363 [OI]	–	0.42 $\pm$ 0.04	1.3 $\pm$ 0.3	1.8 $\pm$ 0.2
6548 [NII]	–	2.82 $\pm$ 0.04	–	5.4 $\pm$ 0.2
6563 H α	287.2 $\pm$ 2.4	281.0 $\pm$ 0.1	285.7 $\pm$ 3.7	283.0 $\pm$ 0.1
6584 [NII]	6.3 $\pm$ 0.2	5.8 $\pm$ 0.1	13.8 $\pm$ 0.5	13.7 $\pm$ 0.2
6678 HeI	3.2 $\pm$ 0.1	3.1 $\pm$ 0.1	3.1 $\pm$ 0.3	3.5 $\pm$ 0.1
6717 [SII]	6.7 $\pm$ 0.2	6.09 $\pm$ 0.08	23.3 $\pm$ 0.6	21.9 $\pm$ 0.1
6731 [SII]	5.4 $\pm$ 0.1	5.17 $\pm$ 0.08	16.6 $\pm$ 0.5	15.7 $\pm$ 0.1
7065 HeI	4.2 $\pm$ 0.1	4.2 $\pm$ 0.1	2.5 $\pm$ 0.2	2.1 $\pm$ 0.1
7137 [ArIII]	7.7 $\pm$ 0.1	7.6 $\pm$ 0.1	8.7 $\pm$ 0.3	8.7 $\pm$ 0.2
7319 [OII]	–	1.57 $\pm$ 0.08	–	2.9 $\pm$ 0.2
7330 [OII]	–	1.30 $\pm$ 0.08	–	2.7 $\pm$ 0.2
9014 Pa10	–	1.8 $\pm$ 0.1	–	1.8 $\pm$ 0.1
9069 [SIII]	15.8 $\pm$ 2.1 ^a	13.9 $\pm$ 0.6	–	15.9 $\pm$ 1.2
9532 [SIII]	29.6 $\pm$ 3.4 ^a	27.9 $\pm$ 1.0	–	32.2 $\pm$ 2.2
9548 Pa8	–	3.5 $\pm$ 0.1	–	3.6 $\pm$ 0.2
C(H β)	1.13	–	0.42	–
EW(H β) (Å)	278	–	132	–

^aDatos procedente de Garnett (1989).

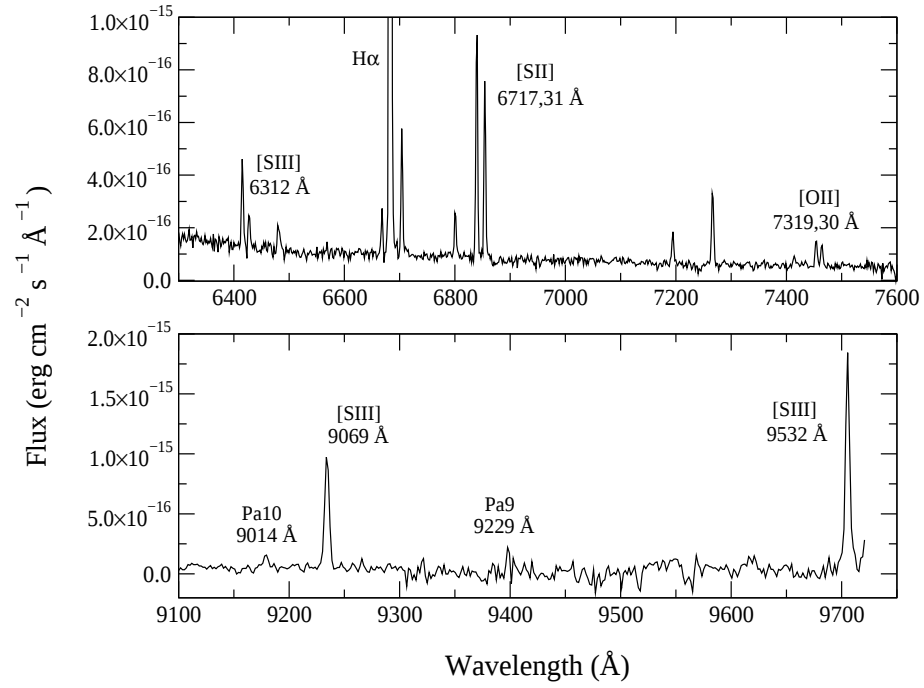


Figura 2.14: El espectro de **SBS 0749+568** en los dos rangos observados

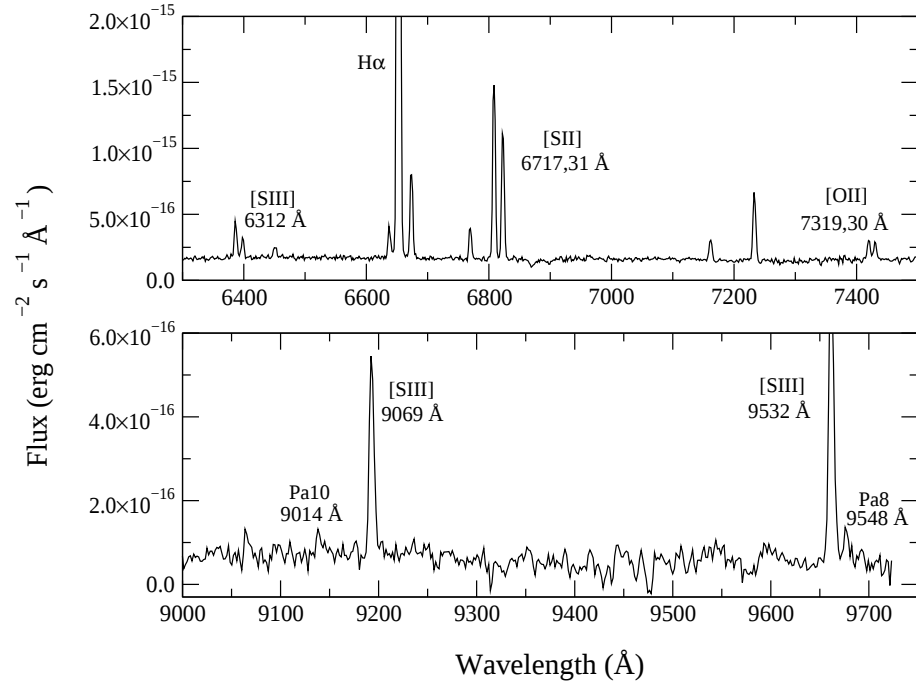


Figura 2.15: El espectro de **SBS 0926+606** en los dos rangos observados

Cuadro 2.6: Intensidades de las líneas de emisión

λ (Å)	SBS 0749+568		SBS 0926+606	
	ITL97	nuestros datos	IT98	nuestros datos
3727 [OII]	166.8±4.3	–	175.5±1.2	–
3750 H12	–	–	2.9±0.5	–
3770 H11	–	–	3.0±0.4	–
3798 H10	5.5±1.5	–	4.4±0.5	–
3835 H9	7.2±1.4	–	6.1±0.4	–
3868 [NeIII]	41.8±1.8	–	44.9±0.5	–
3889 HeI + H8	19.3 ±1.6	–	21.6±0.5	–
3968 [NeIII] + H7	29.7±1.7	–	27.8±0.5	–
4026 HeI	1.0±0.6	–	1.0±0.2	–
4072 [SII]	2.0±1.1	–	2.6±0.4	–
4101 H δ	24.9±1.6	–	27.1±0.5	–
4340 H γ	47.7±1.9	–	58.5±0.5	–
4363 [OIII]	9.8±1.1	–	8.3±0.3	–
4471 HeI	4.1±1.0	–	3.3±0.2	–
4658 [FeIII]	–	–	1.0±0.2	–
4686 HeII	1.8±0.8	–	1.6±0.2	–
4713 [ArIV] + HeI	–	–	0.9±0.2	–
4740 [ArIV]	–	–	0.3±0.2	–
4861 H β	100.0±2.7	–	100.0±0.7	–
4921 HeI	–	–	1.3±0.2	–
4959 [OIII]	167.2±3.9	–	162.8±1.0	–
5007 [OIII]	488.0±9.9	–	477.2±1.6	–
5199 [NI]	–	–	0.7±0.2	–
5876 HeI	11.1±0.9	–	10.4±0.2	–
6300 [OI]	4.1±0.8	5.3±0.2	3.6±0.2	3.6±0.2
6312 [SIII]	1.8±0.6	2.3±0.3	1.9±0.2	2.0±0.1
6363 [OI]	2.3±0.1	1.9±0.2	1.1±0.2	1.4±0.1
6548 [NII]	–	2.4±0.3	–	3.3±0.2
6563 H α	279.7±6.4	280.0±0.1	280.4±1.7	282.0±0.6
6584 [NII]	7.6±0.7	6.8±0.1	8.3±0.4	9.3±0.4
6678 HeI	3.9±0.8	2.7±0.1	3.0±0.2	3.3±0.4
6717 [SII]	17.8±1.1	13.3±0.1	18.2±0.3	18.7±0.3
6731 [SII]	11.4±0.8	10.1±0.2	14.6±0.3	13.3±0.2
7065 HeI	2.4±0.5	2.2±0.2	2.2±0.1	2.2±0.1
7137 [ArIII]	6.5±0.7	5.1±0.1	6.6±0.2	7.4±0.1
7319 [OII]	3.1±0.6	1.9±0.1	2.6±0.2	2.2±0.1
7330 [OII]	1.8±0.4	1.5±0.1	2.0±0.1	2.1±0.1
9014 Pa10	–	1.8±0.2	–	1.8±0.1
9069 [SIII]	–	12.7±1.4	–	12.2±1.2
9532 [SIII]	–	21.7±2.6 ^a	–	36.0±4.6
9548 Pa8	–	–	–	3.5±0.1
C(H β)	0.12	–	0.29	–
EW(H β) (Å)	117	–	119	–

^aAfectado por absorción de vapor agua. Ver texto para explicación

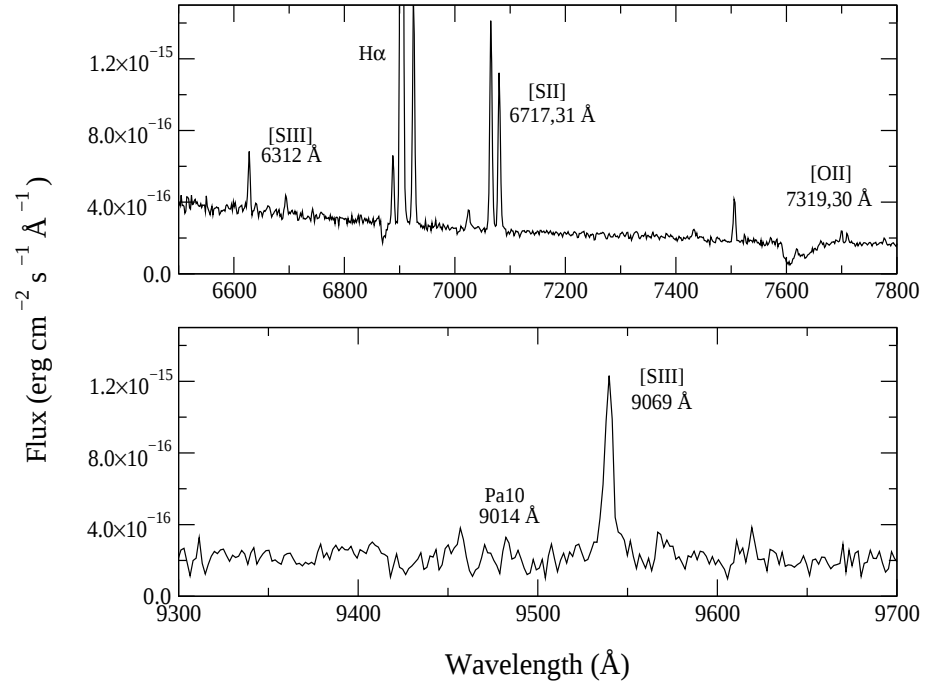


Figura 2.16: El espectro de **Markarian 709** en los dos rangos observados

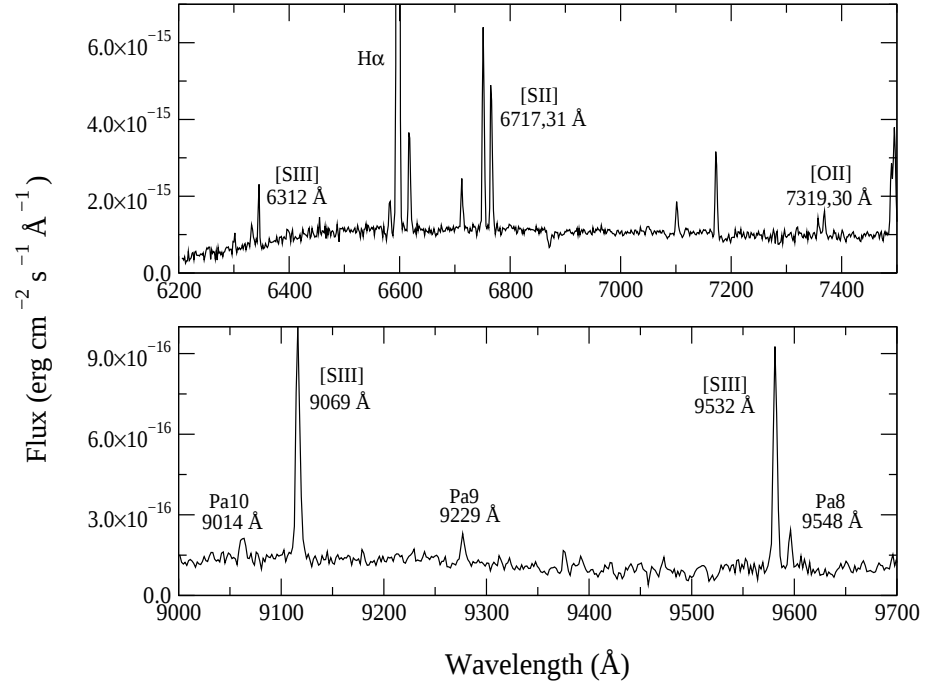


Figura 2.17: El espectro de **Markarian 22** en los dos rangos observados

Cuadro 2.7: Intensidades de las líneas de emisión

λ (Å)	0946+171 $\equiv$ Mrk 709		0946+558 $\equiv$ Mrk 22	
	T91	nuestros datos	ITL94	nuestros datos
3727 [OII]	183.6 $\pm$ 18.1		148.7 $\pm$ 2.3	
3750 H12	–	–	4.2 $\pm$ 0.9	–
3770 H11	–	–	4.7 $\pm$ 0.8	–
3798 H10	–	–	6.2 $\pm$ 0.7	–
3835 H9	–	–	2.3 $\pm$ 0.3	–
3868 [NeIII]	–	–	47.4 $\pm$ 1.0	–
3889 HeI + H8	–	–	20.7 $\pm$ 0.7	–
3968 [NeIII] + H7	–	–	30.0 $\pm$ 0.7	–
4026 HeI	–	–	1.3 $\pm$ 0.2	–
4072 [SII]	–	–	1.5 $\pm$ 0.3	–
4101 H δ	–	–	26.2 $\pm$ 0.6	–
4340 H γ	–	–	46.2 $\pm$ 0.7	–
4363 [OIII]	8.8 $\pm$ 0.5	–	8.2 $\pm$ 0.3	–
4471 HeI	–	–	4.0 $\pm$ 0.2	–
4658 [FeIII]	–	–	–	–
4686 HeII	–	–	1.7 $\pm$ 0.1	–
4713 [ArIV] + HeI	–	–	1.9 $\pm$ 0.1	–
4740 [ArIV]	–	–	0.8 $\pm$ 0.1	–
4861 H β	100.0		100.0 $\pm$ 1.1	
4921 HeI	–	–	1.0 $\pm$ 0.1	–
4959 [OIII]	121.5 $\pm$ 0.9		182.4 $\pm$ 1.6	
5007 [OIII]	369.6 $\pm$ 4.2		545.5 $\pm$ 4.2	
5199 [NI]	–	–	0.3 $\pm$ 0.1	–
5876 HeI	–	–	11.0 $\pm$ 0.3	–
6300 [OI]	–	7.3 $\pm$ 0.1	1.9 $\pm$ 0.1	1.7 $\pm$ 0.1
6312 [SIII]	–	1.4 $\pm$ 0.1	2.4 $\pm$ 0.1	3.0 $\pm$ 0.1
6363 [OI]	–	2.5 $\pm$ 0.2	0.6 $\pm$ 0.1	1.1 $\pm$ 0.3
6548 [NII]	–	8.5 $\pm$ 0.1	–	2.6 $\pm$ 0.3
6563 H α	286.0 $\pm$ 1.0	281.0 $\pm$ 0.1	282.5 $\pm$ 2.5	283.0 $\pm$ 1.3
6584 [NII]	27.9 $\pm$ 2.2	34.2 $\pm$ 0.2	6.4 $\pm$ 0.2	8.0 $\pm$ 0.1
6678 HeI	–	3.1 $\pm$ 0.2	2.9 $\pm$ 0.2	3.4 $\pm$ 0.1
6717 [SII]	31.3 $\pm$ 3.0	36.2 $\pm$ 0.2	11.4 $\pm$ 0.3	15.1 $\pm$ 0.1
6731 [SII]	28.5 $\pm$ 3.0	26.1 $\pm$ 0.2	8.5 $\pm$ 0.2	11.5 $\pm$ 0.4
7065 HeI	–	2.1 $\pm$ 0.1	2.4 $\pm$ 0.2	2.7 $\pm$ 0.3
7137 [ArIII]	–	8.0 $\pm$ 0.1	6.5 $\pm$ 0.2	6.8 $\pm$ 0.2
7319 [OII]	–	2.9 $\pm$ 0.1	1.6 $\pm$ 0.2	1.0 $\pm$ 0.2
7330 [OII]	–	2.8 $\pm$ 0.1	2.0 $\pm$ 0.2	1.6 $\pm$ 0.1
9014 Pa10	–	1.8 $\pm$ 0.1	–	1.8 $\pm$ 0.3
9069 [SIII]	–	8.7 $\pm$ 1.0	–	14.8 $\pm$ 2.0
9532 [SIII]	–	–	–	24.1 $\pm$ 3.3 ^a
9548 Pa8	–	–	–	–
C(H β)	0-0.22	–	0.18	–
EW(H β) (Å)	35	–	125	–

^aAfectado por absorción de vapor agua. Ver texto para explicación

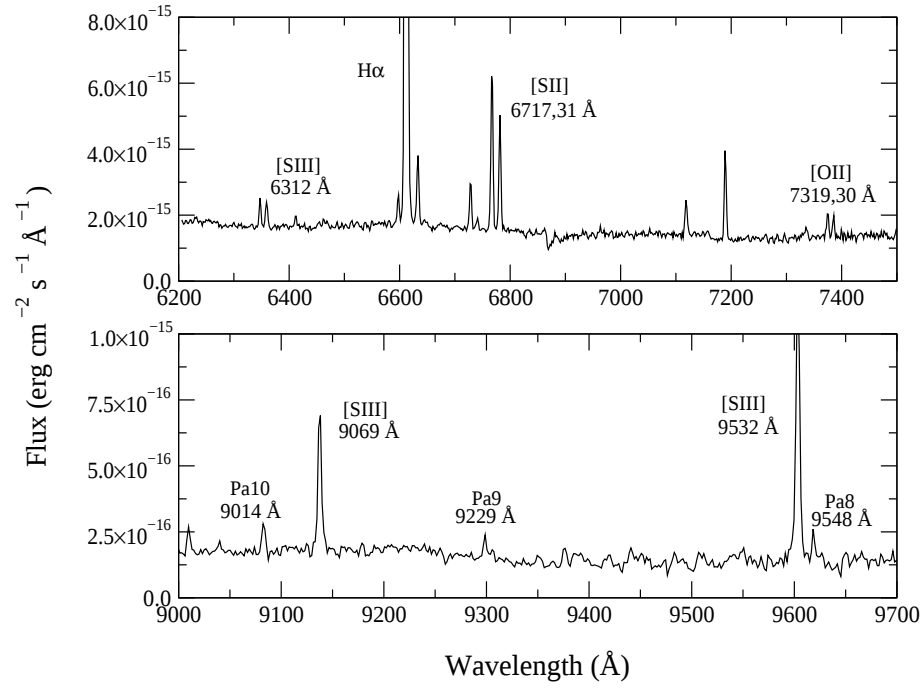


Figura 2.18: El espectro de **Markarian 1434** en los dos rangos observados

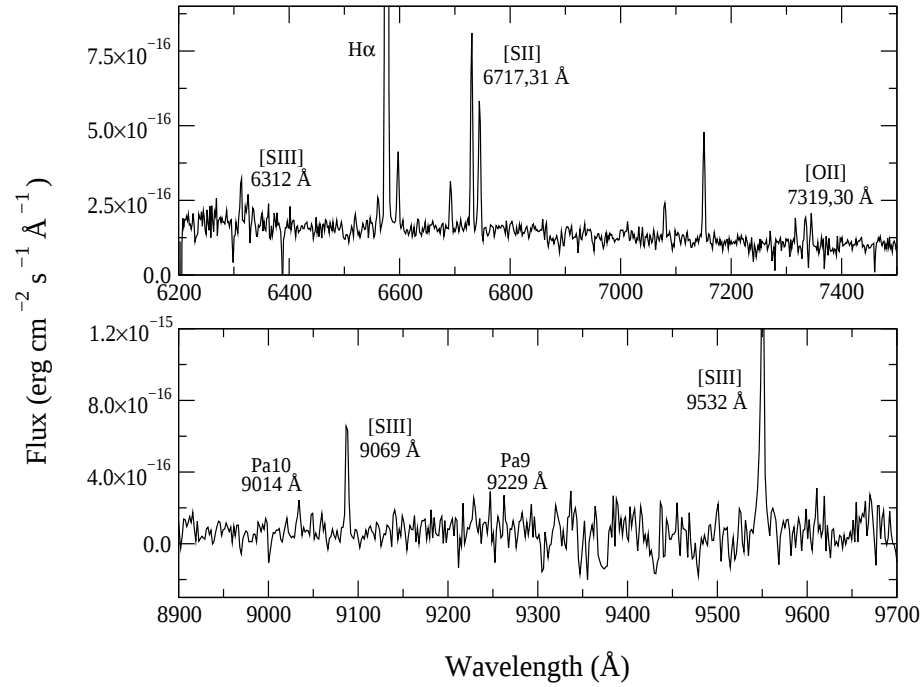


Figura 2.19: El espectro de **Markarian 36** en los dos rangos observados

Cuadro 2.8: Intensidades de las líneas de emisión

λ (Å)	1030+583 $\equiv$ Mrk 1434		1102+294 $\equiv$ Mrk 36	
	ITL97	nuestros datos	IT98	nuestros datos
3727 [OII]	96.8 $\pm$ 0.6	—	129.3 $\pm$ 1.5	—
3750 H12	—	—	—	—
3770 H11	—	—	—	—
3798 H10	6.4 $\pm$ 0.6	—	5.6 $\pm$ 1.9	—
3835 H9	7.9 $\pm$ 0.4	—	7.2 $\pm$ 0.9	—
3868 [NeIII]	39.2 $\pm$ 0.4	—	38.0 $\pm$ 0.8	—
3889 HeI + H8	19.3 $\pm$ 0.4	—	18.0 $\pm$ 0.8	—
3968 [NeIII] + H7	27.7 $\pm$ 0.4	—	26.9 $\pm$ 0.8	—
4026 HeI	1.4 $\pm$ 0.2	—	—	—
4072 [SII]	1.8 $\pm$ 0.3	—	1.6 $\pm$ 0.5	—
4101 H δ	26.1 $\pm$ 0.4	—	25.3 $\pm$ 0.7	—
4340 H γ	47.0 $\pm$ 0.4	—	47.3 $\pm$ 0.8	—
4363 [OIII]	10.4 $\pm$ 0.2	—	9.6 $\pm$ 0.5	—
4471 HeI	3.2 $\pm$ 0.2	—	3.1 $\pm$ 0.5	—
4658 [FeIII]	0.5 $\pm$ 0.2	—	0.8 $\pm$ 0.3	—
4686 HeII	2.4 $\pm$ 0.2	—	2.5 $\pm$ 0.6	—
4713 [ArIV] + HeI	0.8 $\pm$ 0.2	—	1.1 $\pm$ 0.4	—
4740 [ArIV]	1.0 $\pm$ 0.2	—	—	—
4861 H β	100.0 $\pm$ 0.6	—	100.0 $\pm$ 1.1	—
4921 HeI	1.0 $\pm$ 0.2	—	—	—
4959 [OIII]	170.4 $\pm$ 0.8	—	162.2 $\pm$ 1.6	—
5007 [OIII]	502.8 $\pm$ 2.1	—	483.4 $\pm$ 4.2	—
5199 [NI]	0.8 $\pm$ 0.2	—	—	—
5876 HeI	9.9 $\pm$ 0.2	—	9.7 $\pm$ 0.4	—
6300 [OI]	2.6 $\pm$ 0.2	1.4 $\pm$ 0.1	2.8 $\pm$ 0.3	2.0 $\pm$ 0.2
6312 [SIII]	1.8 $\pm$ 0.1	1.6 $\pm$ 0.1	1.8 $\pm$ 0.3	1.8 $\pm$ 0.2
6363 [OI]	0.6 $\pm$ 0.1	0.7 $\pm$ 0.1	1.2 $\pm$ 0.2	0.9 $\pm$ 0.2
6548 [NII]	—	1.4 $\pm$ 0.2	—	1.7 $\pm$ 0.1
6563 H α	278.6 $\pm$ 1.3	281.0 $\pm$ 0.2	279.1 $\pm$ 2.7	281.0 $\pm$ 0.1
6584 [NII]	3.1 $\pm$ 0.1	3.9 $\pm$ 0.3	5.3 $\pm$ 0.3	4.9 $\pm$ 1.2
6678 HeI	2.8 $\pm$ 0.1	2.7 $\pm$ 0.1	2.7 $\pm$ 0.3	2.6 $\pm$ 0.1
6717 [SII]	9.6 $\pm$ 0.2	9.04 $\pm$ 0.08	11.7 $\pm$ 0.4	11.4 $\pm$ 0.1
6731 [SII]	6.7 $\pm$ 0.1	6.03 $\pm$ 0.08	8.4 $\pm$ 0.4	8.6 $\pm$ 0.1
7065 HeI	2.3 $\pm$ 0.1	2.1 $\pm$ 0.1	2.5 $\pm$ 0.3	2.1 $\pm$ 0.2
7137 [ArIII]	6.0 $\pm$ 0.1	4.8 $\pm$ 0.1	6.2 $\pm$ 0.3	5.4 $\pm$ 0.2
7319 [OII]	1.8 $\pm$ 0.2	1.3 $\pm$ 0.1	—	2.3 $\pm$ 0.2
7330 [OII]	1.0 $\pm$ 0.1	1.0 $\pm$ 0.1	—	1.6 $\pm$ 0.2
9014 Pa10	—	1.8 $\pm$ 0.3	—	1.8 $\pm$ 0.1
9069 [SIII]	—	9.2 $\pm$ 0.8	—	11.9 $\pm$ 1.4
9532 [SIII]	—	19.0 $\pm$ 1.6 ^a	23.5 $\pm$ 4.2 ^b	29.5 $\pm$ 3.5
9548 Pa8	—	—	—	3.5 $\pm$ 0.4
C(H β)	0.00	—	0.02	—
EW(H β) (Å)	92	—	69	—

^aAfectado por absorción de vapor agua. Ver texto para explicación^bDato procedente de Garnett (1989)

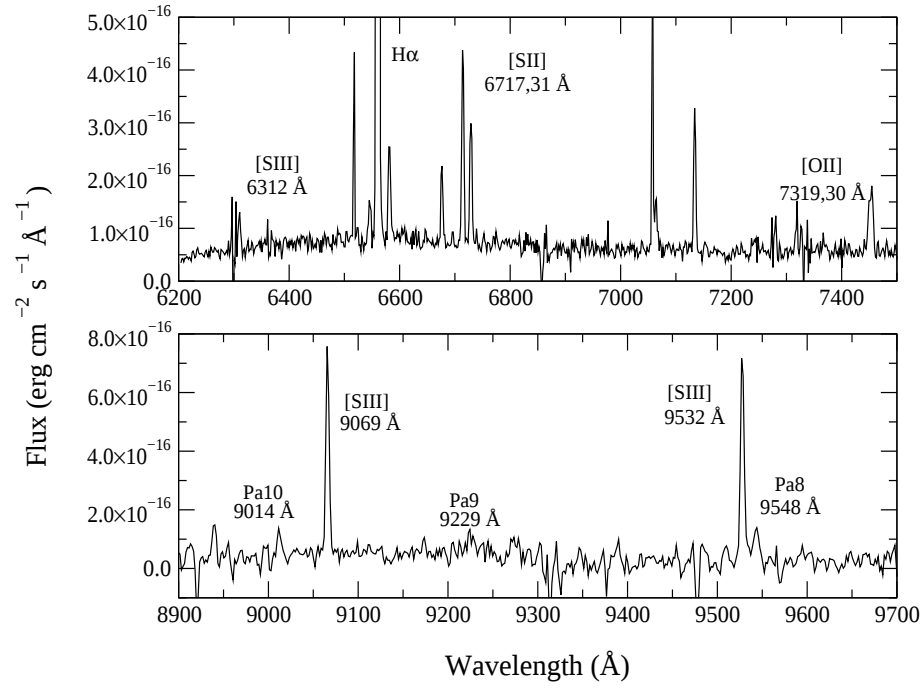


Figura 2.20: El espectro de **VII Zw 403** en los dos rangos observados

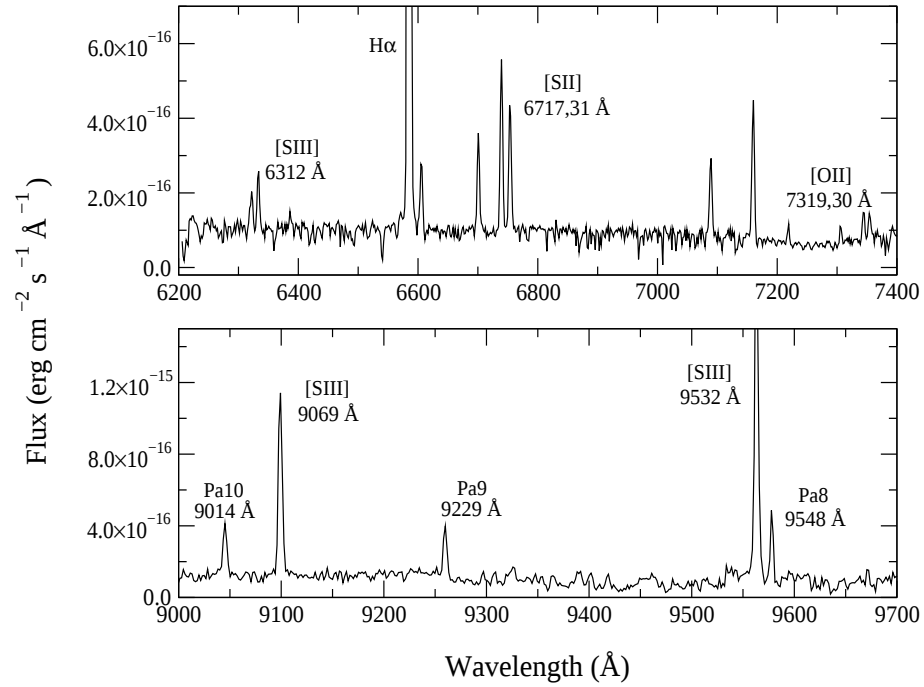


Figura 2.21: El espectro de **Um 461** en los dos rangos observados

Cuadro 2.9: Intensidades de las líneas de emisión

λ (Å)	1124+792 $\equiv$ VII Zw 403		1148-020 $\equiv$ UM 461	
	ITL97	nuestros datos	IT98	nuestros datos
3727 [OII]	133.3 $\pm$ 0.9	—	52.7 $\pm$ 1.5	—
3750 H12	—	—	—	—
3770 H11	5.0 $\pm$ 0.8	—	—	—
3798 H10	6.4 $\pm$ 0.8	—	—	—
3835 H9	8.9 $\pm$ 0.4	—	7.6 $\pm$ 1.1	—
3868 [NeIII]	24.3 $\pm$ 0.3	—	38.1 $\pm$ 1.2	—
3889 HeI + H8	19.3 $\pm$ 0.4	—	16.6 $\pm$ 1.0	—
3968 [NeIII] + H7	24.7 $\pm$ 0.4	—	27.6 $\pm$ 1.2	—
4026 HeI	1.0 $\pm$ 0.2	—	0.9 $\pm$ 0.6	—
4072 [SII]	1.3 $\pm$ 0.4	—	—	—
4101 H δ	27.0 $\pm$ 0.4	—	19.8 $\pm$ 0.9	—
4340 H γ	46.1 $\pm$ 0.5	—	41.3 $\pm$ 1.2	—
4363 [OIII]	7.1 $\pm$ 0.2	—	13.6 $\pm$ 0.7	—
4471 HeI	3.7 $\pm$ 0.2	—	3.2 $\pm$ 0.5	—
4658 [FeIII]	—	—	—	—
4686 HeII	—	—	—	—
4713 [ArIV] + HeI	0.8 $\pm$ 0.2	—	2.4 $\pm$ 0.4	—
4740 [ArIV]	—	—	1.3 $\pm$ 0.4	—
4861 H β	100.0 $\pm$ 0.7	—	100.0 $\pm$ 2.0	—
4921 HeI	1.0 $\pm$ 0.2	—	1.6 $\pm$ 0.4	—
4959 [OIII]	114.3 $\pm$ 0.8	—	203.9 $\pm$ 3.4	—
5007 [OIII]	345.5 $\pm$ 3.9	—	602.2 $\pm$ 9.0	—
5199 [NI]	—	—	—	—
5876 HeI	9.8 $\pm$ 0.2	—	10.3 $\pm$ 0.5	—
6300 [OI]	2.0 $\pm$ 0.2	1.9 $\pm$ 0.1	1.9 $\pm$ 0.4	1.7 $\pm$ 0.1
6312 [SIII]	1.3 $\pm$ 0.1	1.3 $\pm$ 0.1	1.2 $\pm$ 0.4	2.0 $\pm$ 0.1
6363 [OI]	0.9 $\pm$ 0.2	1.3 $\pm$ 0.1	—	—
6548 [NII]	1.7 $\pm$ 0.1	—	1.9 $\pm$ 0.3	—
6563 H α	278.7 $\pm$ 1.6	281.0 $\pm$ 0.1	278.4 $\pm$ 4.8	280.0 $\pm$ 0.1
6584 [NII]	5.0 $\pm$ 0.2	4.2 $\pm$ 0.2	2.1 $\pm$ 0.4	2.8 $\pm$ 0.2
6678 HeI	2.9 $\pm$ 0.1	2.9 $\pm$ 0.1	2.9 $\pm$ 0.3	3.2 $\pm$ 0.1
6717 [SII]	10.3 $\pm$ 0.2	7.7 $\pm$ 0.1	5.2 $\pm$ 0.4	5.8 $\pm$ 0.1
6731 [SII]	7.5 $\pm$ 0.2	5.3 $\pm$ 0.1	4.2 $\pm$ 0.4	4.5 $\pm$ 0.1
7065 HeI	2.1 $\pm$ 0.2	2.0 $\pm$ 0.1	2.8 $\pm$ 0.3	2.7 $\pm$ 0.1
7137 [ArIII]	6.4 $\pm$ 0.2	5.5 $\pm$ 0.1	4.6 $\pm$ 0.4	4.8 $\pm$ 0.1
7319 [OII]	2.3 $\pm$ 0.2	1.3 $\pm$ 0.1	—	1.0 $\pm$ 0.1
7330 [OII]	1.5 $\pm$ 0.2	0.9 $\pm$ 0.1	—	1.1 $\pm$ 0.1
9014 Pa10	—	1.8 $\pm$ 0.1	—	1.8 $\pm$ 0.2
9069 [SIII]	—	11.9 $\pm$ 1.4	—	12.4 $\pm$ 0.8
9532 [SIII]	—	29.5 $\pm$ 3.5	—	21.7 $\pm$ 0.7
9548 Pa8	—	3.5 $\pm$ 0.4	—	3.5 $\pm$ 0.3
C(H β)	0.00	—	0.12	—
EW(H β) (Å)	153	—	223	—

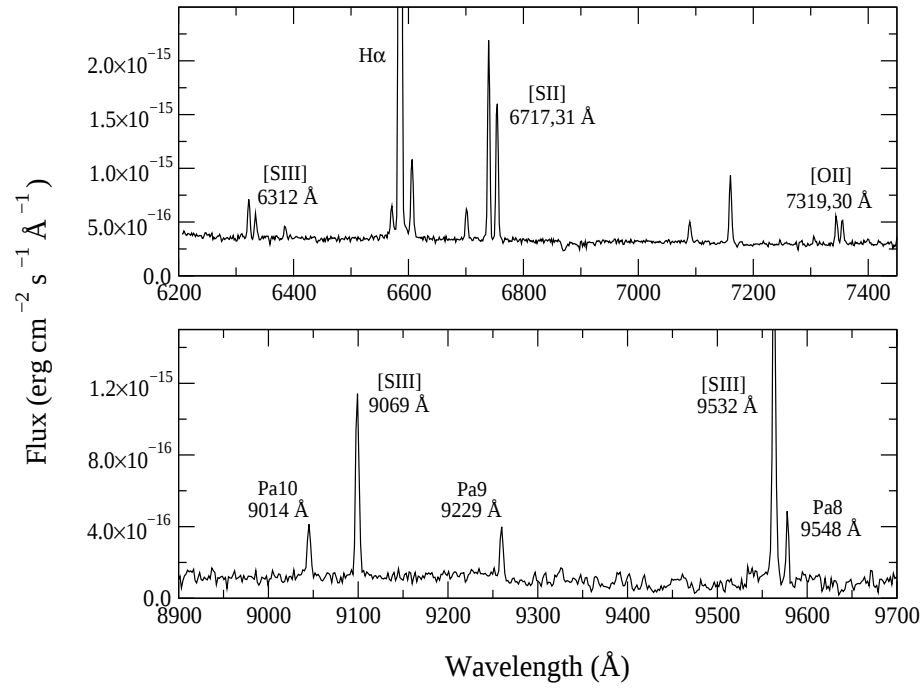


Figura 2.22: El espectro de **UM 462** en los dos rangos observados

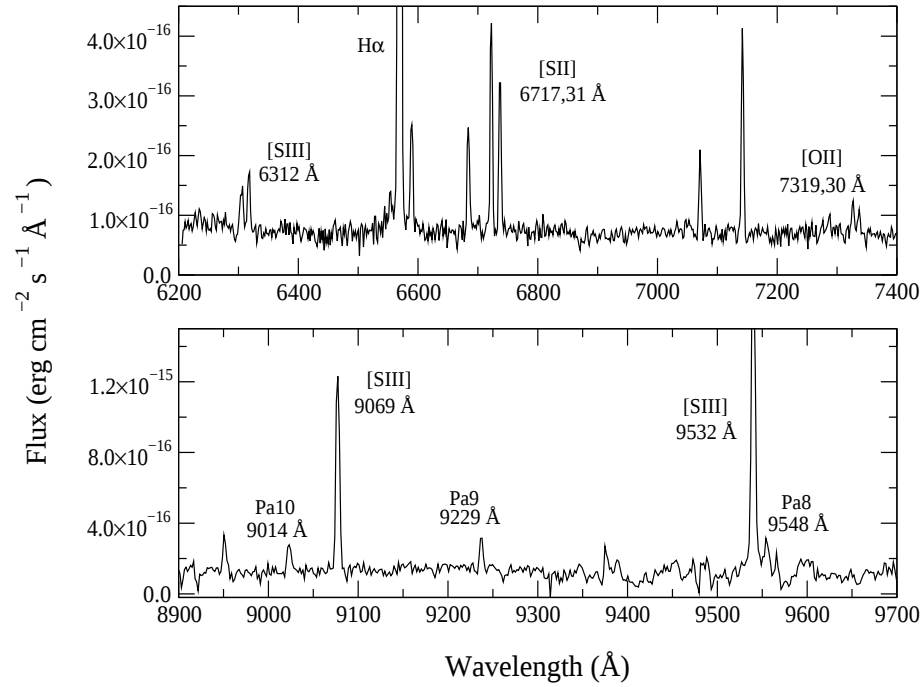


Figura 2.23: El espectro de **Markarian 209** en los dos rangos observados

Cuadro 2.10: Intensidades de las líneas de emisión

λ (Å)	1150-021 $\equiv$ UM 462		1223+487 $\equiv$ Mrk 209	
	IT98	nuestros datos	ITL97	nuestros datos
3727 [OII]	174.2 $\pm$ 1.0	–	71.9 $\pm$ 0.2	–
3750 H12	–	–	4.3 $\pm$ 0.1	–
3770 H11	–	–	4.8 $\pm$ 0.1	–
3798 H10	–	–	6.4 $\pm$ 0.1	–
3835 H9	7.2 $\pm$ 1.0	–	8.6 $\pm$ 0.1	–
3868 [NeIII]	36.7 $\pm$ 0.4	–	45.7 $\pm$ 0.1	–
3889 HeI + H8	18.2 $\pm$ 0.4	–	20.3 $\pm$ 0.1	–
3968 [NeIII] + H7	27.7 $\pm$ 0.5	–	31.1 $\pm$ 0.1	–
4026 HeI	–	–	1.6 $\pm$ 0.1	–
4072 [SII]	2.2 $\pm$ 0.4	–	1.2 $\pm$ 0.1	–
4101 H δ	25.5 $\pm$ 0.4	–	26.4 $\pm$ 0.1	–
4340 H γ	47.2 $\pm$ 0.4	–	47.0 $\pm$ 0.1	–
4363 [OIII]	7.8 $\pm$ 0.2	–	12.7 $\pm$ 0.1	–
4471 HeI	3.3 $\pm$ 0.2	–	3.6 $\pm$ 0.1	–
4658 [FeIII]	0.8 $\pm$ 0.2	–	0.3 $\pm$ 0.1	–
4686 HeII	0.9 $\pm$ 0.2	–	1.2 $\pm$ 0.1	–
4713 [ArIV] + HeI	0.8 $\pm$ 0.2	–	2.0 $\pm$ 0.1	–
4740 [ArIV]	0.5 $\pm$ 0.1	–	1.1 $\pm$ 0.1	–
4861 H β	100.0 $\pm$ 0.6	–	100.0 $\pm$ 0.2	–
4921 HeI	0.5 $\pm$ 0.2	–	0.9 $\pm$ 0.1	–
4959 [OIII]	166.3 $\pm$ 0.9	–	196.0 $\pm$ 0.3	–
5007 [OIII]	492.9 $\pm$ 2.3	–	554.3 $\pm$ 0.8	–
5199 [NI]	–	–	0.3 $\pm$ 0.1	–
5876 HeI	10.5 $\pm$ 0.2	–	10.2 $\pm$ 0.1	–
6300 [OI]	3.8 $\pm$ 0.2	3.5 $\pm$ 0.2	1.4 $\pm$ 0.1	1.6 $\pm$ 0.2
6312 [SIII]	1.9 $\pm$ 0.1	2.1 $\pm$ 0.2	1.7 $\pm$ 0.1	1.9 $\pm$ 0.1
6363 [OI]	1.2 $\pm$ 0.1	1.1 $\pm$ 0.1	0.5 $\pm$ 0.1	–
6548 [NII]	–	3.5 $\pm$ 0.3	–	1.6 $\pm$ 0.2
6563 H α	282.6 $\pm$ 1.5	282.0 $\pm$ 0.1	277.7 $\pm$ 0.5	280.0 $\pm$ 0.1
6584 [NII]	7.3 $\pm$ 0.2	7.3 $\pm$ 0.2	2.9 $\pm$ 0.1	3.6 $\pm$ 0.1
6678 HeI	3.0 $\pm$ 0.1	3.0 $\pm$ 0.1	2.9 $\pm$ 0.1	3.3 $\pm$ 0.2
6717 [SII]	16.8 $\pm$ 0.2	16.2 $\pm$ 0.3	6.1 $\pm$ 0.1	5.9 $\pm$ 0.2
6731 [SII]	11.2 $\pm$ 0.2	12.1 $\pm$ 0.2	4.5 $\pm$ 0.1	4.7 $\pm$ 0.2
7065 HeI	3.0 $\pm$ 0.1	2.0 $\pm$ 0.1	2.4 $\pm$ 0.1	2.2 $\pm$ 0.1
7137 [ArIII]	8.5 $\pm$ 0.1	5.7 $\pm$ 0.1	5.9 $\pm$ 0.1	5.5 $\pm$ 0.1
7319 [OII]	–	2.34 $\pm$ 0.06	1.1 $\pm$ 0.1	0.9 $\pm$ 0.1
7330 [OII]	–	1.96 $\pm$ 0.09	1.0 $\pm$ 0.1	0.8 $\pm$ 0.1
9014 Pa10	–	1.8 $\pm$ 0.2	–	1.8 $\pm$ 0.1
9069 [SIII]	–	10.5 $\pm$ 1.5	–	12.2 $\pm$ 1.2
9532 [SIII]	–	35.0 $\pm$ 3.6	–	20.5 $\pm$ 2.5 ^a
9548 Pa8	–	3.5 $\pm$ 0.4	–	–
C(H β)	0.29	–	0.00	–
EW(H β) (Å)	100	–	224	–

^aAfectado por absorción de vapor agua. Ver texto para explicación

Objeto	$-\log F(H\alpha)$ ^a	$-EW(H\alpha)$	B ^b	B-R ^b
II Zw 40	10.81 ± 0.03	217	11.87 ± 0.04	0.77 ± 0.09
Mrk 5	12.55 ± 0.05	89	15.13 ± 0.04	0.57 ± 0.13
Mrk 709	—	—	16.32 ± 0.03	0.67 ± 0.04
Mrk 22	12.85 ± 0.04	142	15.99 ± 0.04	0.19 ± 0.11
Mrk 1434	12.79 ± 0.05	324	16.77 ± 0.04	0.33 ± 0.14
Mrk 36	12.18 ± 0.07	589	15.59 ± 0.04	0.15 ± 0.17
VII Zw 403	12.23 ± 0.04	75	14.11 ± 0.04	0.53 ± 0.12
UM 461	12.32	—	16.18	0.73
UM 462	11.85	—	14.75 ± 0.12	0.86 ± 0.17
Mrk 209	11.76 ± 0.05	349	14.15 ± 0.03	0.21 ± 0.13

Cuadro 2.11: Resultados de las observaciones fotométricas de 8 de los 12 objetos de la muestra (Gil de Paz et al., 2002), junto a las magnitudes y colores en B y R de **UM 461** (Doublier et al., 1999) y **UM 462** (Cairós et al., 2001) y sus flujos en $H\alpha$ (Van Zee et al., 1998)

^aen unidades de $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$

^ben magnitudes

2.4. Propiedades fotométricas de la muestra

Aprovechando la información del catálogo de galaxias HII de Monte Palomar (Gil de Paz, Madore & Pevunova, 2003, en preparación), que dispone de la fotometría de 8 de los 12 objetos de nuestra muestra podemos completar un poco más la descripción de los mismos. Dicha información consta de las imágenes en $H\alpha$, reducidas y calibradas y teniendo en cuenta la contaminación de [NII], y en los filtros B y R. Los resultados de la medición de dicha fotometría pueden ser vistos en el cuadro 2.11 con los errores respectivos, exceptuando el valor del flujo de $H\alpha$ de **Mrk 709**, para el cual la medición en este filtro corresponde al continuo debido a su desplazamiento al rojo. Asimismo también se han tomado de entre la bibliografía los datos en B y en R de **UM 461** (Doublier et al., 1999) y de **UM462** (Cairós et al., 2001) y los flujos $H\alpha$ de estos dos objetos de Van Zee et al. (1998). En el caso de **UM 461** también hay observaciones fotométricas en B de Méndez & Esteban, que obtienen un valor de 15.85. Sin embargo, al no tener datos en R, que es la otra banda que hemos utilizado en nuestro análisis, por motivos de consistencia hemos tomado el dato de Doublier et al.

2.5. Conclusiones

En este capítulo se han descrito las observaciones espectrométricas de una muestra de 12 galaxias HII en la zona del rojo-infrarrojo cercano desde una longitud de onda de 6200Å hasta los 9600Å y

la reducción y análisis subsiguiente. El acuerdo entre las intensidades de las diferentes líneas de emisión en el rango espectral solapado entre estas observaciones y las existentes en el rango óptico del espectro es excelente. La observación en este nuevo rango permite observar las líneas aurorales de [SIII] a $\lambda 6312\text{\AA}$ y de [OII] a $\lambda\lambda 7319, 7330\text{\AA}$. Estas líneas prohibidas son necesarias para determinar mediante el método directo las temperaturas electrónicas de línea correspondientes. Cuantas más temperaturas de línea sean accesibles mayor será el conocimiento que tengamos acerca de la estructura interna de ionización del gas a través de las fracciones iónicas correspondientes. Por tanto, estas observaciones son imprescindibles para analizar estos objetos complementando las que ya existen en la parte óptica del espectro y que hemos tomado de otras fuentes bibliográficas. Asimismo han podido ser observadas las líneas prohibidas intensas de [SIII] a $\lambda\lambda 9069, 9532\text{\AA}$, con lo que es posible medir de manera directa las abundancias iónicas de S^{2+} con mayor precisión que a través de la débil línea [SIII] $\lambda 6312\text{\AA}$. Las propiedades físicas derivables a partir de los flujos de las líneas de recombinación de hidrógeno se discuten en el capítulo siguiente. Las temperaturas de línea y dichas abundancias iónicas han podido ser medidas en todos los objetos observados y el cálculo y la discusión de las mismas se realiza en el capítulo 4.

Los datos medidos también han podido ser comparados con los resultados de la fotometría en $\text{H}\alpha$ y en los filtros B y R de 8 de los 12 objetos de la muestra y que han sido gentilmente cedidos por Armando Gil de Paz (Gil de Paz et al., 2003, en preparación) y también con la fotometría en B y en R de **UM 461** (Doublier et al., 1999) y de **UM 462** (Cairós et al., 2001). De los mismos se confirman valores de los flujos de $\text{H}\alpha$ menores en la rendija que en el conjunto del objeto que aparece en las imágenes y valores de la anchura equivalente menores en las imágenes, lo cual podría deberse a que el actual brote de formación estelar esté más concentrado en la zona de la rendija, lo que ocasiona que, en proporción, el flujo de la línea sea mayor en relación al continuo, siempre y cuando se considere la $\text{EW}(\text{H}\alpha)$ como una medida de la edad de la población estelar. En contraste, en las zonas externas a la rendija de espectroscopía, la población subyacente hace subir el continuo en relación a la línea de recombinación. La única excepción la constituye **Mrk 36**, en que la anchura equivalente es menor, aunque muy similar, en la rendija que la tomada en la imagen. Este hecho se explica si representamos la diferencia observada entre ambas anchuras equivalentes y el índice de color B-R medido en la fotometría (ver figura 2.24). En dicha figura se observa una correlación entre dicha diferencia y el índice de color, en el sentido de que cuanto más azul es

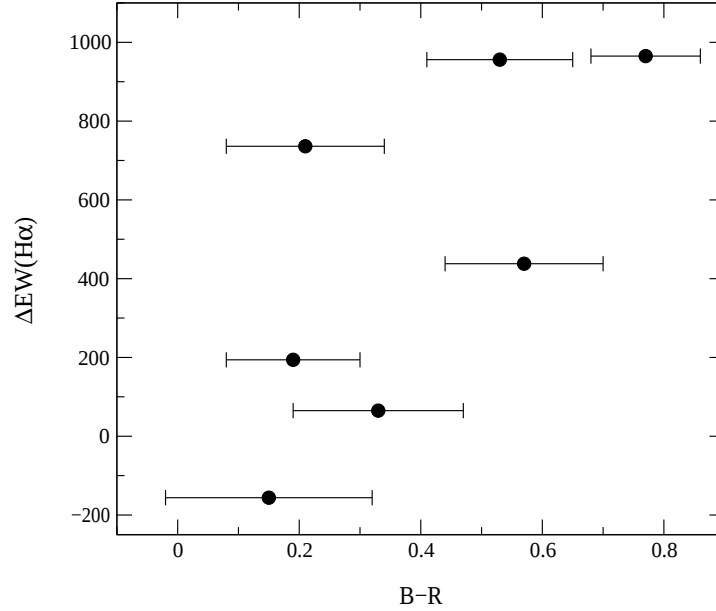


Figura 2.24: Índice de color B-R (en magnitudes) en relación a la diferencia de anchuras equivalentes de $H\alpha$ en angstroms medidas en la rendija y en la imagen fotométrica

el objeto más parecidas son los valores de la anchura equivalente medidos en la rendija y en la imagen o lo que es lo mismo, que la formación estelar está más extendida por el objeto, lo que provoca anchuras altas más extendidas y colores más azules.

En cuanto a las cantidades medidas a partir de los flujos en $H\alpha$ son consistentes con los valores encontrados en las bases de datos y la bibliografía, dando lugar a valores que confirman los intensos brotes de formación estelar que se producen en estos objetos, aunque también apuntan a la existencia de poblaciones estelares anteriores, por lo que dado lo bajo de la metalicidad en estos objetos, se puede afirmar que el proceso de formación estelar ha sido muy irregular y poco intenso en el pasado, pero que estos objetos no están sufriendo uno de los primeros brotes. Además se pueden inferir grandes diferencias entre cada uno de los objetos en base a los valores de los flujos medidos, los colores y la morfología.

Capítulo 3

Propiedades físicas de la muestra

A partir de los flujos en $H\alpha$ y las distancias estimadas a los objetos observados, podemos determinar algunas propiedades físicas de los mismos, incluyendo el número de fotones ionizantes, tasas de formación estelar, el factor de llenado, el diámetro angular efectivo, la masa de hidrógeno ionizado o la masa del cúmulo ionizante.

3.1. Observables de partida

Los flujos de $H\alpha$ utilizados están tabulados en el cuadro 3.1 a partir de las mediciones hechas sobre los espectros, una vez ya corregidos de extinción con las constantes ya mencionadas en apartados anteriores. En el mismo cuadro se incluyen los valores de los mismos flujos medidos en las referencias de los datos en el óptico y en la fotometría también corregidos de extinción. Además se da un valor de la distancia aproximada al objeto en Megaparsecs (Mpc). En 8 de los objetos he considerado la distancia resultante de los datos de cada objeto proporcionados por la base de datos *Lyon-Meudon Extragalactic Database* (LEDA), que da el valor del módulo de distancia cinemático, corregido de la velocidad de caída libre hacia el cúmulo de Virgo y que está calculado para una constante de Hubble, H_0 , igual a $70 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$. En los otros cuatro objetos, señalados en el cuadro, los autores de los datos en el óptico deducen la distancia derivada de su corrimiento al rojo suponiendo que H_0 es igual a $75 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$.

La comparación directa entre los flujos de $H\alpha$ del cuadro 3.1 conduce en primer lugar al hecho evidente de que todos los flujos medidos procedentes de la espectroscopía a través de una rendija son menores que los obtenidos en cada imagen fotométrica, lo

cual se debe a que la rendija no ocupa todo el objeto, sino que se procura situarla en la zona de mayor brillo superficial. En la figura 3.1 se han representado la diferencia entre los flujos medidos por nosotros y los flujos fotométricos, representados mediante círculos vacíos, en función del logaritmo de la distancia. A pesar de no tener los flujos fotométricos de los tres objetos más lejanos de la muestra: **0749+568**, **0926+606** y **Mrk 709**, sí se observa cierta correlación. Por otro lado también existen diferencias entre los dos flujos obtenidos a través de la rendija. Sin tener en cuenta que han sido obtenidos mediante distintos métodos de reducción y calibración y bajo diferentes condiciones nocturnas, pueden deberse a la distinta disposición de la rendija espectroscópica en el objeto en cuestión. Como puede observarse también en la figura 3.1, esta vez representados con triángulos de color negro, dado que a mayor lejanía más compacta es la apariencia del objeto, las diferencias entre los flujos obtenidos con las dos rendijas son menores.

A continuación, se van a utilizar los flujos fotométricos de $H\alpha$ disponibles, en caso contrario, utilizaremos los medidos en nuestras observaciones, para deducir diferentes propiedades del proceso de formación estelar. Los flujos de los tres objetos medidos por nosotros utilizando la rendija, y a la luz de lo expuesto anteriormente, no han de ser excesivamente diferentes de los que se obtendrían en la imagen fotométrica, ya que son los más lejanos de la muestra.

3.2. Propiedades físicas deducidas

3.2.1. Número de fotones ionizantes

Se han calculado la luminosidad en $H\alpha$ y el número de fotones ionizantes a partir de los flujos en $H\alpha$ y la distancia a cada objeto, utilizando las expresiones:

$$L(H\alpha) = 1,197 \cdot 10^{38} \left(\frac{F(H\alpha)}{10^{-14}} \right) \cdot \left(\frac{D}{10} \right)^2 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \quad (3.1)$$

$$Q(H) = 8,76 \cdot 10^{49} \left(\frac{F(H\alpha)}{10^{-14}} \right) \cdot \left(\frac{D}{10} \right)^2 \text{ fotones} \cdot \text{s}^{-1} \quad (3.2)$$

donde $F(H\alpha)$ está expresado en $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ y D está dado en Mpc. Para la luminosidad de $H\alpha$ todos tienen valores por encima de $10^{39} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Los valores calculados se encuentran en el cuadro 3.2. Todos los objetos superan los 10^{49} fotones ionizantes por segundo lo que implica la presencia de más de una estrella para

Objeto	$-\log F(H\alpha)_{obs}^a$	$-\log F(H\alpha)_{opt}^a$	$-\log F(H\alpha)_{fot}^a$	D (Mpc) ^b
II Zw 40	11.07	11.87	10.06	10.4
Mrk 5	12.62	12.50	12.27	15.0
SBS 0749+568	13.06	13.15	—	72.4*
SBS 0926+606	12.75	12.69	—	55.0*
Mrk 709	13.07	13.27	—	222.8
Mrk 22	13.25	12.95	12.73	25.4
Mrk 1434	13.15	12.99	12.79	34.7
Mrk 36	13.51	12.79	12.17	11.2
VII Zw 403	13.18	12.88	12.23	3.5*
UM 461	12.87	12.90	12.24	13.2*
UM 462	12.64	12.28	11.66	13.8
Mrk 209	12.79	12.39	11.76	7.3

Cuadro 3.1: En la primera columna se muestran los flujos corregidos de extinción de $H\alpha$ medidos en las observaciones, seguidos de los flujos, también corregidos, de los datos procedentes de las referencias que dan los datos en el óptico y de la fotometría. También se adjuntan las distancias estimadas a cada objeto. Para ver las referencias ir al cuadro 2.2

^aEn unidades de $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

^bA partir de datos de LEDA, excepto en los marcados con *, hallada con el módulo de distancia dada por las fuentes del óptico

su ionización (Panagia, 1973). Por lo demás el objeto con menor número es **VII Zw 403**, para el que se obtienen $6 \cdot 10^{50}$ fotones por segundo, que es un orden de magnitud menor que algunas de las mayores GEHR del grupo local. Por ejemplo, tomando el dato para 30 Dorados en la gran Nube de Magallanes de Mathis et al. (1985), que da $\log Q(H_0) = 52.05$, observamos que hay 6 objetos en la muestra con un valor menor. El objeto con un mayor número de $Q(H_0)$ es **IIZw40** con $8.2 \cdot 10^{53}$ fotones por segundo.

3.2.2. Tasas de formación estelar

La tasa de formación estelar presente ($\approx 10^7$ años) (α_C) puede estimarse a partir de los flujos en $H\alpha$ y las distancias a las que se encuentran los objetos, suponiendo que se sigue una IMF con una pendiente de Salpeter. (Hunter & Gallagher, 1986):

$$\alpha_C = 7,07 \cdot 10^{-42} \cdot L(H\alpha) \text{ M}_\odot \cdot \text{año}^{-1} \quad (3.3)$$

y puede ser comparada con la tasa de formación de estelar de los últimos 10^9 años (α_L) a partir de la luminosidad en B, según la expresión dada por Gallagher, Hunter & Tutukov (1984)

$$\alpha_L = 0,29 \cdot 10^{-10} \left(\frac{L_B}{L_\odot} \right) \text{ M}_\odot \cdot \text{año}^{-1} \quad (3.4)$$

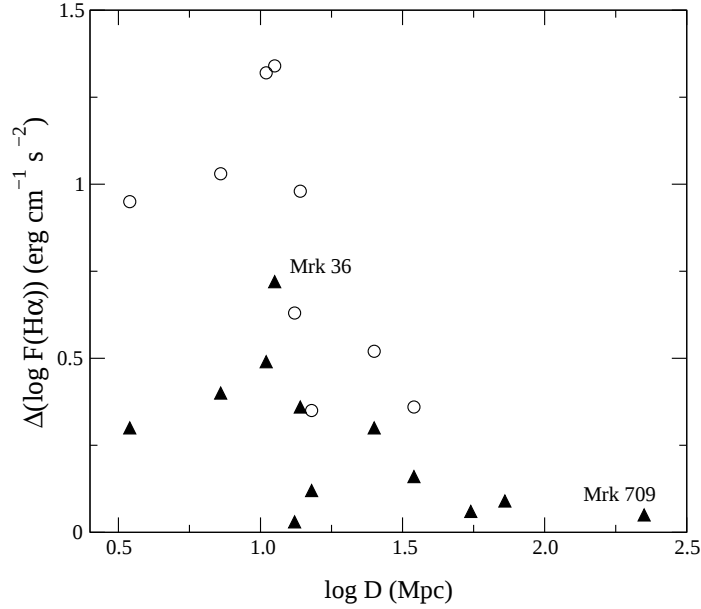


Figura 3.1: Relación entre el logaritmo de la distancia a la que se encuentra cada objeto y la diferencia encontrada entre los flujos medidos de $H\alpha$ entre nuestras observaciones y las fotométricas (círculos vacíos) y las otras espectrofotométricas en el óptico (triángulos negros)

donde L_B es la luminosidad en B obtenida a partir de las distancias estimadas y tabuladas en el cuadro 3.1 y las magnitudes aparentes en B del cuadro 2.11 y $L_\odot$ es la luminosidad solar.

Los cocientes obtenidos de la tasa de formación estelar actual con respecto a la pasada oscilan entre un valor ≈ 120 de **II Zw 40** y 6.5 de **VII Zw 403**, estando la media situada en un valor igual a 32. Dichos resultados son consistentes con los obtenidos por Méndez & Esteban (2000), que obtienen valores para una muestra de galaxias Wolf-Rayet entre 200 (Mrk 750) y 10 (Mrk 33, Tol 35). Estos valores contrastan con los encontrados por Gallagher et al. (1984) para una muestra general de galaxias espirales e irregulares, en los que la mayor parte de los objetos tienen valores por debajo de 1.7, excepto en tres objetos de su muestra (NGC 1569: 5.6, NGC 3353: 4.5 y NGC 4670: 4.3). Con lo cual se confirma el resultado evidente de que en las galaxias HII, se está produciendo un brote de formación estelar muy intenso. Los valores calculados para cada uno de los objetos están también tabulados en el cuadro 3.2

3.2.3. Factores de llenado

Los factores de llenado se definen como la fracción del volumen nebular ocupado por el gas y puede ser determinado a partir del flujo de $H\alpha$ corregido de enrojecimiento y el parámetro de ionización derivado

$$\epsilon = 0,187 \cdot \left(\frac{F(H\alpha)}{10^{-14}} \right)^{-1/2} \cdot \left(\frac{D}{10} \right)^{-1} \cdot \left(\frac{U}{10^{-3}} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{\alpha_B(H^0, T)}{10^{-13}} \right)^{-1} \cdot \left(\frac{n_e}{100} \right)^{-1/2} \quad (3.5)$$

donde $\alpha_B(H^0, T)$ es el coeficiente de recombinación del hidrógeno en el caso B. Para calcularlo aquí se han usado los valores dados por Storey & Hummer (1995), cuyo ajuste en función de la temperatura para una densidad de 100 partículas por cm^3 da lugar a la siguiente expresión:

$$\alpha_B(H^0, t) = 2,493 \cdot 10^{-13} \cdot t^{-0,7862} \quad (3.6)$$

donde t es $T/10^4$ en grados K. La temperatura utilizada para calcular el coeficiente de recombinación para cada galaxia ha sido la derivada de los cocientes de las líneas fuertes de [OIII] de la misma manera que se comenta en la sección 2.3. En cuanto a la densidad se ha derivado a partir del cociente de las líneas fuertes prohibidas de [SII]¹. El parámetro de ionización ha sido estimado a partir de los resultados de los modelos de fotoionización realizados para estos objetos y que están descritos en el capítulo 5.

Los resultados obtenidos son mostrados en el cuadro 3.2 y se puede observar que **Mrk 1424**, **VII Zw 403** y **UM 461** presentan un factor de llenado superior a 0.1, lo que indica que el gas podría estar uniformemente distribuido. En cuanto a los demás objetos presentan valores menores, siendo **IIZw40** el que tienen un valor menor, inferior incluso a 0.01.

3.2.4. Diámetros angulares efectivos de $H\alpha$

A partir de la definición del parámetro de ionización es posible obtener el diámetro angular efectivo en $H\alpha$, que se define como el diámetro que contiene la mitad de la emisión en $H\alpha$. Para calcularlo se requiere el valor del flujo de $H\alpha$ y la densidad electrónica

$$\phi = 0,64 \cdot \left(\frac{F(H\alpha)}{10^{-14}} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{U}{10^{-3}} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{n_e}{100} \right)^{-1/2} \quad (3.7)$$

¹A partir de $I(6717 \text{ \AA})/I(6731 \text{ \AA})$. Ver sección 4.1

Cuadro 3.2: Algunas propiedades físicas de la muestra observada a partir de los flujos de H α fotométricos, excepto para **0749+568**, **0926+606** y **Mrk709**, en que se ha usado los medidos en las observaciones espectrométricas presentadas aquí.

Objeto	$\log L(\text{H}\alpha)^a$	α_C^b	α_L^b	$\log Q(\text{H})^c$	ϵ
II Zw 40	42.04	7.9	0.065	53.91	0.008
Mrk 5	40.46	0.10	0.007	52.00	0.064
SBS 0749+568	40.74	0.39	–	52.60	0.023
SBS 0926+606	40.81	0.47	–	52.67	0.031
Mrk 709	41.70	3.5	0.49	53.67	0.014
Mrk 22	40.15	0.10	0.009	52.00	0.055
Mrk 1434	40.36	0.17	0.008	52.23	0.120
Mrk 36	40.00	0.07	0.002	51.85	0.040
VII Zw 403	39.78	0.006	0.001	50.78	0.309
UM 461	40.08	0.09	0.002	51.95	0.207
UM 462	40.70	0.35	0.008	52.57	0.021
Mrk 209	40.04	0.08	0.004	51.90	0.093

^aen unidades de $10^{40} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$

^ben $M_\odot$ por año

^cen unidades de $10^{52} \text{ fotones} \cdot \text{s}^{-1}$

donde ϕ es el diámetro angular correspondiente a la ionización, que se mide en segundos de arco, y no depende de la distancia a la galaxia.

Los valores de los diámetros angulares obtenidos se muestran en el cuadro 3.3 y están entre los 2.5'' de **0749+568** y los 12.6'' de **UM 461** y en promedio son un 25 % del valor del diámetro angular medio de las dimensiones del objeto dado por la base de datos de la NED *NASA Extragalactic Database*. La excepción la podemos encontrar en **IIZw40**, cuyas propiedades conducen a un valor del diámetro angular mayor al minuto de arco, lo que es, además, un factor 3 mayor al encontrado en la NED.

3.2.5. Masa de hidrógeno ionizado e hidrógeno neutro

Es posible calcular la masa de hidrógeno ionizado a partir de la expresión:

$$M(\text{HII}) = \frac{m_p Q(\text{H})}{n_e(1 + y^+) \alpha_B(H_0, T)} \quad (3.8)$$

(Osterbrock, 1989), donde m_p es la masa del protón e y^+ es la abundancia de helio ionizado, que aquí se ha tomado como 0.10. A partir de las cantidades derivadas y observadas esta expresión se transforma en:

Cuadro 3.3: Otras propiedades físicas de la muestra observada a partir de los flujos de $H\alpha$ fotométricos, excepto para **0749+568**, **0926+606** y **Mrk709**, en que se ha usado los medidos en las observaciones espectrométricas presentadas aquí y las observaciones en radio.

Objeto	ϕ^a	$\log M(\text{HI})^{b,c}$	$\log M(\text{HII})^c$	$\log M^{*c}$
II Zw 40	70.4	8.64	6.74	7.33
Mrk 5	8.3	—	5.96	5.72
SBS 0749+568	2.5	—	5.91	6.34
SBS 0926+606	4.6	—	6.51	6.41
Mrk 709	3.3	—	7.48	7.80
Mrk 22	3.7	—	5.28	5.74
Mrk 1434	5.2	—	6.15	6.08
Mrk 36	6.6	—	5.23	6.81
VII Zw 403	8.7	7.60	4.70	4.48
UM 461	7.5	8.23	5.11	5.45
UM 462	12.6	8.42	5.97	5.36
Mrk 209	10.8	—	5.94	5.41

^aen segundos de arco

^bRefs: **IIZw40**: Brinks & Klein, 1998, **UM461** y **UM462**: Taylor et al., 1995, **VII Zw 403**^c: Tully et al., 1981

^cen masas solares

$$M(\text{HII}) = 1778 \cdot \left(\frac{F(H\alpha)}{10^{-14}} \right) \cdot \left(\frac{n_e}{100} \right)^{-1} \left(\frac{D}{10} \right)^2 \quad (3.9)$$

que da la masa de hidrógeno ionizado en masas solares. Los datos correspondientes a nuestros objetos se muestran en el cuadro 3.3 y son muy diversos, oscilando entre las $5 \cdot 10^4 M_\odot$ de **VII Zw 403** y las $3 \cdot 10^7 M_\odot$ de **Mrk 709**.

Existen datos a partir de la línea de 21 cm. en radio correspondientes a **IIZw40** (Brinks & Klein, 1988), **UM461** y **UM462** (Taylor et al., 1995, ver figura 2.7) y **VII Zw 403** (Tully et al., 1981), a partir de los cuales puede estimarse la masa de hidrógeno neutro en el objeto que también se muestra en el cuadro 3.3. Así pues podemos comparar dichos datos con los de la masa de hidrógeno ionizado obtenidos a partir de los flujos en $H\alpha$ de la imagen fotométrica. Si hacemos esto, vemos que el cociente $M(\text{HI})/M(\text{HII})$ tiene un valor aproximadamente igual a 100 en **IIZw40** y en **UM462** y alcanza el valor 600 en **UM461** y 800 en **VII Zw 403**, lo que es un claro indicio de que en relación al tamaño total de la galaxia el brote de formación estelar ha sido menos intenso en estos dos últimos objetos.

3.2.6. Masa de los cúmulos ionizantes

A partir de una serie de modelos evolutivos de cúmulos ionizantes y regiones HII acotadas por radiación, podemos relacionar el número de fotones ionizantes por segundo y masa solar con la anchura equivalente de $H\beta$, lo cual permite estimar la masa del cúmulo ionizante teniendo en consideración la evolución del cúmulo, (Díaz, 1999):

$$\log \left(\frac{Q(H)}{M_*/M_\odot} \right) = 0,86 \cdot \log(EW(H\beta)) + 44,48 \quad (3.10)$$

donde $Q(H)$ es el número de fotones ionizantes de hidrógeno, y $EW(H\beta)$ es la anchura equivalente de $H\beta$, que han sido tomadas de las referencias en el óptico y se encuentran tabuladas en los cuadros 2.5 a 2.10. Los valores obtenidos para una IMF con pendiente de Salpeter, y con valores de la masa mínima igual a $0.8M_\odot$ y máxima igual a $120M_\odot$ están tabulados en el cuadro 3.3 y muestran un rango de variación similar a la vista anteriormente, entre el valor de **VII Zw 403** igual a $3 \cdot 10^4 M_\odot$, que es el único objeto con una masa de cúmulo menor a $10^5 M_\odot$, y el de **Mrk 709**, igual a $6.3 \cdot 10^7 M_\odot$. De los valores obtenidos se puede concluir que las únicas galaxias HII ionizadas por cúmulos no muy grandes son **Mrk 36** y **VII Zw 403**. Asimismo, las tasas de las masas de hidrógeno ionizado en relación a la masa de los cúmulos ionizantes superiores a 1 en **Mrk 5**, **SBS 0926+606**, **Mrk 1434**, **VII Zw 403** y **Mrk 209** podría indicar la existencia de cúmulos ionizantes más jóvenes.

3.3. Conclusiones

En este breve capítulo, hemos echado un vistazo a las propiedades físicas que pueden ser derivadas en nuestra muestra en base a los flujos de las líneas de recombinación de hidrógeno medidos tanto por nosotros como a través de los flujos fotométricos facilitados y apoyándonos en la información adicional obtenida en la bibliografía, tal como las magnitudes en B y en R e incluso las observaciones en el radio, para tres de los objetos observados. De la comparación directa entre los flujos de $H\alpha$ medidos en este trabajo, con los otros flujos espectrométricos y fotométricos se observan diferencias cuyo valor absoluto tiene una correlación con la distancia a la que se encuentra el objeto, lo cual es consistente con el hecho de que al estar más cerca el objeto y, por tanto, ser menos compacto en la imagen, hay más probabilidad de poner la rendija en brotes distintos o en los mismos pero de manera parcial.

La mayoría de los catálogos y búsquedas de galaxias enanas compactas azules han estado basados en torno a criterios como la luminosidad en el filtro azul o en la intensidad de las líneas de emisión, por lo que siempre se ha pensado que la clasificación de BCG correspondía a una clase de objetos muy homogénea. Sin embargo, el conjunto de propiedades derivadas por nosotros indica que existe una enorme variación en algunas de las propiedades, tales como luminosidad, masa del cúmulo ionizante o incluso proporción entre la masa de hidrógeno neutro e ionizado. También hay diferencias significativas en las tasas de formación estelar presentes y pasadas, aunque todas presentan como característica común el tener un cociente entre ambas superior al resto de espirales e irregulares (Méndez & Esteban, 2000). Es evidente que si encontramos tales patrones de variación en el Universo Local, al que pertenece toda la muestra, vamos a hallar también reproducidas todas estas tendencias en un Universo más joven, con galaxias enanas de todos los tamaños, luminosidades o intensidades de los brotes de formación estelar.

De esta manera, a modo ilustrativo de esas diferencias, podríamos afirmar que **IIZw40** es un objeto que está sufriendo un brote muy intenso de formación estelar, por lo que el gas está muy ionizado, debido a un proceso de fusión de dos objetos más pequeños, pero que, sin embargo, presenta un claro color rojo, lo que es indicativo de la existencia de una gran cantidad de estrellas de poblaciones anteriores. **Mrk 709**, por su parte, es el objeto más luminoso de la muestra, por lo que no debe ser considerado como BCG, ya que el diámetro angular de la zona emisora recogida en la rendija obtenido para la distancia a la que se encuentra resulta en un valor de más de 3 kpc, por lo que se obtienen valores de la masa de cúmulo ionizante y de hidrógeno ionizado mucho más altos. Finalmente, en **VIIZw403** se observa una emisión mucho más débil de $H\alpha$, acompañada de poco hidrógeno ionizado en relación al hidrógeno neutro y un color bastante rojo, por lo que la emisión del gas ionizado no es predominante, ya que los brotes que se observan en su imagen son poco intensos y jóvenes y la emisión de la población más vieja resulta dominante. De estas diferencias en las propiedades físicas y su gran rango de diversidad se puede concluir que dado que no se pueden inferir en muchos casos rasgos comunes a priori para las muestras de galaxias HII en el Universo Local, con mucha probabilidad la situación será similar cuando el Universo era más joven y las búsquedas de objetos de este tipo a alto corrimiento al rojo tienen que tener este hecho en cuenta cuando se centran en determinaciones de la tasa de formación estelar, en las que probablemente sólo se da cuenta de los objetos más azules

y luminosos que, quizá, no sean representativos de la muestra local para los parámetros que se buscan.

A continuación en los capítulos siguientes vamos a dar los resultados que provienen del gas ionizado en estos objetos a partir de la intensidad de las líneas de emisión que aquí se han presentado.

Capítulo 4

Diagnóstico del medio interestelar

El diagnóstico, propiamente dicho, en una nebulosa de gas ionizado pasa por el análisis de la distribución de la densidad y temperatura electrónica en su interior. Estas propiedades físicas son de gran importancia ya que la determinación de las abundancias iónicas depende de ellas. En este capítulo se va a proceder a determinar los valores de la densidad y temperaturas electrónicas en la muestra de objetos descrita en el anterior capítulo. Dado que se puede asociar la determinación de la abundancia de cada ión con su temperatura electrónica se suelen utilizar en aquellos casos en que éstas no son medibles, relaciones con las otras temperaturas disponibles. Se van a discutir esas relaciones, basándonos en modelos de fotoionización y se van a deducir otras diferentes que van a ser comparadas con una recopilación de temperaturas electrónicas de distintos iones en regiones de gas ionizado. Finalmente, con los valores medidos y los deducidos mediante relaciones directas, se procederá a deducir las abundancias iónicas de O^+ , O^{2+} , S^+ , S^{2+} y N^+ .

4.1. Diagnóstico de la muestra de galaxias HII

4.1.1. Densidades y temperaturas electrónicas

A partir de los cocientes de los flujos de las líneas observadas de algunos iones se pueden determinar los valores de la densidad y temperaturas electrónicas, que aquí llamaremos *de línea*. Aquí se han utilizado los cocientes de líneas de emisión que están referidos en el cuadro 4.1, utilizando para cada flujo de línea el valor correspondiente. En caso de tener dos valores disponibles de la línea he preferido tomar aquel proveniente de la referencia que asignaba

un menor error observacional, ya fueran nuestras observaciones o la fuente que da los datos en el óptico, excepto cuando hubiera un desacuerdo entre ambas no despreciable, en cuyo caso hemos tomado las líneas que entran en el cociente a partir de la misma fuente, para tener así un valor final consistente.

Cuadro 4.1: Cocientes utilizados para la deducción de densidades y temperaturas

Cantidad	Cociente de líneas
n[SII]	$I(\lambda 6717\text{\AA})/I(\lambda 6731\text{\AA})$
t[OII]	$I(\lambda 3727\text{\AA})/I(\lambda\lambda 7319, 7330 \text{\AA}\text{\AA})$
t[OIII]	$I(\lambda\lambda 4959, 5007 \text{\AA}\text{\AA})/I(\lambda 4363\text{\AA}\text{\AA})$
t[SII]	$I(\lambda\lambda 6717, 6731 \text{\AA}\text{\AA})/I(\lambda\lambda 4068, 4076 \text{\AA}\text{\AA})$
t[SIII]	$I(\lambda\lambda 9069, 9532 \text{\AA}\text{\AA})/I(\lambda 6312\text{\AA}\text{\AA})$
t[NII]	$I(\lambda\lambda 6548, 6584 \text{\AA}\text{\AA})/I(\lambda 5755\text{\AA}\text{\AA})$

Para deducir los valores de densidad y temperatura se ha utilizado la tarea `temden` de *IRAF*. Dicha tarea está basada en un modelo de equilibrio estadístico para átomos de 5 niveles ([OII] y [SIII]), 6 niveles ([OIII] y [NII]) y 8 niveles ([SII]) respectivamente (De Robertis, Dufour & Hunt, 1987; Shaw & Dufour, 1995). Los coeficientes de las fuerzas efectivas atómicas de colisión tomados han sido los últimos publicados y están tabulados en el cuadro 4.2.

Cuadro 4.2: Fuentes para los coeficientes atómicos de colisión para cada ión

Ión	Referencias
[OII]	McLaughlin & Bell, 1998 ^a
[OIII],[NII]	Lennon & Burke, 1994
[SII]	Ramsbotton, Bell & Stafford, 1996
[SIII]	Tayal & Gupta, 1999

^aComunicación privada

Los errores asociados a los valores de la densidad y temperatura de línea han sido deducidos tanto a partir de los errores observacionales de los flujos de las líneas como de la dependencia recíproca que se tiene del valor de la temperatura y densidad. Asimismo hay una incertidumbre asociada a los parámetros atómicos utilizados que no ha sido explícitamente incorporada a los cálculos de nuestros errores pero que obliga a ser cauto a la hora de considerar los valores finales. Dicha incertidumbre es especialmente dramática en el caso del [SIII], para el cual la variación de los coeficientes en los últimos años hace variar la temperatura de línea en cantidades

no despreciables, como puede verse en el cuadro 4.3. Utilizando los coeficientes de fuerza colisional de Galavis et al. (1995) se obtienen valores de $t_e(SIII)$ superiores hasta en un 30 % a los que se obtienen usando los coeficientes dados por Tayal (1997). Los últimos coeficientes publicados (Tayal & Gupta, 1999) parecen reducir este porcentaje, pero también dan como resultado valores sensiblemente inferiores a los primeros, que puede dar lugar a resultados diferentes al calcular la abundancia iónica de S^{2+} . En cuanto al resto de iones, las diferencias no son tan amplias pero sí pueden dar lugar a valores que pueden variar en cantidades que generalmente no se tienen en cuenta en los errores que se adjuntan. Valga como ejemplo las referencias que hemos tomado como fuente para las líneas del óptico en 11 de los objetos de nuestra muestra: los trabajos del grupo de Y. Izotov (ITL94, ITL97, IT98 y GIT2000). En estos trabajos se facilitan valores de la temperatura de [OIII] que sólo coinciden con los nuestros en los objetos que están en los dos últimos trabajos (**IIZw40**, **Mrk 5**, **Mrk 36**, **UM 461** y **UM 462**). Sin embargo, en los que provienen de los dos primeros (ITL94 y ITL97), los valores de $t[OIII]$ son una media de 400 K menores, que es más que el error asociado a cada temperatura y cuya fuente debe de estar probablemente en la utilización de coeficientes atómicos diferentes. A esto hemos de añadir que el resto de temperaturas se suelen deducir a partir de relaciones que provienen de ajustes o de modelos ($t[OII]$: Stasińska, 1990; $t[SIII]$: Garnett, 1992) sin por ello ser tenido en cuenta en el error final asociado a la temperatura de línea correspondiente y, por tanto, en las abundancias iónicas deducidas. Estas fuentes de error son obviadas frecuentemente a pesar de soler tener un mayor peso que el error observacional.

Los valores que finalmente se han deducido están ordenados por objeto en el cuadro 4.4, junto con los errores establecidos. Todos los objetos presentan una determinación de la densidad a partir del cociente de las líneas de [SII], así como las temperaturas de [OII], [OIII] y [SIII]. Sin embargo sólo hay valores de la temperatura de [SII] para 7 de los objetos de la muestra, debido a la falta de medición de la correspondiente línea auroral de [SII] a λ 4072 Å en los datos espectrofotométricos de la parte óptica.

Utilizando la tarea `ntplot`, es posible dibujar diagramas de diagnóstico que representen el valor de la densidad frente al de la temperatura. En nuestro caso en dichos diagramas se ha representado $n_e(SII)$, $t_e(OII)$, $t_e(OIII)$ y $t_e(SIII)$, en las figuras 4.1 a 4.12, para todos los objetos de la muestra. Si representamos los valores extremos caracterizados por el cociente de flujos y sus errores observacionales, obtendremos *bandas de diagnóstico*, que permiten visualizar mejor la estructura de temperaturas dentro del gas ionizado.

Cuadro 4.3: $t[\text{SIII}]$, en unidades de 10^4 K, a partir de diferentes coeficientes atómicos

Refs. ^a	GMZ95	T97	TG99
II Zw 40	1.47	1.21	1.30
Mrk 5	1.51	1.26	1.33
0749+568	2.16	1.74	1.86
0926+606	1.74	1.42	1.52
Mrk 709	1.91	1.57	1.65
Mrk 22	2.32	1.85	1.98
Mrk 1434	1.97	1.61	1.73
Mrk 36	1.85	1.53	1.62
VII Zw 403	1.47	1.25	1.30
UM 461	1.98	1.84	1.95
UM 462	1.92	1.53	1.66
Mrk 209	1.84	1.52	1.60

^aReferencias: GMZ95: *Galavis, Mendoza & Zeppen 1995*, T97: *Tayal 1997*, TG99: *Tayal & Gupta 1999*.

En dichos diagramas de diagnóstico se ha representado la densidad deducida de las líneas de $[\text{SII}]$ en color violeta. La dependencia con la temperatura puede provocar que el límite inferior deducido cambie de 0 a algún valor superior en función de la temperatura computada (Ej: **Mrk 5**, **0926+606**). La temperatura de $[\text{OII}]$ se muestra en color naranja, la de $[\text{OIII}]$ en amarillo y la de $[\text{SIII}]$ en azul. En las zonas en que hay coincidencia entre estas dos últimas temperaturas se han señalado en color verde. Por último aquellas regiones en que las cuatro cantidades solapan se han resaltado en color negro. En seis objetos de la muestra se encuentra un intervalo de temperaturas en que hay un acuerdo entre $n[\text{SII}]$, $t[\text{OII}]$, $t[\text{OIII}]$ y $t[\text{SIII}]$, oscilando dicho acuerdo entre los 12500 K de **Mrk 5** y los 16000 K de **Mrk 709**, siempre por encima de los 10000 K, que es la única temperatura a la que según el acuerdo general puede producirse el acuerdo entre las temperaturas de línea.

Todos los objetos se pueden enmarcar en el límite de baja densidad ($n_e \leq 100 \text{ cm}^{-3}$), excepto en el caso de **IIZw40**, **Mrk 209** y, en menor medida, **UM461**. En cada caso se aprecia la dependencia en la densidad de $t_e(\text{OII})$, en contraste con $t_e(\text{OIII})$ y $t_e(\text{SIII})$ que aparecen constantes con respecto a la densidad. En la mayoría de los objetos observados la incertidumbre es menor en $t_e(\text{OIII})$ que en, respectivamente, $t_e(\text{OII})$ y $t_e(\text{SIII})$, dada la mejor relación señal-ruído para la línea auroral de $[\text{OIII}]$ a 4363 Å que en los otros casos, y también a la incertidumbre asociada a las líneas de $[\text{SIII}]$ a 9069 Å y 9532 Å, debida a la corrección por la emisión de las líneas telúricas de cielo de OH en el mismo rango espectral.

Cuadro 4.4: Densidades y temperaturas electrónicas de línea para la muestra de galaxias HII observada

Objeto	$n_e(SII)^a$	$t_e(OII)^b$	$t_e(OIII)$	$t_e(SII)$	$t_e(SIII)$
II Zw 40	290±40	1.27±0.06	1.34±0.03	—	1.30±0.05
Mrk 5	≤50	1.23±0.08	1.22±0.06	—	1.33±0.15
SBS 0749+568	100±50	1.38±0.12	1.54±0.10	—	1.86±0.36
SBS 0926+606	≤60	1.23±0.04	1.43±0.03	1.04±0.14	1.52±0.18
Mrk 709	≤60	1.50±0.16	1.60±0.06	—	1.65±0.23
Mrk 22	110±80	1.16±0.09	1.35±0.03	0.96±0.16	1.98±0.28
Mrk 1434	≤30	1.24±0.08	1.55±0.02	1.54±0.32	1.73±0.20
Mrk 36	90±40	1.37±0.12	1.53±0.05	1.09±0.28	1.62±0.30
VII Zw 403	≤90	1.42±0.12	1.52±0.03	1.05±0.27	1.30±0.14
UM 461	140±70	1.64±0.18	1.62±0.05	—	1.95±0.16
UM 462	80±60	1.19±0.03	1.38±0.02	1.00±0.15	1.66±0.25
Mrk 209	190±140	1.22±0.08	1.62±0.01	1.25±0.13	1.60±0.17

^aen unidades de cm^{-3} ^btodas las temperaturas en unidades de 10^4 K

Todos los objetos son de alta excitación, como lo demuestra el hecho de tener temperaturas de línea bastante altas. En 7 de los 12 objetos de la muestra encontramos temperaturas de línea de [OIII] superiores a los 15000 K, y en los demás siempre temperaturas por encima de 13000 K, excepto en **Mrk 5**, con 12200 K. Asimismo, de cara a resolver la estructura interna de ionización es interesante el hecho de que en 10 de los 12 objetos de la muestra la temperatura de línea de [OII] sea inferior a la de [OIII], y en 9 de esos 10, la diferencia entre ambas sea superior a los 1000 K. Otra característica importante de la muestra la constituye el hecho de encontrar una marcada tendencia de las temperaturas de línea de [SIII] a ser mayores que las de [OIII] en 9 objetos de la muestra. Esta diferencia es superior a los 1000 K en 6 objetos. Por último señalar en este apartado la tendencia existente a encontrar $t[SII]$ inferiores a $t[OII]$ en 5 de los 7 objetos en que la temperatura de línea de [SII] pudo ser medida. Esta tendencia, junto con las demás, es explicada en el apartado referido a las relaciones entre las temperaturas electrónicas de línea.

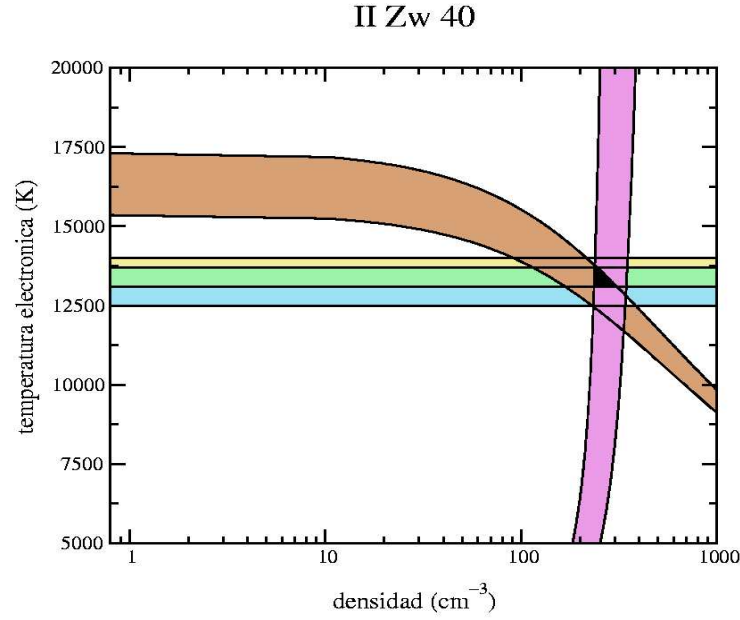


Figura 4.1: Diagrama de diagnóstico para **II Zw 40**. El significado de cada banda puede ser encontrado en el texto. En este caso $t_e(OII)$ resulta un poco menor por la densidad observada lo que la hace coincidir con $t_e(OIII)$ y $t_e(SIII)$ que, en promedio, resulta un poco menor.

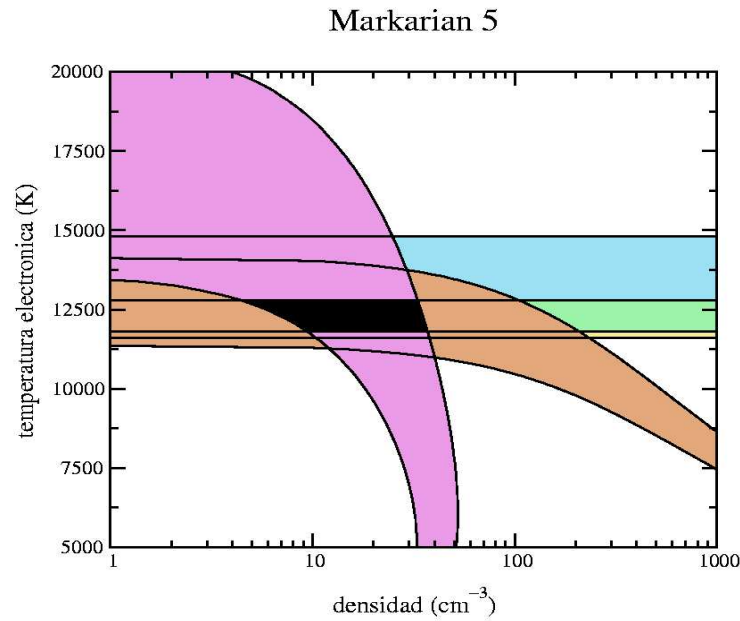


Figura 4.2: Diagrama de diagnóstico para **Markarian 5**. Es un objeto de baja densidad en el que las temperaturas coinciden bastante bien.

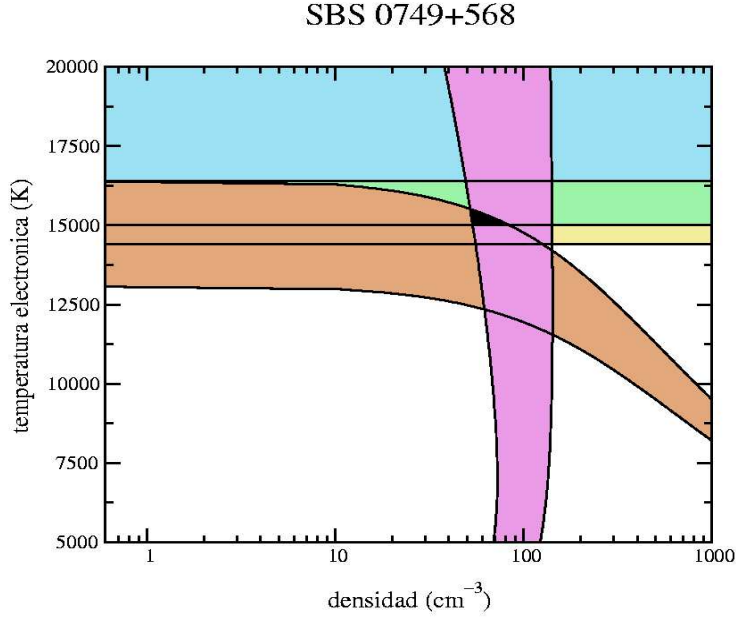


Figura 4.3: Diagrama de diagnóstico para **SBS 0749+568**. En este caso, $t_e(OIII)$ ocupa el límite inferior para $t_e(SIII)$ y $t_e(OII)$ baja un poco debido a la densidad.

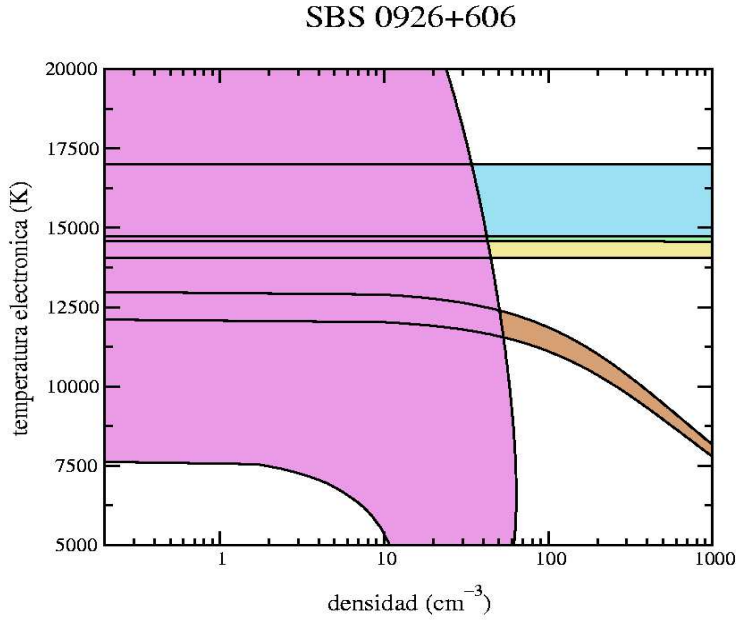


Figura 4.4: Diagrama de diagnóstico para **SBS 0926+606**. Otro objeto de baja densidad. Como en otros objetos de la muestra $t_e(OII)$ es también menor y $t_e(OIII)$ es ligeramente menor a $t_e(SIII)$

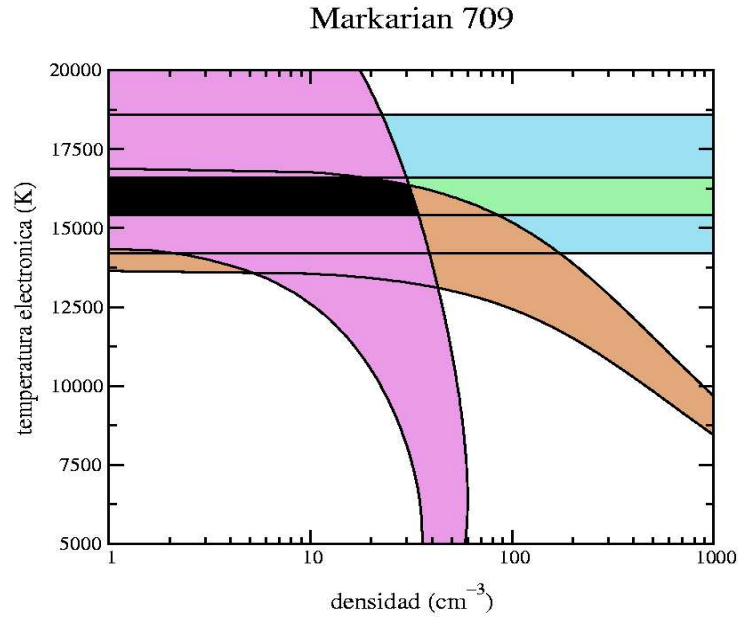


Figura 4.5: Diagrama de diagnóstico para **Markarian 709**. También de baja densidad, en este caso se predicen temperaturas similares, siendo $t_e(OII)$ ligeramente inferior.

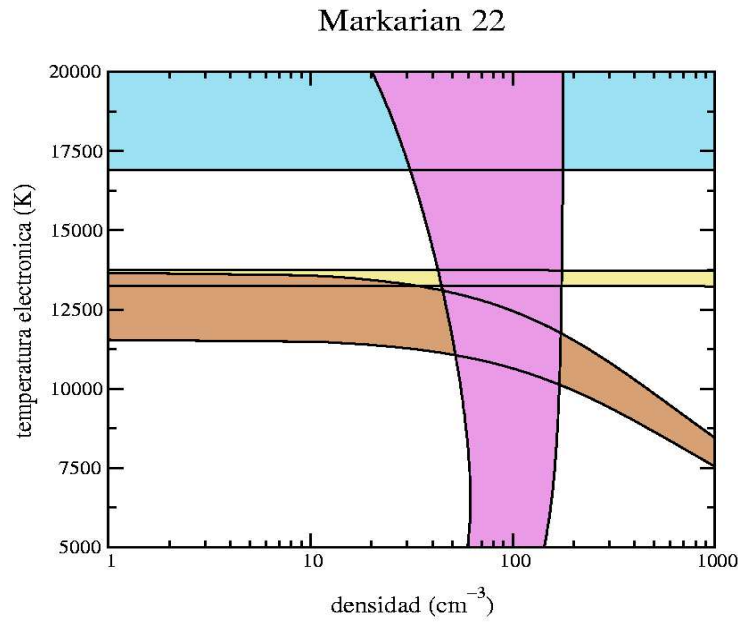


Figura 4.6: Diagrama de diagnóstico para **Markarian 22**. Otro ejemplo en que las líneas de $[SIII]$ conducen a una $t_e(SIII)$ mucho mayor.

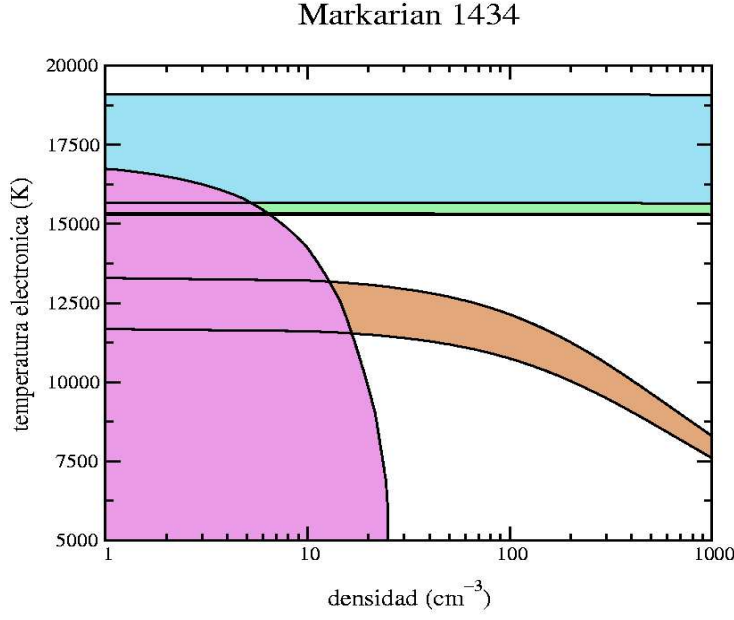


Figura 4.7: Diagrama de diagnóstico para **Markarian 1434**. La densidad es baja y la $t_e(OII)$ es sensiblemente inferior. En cuanto a $t_e(OIII)$ está en el límite inferior observado para $t_e(SIII)$.

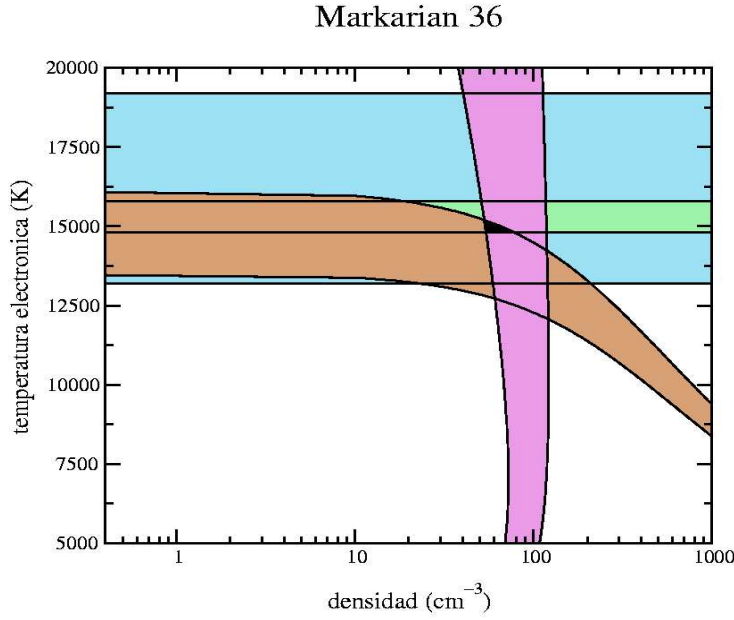


Figura 4.8: Diagrama de diagnóstico para **Markarian 36**. En este caso la densidad es la que provoca una $t_e(OII)$ inferior. En cuanto a $t_e(OIII)$, está incluida en $t_e(SIII)$.

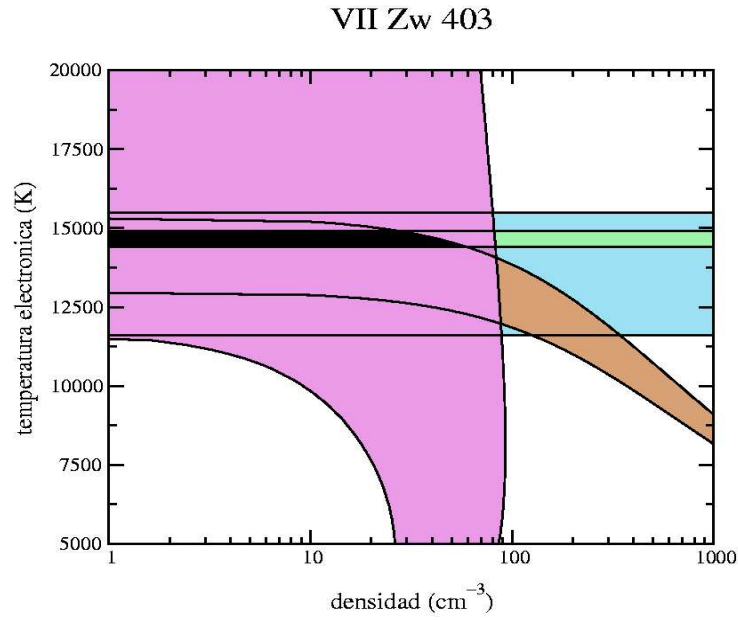


Figura 4.9: Diagrama de diagnóstico para **VII Zw 403**. Otro objeto de baja densidad en que las tres temperaturas tienen un valor similar.

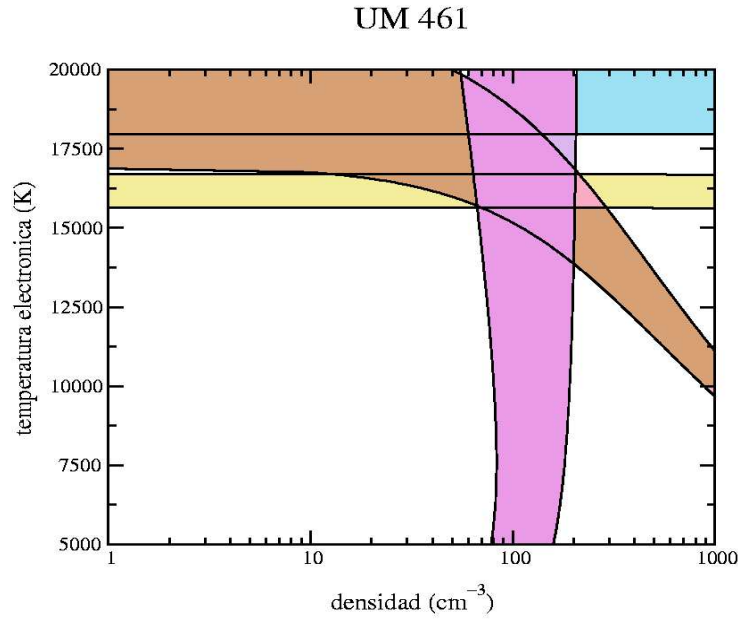


Figura 4.10: Diagrama de diagnóstico para **UM 461**. En este objeto, nuevamente aparece $t_e(SIII)$ superior. El efecto de la densidad provoca que $t_e(OII)$ sea similar a $t_e(OIII)$.

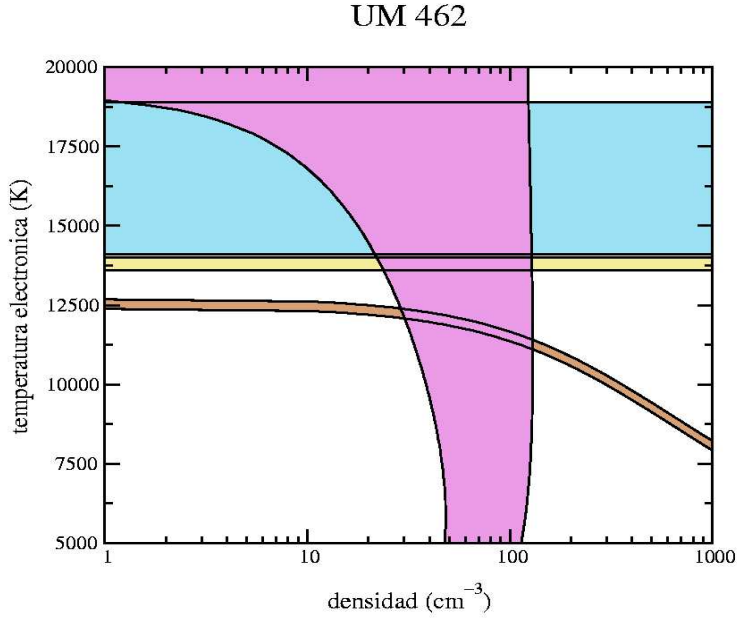


Figura 4.11: Diagrama de diagnóstico para **UM 462**. En este caso ninguna de las tres temperaturas tiene un punto de coincidencia y además se cumple el patrón $t_e(SIII) > t_e(OIII) > t_e(OII)$.

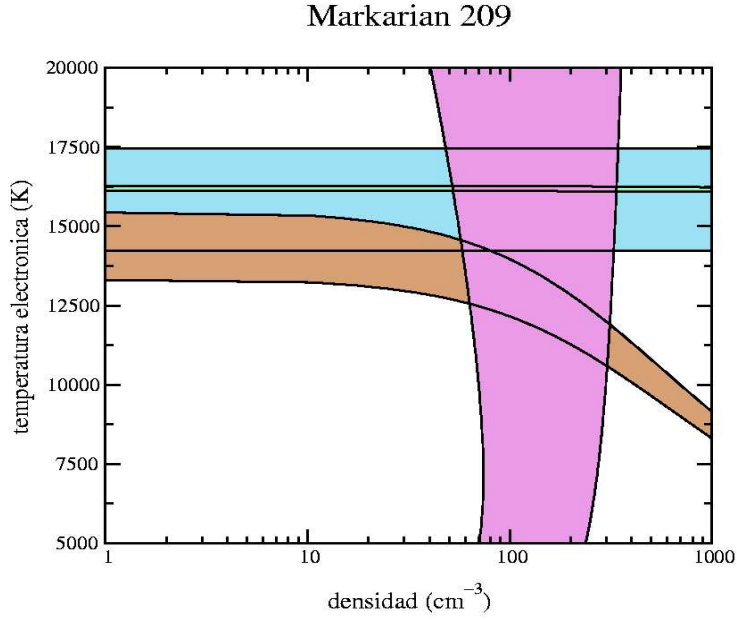


Figura 4.12: Diagrama de diagnóstico para **Markarian 209**. Aquí es nuevamente la dependencia con la densidad de $t_e(OII)$ lo que causa que sea menor. En cuanto a $t_e(OIII)$, está incluida en $t_e(SIII)$.

4.2. Relaciones entre temperaturas electrónicas de línea

Las temperaturas electrónicas son cantidades físicas clave en la determinación de la metalicidad. Hay ocasiones, sin embargo, en que las líneas aurales, sensibles a la temperatura no son detectadas en el espectro de emisión. Las causas de este hecho pueden encontrarse en una mala relación señal-ruido del espectro o en una elevada metalicidad del gas que produce un enfriamiento tan eficaz que la temperatura es muy baja. En este caso, dado que estas líneas tienen un flujo inversamente proporcional a la exponencial de la temperatura y son intrínsecamente débiles, no resultan detectables.

En el caso en que ninguna línea auroral sea detectable hay que recurrir a métodos empíricos y semi-empíricos, de los cuales hemos hecho un exhaustivo análisis en la última parte de este trabajo. Sin embargo, hay ocasiones en que sí somos capaces de medir alguna de las líneas de emisión aurales de los iones más representativos de la parte óptica del espectro. En las primeras aproximaciones de la región HII se consideraba a ésta como isoterma, sin embargo estudios más profundos han demostrado que existe en su interior una estructura interna de ionización que desemboca en una variación espacial de la temperatura electrónica, además de la posible presencia de fluctuaciones de temperatura (Peimbert, 1967). Esto implica que en la determinación de cada abundancia iónica haya que tener en cuenta la temperatura media de la zona en que el ión se encuentra.

Una mejora a la aproximación de gas isoterma es la de considerar dos zonas: una de alta ionización, cuya temperatura característica sería la de [OIII], y otra de baja ionización caracterizada por la temperatura de [OII]. Con la temperatura de la primera zona, más interna se calculan las abundancias de iones como O^{2+} , S^{2+} o Ne^{2+} y en la segunda las de O^+ , S^+ o N^+ (Pagel et al., 1992). Los trabajos de Garnett (1992) refinaron un poco esta visión al demostrar por un lado, que la temperatura de [SIII] ocupa un valor intermedio entre ambas zonas y, por otro, que las temperaturas deducidas a partir de las líneas ópticas de emisión sobreestiman el valor de la temperatura para toda la nube, ya que hay un efecto de selección hacia las zonas más calientes.

Nuestra intención con el análisis que se presenta en este apartado es examinar las relaciones entre las temperaturas que se utilizan para la determinación de la abundancia de cada ión, adaptándola a los resultados de los últimos modelos de fotoionización y la utilización de los más recientes coeficientes atómicos, los cuales, como se ha apreciado en el caso de [SIII], pueden hacer variar la deter-

Cuadro 4.5: Cantidad y tipos de objetos recopilados para cada relación de temperatura electrónica

Relación	Galaxia y LMC	GEHR	Galaxias HII
$t[\text{OII}]$ vs. $t[\text{SII}]$	—	4	21
$t[\text{SII}]$ vs. $t[\text{NII}]$	13	6	—
$t[\text{OIII}]$ vs. $t[\text{OII}]$	5	13	31
$t[\text{OIII}]$ vs. $t[\text{SIII}]$	30	15	15

minación de la temperatura final en una cantidad no despreciable.

Para estudiar las relaciones entre las temperaturas electrónicas hemos reunido una muestra de observaciones de regiones HII difusas de la Galaxia, regiones HII gigantes extragalácticas (GEHR) y galaxias HII con más de una temperatura electrónica medida y hemos comparado estos datos con los resultados provenientes de los modelos de fotoionización.

4.2.1. Datos observacionales

Las observaciones reunidas son las mismas que hemos utilizado para el estudio de parámetros empíricos que se encuentra en el capítulo 6 y se encuentran relacionadas en el apéndice A. Los objetos tienen más de una temperatura electrónica medida de entre $t[\text{OII}]$, $t[\text{OIII}]$, $t[\text{SII}]$, $t[\text{SIII}]$ y $t[\text{NII}]$, y han sido redeterminadas a partir de los mismos cocientes que están reflejados en el cuadro 4.1. utilizando el mismo proceso y coeficientes atómicos que para la muestra de galaxias HII.

Muchos de los objetos pertenecen a la recopilación de Díaz & Pérez-Montero (2000) con la inclusión de nuevos datos de regiones HII en LMC (Oey & Shields, 1999), regiones HII de la Galaxia y las nubes de Magallanes (Kennicutt et al., 2000) y regiones HII gigantes extragalácticas de baja excitación (Díaz et al., 2000; Castellanos et al., 2002). Asimismo hemos incorporado la determinación de $t[\text{SIII}]$ de los objetos de nuestra muestra.

4.2.2. Modelos de fotoionización

Los modelos utilizados para analizar las relaciones entre las temperaturas han sido los del código de **Cloudy 96** (Ferland, 2002). Hemos optado por un modelo de una sola estrella de tipo O-B V ionizando un volumen de gas de densidad y factor de llenado constante. Los modelos vienen parametrizados por la temperatura efectiva de la estrella ionizante, la metalicidad del gas y el parámetro de ionización. El efecto de usar diferentes modelos de atmósferas estelares resulta ser mínimo, por lo que hemos decidido utilizar los modelos

de CoStar (Schaerer & de Koter, 1997), que incluyen consideración de desviaciones del equilibrio termodinámico local (non-LTE), *line blanketing* y vientos estelares. La metalicidad de la estrella en cada modelo es la más próxima que esté disponible a la metalicidad del gas ionizado. Nuestros modelos abarcan temperaturas efectivas entre 35000 y 50000 K. En cuanto a la metalicidad se ha tomado la composición estandar que está dada en el cuadro 5.1, en la que todos los elementos se encuentran en proporciones relativas solares, excepto los elementos refractarios que se encuentran deprimidos en un factor 10, para tener en cuenta la reducción en granos de polvo, y el silicio que se encuentra deprimido en un factor 0.5 (Garnett et al., 1995). En estos modelos se han tomado valores 0.05, 0.1, 0.2, 0.5 y 1 vez solar que se han construido multiplicando esta composición estándar por el factor correspondiente. En cuanto al parámetro de ionización, el cociente entre el número de fotones ionizantes y la densidad de átomos de hidrógeno, que caracteriza la geometría y el grado de ionización del gas, se han tomado valores de $\log U = -2.0, -2.25, -2.5, -2.75$ y -3.0 . Finalmente, nuestros modelos poseen densidad constante, para la cual se han considerado dos valores, 10 y 100 cm^{-3} , ambos en el límite de baja densidad, dada la influencia que puede tener en algunos cocientes de líneas de emisión. La combinación de todos estos factores en los parámetros de entrada de los modelos da lugar a la ejecución de 200 modelos diferentes. En las figuras están representadas sólo, a efectos de claridad, aquellas con valor de $\log U = -2.5$, dado que el resto de valores del parámetro no afecta a la naturaleza de la relación.

4.2.3. $t[\text{OIII}]$ vs. $t[\text{SIII}]$

Vamos a estudiar la relación entre las temperaturas de $[\text{OIII}]$ y $[\text{SIII}]$. La relación más aceptada entre ambas temperaturas proviene del trabajo de Garnett (1989), que sugiere un valor de la temperatura de S^{2+} menor que la de O^{2+} en base a los ajustes de sus datos. Sin embargo la inclusión de otros valores de los coeficientes atómicos puede tener consecuencias dramáticas en la deducción de dicho ajuste, como puede comprobarse inspeccionando el cuadro 4.3, en el que la utilización de los coeficientes de Tayal (1997) respecto al de Galavis, Mendoza & Zeippen (1995) pueden suponer descensos de hasta casi un 30 % en la temperatura deducida. Sin embargo, utilizando los más recientes de Tayal & Gupta (1999) dicho descenso es de tan sólo un 15 %..

La relación de Garnett, está deducida a partir de temperaturas de $[\text{SIII}]$ calculadas usando los coeficientes de Mendoza & Zeippen (1982), resultando:

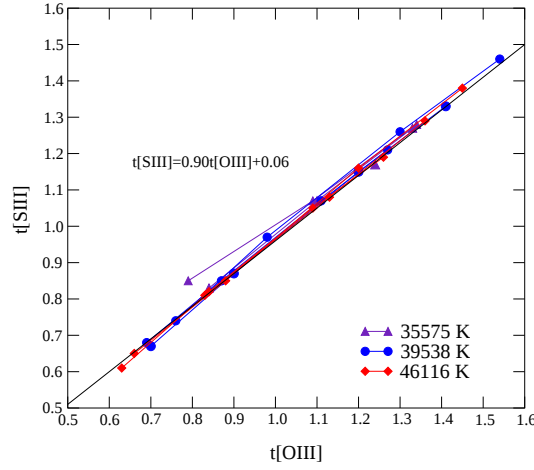


Figura 4.13: Resultados de los modelos de fotoionización para $\log U = -2,5$ y $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$ y el ajuste lineal final para la relación entre $t[\text{OIII}]$ y $t[\text{SIII}]$ usando los coeficientes de Tayal (1997)

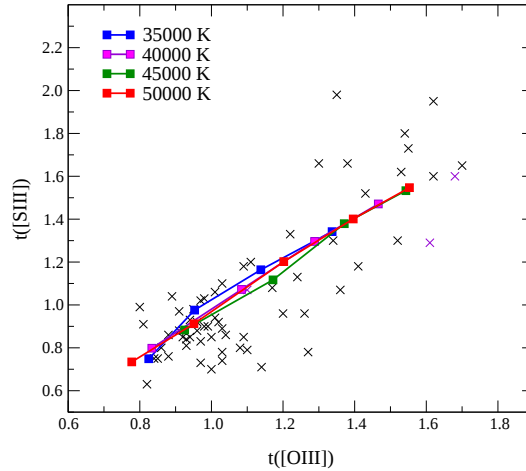


Figura 4.14: Resultados de los modelos de fotoionización para $\log U = -2,5$ y $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$ y el ajuste lineal final para la relación entre $t[\text{OIII}]$ y $t[\text{SIII}]$ usando los coeficientes de Tayal & Gupta (1999). Los datos observacionales se representan con cruces.

$$t(S^{2+}) = 0,83t(O^{2+}) + 0,17 \quad (4.1)$$

donde Garnett diferencia entre la temperatura de línea (p.ej. $t[\text{OIII}]$) y la temperatura de cada ión $t(O^{2+})$, aunque en su análisis

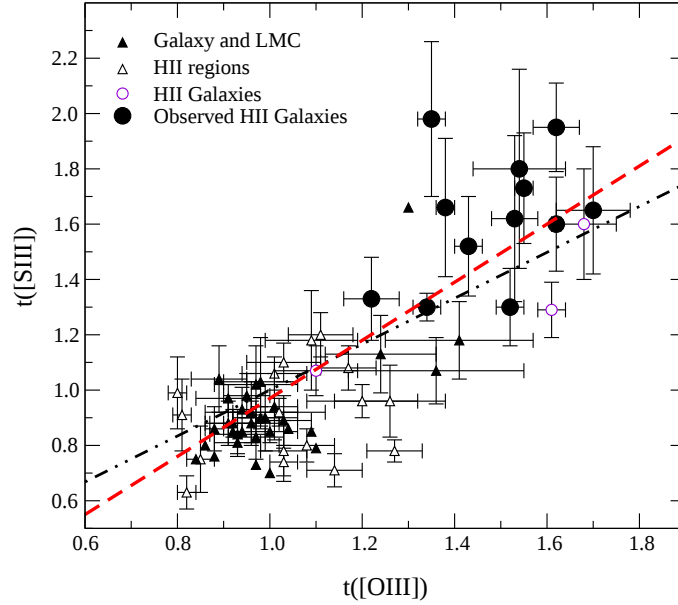


Figura 4.15: Comparación entre los datos observacionales para distintos tipos de objetos, el ajuste de Garnett (puntos y rayas, en negro) y el deducido en este trabajo para los coeficientes de Tayal & Gupta (1999) a partir de modelos de fotoionización (rayas, en rojo)

ambas resultan muy parecidas para valores por encima de 10000 K. Utilizando el análisis de nuestros modelos con los coeficientes de Tayal (1997), como puede apreciarse en la figura 4.13, la relación obtenida predice valores de $t[\text{SIII}]$ sensiblemente menores aunque con una pendiente mayor. En cambio a partir de los coeficientes de Tayal & Gupta (1999), los modelos (figura 4.14) predicen la siguiente relación:

$$t[\text{SIII}] = 1,05t[\text{OIII}] - 0,08 \quad (4.2)$$

Dicha relación predice un valor de $t[\text{OIII}]$ mayor que $t[\text{SIII}]$ hasta los 16000 K para cualquier condición física dentro del gas, ya que la temperatura efectiva, el parámetro de ionización o la densidad no afectan a la misma. Por otra parte, la pendiente es también mayor y más acorde con las observaciones, ya que objetos de alta excitación (p.ej. Galaxias HII), muestran valores de $t[\text{SIII}]$ mucho más altos en relación a la temperatura de $[\text{OIII}]$ (UM461, SBS0749+568) como puede apreciarse en la figura 4.15. Se ha comprobado el efecto de variar la relación S/O en dichos objetos pero la dispersión asociada

a este efecto en el rango de variación observado para la relación 4.2 no supera los 100 K, por lo que no es posible explicar la alta temperatura de [SIII] de estos objetos de esta manera. De todas formas no es posible descartar ninguna relación debido a la gran dispersión observacional que presentan los datos.

4.2.4. $t[\text{OIII}]$ vs. $t[\text{OII}]$

En la relación entre las temperaturas electrónicas de línea de [OIII] y [OII], como ya se ha comentado en la introducción a esta sección (4.2), es muy usual aproximar la estructura de una región HII mediante un modelo de dos zonas, una de alta ionización, caracterizada por $t[\text{OIII}]$ y otra de baja ionización, caracterizada por $t[\text{OII}]$. Puesto que en la mayoría de las regiones sólo una de estas temperaturas, en general $t[\text{OIII}]$, se determina observacionalmente se acostumbra a derivar la otra, $t[\text{OII}]$, a partir de relaciones calculadas en modelos de fotoionización. Entre las relaciones entre las temperaturas electrónicas de línea de [OIII] y [OII] hay dos relaciones unívocas que se usan comúnmente en la bibliografía. Una está basada en los modelos de Stasińska de 1980 (p.ej. Garnett, 1989):

$$t[\text{OII}] = 0,3 + 0,7t[\text{OIII}] \quad (4.3)$$

y otra en los modelos, también de Stasińska, de 1990 (p.ej. Pagel et al., 1992):

$$t[\text{OII}] = \frac{2}{t[\text{OIII}]^{-1} + 0,8} \quad (4.4)$$

Sin embargo, hay que tener en cuenta el hecho ya señalado por Luridiana et al. (2002) de que $t[\text{OII}]$ depende fuertemente de la densidad, como se puede apreciar fácilmente en los diagramas de diagnóstico de nuestra muestra de Galaxias HII (figuras 4.1 a 4.12), en los cuales a partir de un cierto valor de la densidad del orden de 100 cm^{-3} , $t[\text{OII}]$ sufre un considerable descenso. Esta tendencia se ve confirmada en los modelos, para los cuales puede deducirse una relación diferente en función de la densidad. Así, el ajuste de los modelos con 10 partículas por cm^3 resulta:

$$t[\text{OII}] = \frac{1,638}{t[\text{OIII}]^{-1} + 0,358} \quad (4.5)$$

y el ajuste para los modelos con 100 partículas por cm^3 :

$$t[\text{OII}] = \frac{1,436}{t[\text{OIII}]^{-1} + 0,388} \quad (4.6)$$

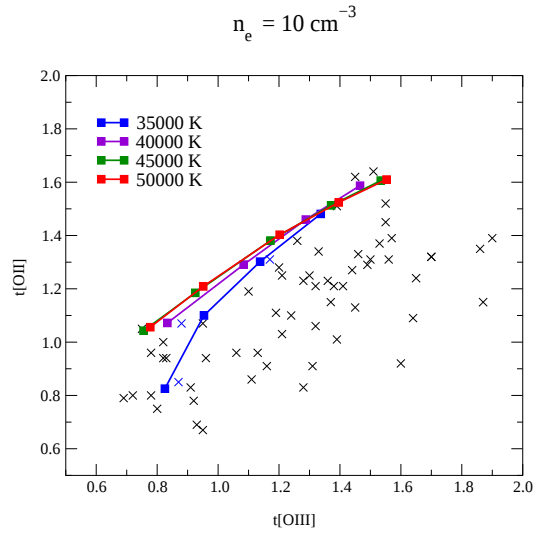


Figura 4.16: Resultados de los modelos de fotoionización para la relación entre $t[\text{OIII}]$ y $t[\text{OII}]$ para una densidad de 10 partículas por cm^3 . Sólo se muestran los modelos con $\log U = -2.5$. Los datos observacionales están representados con cruces.

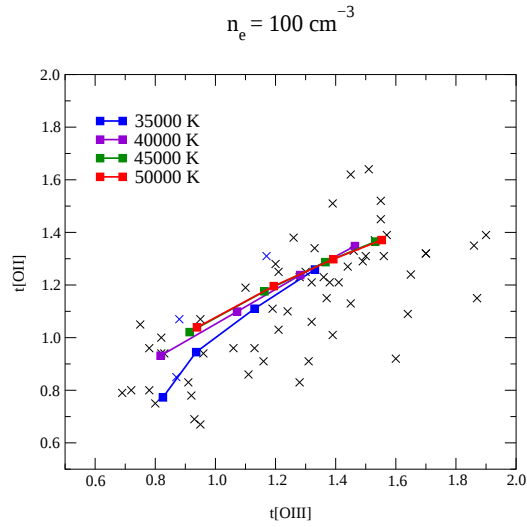


Figura 4.17: Resultados de los modelos de fotoionización para la relación entre $t[\text{OIII}]$ y $t[\text{OII}]$ para una densidad de 100 partículas por cm^3 . Sólo se muestran los modelos con $\log U = -2.5$. Los datos observacionales están representados con cruces.

que, en comparación predice temperaturas menores de $t[\text{OII}]$. La comparación con los datos observacionales puede ser visto en la figura 4.18. Como puede apreciarse recurrir a la densidad como un

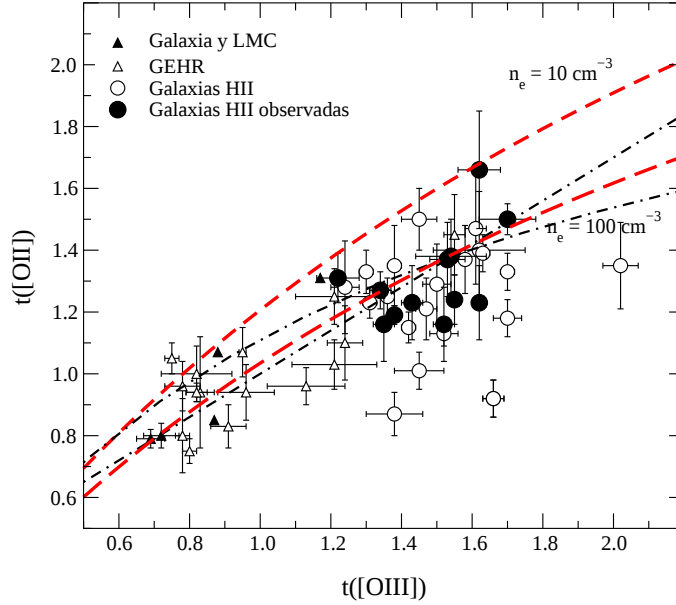


Figura 4.18: Comparación entre los datos observacionales, distinguidos por clase de objetos, para la relación entre $t([OIII])$ y $t([OII])$ y los resultados de los modelos de fotoionización de Stasińska (1980) (línea recta de puntos y rayas en negro), Stasińska (1980) (línea curva de puntos y rayas, en negro) y los presentados en este trabajo (líneas de rayas, en rojo) para densidades de 10 y 100 partículas por cm^3 .

factor importante en la determinación de $t([OII])$ cubre bastante de la dispersión observada en los objetos. Sin embargo, hay una serie de objetos, en su mayor parte galaxias HII que en el rango de alta excitación presentan temperaturas de líneas de O^+ menores de lo previsto. Una posible explicación podría estar en las fluctuaciones de temperatura, que provocan que estemos sobreestimando $t([OIII])$ y el otro podría ser un efecto de la espectroscopía integrada, que provoca que en objetos compactos se produzca un efecto de selección hacia las zonas más brillantes y calientes de la nebulosa, produciendo otro efecto de sobreestimación (Kobulnicky et al., 1999). Sin embargo, hay que ser cautelosos con los resultados de las observaciones ya que, los errores obtenidos en las temperaturas distintas de $[OIII]$ son considerables produciendo una gran dispersión. La galaxia HII con una temperatura de línea de O^+ mayor, UM461, más de 16000 K, tiene una densidad de más de 100 partículas por cm^3 , sin embargo, el error asociado a la medida de $t([OII])$ (1800 K) la hace compatible con la relación entre $t([OII])$ y $t([OIII])$ para

cualquier densidad.

4.2.5. La región de baja ionización: $t[\text{OII}]$ vs. $t[\text{SII}]$ vs. $t[\text{NII}]$

Está comúnmente aceptado que estos tres iones se forman en la zona de baja excitación de la nebulosa y, por lo tanto, debieran tener temperaturas muy similares:

$$t[\text{OII}] \approx t[\text{SII}] \approx t[\text{NII}] \quad (4.7)$$

Sin embargo, dado que es en las zonas más externas de la nebulosa donde se producen las variaciones locales más significativas de la temperatura, es necesario profundizar en las relaciones entre temperaturas para mejorar las determinaciones de las abundancias de estos tres iones. Además hay que tener en consideración la dependencia de $t[\text{OII}]$ con la densidad.

Nuestros modelos, como puede verse en la figura 4.19 y 4.20, revelan que $t[\text{SII}]$ es ligeramente menor que $t[\text{OII}]$ aun manteniéndose una relación lineal entre ambas temperaturas de línea, pero este efecto disminuye al aumentar la densidad y provocar un descenso en la temperatura de $t[\text{OII}]$. Los ajustes obtenidos dan, para una densidad de 10 partículas por cm^3 :

$$t[\text{SII}] = 0,71t[\text{OII}] + 0,12 \quad (4.8)$$

mientras que si la densidad aumenta a 100 partículas por cm^3 :

$$t[\text{SII}] = 0,86t[\text{OII}] + 0,08 \quad (4.9)$$

La comparación con las observaciones confirma que, para la mayor parte de las galaxias HII, y exceptuando a **Mrk 1434** con un gran error observacional, la temperatura de línea de S^+ es siempre menor a la de O^+ , como se aprecia en la figura 4.21. Nuevamente, sin embargo, muchas de las galaxias HII presentan un valor de $t[\text{SII}]$ menor que el predicho por los modelos. Esto podría deberse a la contribución del gas difuso ionizado por un posible escape de fotones o a la mayor contribución para el $[\text{SII}]$ de las zonas de baja excitación. Nuevamente la densidad de estos objetos está por encima del valor marcado por la relación de baja densidad, lo que podría ser indicio de alguna variación interna de densidad, en la que sólo estamos observando las regiones menos densas. En contraste, las GEHR tienen un ajuste bastante bueno a la relación de alta densidad.

La relación que los modelos predicen para la relación entre $t[\text{SII}]$ y $t[\text{NII}]$ es:

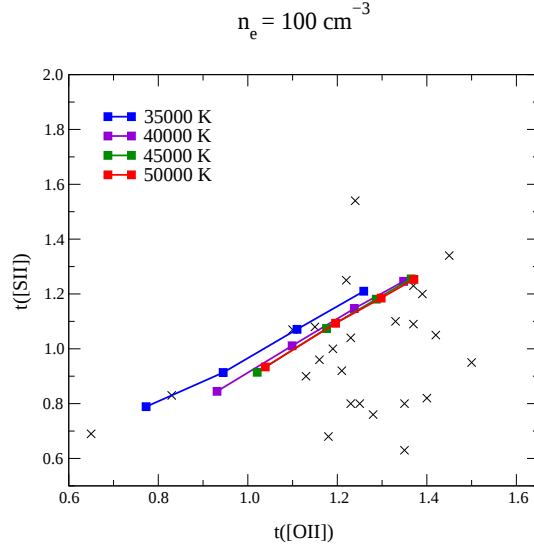


Figura 4.19: Resultados de los modelos de fotoionización para la relación entre $t[\text{OII}]$ y $t[\text{SII}]$ para una densidad de 10 partículas por cm^3 . Sólo se muestran los modelos con $\log U = -2.5$. Los datos observacionales están representados con cruces.

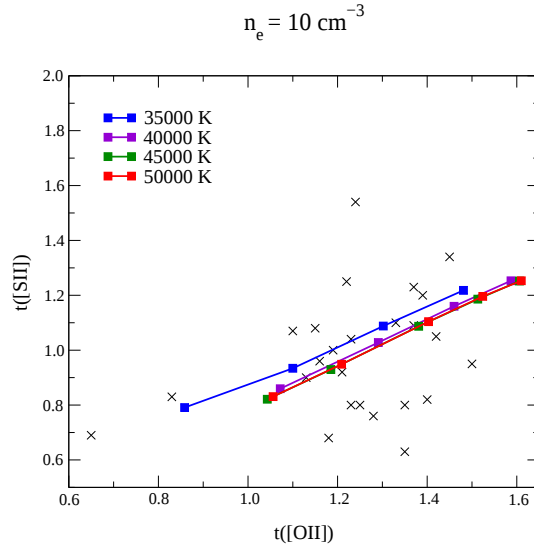


Figura 4.20: Resultados de los modelos de fotoionización para la relación entre $t[\text{OII}]$ y $t[\text{SII}]$ para una densidad de 100 partículas por cm^3 . Sólo se muestran los modelos con $\log U = -2.5$. Los datos observacionales están representados con cruces.

$$t[\text{NII}] = 1,26t[\text{SII}] - 0,13 \quad (4.10)$$

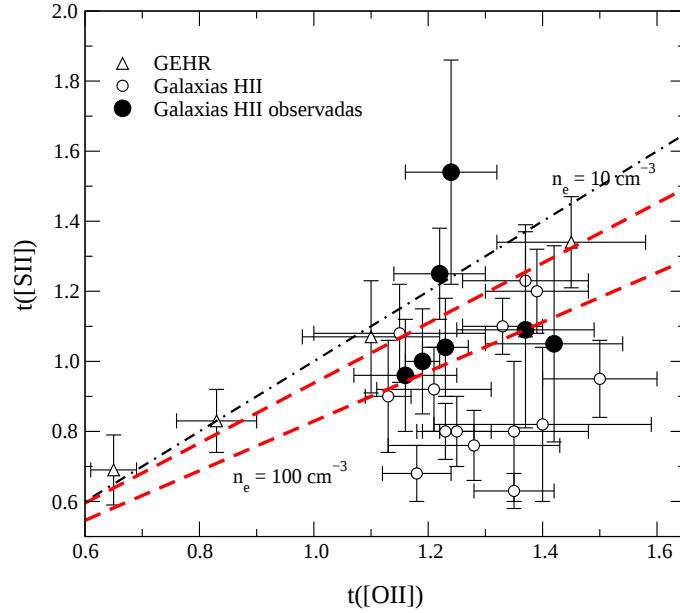


Figura 4.21: Comparación entre los datos observacionales, distinguidos por clase de objetos, para la relación entre $t([OII])$ y $t([SII])$ y los resultados de los modelos de fotoionización para densidades de 10 y 100 partículas por cm^3 (en línea roja de rayas) y la línea de la relación 1:1 (en línea negra de puntos y rayas).

lo que confirma la existencia de valores más bajos para $t([SII])$ aun en esta zona de baja excitación, lo que también queda confirmado viendo la relación en la figura 4.23 para la mayoría de los objetos, dado que N^+ yace en una zona más similar a la de O^+ . Sin embargo, es difícil confirmar plenamente la relación obtenida con los modelos ya que cualquier ajuste lineal a los datos daría como resultado una pendiente totalmente diferente.

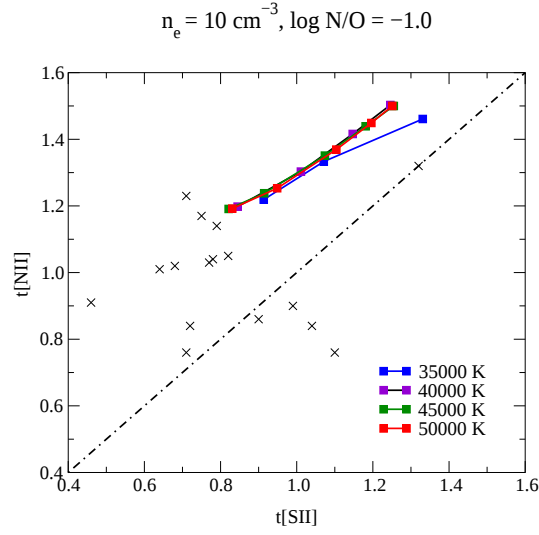


Figura 4.22: Resultados de los modelos de fotoionización con $\log U = -2.5$ para la relación entre $t[\text{SII}]$ y $t[\text{NII}]$ para una densidad de 10 partículas por cm^3 . Los datos observacionales están representados mediante cruces. La línea de puntos y rayas corresponde a la relación 1:1

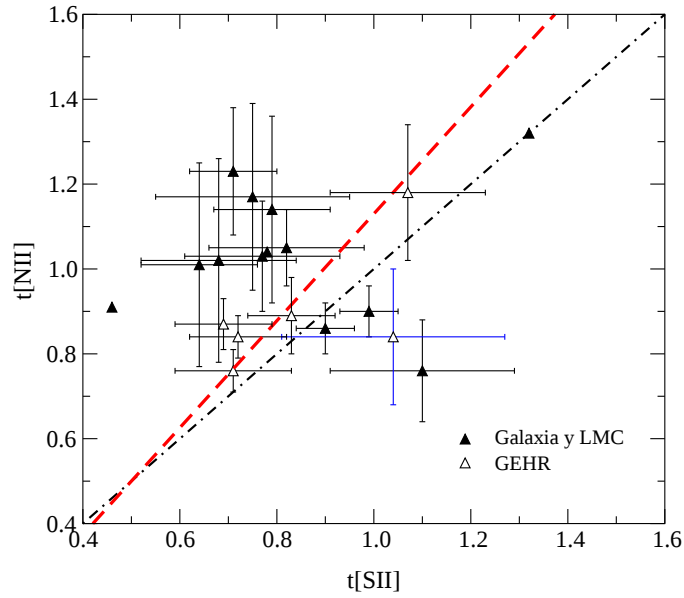


Figura 4.23: Comparación entre los datos observacionales, distinguidos por clase de objetos, para la relación entre $t[\text{SII}]$ y $t[\text{NII}]$ y los resultados de los modelos de fotoionización. La línea de puntos y rayas corresponde a la relación 1:1

Cuadro 4.6: Valores de las temperaturas de línea de $t[\text{OII}]$ y $t[\text{SII}]$. Los valores en negrita han sido calculados siguiendo las relaciones deducidas en este trabajo.

Objetos	$t[\text{OII}]$	$t[\text{SII}]$
II Zw 40	1.27 ± 0.06	1.17 ± 0.06
Mrk 5	1.32 ± 0.08	1.10 ± 0.08
0749+568	1.38 ± 0.12	1.30 ± 0.10
0926+606	1.23 ± 0.04	1.04 ± 0.14
Mrk 709	1.50 ± 0.16	1.24 ± 0.08
Mrk 22	1.16 ± 0.09	0.96 ± 0.16
Mrk 1434	1.24 ± 0.08	1.54 ± 0.32
Mrk 36	1.37 ± 0.12	1.09 ± 0.28
VII Zw 403	1.42 ± 0.12	1.05 ± 0.27
UM 461	1.64 ± 0.18	1.46 ± 0.03
UM 462	1.19 ± 0.03	1.00 ± 0.15
Mrk 209	1.22 ± 0.08	1.25 ± 0.13

Con las relaciones aquí deducidas, pues, podemos determinar las temperaturas de $[\text{SII}]$ que faltan en la muestra de galaxias HII observadas debido a la no detección de las líneas aurorales correspondientes. Las temperatura de $[\text{NII}]$, dado el ajuste a los datos obtenidos, se ha supuesto igual a la de $[\text{OII}]$ y la de $[\text{SII}]$ se ha obtenido a partir de las relaciones 4.8 y 4.9 teniendo en cuenta la densidad del objeto.

4.3. Abundancias iónicas de la muestra de galaxias HII

Para deducir las abundancias iónicas de la muestra de galaxias HII observada hemos utilizado las expresiones dadas en el trabajo de Pagel et al. (1992) y que, a su vez, están basadas en algoritmos simples de la solución del átomo de 3 niveles (McCall, 1984). Estas expresiones dependen de la intensidad de las líneas fuertes del ión cuya abundancia queremos calcular, así como de la densidad y temperaturas electrónicas. Aquí se han utilizado las temperaturas de línea de cada ión para deducir su abundancia. Para esta muestra están accesibles las temperaturas de línea de O^+ , O^{2+} y S^{2+} en todos los objetos, así como la de S^+ en 7 objetos. En el resto de los casos se han utilizado las temperaturas de $[\text{SII}]$ del cuadro 4.6. Es interesante hacer notar el hecho de que la dependencia de las abundancias deducidas con la temperatura electrónica se ve minimizada cuando utilizamos cocientes de líneas colisionales, por ejemplo a la hora de calcular S^+/O^+ o N^+/O^+ , lo cual hace disminuir el error relativo de estas cantidades cuando son deducidas en contraste con S^+/H^+ o O^+/H^+ , que se calculan como resultado del cociente entre

Cuadro 4.7: Abundancias iónicas para la muestra de galaxias HII observada

Objeto	II Zw 40	Mrk 5	SBS 0749+568
$12+\log(O^+/H^+)$	7.08 ± 0.07	7.45 ± 0.10	7.28 ± 0.28
$12+\log(O^{2+}/H^+)$	8.03 ± 0.03	7.86 ± 0.07	7.71 ± 0.08
$12+\log(O^+ + O^{2+}/H^+)$	8.08 ± 0.03	8.00 ± 0.07	7.85 ± 0.14
$12+\log(S^+/H^+)$	5.26 ± 0.05	5.84 ± 0.07	5.48 ± 0.07
$12+\log(S^{2+}/H^+)$	5.97 ± 0.04	6.03 ± 0.10	5.82 ± 0.14
$12+\log(S^+ + S^{2+}/H^+)$	6.05 ± 0.04	6.24 ± 0.09	5.98 ± 0.12
$\log(S^+/O^+)$	-1.88 ± 0.03	-1.79 ± 0.04	-1.82 ± 0.04
$12+\log(N^+/H^+)$	5.73 ± 0.06	6.12 ± 0.06	5.69 ± 0.06
$\log(N^+/O^+)$	-1.22 ± 0.04	-1.32 ± 0.06	-1.44 ± 0.06

Cuadro 4.8: Continuación

Objeto	SBS 0926+606	Mrk 709	Mrk 22
$12+\log(O^+/H^+)$	7.46 ± 0.06	7.20 ± 0.18	7.49 ± 0.13
$12+\log(O^{2+}/H^+)$	7.77 ± 0.03	7.49 ± 0.04	7.89 ± 0.03
$12+\log(O^+ + O^{2+}/H^+)$	7.94 ± 0.04	7.67 ± 0.09	8.04 ± 0.06
$12+\log(S^+/H^+)$	5.83 ± 0.15	5.94 ± 0.06	5.85 ± 0.19
$12+\log(S^{2+}/H^+)$	5.95 ± 0.12	5.70 ± 0.12	5.85 ± 0.12
$12+\log(S^+ + S^{2+}/H^+)$	6.20 ± 0.13	6.14 ± 0.08	6.15 ± 0.16
$\log(S^+/O^+)$	-1.73 ± 0.03	-1.39 ± 0.08	-1.76 ± 0.05
$12+\log(N^+/H^+)$	5.89 ± 0.08	6.39 ± 0.05	5.86 ± 0.10
$\log(N^+/O^+)$	-1.38 ± 0.07	-0.83 ± 0.08	-1.42 ± 0.09

líneas colisionales y de recombinación.

Las abundancias iónicas deducidas con sus respectivos errores están tabuladas para todos los objetos en los cuadros 4.7 a 4.10

Los resultados de las determinaciones de las abundancias iónicas confirman los valores de las abundancias de oxígeno deducidas por los autores cuyas observaciones en el óptico de estas galaxias HII hemos tomado. Todas tienen una abundancia de oxígeno menor que 0.25 veces el valor solar (Allende-Prieto et al., 2001, $12+\log(O/H)_{\odot} = 8.69$), siendo los objetos menos metálicos de la muestra **Mrk 709** y **VII Zw 403** con valores en torno a $0.1Z_{\odot}$.

Los valores de los cocientes de O^+/O son válidos para deducir el grado de excitación del objeto y a veces sirven para caracterizar los factores de corrección de ionización de otras especies iónicas. En nuestra muestra, todos los objetos tienen valores de O^+/O por debajo de 0.35, siendo **II Zw 40** y **UM 461** los que muestran un mayor grado de ionización, ya que el valor de su cociente está por debajo de 0.10. Asimismo, el estudio del cociente de $S^+/(S^++S^{2+})$

Cuadro 4.9: Continuación

Objeto	Mrk 1434	Mrk 36	VII Zw 403
$12+\log(O^+/H^+)$	7.20 ± 0.10	7.18 ± 0.12	7.15 ± 0.11
$12+\log(O^{2+}/H^+)$	7.71 ± 0.02	7.70 ± 0.04	7.56 ± 0.02
$12+\log(O^+ + O^{2+}/H^+)$	7.83 ± 0.04	7.81 ± 0.06	7.70 ± 0.05
$12+\log(S^+/H^+)$	5.18 ± 0.17	5.63 ± 0.27	5.48 ± 0.29
$12+\log(S^{2+}/H^+)$	5.71 ± 0.09	5.86 ± 0.15	5.96 ± 0.12
$12+\log(S^+ + S^{2+}/H^+)$	5.82 ± 0.11	6.06 ± 0.20	6.09 ± 0.06
$\log(S^+/O^+)$	-1.80 ± 0.04	-1.76 ± 0.04	-1.95 ± 0.05
$12+\log(N^+/H^+)$	5.40 ± 0.09	5.60 ± 0.15	5.60 ± 0.09
$\log(N^+/O^+)$	-1.40 ± 0.08	-1.52 ± 0.14	-1.60 ± 0.08

Cuadro 4.10: Continuación

Objeto	UM 461	UM 462	Mrk 209
$12+\log(O^+/H^+)$	6.60 ± 0.10	7.51 ± 0.04	7.08 ± 0.10
$12+\log(O^{2+}/H^+)$	7.74 ± 0.04	7.82 ± 0.02	7.71 ± 0.01
$12+\log(O^+ + O^{2+}/H^+)$	7.77 ± 0.04	7.99 ± 0.03	7.80 ± 0.03
$12+\log(S^+/H^+)$	5.04 ± 0.04	5.83 ± 0.17	5.18 ± 0.10
$12+\log(S^{2+}/H^+)$	5.67 ± 0.05	5.88 ± 0.12	5.86 ± 0.10
$12+\log(S^+ + S^{2+}/H^+)$	5.76 ± 0.05	6.16 ± 0.15	5.94 ± 0.10
$\log(S^+/O^+)$	-1.64 ± 0.03	-1.39 ± 0.08	-1.76 ± 0.05
$12+\log(N^+/H^+)$	5.26 ± 0.05	5.83 ± 0.09	5.45 ± 0.04
$\log(N^+/O^+)$	-1.24 ± 0.06	-1.45 ± 0.08	-1.33 ± 0.04

sigue estas mismas tendencias, ya que **II Zw 40** y **UM 461** tienen los valores más bajos, por debajo de 0.20, mientras que los objetos de menor excitación, **Mrk 709** y **Mrk 22** tienen valores para este cociente por encima de 0.50. Las abundancias de azufre sin considerar correcciones por ionización oscilan entre un valor 3 % solar de **Mrk 5** y el 8 % solar de **UM 461** (según el valor solar para el azufre de Grevesse & Sauval, 1998, $12+\log(S/H)_\odot = 7.33$).

En cuanto a la abundancia de nitrógeno, todos los objetos se encuentran con valores en torno al 0.5 % del valor solar (Holweger, 2001, $12+\log(N/H)_\odot = 7.93$), excepto en el caso de **Mrk 709**, cuyas intensas líneas de [NII] llevan a abundancias de N/H de casi el 3 %, es decir, que para su metalicidad tiene una sobreabundancia de nitrógeno que debería ser explicada recurriendo a observaciones del objeto en otras bandas que permitan medir otras líneas de esta especie.

4.4. La estructura interna de temperaturas

Dado que la distribución de los iones y el valor de la temperatura electrónica media en el interior del gas ionizado distan mucho de ser homogéneas, es importante ver cómo los parámetros que dominan el estado de la nebulosa determinan esta estructura interna. Hay un consenso bastante extendido acerca del hecho de que la temperatura electrónica aumenta a medida que nos alejamos de la fuente ionizante, debido a un efecto combinado de una mayor eficiencia en el enfriamiento de O^{2+} en las zonas interiores y al endurecimiento de la radiación. Este gradiente de temperatura es más pronunciado en objetos de metalicidad mayor y, en menor grado, para elevados parámetros de ionización y temperatura efectiva de la estrella central. Este hecho puede verse en la figura 4.24, en la que se representan diferentes temperaturas de línea y la temperatura electrónica media en cada punto, como función de la distancia a la cara iluminada del gas. Sin embargo, este gradiente sólo afecta significativamente a aquellos iones que se encuentran en las zonas más externas de la región, ya que la contribución de las líneas de los iones que se forman en las zonas más internas proviene principalmente de la zona en que la temperatura permanece aproximadamente constante.

Sin embargo, aunque la relación entre las diversas fracciones iónicas depende de los factores que gobiernan la magnitud del gradiente de temperatura electrónica, también dependen del régimen en que la nebulosa se encuentra: acotada por materia o acotada por radiación. En el primer caso, hay un número lo bastante alto de fotones ionizantes como para que el gas que rodea el cúmulo no sea capaz de absorberlos a todos; en el segundo, en cambio, el gas de la región HII absorbe todos los fotones y da paso a una zona de gas neutro. Dado que el mayor aumento en el gradiente de temperatura se produce en las zonas más externas, en el caso en que la región HII sea acotada por materia, el gradiente se reduciría y $t[OII]$ sería menor en relación a $t[OIII]$ que en el caso en que fuera acotada por radiación, al menos bajo ciertas condiciones, como podría ser una alta metalicidad.

En nuestros modelos de fotoionización, no obstante, las diferencias en los gradientes de temperatura son pequeñas y siempre dentro del error observacional. La dependencia de la variación de $t[OII]$ respecto a $t[OIII]$ con la fracción interna del volumen de gas ionizado es siempre mucho menor que la que tiene con la densidad, que provoca que pueda cambiar hasta en 3000 K. Por tanto, concluimos que la comparación entre las temperaturas electrónicas no es un criterio útil para dictaminar el régimen en que la región HII

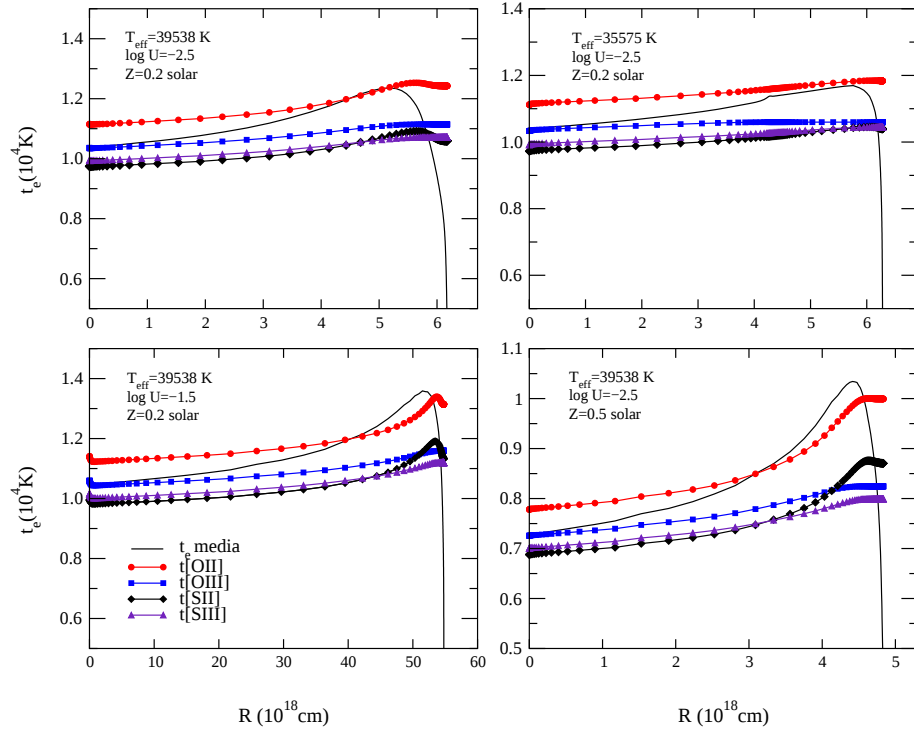


Figura 4.24: Distribución interna de las temperaturas de línea en distintos colores y la temperatura electrónica media en cuatro modelos de fotoionización en que cambian la metalicidad, parámetro de ionización y temperatura efectiva.

se encuentra. En la figura 4.25 se aprecia el cambio en la relación entre $t[\text{OII}]$ y $t[\text{OIII}]$ en diversas porciones de volumen en el interior del gas. Al ir influyendo la estructura de ionización de las capas más externas, la relación va cambiando, pero no hasta el punto de que dicha relación se pueda considerar un criterio para discernir la geometría nebular.

4.5. ¿Existen fluctuaciones de temperatura?

Hay numerosos trabajos que alertan acerca de la utilización de las temperaturas provenientes de las líneas colisionales en el óptico, ya que éstas podrían estar dando un mayor peso específico a las zonas más calientes de la nebulosa y no estarían considerando la existencia de fluctuaciones de temperatura (Peimbert, 1967; Garnett, 1992; Mathis, 1995; Steigman, Veigas & Gruenwald, 1997; Kobulnicky et al., 1998). Este efecto provocaría que se subestimara

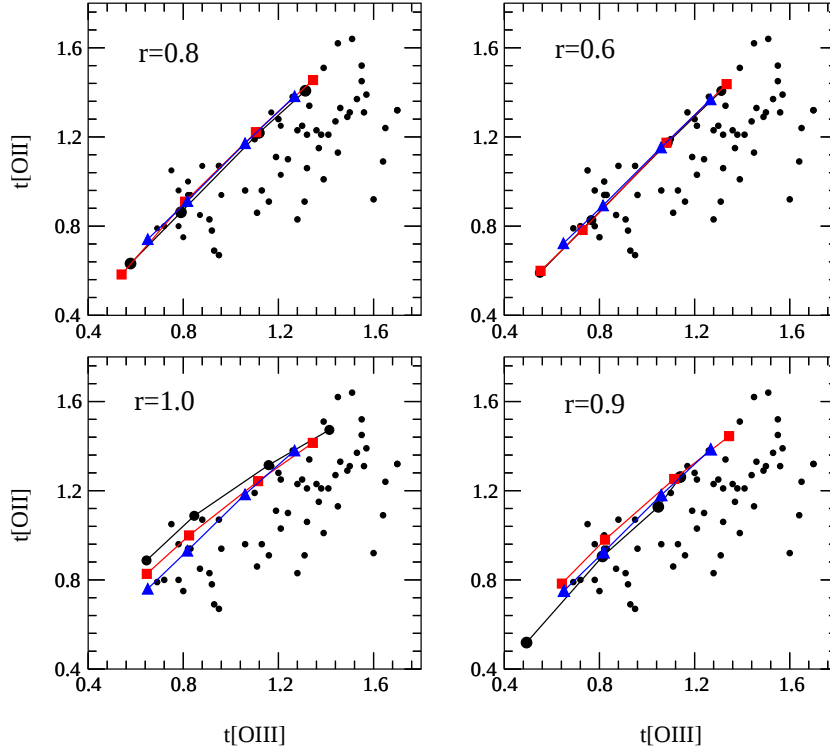


Figura 4.25: Relación entre $t[\text{OII}]$ y $t[\text{OIII}]$ para diversas condiciones de los modelos a metalicidad 0.5 solar: círculos negros ($\log U = -1.5$, $T_* = 40000$ K), cuadrados rojos ($\log U = -2.5$, $T_* = 40000$ K) y triángulos azules ($\log U = -1.5$, $T_* = 35000$ K), junto con los datos observacionales. Cada gráfico representa la relación a diversas fracciones internas del volumen nebular (r): 1.0, 0.9, 0.8 y 0.6

la abundancia iónica final en las zonas más internas, en las cuales la temperatura electrónica es menor, debido al enfriamiento más eficiente. Estos mismos autores proponen otras fuentes para deducir la temperatura electrónica y cuantificar este efecto, como por ejemplo las líneas de los mismos iones en el infrarrojo, que, en comparación dependen mucho menos de la temperatura y darían una estimación más fiable de las abundancias iónicas (Dinerstein, 1986).

Aunque ya en el trabajo de Peimbert (1967) se describe de manera muy detallada el formalismo de dichas fluctuaciones, en un trabajo de Nollenberg et al. (2002), se parte de una distribución normalizada de temperaturas dentro de la nebulosa, $p(T)$, con una temperatura media T_0 y una dispersión, σ_T . Suponiendo que las líneas de emisión observadas del ión X_i en la longitud de onda λ_i

vienen caracterizadas por unos coeficientes de emisión que dependen de la temperatura en la forma:

$$\epsilon_{X_i, \lambda_i} = a_{X_i, \lambda_i} T^2 + b_{X_i, \lambda_i} T + c_{X_i, \lambda_i} \quad (4.11)$$

con unos coeficientes a_{X_i, λ_i} , b_{X_i, λ_i} y c_{X_i, λ_i} que provienen de un ajuste cuadrático. Los cocientes de líneas de emisión tienen la forma:

$$R = \frac{I_{X_1, \lambda_1}}{I_{X_2, \lambda_2}} = \frac{N_{X_1} N_e \epsilon_{X_1, \lambda_1}}{N_{X_2} N_e \epsilon_{X_2, \lambda_2}} \quad (4.12)$$

que puesto en términos de la distribución $p(T)$ de temperaturas queda:

$$\frac{I_{X_1, \lambda_1}}{I_{X_2, \lambda_2}} = \frac{N_{X_1} \int \epsilon_{X_1, \lambda_1}(T) p(T) dT}{N_{X_2} \int \epsilon_{X_2, \lambda_1}(T) p(T) dT} \quad (4.13)$$

Integrando entre $T = -\infty$ y $T = +\infty$, la relación queda así:

$$\frac{I_{X_1, \lambda_1}}{I_{X_2, \lambda_2}} = \frac{N_{X_1} a_{\lambda_1} (\sigma_T^2 + T_0^2) + b_{\lambda_1} T_0 + c_{\lambda_1}}{N_{X_2} a_{\lambda_2} (\sigma_T^2 + T_0^2) + b_{\lambda_2} T_0 + c_{\lambda_2}} \quad (4.14)$$

En esta expresión, Nollenberg et al., definen la siguiente cantidad:

$$\gamma_{12} = \frac{I_{X_1, \lambda_1}}{I_{X_2, \lambda_2}} = \frac{N_{X_2}}{N_{X_1}} \quad (4.15)$$

Con lo que se puede despejar una expresión para las fluctuaciones de temperatura, σ_T^2 :

$$\sigma_T^2 = \frac{(a_{\lambda_1} - \gamma_{12} a_{\lambda_2}) T_0^2 + (b_{\lambda_1} - \gamma_{12} b_{\lambda_2}) T_0 + (c_{\lambda_1} - \gamma_{12} c_{\lambda_2})}{-(a_{\lambda_1} - \gamma_{12} a_{\lambda_2})} \quad (4.16)$$

y utilizando esta ecuación, cuyos autores denominan de *diagnóstico* se puede obtener una estimación simultánea de T_0 y σ_T^2 . En un modelo para una región HII con una temperatura promedio de T_0 de 12000 K y fluctuaciones de temperatura $\sigma_T = 2000$ K, los autores usan esta expresión para comprobar la validez del diagnóstico usando cocientes de líneas de emisión de [OIII] y [SIII] en el óptico y en el infrarrojo. El resultado se puede ver en la figura 4.26.

En ese mismo trabajo, para uno de los objetos de nuestra muestra, **Mrk 209**, se dan los datos en el infrarrojo, tomados con el espectrógrafo *SWS* a bordo del satélite *ISO*, de los flujos de emisión de la línea $Br\alpha$, [SIV] 10.52 μ y [SIII] 18.71 μ , cuyos valores vienen dados en el cuadro 4.11. Por tanto, aprovechando el hecho de que disponemos de las líneas de [SIII] a $\lambda\lambda 9069, 9532$ Å de este mismo objeto podemos estimar la intensidad que dichas fluctuaciones

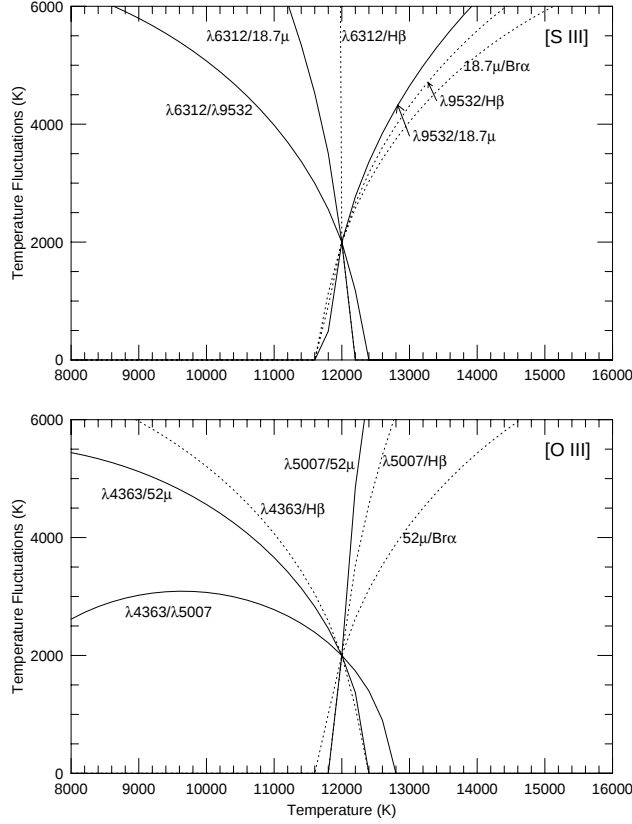


Figura 4.26: Resultados de la expresión 4.16 para cocientes de líneas de [SIII] (arriba) y [OIII] (abajo) en un modelo de una nube de gas de $T_0=12000$ K y $\sigma_T=2000$ K (Nollenberg et al., 2002)

Longitud de onda (μm)	Ión	Flujo de la línea (W/cm^2)
4.05	Br α	$(1.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-21}$
10.51	[SIV]	$(1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-20}$
18.71	[SIII]	$(4.9 \pm 1.0) \cdot 10^{-21}$

Cuadro 4.11: Flujos de las líneas en el infrarrojo para **Mrk 209**, tomados con el espectrógrafo *SWS* a bordo del satélite *ISO*. Tomado de Nollenberg et al. (2002)

pueden tener, mediante la combinación de los flujos de las líneas de [SIII] en el óptico, el infrarrojo cercano y el infrarrojo medio. Los resultados de dicho análisis se pueden ver en la figura 4.27 y su interpretación lleva a la conclusión directa de un desacuerdo entre las líneas medidas por ambas fuentes, ya que no se produce una coincidencia entre los puntos de corte de las líneas correspondientes

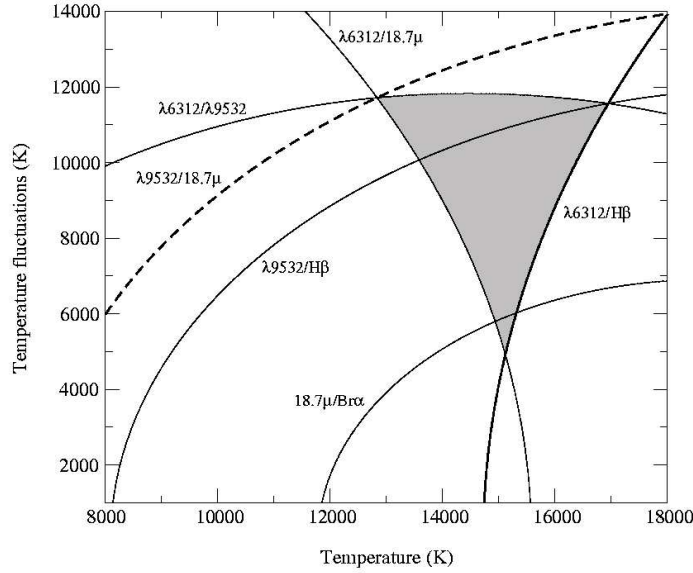


Figura 4.27: Aplicación de la expresión 4.16 para los flujos de las líneas ópticas e infrarrojas de **Mrk 209**. La zona sombreada marca la región de una posible solución

a los cocientes de los flujos, aunque sí se podría inferir la existencia de una temperatura media superior a los 15000 K para el [SIII], lo cual coincide con el valor medido por nosotros, pero al mismo tiempo se predice una fluctuación de temperatura cuyo valor oscilaría entre 5000 y 10000 K. La región de dicha solución está señalada en sobrea en la figura 4.27. Dicha cantidad está fuera del rango manejado por cualquier autor y sería interesante investigar las causas de este resultado mediante la utilización de modelos que tuvieran en cuenta la distribución espacial del gas y la aportación de un mayor número de observaciones en el infrarrojo.

4.6. Conclusiones

El diagnóstico de la densidad y las temperaturas electrónicas del gas ionizado es uno de los pasos en la determinación de abundancias químicas que está sometido a un mayor número de fuentes de incertidumbre. Una de las más evidentes proviene del hecho de la debilidad intrínseca y la fuerte dependencia de la temperatura de las líneas aurales, lo cual hace que tengan una relación entre señal

y ruido muy pequeña. En todo caso, la mejora en los telescopios y detectores está permitiendo que podamos detectar un cada vez mayor número de estas líneas en objetos metálicos y precisamente son las líneas aurorales de azufre aquellas que es más fácil detectar en esta clase de objetos (Castellanos et al., 2002). Por ello es necesario hacer un análisis de la validez de las temperaturas deducidas a partir de estas líneas y, al mismo tiempo, encontrar relaciones que nos permitan deducir las temperaturas del resto de iones.

Otro de los obstáculos mayores que nos encontramos es la utilización de unos u otros conjuntos de coeficientes atómicos. En el caso del S^{2+} , el cambio entre distintos coeficientes en los últimos años ha sido dramático, provocando variaciones de hasta un 30 % en los valores de las temperaturas deducidos a partir de los coeficientes de Galavis et al. (1995) y los de Tayal (1997). En este trabajo hemos utilizado los de Tayal & Gupta (1999), que dan un valor intermedio. También hemos usado los últimos coeficientes publicados para el resto de iones ya que, aunque en éstos la variación no es tan alta, tampoco es despreciable.

Para las galaxias estudiadas en este trabajo se han calculado los cocientes de las líneas apropiadas con dichos coeficientes mediante las tareas `temden` y `ntplot`, confirmándose los valores de temperatura de línea de [OIII] ya publicados en los últimos trabajos, aunque también hay una leve corrección debido a la probable utilización de coeficientes atómicos diferentes. Los valores de dichas temperaturas están en su mayor parte por encima de los 15000 K, consistentemente con el estatus de objetos de alta excitación. En cuanto a las temperaturas de [OII], hay una tendencia a encontrar valores generalmente más bajos y, por el contrario, para $t[SiIII]$, valores más altos, aunque hay seis objetos de la muestra en que los diagramas de diagnóstico conducen a un punto de acuerdo entre las tres temperaturas. Dicho acuerdo se produce siempre por encima de los 10000 K, que es el punto en el que está aceptado que podría haber una coincidencia entre las temperaturas de línea.

El análisis de modelos de fotoionización consistentemente con los coeficientes atómicos permite discernir la estructura de ionización interna del gas ionizado y, por tanto, las relaciones entre las diversas temperaturas de línea. Sin embargo, aunque sí encontramos cierta tendencia hacia las relaciones encontradas en las galaxias HII, éstas no quedan explicados en su totalidad. Por un lado, la dependencia de $t[OII]$ con la densidad provoca que en objetos más densos la temperatura de $t[OII]$ sea en relación menor a la de $t[OIII]$, aunque encontramos algunos objetos en que la diferencia es demasiado grande.

También hemos deducido una nueva relación entre $t[OIII]$ y

$t[\text{SIII}]$ de acuerdo a los nuevos coeficientes, la cual apenas varía en relación a la propuesta con anterioridad por Garnett (1992), excepto por una mayor pendiente. No obstante algunos de los objetos de la muestra tienen valores de $t[\text{SIII}]$ más altos de los predichos por cualquiera de las dos relaciones. En cuanto al valor de $t[\text{SII}]$ resulta en nuestros modelos de fotoionización sensiblemente menor al de $t[\text{OII}]$ y al de $t[\text{NII}]$, lo cual puede deberse a la contribución de las zonas de baja excitación. Este efecto puede no ser importante en objetos de alta excitación, en que las fracciones de S^+ son menores, pero sí puede ser relevante en objetos menos excitados a la hora de determinar la abundancia total de azufre.

El estudio sobre la estructura interna de las temperaturas también nos deja conclusiones interesantes. La principal la constituye el hecho de encontrar siempre un gradiente interno de temperaturas, de tal manera que ésta aumenta al desplazarnos a las parte más externas de la nebulosa. Este hecho se produce como consecuencia del eficaz enfriamiento del gas vía O^{2+} en las zonas internas y del endurecimiento de la radiación. Por esto es por lo que podemos asociar a cada ión una temperatura de línea característica de la zona en que se encuentra. De esta manera, nos hemos planteado la posibilidad de utilizar la relación entre $t[\text{OII}]$ y $t[\text{OIII}]$ para discernir si la nebulosa está acotada por materia o por radiación, ya que en el primer caso, no habría gas suficiente para crear una zona de baja excitación y alta temperatura electrónica al mismo tiempo y las dos temperaturas serían prácticamente idénticas. Desgraciadamente, la dependencia de $t[\text{OII}]$ con la densidad es mucho mayor que la que encontramos nosotros debida a la geometría de la nebulosa, por lo que pensamos que este método no es determinante para conocer la naturaleza de la relación entre el gas y la radiación.

Otro factor de incertidumbre en la determinación de las temperaturas de línea y de las abundancias químicas es la presencia de inhomogeneidades en la densidad y en la temperatura. En este trabajo hemos evaluado esta segunda posibilidad aprovechando el formalismo presentado por Nollenberg et al. (2002) y sus observaciones de uno de los objetos de nuestra muestra (**Mrk 209**) en el infrarrojo medio de la línea de $[\text{SIII}]$ a 18.7μ . Dicho análisis está sometido a la incertidumbre en la medida de las líneas de emisión, pero sí apunta en la dirección de la existencia de temperaturas de $[\text{SIII}]$ con fluctuaciones que hacen sobreestimar su valor en un factor nada despreciable, que puede estar entre los 5000 y los 10000 K.

A pesar de tantas dificultades y tantas fuentes de error y aún a sabiendas de que muchos de los valores finales se desviarán en no poco de los valores reales, nos hemos atrevido a dar los resultados de las abundancias iónicas a partir de las temperaturas de línea. Todos

los objetos muestran una metalicidad entre el 10 % (**Mrk709**) y el 25 % (**II Zw 40**) del valor solar (Allende-Prieto et al., 2001) para el oxígeno, entre un 3 % (**UM 461**) y el 8 % solar (**Mrk 5**) para el azufre (Grevesse & Sauval, 1998) y finalmente para el nitrógeno, los valores finales obtenidos se mueven en torno a un valor 0.5 % del valor solar (Holweger, 2001), excepto en **Mrk 709** que alcanza un valor anormalmente alto para su metalicidad del 3 %.

Capítulo 5

Modelización y resultados

La observación y la experimentación marcan siempre el rumbo de la ciencia. Cualquiera que sea el objeto de estudio de la misma, es imposible salir del plano de la especulación a la hora de describir el Universo sin tener ningún dato tangible acerca de las propiedades del mismo. A pesar de todo, somos curiosos e impacientes al mismo tiempo por lo que es difícil detenernos en nuestro afán descriptivo sólo ante el hecho de no tener toda la información. El desarrollo y proliferación de mejores computadores ha permitido la utilización de códigos y modelos que permiten terminar la descripción que con nuestros datos hemos comenzado. En este capítulo, se describirá cómo son los modelos que se han utilizado para realizar la descripción de los objetos de nuestra muestra, incluyendo aspectos tales como la estructura interna de ionización, las abundancias químicas corregidas de especies ionizadas no observadas y las poblaciones estelares ionizantes. Antes, describiremos qué modelos hemos utilizado y qué cotas observacionales les hemos puesto. En todo caso, y aun conociendo la inutilidad de la advertencia: los modelos, modelos son.

5.1. Condiciones de partida para los modelos

El código utilizado para hacer la modelización de las galaxias HII ha sido `Cloudy 96` (Ferland, 2002). Este programa es capaz de simular la fotoionización de un gas, cuyas propiedades pueden especificarse, al ser sometido al campo de radiación de una fuente central. Al estudiar lo que ocurre solamente en la dirección radial de dicho gas, `Cloudy` no es capaz de predecir los efectos de la distribución angular ni del gas ni del objeto, ya sea estrella o cúmulo, ionizante. Dicho código actualiza la mayoría de los coeficientes de colisión atómica, de tal manera que coinciden con los usados por nosotros para deducir las temperaturas de línea.

Elemento	Fotosfera ^a	Con reducción ^a
O ³	-3.31	-3.32
N ²	-4.07	-3.95
S ¹	-4.67	-4.67
C ²	-3.41	-3.41
Ne ¹	-3.92	-3.92
Ar ¹	-5.60	-5.60
Si ²	-4.47	-4.77
Fe ²	-4.55	-5.55
Mg ¹	-4.47	-5.47
Al ¹	-5.53	-6.53
Ca ¹	-5.64	-6.64
Na ¹	-5.67	-6.67
Ni ¹	-5.75	-6.75

Cuadro 5.1: Abundancias solares según las últimas fuentes: ¹: Grevesse & Sauval, 1998, ²: Holweger, 2001 y ³: Allende-Prieto et al., 2001, sin y tomando en cuenta factores de depleción para los elementos refractarios

^aEn términos de $\log(X/H)$

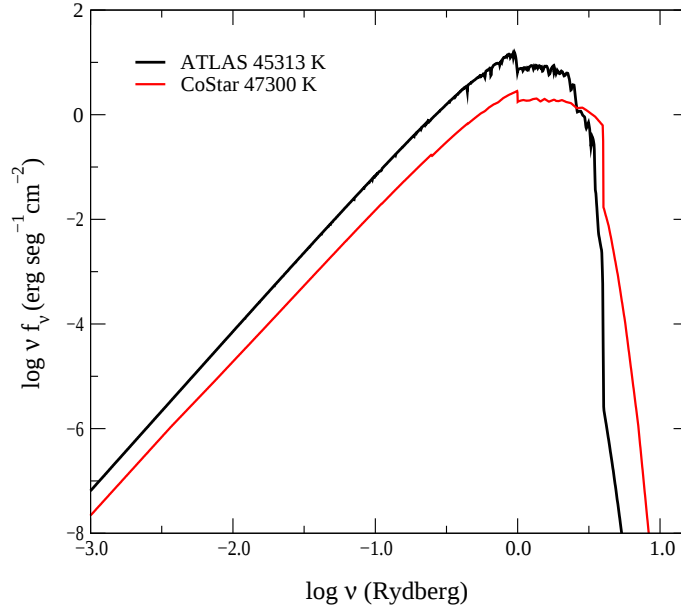


Figura 5.1: Distribuciones espectrales de energía de atmósferas de tipo Atlas (Kurucz, 1991) y CoStar (Schaerer & de Koter, 1997) para la temperatura efectiva del modelo que mejor ajusta el espectro, el parámetro de ionización y las abundancias químicas más representativas de **IIZw40**

	II Zw 40		Mrk 5	
	Obs.	Modelo	Obs.	Modelo
$\log U$	-2.23 ± 0.08	-2.23	-2.6 ± 0.2	-2.85
$T_{eff}(K)$	—	47300	—	50100
3727 [OII]	83.9 ± 1.2	84.5	212.9 ± 3.1	197.1
4363 [OIII]	10.9 ± 0.4	10.4	4.4 ± 0.5	5.2
4959 [OIII]	246.2 ± 2.1	248.1	129.8 ± 1.8	126.5
5007 [OIII]	740.9 ± 5.6	746.7	381.5 ± 4.5	380.7
6312 [SIII]	1.4 ± 0.04	1.9	1.6 ± 0.2	1.6
6720 [SII]	11.3 ± 0.2	11.9	37.6 ± 0.2	28.2
7325 [OII]	2.9 ± 0.1	3.3	5.6 ± 0.4	4.5
9069 [SIII]	13.9 ± 0.6	17.0	15.9 ± 1.2	14.1
9532 [SIII]	27.9 ± 1.0	42.2	32.2 ± 2.2	34.9
t[OII]	1.27 ± 0.06	1.39	1.31 ± 0.08	1.37
t[OIII]	1.34 ± 0.03	1.31	1.22 ± 0.06	1.30
t[SIII]	1.30 ± 0.05	1.29	1.33 ± 0.16	1.28
$12 + \log(O^+/H^+)$	7.08 ± 0.07	7.15	7.45 ± 0.10	7.45
$12 + \log(O^{2+}/H^+)$	8.03 ± 0.03	8.04	7.86 ± 0.07	7.67
$12 + \log(O/H)$	8.08 ± 0.03	8.09	8.00 ± 0.07	7.88
$12 + \log(N^+/H^+)$	5.73 ± 0.06	5.85	6.12 ± 0.06	6.26
ICF(N ⁺)	—	9.13	—	3.04
$12 + \log(N/H)$	6.73 ± 0.04	6.81	6.57 ± 0.05	6.75
$\log(O^+/N^+)$	1.35 ± 0.04	1.29	1.29 ± 0.16	1.19
$12 + \log(S^+/H^+)$	5.26 ± 0.05	5.38	5.84 ± 0.07	5.77
$12 + \log(S^{2+}/H^+)$	5.97 ± 0.04	6.18	6.03 ± 0.10	6.03
$12 + \log(S^+ + S^{2+}/H^+)$	6.05 ± 0.04	6.24	6.24 ± 0.09	6.22
ICF(S ⁺ +S ²⁺)	—	1.24	—	0.86
ICF(S ⁺)	—	9.09	—	2.41
$12 + \log(S/H)$	6.14 ± 0.04	6.36	6.17 ± 0.13	6.15

Cuadro 5.2: Comparación entre las observaciones y los modelos de **Costar**, tal y como vienen descritos en el texto

Cada modelo tiene que estar caracterizado por una serie de valores de entrada que controlan la estructura interna de ionización y la intensidad de las líneas de emisión. Dichos valores se denominan parámetros funcionales e incluyen un conjunto de abundancias químicas, un continuo ionizante y una geometría nebular (Díaz, 1999). Dichos parámetros funcionales se pueden estimar mediante la utilización de los modelos más simples: aquellos con una sola estrella como fuente ionizante, densidad constante y abundancias químicas en proporciones relativas solares. Una vez hallados estos valores, se sustituye dicha estrella central por un cúmulo ionizante cuya masa es capaz de suministrar, al menos, los fotones ionizantes deducidos de la intensidad observada de las líneas de recombinación de hidrógeno. Otras características de entrada en nuestros modelos han sido considerar el gas ionizado de simetría esférica y con densi-

	SBS 0749+568		SBS 0926+606	
	Obs.	Modelo	Obs.	Modelo
$\log U$	-2.55 ± 0.10	-2.71	-2.6 ± 0.1	-2.72
$T_{eff}(K)$	—	50400	—	50200
3727 [OII]	166.8 ± 4.3	157.9	178.5 ± 4.2	171.3
4363 [OIII]	9.8 ± 1.1	6.8	8.3 ± 0.3	6.4
4959 [OIII]	167.2 ± 3.9	153.2	162.8 ± 1.0	153.2
5007 [OIII]	488.0 ± 9.9	461.3	477.2 ± 2.6	461.1
6312 [SIII]	2.3 ± 0.3	1.1	2.0 ± 0.1	1.7
6720 [SII]	23.4 ± 0.3	14.1	32.0 ± 0.5	24.3
7325 [OII]	3.4 ± 0.2	5.0	4.3 ± 0.2	4.8
9069 [SIII]	12.7 ± 1.4	9.1	12.2 ± 1.7	15.0
9532 [SIII]	—	22.5	36.0 ± 4.6	37.1
t[OII]	1.38 ± 0.12	1.38	1.23 ± 0.04	1.37
t[OIII]	1.54 ± 0.10	1.34	1.43 ± 0.03	1.31
t[SIII]	1.86 ± 0.36	1.32	1.52 ± 0.18	1.29
$12 + \log(O^+/H^+)$	7.28 ± 0.28	7.34	7.46 ± 0.06	7.40
$12 + \log(O^{2+}/H^+)$	7.71 ± 0.08	7.75	7.77 ± 0.03	7.77
$12 + \log(O/H)$	7.85 ± 0.14	7.89	7.94 ± 0.04	7.92
$12 + \log(N^+/H^+)$	5.69 ± 0.06	5.76	5.89 ± 0.08	5.88
ICF(N ⁺)	—	3.90	—	3.80
$12 + \log(N/H)$	6.28 ± 0.07	6.35	6.47 ± 0.04	6.46
$\log(O^+/N^+)$	1.48 ± 0.08	1.59	1.44 ± 0.04	1.52
$12 + \log(S^+/H^+)$	5.48 ± 0.07	5.41	5.83 ± 0.15	5.71
$12 + \log(S^{2+}/H^+)$	5.82 ± 0.14	5.79	5.95 ± 0.12	6.07
$12 + \log(S^+ + S^{2+}/H^+)$	5.98 ± 0.12	5.94	6.20 ± 0.13	6.23
ICF(S ⁺ +S ²⁺)	—	0.92	—	0.92
ICF(S ⁺)	—	3.09	—	3.04
$12 + \log(S/H)$	5.94 ± 0.12	5.90	6.16 ± 0.13	6.19

Cuadro 5.3: Continuación

dad constante. La densidad tomada ha sido la derivada del cociente de las líneas de [SII]. La distancia del cúmulo a la nube ionizada correspondiente a los valores observados del parámetro de ionización es mucho más grande que el grosor de ésta, lo cual resulta en una geometría plano-paralela.

La nebulosa se considera en esta primera parte ionizada por una sola estrella cuya temperatura efectiva puede ser estimada a partir de los parámetros R_{23} y R_{33} , tal y como se describe en Cerviño & Mas-Hesse (1994). La distribución espectral de energía ha sido tomada de los espectros de atmósferas estelares de CoStar (Schaeffer & de Koter, 1997) para una metalicidad 0.2 solar, que es la que corresponde aproximadamente al valor medio de la muestra. Estas atmósferas incluyen los efectos de vientos estelares y toman en consideración los efectos de blanketing debido a las líneas de absorción estelares de los elementos ligeros, así como la desviación del

	Mrk 709		Mrk 22	
	Obs.	Modelo	Obs.	Modelo
$\log U$	-2.6 ± 0.1	-2.81	-2.45 ± 0.10	-2.59
T_{eff}	—	49400	—	48700
3727 [OII]	183.6 ± 18.1	182.0	148.7 ± 2.3	145.9
4363 [OIII]	8.8 ± 0.5	5.4	8.2 ± 0.3	7.5
4959 [OIII]	121.5 ± 0.9	129.9	182.4 ± 1.6	179.4
5007 [OIII]	369.6 ± 4.2	391.1	545.5 ± 4.2	539.9
6312 [SIII]	1.4 ± 0.1	1.4	3.0 ± 0.1	1.6
6720 [SII]	62.3 ± 0.4	23.7	26.6 ± 0.5	18.9
7325 [OII]	5.7 ± 0.2	5.2	2.6 ± 0.3	4.6
9069 [SIII]	8.7 ± 1.0	12.7	14.8 ± 2.0	14.4
9532 [SIII]	—	31.5	—	35.7
t[OII]	1.50 ± 0.16	1.39	1.16 ± 0.09	1.36
t[OIII]	1.67 ± 0.06	1.31	1.35 ± 0.03	1.31
t[SIII]	1.65 ± 0.23	1.29	1.98 ± 0.28	1.29
$12 + \log(\text{O}^+/\text{H}^+)$	7.20 ± 0.18	7.41	7.49 ± 0.13	7.34
$12 + \log(\text{O}^{2+}/\text{H}^+)$	7.49 ± 0.04	7.68	7.89 ± 0.03	7.86
$12 + \log(\text{O}/\text{H})$	7.67 ± 0.07	7.87	8.04 ± 0.06	7.98
$12 + \log(\text{N}^+/\text{H}^+)$	6.39 ± 0.05	6.45	5.86 ± 0.10	5.85
ICF(N ⁺)	—	3.26	—	4.56
$12 + \log(\text{N}/\text{H})$	6.90 ± 0.05	6.96	6.52 ± 0.10	6.51
$\log(\text{O}^+/\text{N}^+)$	0.82 ± 0.09	0.97	1.47 ± 0.07	1.49
$12 + \log(\text{S}^+/\text{H}^+)$	5.94 ± 0.06	5.64	5.85 ± 0.19	5.60
$12 + \log(\text{S}^{2+}/\text{H}^+)$	5.70 ± 0.12	5.93	5.85 ± 0.12	6.08
$12 + \log(\text{S}^+ + \text{S}^{2+}/\text{H}^+)$	6.14 ± 0.08	6.11	6.15 ± 0.16	6.12
ICF(S ⁺ +S ²⁺)	—	0.87	—	0.99
ICF(S ⁺)	—	2.58	—	3.92
$12 + \log(\text{S}/\text{H})$	6.08 ± 0.13	6.05	6.15 ± 0.16	6.12

Cuadro 5.4: Continuación

equilibrio termodinámico local (LTE). En contraste, los modelos de Kurucz (1991), reproducen las atmósferas de estrellas estáticas y no tienen en cuenta los efectos de la falta de LTE. El tener en cuenta estos dos efectos tiene como consecuencia en las atmósferas de **CoStar** que estas tengan un mayor flujo de fotones a partir de una energía de 1.8 Rydberg, que es el potencial de ionización del HeII ya que los vientos estelares excitan los electrones que se encuentran en el estado fundamental de este ión, con lo que disminuye la opacidad del mismo (Gabler et al., 1989). A energías más bajas, en el continuo de HeI (de 1 a 1.8 Rydberg) el flujo también es más alto y la forma de la SED, más plana. Estas diferencias implican que utilizar distintos tipos de continuos ionizantes cambie algunas fracciones iónicas y, por tanto, la estructura de ionización del gas predicha por el modelo puede cambiar. El estudio de Stasińska y Schaerer (1997) señala que los modelos con **CoStar** confirman co-

	Mrk 1434		Mrk 36	
	Obs.	Modelo	Obs.	Modelo
$\log U$	-2.4 ± 0.1	-2.36	-2.65 ± 0.20	-2.51
T_{eff}	–	46000	–	42300
3727 [OII]	96.8 ± 0.6	97.3	129.3 ± 1.5	124.1
4363 [OIII]	10.4 ± 0.2	7.7	9.6 ± 0.5	6.9
4959 [OIII]	170.4 ± 0.8	171.7	162.2 ± 1.6	170.7
5007 [OIII]	502.8 ± 2.1	516.9	483.4 ± 4.2	513.7
6312 [SIII]	1.6 ± 0.1	0.8	1.8 ± 0.2	1.8
6720 [SII]	15.1 ± 0.2	6.8	20.0 ± 0.2	19.6
7325 [OII]	2.3 ± 0.2	2.7	3.9 ± 0.4	3.8
9069 [SIII]	9.2 ± 0.8	6.9	11.9 ± 0.4	16.6
9532 [SIII]	–	17.1	29.5 ± 3.5	41.2
t[OII]	1.24 ± 0.08	1.38	1.37 ± 0.12	1.37
t[OIII]	1.55 ± 0.02	1.34	1.53 ± 0.05	1.29
t[SIII]	1.73 ± 0.20	1.32	1.62 ± 0.30	1.27
12+log(O ⁺ /H ⁺)	7.20 ± 0.10	7.00	7.18 ± 0.12	7.28
12+log(O ²⁺ /H ⁺)	7.71 ± 0.02	7.70	7.70 ± 0.04	7.87
12+log(O/H)	7.83 ± 0.04	7.78	7.81 ± 0.06	7.97
12+log(N ⁺ /H ⁺)	5.40 ± 0.09	5.38	5.60 ± 0.15	5.59
ICF(N ⁺)	–	6.96	–	5.23
12+log(N/H)	6.24 ± 0.09	6.22	6.32 ± 0.15	6.31
log(O ⁺ /N ⁺)	1.55 ± 0.08	1.62	1.52 ± 0.07	1.68
12+log(S ⁺ /H ⁺)	5.18 ± 0.17	5.15	5.63 ± 0.27	5.63
12+log(S ²⁺ /H ⁺)	5.71 ± 0.09	5.76	5.86 ± 0.15	6.16
12+log(S ⁺ + S ²⁺ /H ⁺)	5.82 ± 0.11	5.85	6.06 ± 0.20	6.00
ICF(S ⁺ +S ²⁺)	–	1.07	–	1.01
ICF(S ⁺)	–	5.43	–	4.37
12+log(S/H)	5.85 ± 0.11	5.88	6.07 ± 0.20	6.00

Cuadro 5.5: Continuación

mo válidas las aproximaciones de tomar N^+/O^+ y Ne^{2+}/O^{2+} como indicadores de N/O y Ne/O respectivamente, a diferencia de lo que parece resultar utilizando modelos con atmósferas de Kurucz en los regímenes de alta metalicidad. A baja metalicidad, sin embargo, donde el blanketing en el espectro estelar no es tan relevante, dichos autores no observan diferencias apreciables. Sin embargo, la comparación que hemos realizado en este trabajo entre los modelos ajustados con ambos tipo de atmósferas y las observaciones sí resulta en diferencias que se comentan en el siguiente apartado.

Como puede observarse la temperatura efectiva resultante del ajuste del modelo final, para ambos tipos de atmósfera se encuentran valores muy por encima del valor estimado a partir de las observaciones, tanto a partir de los parámetros propuestos por Cerviño & Mas-Hesse (1994), como del parámetro η de Vílchez & Pagel (1988) que también caracteriza la dureza del espectro ionizante. Esto prob-

	VII Zw 403		UM 461	
	Obs.	Modelo	Obs.	Modelo
$\log U$	-2.6 ± 0.1	-2.56	-2.1 ± 0.1	-2.15
T_{eff}	–	39150	–	46600
3727 [OII]	133.3 ± 0.9	132.3	52.7 ± 1.5	57.7
4363 [OIII]	7.1 ± 0.2	4.4	13.6 ± 1.7	11.3
4959 [OIII]	114.3 ± 0.8	117.0	203.9 ± 3.4	208.8
5007 [OIII]	345.5 ± 3.9	352.0	602.2 ± 9.0	628.4
6312 [SIII]	1.3 ± 0.1	1.3	2.0 ± 0.1	0.8
6720 [SII]	13.0 ± 0.2	14.4	10.3 ± 0.2	4.4
7325 [OII]	2.2 ± 0.2	3.5	2.1 ± 0.2	1.9
9069 [SIII]	11.7 ± 1.3	11.9	12.4 ± 0.8	6.2
9532 [SIII]	–	29.4	21.7 ± 0.7	15.3
t[OII]	1.41 ± 0.12	1.33	1.66 ± 0.19	1.49
t[OIII]	1.52 ± 0.03	1.25	1.62 ± 0.05	1.46
t[SIII]	1.30 ± 0.14	1.24	1.95 ± 0.16	1.43
$12 + \log(\text{O}^+/\text{H}^+)$	7.15 ± 0.11	7.32	6.60 ± 0.10	6.85
$12 + \log(\text{O}^{2+}/\text{H}^+)$	7.56 ± 0.02	7.73	7.74 ± 0.04	7.85
$12 + \log(\text{O}/\text{H})$	7.70 ± 0.05	7.88	7.77 ± 0.04	7.89
$12 + \log(\text{N}^+/\text{H}^+)$	5.60 ± 0.09	5.58	5.26 ± 0.05	5.46
ICF(N ⁺)	–	4.24	–	10.86
$12 + \log(\text{N}/\text{H})$	6.23 ± 0.09	6.21	6.29 ± 0.05	6.50
$\log(\text{O}^+/\text{N}^+)$	1.55 ± 0.08	1.74	1.27 ± 0.09	1.39
$12 + \log(\text{S}^+/\text{H}^+)$	5.48 ± 0.29	5.51	5.04 ± 0.04	4.90
$12 + \log(\text{S}^{2+}/\text{H}^+)$	5.96 ± 0.12	6.02	5.67 ± 0.05	5.68
$12 + \log(\text{S}^+ + \text{S}^{2+}/\text{H}^+)$	6.09 ± 0.06	6.13	5.76 ± 0.06	5.75
ICF(S ⁺ +S ²⁺)	–	0.95	–	1.35
ICF(S ⁺)	–	4.02	–	9.48
$12 + \log(\text{S}/\text{H})$	6.07 ± 0.06	6.16	5.89 ± 0.06	5.88

Cuadro 5.6: Continuación

ablemente es debido a que en estos dos trabajos se utilizan modelos de Mihalas (1972) para caracterizar la escala de la temperatura efectiva, mientras que en estos modelos se han utilizado atmósferas de **CoStar**. También hemos evaluado la utilización de cocientes de los flujos de líneas de recombinación de helio sobre hidrógeno para determinar la proporción del número de fotones ionizantes de helio en relación a los de hidrógeno y de esta manera caracterizar la temperatura de la atmósfera estelar. Los valores que hemos encontrado varían mucho en función de las líneas utilizadas, pero en todo caso se encuentra que desembocan en temperaturas efectivas menores que las que reproducen los modelos. La explicación que puede darse a este hecho, dado que los modelos que hemos utilizado no permiten dar muchas especificaciones sobre la geometría del gas, es que exista una degeneración entre esta y la temperatura efectiva, pero que al mismo tiempo, no tenga implicaciones sobre la estructura interna

	UM 462		Mrk 209	
	Obs.	Modelo	Obs.	Modelo
$\log U$	-2.6 ± 0.1	-2.70	-2.3 ± 0.1	-2.24
T_{eff}	–	48000	–	43200
3727 [OII]	174.2 ± 1.0	170.0	71.9 ± 0.2	68.7
4363 [OIII]	7.8 ± 0.2	7.5	12.7 ± 0.1	9.6
4959 [OIII]	166.3 ± 0.9	173.1	196.0 ± 0.3	200.8
5007 [OIII]	492.9 ± 2.3	521.0	554.3 ± 0.8	604.4
6312 [SIII]	2.1 ± 0.2	2.0	1.7 ± 0.1	1.1
6720 [SII]	28.3 ± 0.5	24.0	10.6 ± 0.4	6.8
7325 [OII]	4.3 ± 0.2	5.3	1.7 ± 0.2	2.4
9069 [SIII]	10.5 ± 1.5	17.1	12.2 ± 1.2	8.7
9532 [SIII]	35.0 ± 3.6	42.5	–	21.7
t[OII]	1.19 ± 0.03	1.38	1.23 ± 0.08	1.40
t[OIII]	1.38 ± 0.02	1.33	1.62 ± 0.01	1.38
t[SIII]	1.66 ± 0.25	1.31	1.60 ± 0.17	1.36
$12 + \log(\text{O}^+/\text{H}^+)$	7.51 ± 0.04	7.36	7.08 ± 0.10	7.00
$12 + \log(\text{O}^{2+}/\text{H}^+)$	7.82 ± 0.02	7.83	7.71 ± 0.01	7.89
$12 + \log(\text{O}/\text{H})$	7.99 ± 0.03	7.95	7.80 ± 0.03	7.94
$12 + \log(\text{N}^+/\text{H}^+)$	5.83 ± 0.09	5.84	5.45 ± 0.04	5.53
ICF(N ⁺)	–	4.09	–	8.79
$12 + \log(\text{N}/\text{H})$	6.44 ± 0.09	6.45	6.39 ± 0.04	6.48
$\log(\text{O}^+/\text{N}^+)$	1.51 ± 0.09	1.52	1.48 ± 0.06	1.47
$12 + \log(\text{S}^+/\text{H}^+)$	5.83 ± 0.17	5.65	5.18 ± 0.10	5.15
$12 + \log(\text{S}^{2+}/\text{H}^+)$	5.88 ± 0.12	6.14	5.86 ± 0.10	5.86
$12 + \log(\text{S}^+ + \text{S}^{2+}/\text{H}^+)$	6.16 ± 0.15	6.26	5.94 ± 0.10	5.93
ICF(S ⁺ +S ²⁺)	–	0.98	–	1.22
ICF(S ⁺)	–	4.00	–	7.52
$12 + \log(\text{S}/\text{H})$	6.15 ± 0.15	6.25	6.04 ± 0.10	6.02

Cuadro 5.7: Continuación

de ionización.

Finalmente, las abundancias de entrada en nuestros modelos han sido las determinadas tal y como se describe en la sección 5.3 en el caso de (O/H), (S/H), (N/H) y el cociente de N⁺/O⁺. El resto de elementos pesados reducidos proporcionalmente al valor de la abundancia de oxígeno en las proporciones solares tal y como las dan Allende-Prieto et al. (2001) para el oxígeno, Holweger (2001) para carbono, silicio y hierro y Grevesse & Sauval (1998) para el resto de elementos. La novedad más notable del conjunto de abundancias medido por Allende-Prieto et al., consiste en una reducción de más de un 40 % en la abundancia de oxígeno, que es el estimador más usual de la metalicidad en regiones de gas ionizado. No obstante, al tomar las proporciones de los elementos menos relevantes, no se observan diferencias apreciables en los resultados de los modelos ya que los elementos pesados en este régimen de metalicidad juegan un

papel menor en el balance térmico del gas y los efectos de posibles variaciones en sus abundancias son despreciables. Los elementos refractarios, Fe, Mg, Al, Ca, Na y Ni tienen un factor de reducción de 10 y el Si un factor de 2 (Garnett et al., 1995) para tener en cuenta la presencia de granos de polvo, aunque dicha presencia no ha sido tomada en cuenta de manera explícita ya que, aunque el polvo mezclado con el gas podría absorber parte de los fotones ionizantes, en este régimen el cociente de polvo y gas se espera que sea muy pequeño (Lisenfeld & Ferrara, 1998). Con todos estos valores de entrada iniciales hemos calculado un primer modelo que más tarde ha sido optimizado.

Los valores predichos para la intensidad de las líneas en los modelos con atmósferas de tipo **Costar** que mejor reproducen los datos, junto con los valores finales de los parámetros funcionales, incluyendo temperatura efectiva y parámetro de ionización y las abundancias químicas están dadas en los cuadros 5.2 a 5.7, en comparación directa con las observaciones. Así mismo, también listamos los valores para las temperaturas de línea de [OII], [OIII] y [SIII] derivadas a partir de las intensidades de las líneas predichas por el modelo y los factores de corrección de ionización (ICF) para O, S y N, así como los valores de las abundancias totales finales. En este trabajo definimos los ICF como:

$$\frac{N(X)}{N(H)} = ICF(X_{obs}) \cdot \frac{N(X_{obs})}{N(H^+)} \quad (5.1)$$

Los ajustes obtenidos para las líneas intensas de oxígeno son, en general, bastante buenos, aunque en las líneas aurales sea un poco peor, lo que implica peores ajustes en los valores de las temperaturas de línea. En cuanto a las líneas de azufre el ajuste resulta un poco peor, pudiendo obtenerse valores hasta un 30 % superiores en las líneas de [SIII] en algunos objetos y hasta un factor 2 menores para las líneas de [SII]. Sin embargo, estas desviaciones, debidas probablemente al desajuste de los coeficientes colisionales no se refleja en las abundancias iónicas de azufre derivadas por el modelo que en su mayor parte están dentro del error observacional.

Los modelos con atmósferas de Kurucz (1991) son también importantes ya que son necesarios para establecer una conexión consistente con los modelos de cúmulos de estrellas jóvenes. En este momento, los más recientes que están disponibles son los cúmulos de **Starburst 99** (Leitherer et al., 1999) que utilizan precisamente las atmósferas de Kurucz, actualizadas por Lejeune et al. (1997). En contraste los modelos de cúmulos de Schaerer & Vacca (1998) utilizan atmósferas estelares de **CoStar** para estrellas masivas de más de 20 $M_{\odot}$, pero la distribución espectral de energía no

está disponible. Por tanto, al comparar distintas cantidades del modelo que mejor ajusta al espectro observado a través del continuo ionizante, como por ejemplo, los cocientes del número de fotones ionizantes de hidrógeno y helio, si queremos ser consistentes hemos de utilizar los espectros de una sola estrella que también se utilicen en los modelos de cúmulos. Lamentablemente la publicación de los últimos modelos de atmósferas estelares para estrellas O (Pauldrach & Hillier, 2002) y de Wolf-Rayet (Smith et al., 2002) han llegado posteriormente a elaboración de este trabajo por lo que existe la posibilidad de actualizar los modelos aquí comentados.

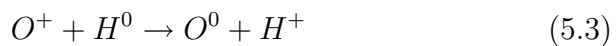
5.2. La estructura interna de las regiones modeladas

A partir de los resultados obtenidos en los modelos de fotoionización con una sola estrella podemos estudiar la validez de las aproximaciones utilizadas en la determinación de abundancias químicas a partir de las correcciones por ionización. Aunque no hemos incluido aquí los resultados de los modelos de fotoionización utilizando atmósferas de Kurucz hemos evaluado si la utilización de dichas atmósferas en sustitución de las de **CoStar** predicen una estructura de ionización y unos cocientes de líneas intensas más acorde con las observaciones. El resultado más interesante de dicha comparación lo constituye el hecho de que los modelos con atmósferas de tipo **CoStar** reproducen mejor la estructura de ionización del azufre, ya que los cocientes de diagnóstico de las líneas de [SII]/[SIII] y los de las abundancias de S^+/S^{2+} se asemejan mucho más a los valores deducidos de las observaciones. Asimismo, la abundancia de N^+/H^+ está mejor reproducida en estos modelos. En cuanto al diagnóstico de las líneas intensas de oxígeno y la estructura de ionización, no observamos diferencias apreciables entre ambos tipos de modelos. Por ello, la discusión de este apartado se refiere en todo caso a los resultados de los modelos de fotoionización con atmósferas de tipo **CoStar**.

La abundancia de oxígeno suele ser considerada a partir de:

$$\frac{N(O)}{N(H)} = \frac{N(O^+)}{N(H^+)} + \frac{N(O^{2+})}{N(H^+)} \quad (5.2)$$

sin tener en cuenta la contribución de oxígeno neutro que, en proporción, es igual a la fracción de hidrógeno neutro, gracias a la reacción de intercambio de carga:



Los resultados de la modelización confirman esta relación y justifican el hecho de no tener en cuenta la fracción de oxígeno neutro a la hora de calcular la abundancia total, como puede apreciarse en el cuadro 5.8 al menos en los objetos de baja densidad. Los modelos reproducen los valores de las fracciones de oxígeno e hidrógeno neutro en un 95 %, excepto en **IIZw40** y **Mrk 209** que desvían los valores obtenidos en un 20 % y un 10 % respectivamente. Estos son los objetos con una densidad más alta en nuestra muestra: 290 cm^{-3} para **IIZw40** y 190 cm^{-3} para **Mrk 209**. En todo caso, dada la escasa proporción de oxígeno neutro en estos objetos la aproximación parece justificada.

Asimismo, en estos objetos de baja metalicidad, hemos evaluado la validez de aproximaciones como:

$$N(N)/N(O) = N(N^+)/N(O^+) \quad (5.4)$$

$$N(S)/N(O) = N(S^+)/N(O^+) \quad (5.5)$$

y, como también se aprecia en el cuadro 5.8, los resultados de los modelos proporcionan un acuerdo bastante bueno entre ambos cocientes. En las figuras 5.2 y 5.3, respectivamente puede apreciarse la comparación entre los valores deducidos de las observaciones de, respectivamente $\log(N^+/O^+)$ vs. $\log(N/O)$ y $\log(S^+/O^+)$ vs. $\log(S/O)$. En cuanto a la ecuación (5.4) todos los objetos presentan acuerdos mejores del 95 % como puede apreciarse en la figura 5.2, excepto **Mrk 709** y **Mrk 5**, que son los objetos con una mayor abundancia de nitrógeno, anormalmente alta para su metalicidad en el caso del primero, por lo que podría tratarse de un objeto peculiar. Las mediciones de la abundancia de nitrógeno en este objeto están confirmadas por Masegosa et al. (1994). En todo caso, el acuerdo de la aproximación en estos dos objetos supera el 85 %. La aproximación que corresponde a la expresión (5.5) ha sido evaluada en estos objetos de alta excitación por primera vez y hemos encontrado un acuerdo para toda la muestra mejor del 90 %, aunque también hay una cierta tendencia a encontrar valores de $\log(S^+/O^+)$ más altos, por lo que la determinación de $\log(S/O)$ a partir de este cociente daría lugar a valores más bajos. Aún así dicho podría utilizarse de manera más precisa para hallar (S/O) , dada la menor incertidumbre en la determinación del cociente S^+/O^+ para estudiar la relación entre S/O y la metalicidad. Los valores para dicha relación están representados en la figura 5.3

Podemos estudiar de esta manera estas relaciones directamente utilizando las observaciones, ya que disponemos de las abundancias iónicas de O^+ , N^+ y S^+ . En cuanto a la abundancia total de

Objeto	H ⁰ /H	O ⁰ /O	S ⁺ /O ⁺	S/O	N ⁺ /O ⁺	N/O
II Zw 40	0.043	0.034	0.017	0.018	0.051	0.052
Mrk 5	0.183	0.185	0.021	0.023	0.065	0.074
SBS 0749+568	0.145	0.143	0.012	0.012	0.026	0.029
SBS 0926+606	0.147	0.143	0.020	0.022	0.030	0.034
Mrk 709	0.172	0.169	0.017	0.019	0.108	0.124
Mrk 22	0.115	0.112	0.018	0.019	0.032	0.034
Mrk 1434	0.084	0.077	0.014	0.014	0.024	0.028
Mrk 36	0.101	0.097	0.023	0.022	0.021	0.022
VII Zw 403	0.107	0.107	0.015	0.019	0.018	0.021
UM 461	0.052	0.049	0.011	0.010	0.041	0.041
UM 462	0.096	0.100	0.020	0.022	0.096	0.031
Mrk 209	0.060	0.054	0.014	0.013	0.060	0.034

Cuadro 5.8: Valores de diversas fracciones iónicas en los modelos de la muestra de galaxias III.

oxígeno, tomamos en consideración la aproximación 5.2. En cuanto a las abundancias de azufre y de nitrógeno, tenemos en cuenta los ICF calculados por los modelos y que están tabulados para cada objeto en los cuadros 5.2 a 5.7 y que corresponden en cada caso a la fracción iónica no vista de S³⁺ y de N²⁺. Nótese que el cociente final de abundancias es con respecto a toda la abundancia de hidrógeno, mientras que sólo podemos calcular las abundancias químicas con respecto a H⁺. Por ello utilizamos como corrección para estos valores del ICF tanto para el azufre como el nitrógeno el valor del cociente H/H⁺.

$$\frac{N(N)}{N(H)} = ICF(N^+) \cdot \frac{N(N^+)}{N(H^+)} \quad (5.6)$$

$$\frac{N(S)}{N(H)} = ICF(S^+ + S^{2+}) \cdot \frac{N(S^+ + S^{2+})}{N(H^+)} \quad (5.7)$$

También podemos comparar los resultados de los ICF para el azufre obtenidos en los modelos de una sola estrella con las expresiones más utilizadas para obtener este ICF. El primer ICF para el azufre fue el propuesto por Peimbert & Costero (1969) en base a la similitud de los potenciales de ionización de O⁺ (35,1 eV) y S²⁺ (34,8 eV), aunque en este caso sin tener en cuenta la fracción de hidrógeno ionizado respecto al hidrógeno neutro existente en la zona de emisión.

$$ICF(S^+ + S^{2+}) = \frac{N(O)}{N(O^+)} \quad (5.8)$$

Sin embargo, diversos autores señalaron que esta relación tiene una fuerte correlación con el grado de ionización (Barker, 1978;

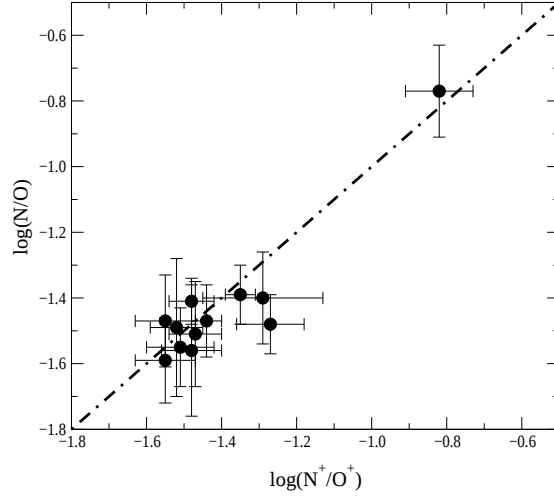


Figura 5.2: Relación entre las abundancias de N^+/O^+ deducidas de las observaciones y el cociente N/O , obtenido mediante los ICF deducidos de los modelos. La línea de puntos y rayas representa la igualdad.

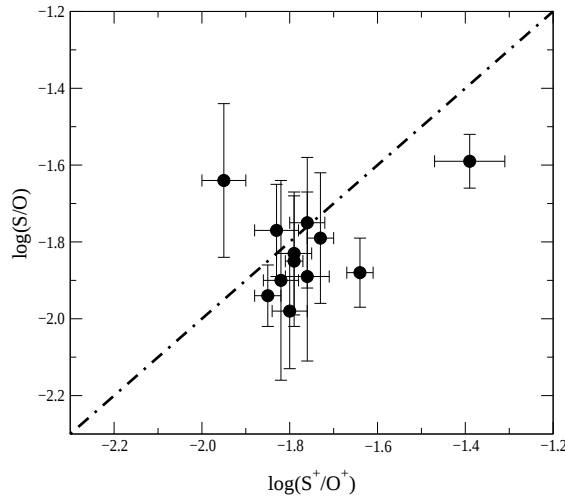


Figura 5.3: Relación entre las abundancias de S^+/O^+ deducidas de las observaciones y el cociente S/O , obtenido mediante los ICF deducidos de los modelos. La línea de puntos y rayas representa la igualdad.

Pagel, 1980) tanto en nebulosas planetarias como regiones HII, lo que implica que en regiones con una mayor temperatura electrónica

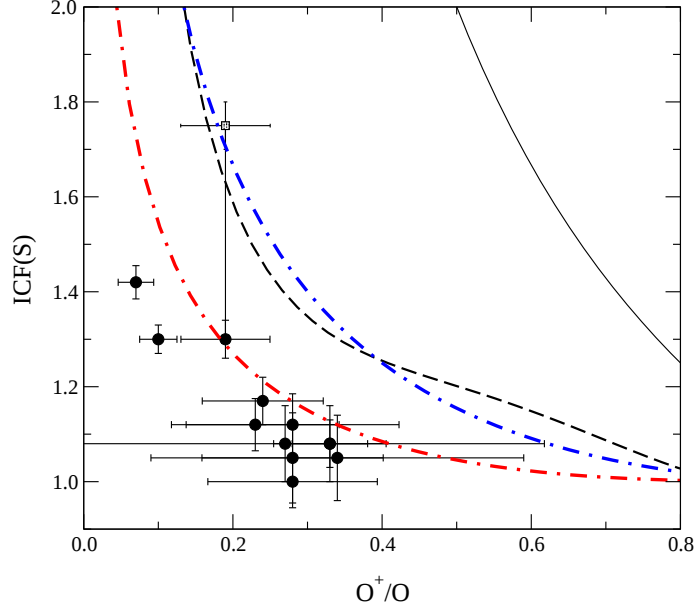


Figura 5.4: Comparación entre los distintos ICF para el S^{3+} en función del cociente O^+/O y los valores deducidos para la muestra de galaxias HII mediante los modelos. También, en cuadrado gris, se presenta el ICF de **Mrk 209** a partir de las observaciones de este objeto en el infrarrojo de Nollenberg et al. (2002). Los ICFs teóricos corresponden respectivamente a las expresiones 5.8 (Peimbert & Costero) en línea negra continua; 5.9 (Barker) para $\alpha = 3$ en línea de puntos y rayas roja y $\alpha = 2$ en línea de puntos y rayas azul y la relación 5.10 (Izotov et al.) en línea de rayas negras.

se sobreestima la abundancia de azufre. A cambio, Barker (1980) a partir de los modelos de Stasińska (1978) sugiere una relación con un ICF del tipo:

$$ICF(S^+ + S^{2+}) = \left[1 - \left(1 - \frac{N(O^+)}{N(O)} \right)^\alpha \right]^{-1/\alpha} \quad (5.9)$$

donde α toma un valor 3. Posteriormente, a partir de los modelos de Stasińska (1990), Izotov et al. (1994), toman un ICF con la siguiente forma:

$$ICF(S^+ + S^{2+}) = 0,013 + 5,10x - 12,78x^2 + 14,77x^3 - 6,11x^4 \quad (5.10)$$

siendo $x \equiv O^+/O$ y que, en la práctica, corresponde de manera casi idéntica a la expresión 5.9 para un valor $\alpha = 2$.

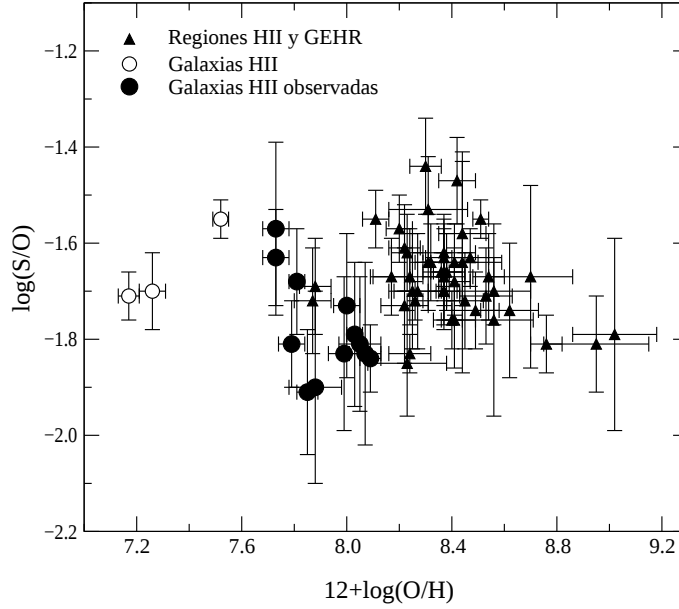


Figura 5.5: Relación entre el cociente de S/O y la metalicidad. En este caso sólo se han incluido objetos con una determinación de S^{2+} realizada a partir de las líneas de [SIII] en el IR cercano.

En la figura 5.4 puede observarse una comparación entre todas estas expresiones y los valores del $ICF(S^+ + S^{2+})$ obtenido en la modelización de la muestra de galaxias HII sin tener en cuenta el factor H_0/H^+ . Asimismo, aprovechando las observaciones en el IR medio de Nollenberg et al. (2002) (ver sección 4.5 sobre las fluctuaciones de temperatura) podemos calcular directamente la abundancia de S^{3+} y comparar con los resultados de los modelos.

Como puede apreciarse, para casi todos los modelos, el ICF obtenido se ajusta mejor a la relación 5.9 para un valor α un poco por encima de 3, excepto en el caso de **Mrk 209**, que presenta un valor del ICF que se ajusta al predicho por esta curva. Sin embargo, la comparación con el único dato observacional que corresponde precisamente a este objeto sugiere que todos los modelos podrían estar subestimando la abundancia de S^{3+} , ya que los datos de la línea de [SIV] proporcionan un valor de dicha abundancia que es casi un factor 3 mayor que la obtenida en el modelo y que coincide con el valor de la curva para $\alpha > 2$. De todos modos este hecho, al tratarse de un solo punto, debería estar apoyado en un mayor número de observaciones en el infrarrojo a fin de cuantificar de manera más precisa dicha contribución. Asimismo también habría

que considerar con la cautela apropiada los coeficientes atómicos utilizados para determinar la abundancia de S^{3+} .

Finalmente, utilizando las abundancias de azufre totales calculadas por los ICF deducidos en nuestros modelos, pero con una nota de advertencia sobre la validez de los mismos a raíz de lo que podrían indicar las observaciones se puede estudiar la relación entre el cociente de $\log(S/O)$ y la metalicidad. En este caso sólo se han tomado regiones de gas ionizado a toda metalicidad que dispusieran de las líneas de $[SIII]$ a $\lambda\lambda$ 9069, 9532 Å para hacer la determinación de S^{2+} . Como puede observarse en la figura 5.5 en el régimen de baja metalicidad no se puede hacer ningún tipo de afirmación acerca de la tendencia de la relación, ya que la dispersión observacional debida a la medición del flujo de las líneas, la determinación de las temperaturas de línea y la modelización de los ICF lleva a unos errores nada despreciables, en contraste con las abundancias determinadas por el grupo de Y. Izotov que obtienen dispersiones mucho menores. En todo caso, sí parece confirmarse la tendencia a altas metalicidades de un valor decreciente de S/O al aumentar la metalicidad. Dicho efecto ya ha sido señalado por algún autor (Garnett, 2001), que afirma que aún no está clara la causa, aunque podría deberse probablemente a efectos de ionización adicionales en este régimen tales como una mayor intensidad de vientos estelares, aunque se deben proporcionar un mayor número de observaciones en el infrarrojo para confirmar esta tendencia a partir de las abundancias iónicas de todas las especies involucradas.

5.3. Análisis de las poblaciones ionizantes

El uso de modelos de fotoionización y su comparación con los observables obtenidos en el estudio de las galaxias HII permite también sacar conclusiones acerca de la naturaleza de la población estelar que ioniza el gas en estos objetos. Desde los años 80 han sido innumerables los intentos por tratar de modelizar el espectro observado en función de la distribución espectral de energía (SED) proveniente de cúmulos estelares, calculada en función de parámetros tales como las atmósferas estelares, las trazas evolutivas, el tipo de brote de formación estelar, la función inicial de masas o la metalicidad. En principio, las galaxias HII son los objetos más apropiados para hacer este tipo de estudios ya que, dada su baja metalicidad y su intenso color azul, es posible que se trate de objetos que están sufriendo su primer, o al menos uno de los primeros episodios de formación estelar con lo cual la SED apenas estaría contaminada por la presencia de poblaciones estelares más antiguas.

Existen algunas dificultades, no obstante, a la hora de modelizar

la SED apropiada para simular el espectro observado. La principal parte del hecho de que puede utilizarse la anchura equivalente de las líneas de recombinación de hidrógeno ($EW(H\beta)$) para estimar la edad del cúmulo ionizante. En este caso se obtienen valores de las mismas que son demasiado bajas para concordar con las edades de cúmulos jóvenes nacidos de un brote instantáneo y hacen falta estrellas de una población antigua subyacente que haga crecer el continuo en la cantidad adecuada (Stasińska & Leitherer, 1996). Los modelos de las poblaciones ionizantes de galaxias HII de Raimann et al. (2001) sugieren la presencia de una fuente no despreciable de radiación por parte de poblaciones estelares más antiguas. Otros autores también han señalado como posibles causas el escape de fotones al ser la región HII acotada por materia, la subestimación de la absorción por polvo o la contribución de las zonas con bajo parámetro de ionización (Moy et al., 2001)

Uno de los indicadores de que disponemos para deducir la edad del cúmulo ionizante es el cociente de fotones ionizantes de hidrógeno ($E > 1$ Rydberg) y de helio neutro ($E > 1.8$ Rydberg), que permite hacernos una idea de la forma del continuo ionizante a esta energía. Para ello, y tal como se ha comentado anteriormente es muy importante mantener una cierta consistencia entre el tipo de atmósfera estelar utilizada para hacer el modelo de una sola estrella y aquellas utilizadas en la predicción del modelo del cúmulo estelar. Por ello, aparte de los modelos de una sola estrella con atmósferas de **CoStar**, que serían consistentes con la utilización de los modelos de cúmulos de estrellas jóvenes de Schaerer & Vacca (1998) (SV98), hemos tomado los cocientes de los modelos optimizados a las observaciones con atmósferas de **Atlas** (Kurucz, 1991), que son consistentes con los modelos de cúmulos de **Starburst 99** (Leitherer et al., 1999: ST99). Podemos observar en la figura 5.6 la relación entre el cociente del número de fotones ionizantes de hidrógeno ($Q(H)$) con respecto al de helio neutro ($Q(He)$) en el gráfico superior y al de helio ionizado ($Q(He^+)$) en el inferior. La utilización de los distintos tipos de atmósferas estelares, **CoStar** en SV98 y **Atlas** en ST99, influye de manera dramática en dichos cocientes, de tal manera que en el primer caso se predicen para reproducir el mismo espectro de líneas de emisión obtenida valores del cociente tanto de $Q(He)/Q(H)$ como de $Q(He^+)/Q(H)$ mucho más altos. Al mismo tiempo, al utilizar en ambos códigos el mismo tipo de atmósfera estelar para las estrellas Wolf-Rayet (Schmutz, 1992), el efecto de las mismas sobre el espectro es idéntico en cuanto a su aparición, duración y amplitud.

En todo caso, las edades equivalentes obtenidas para cada tipo de SED están tabuladas en el cuadro 5.10. Dichas edades, como

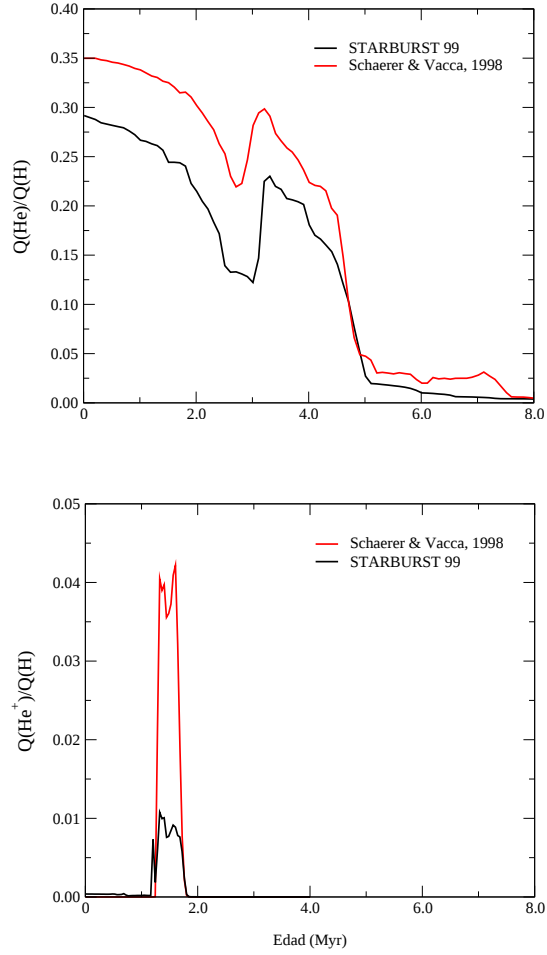


Figura 5.6: Valor de los cocientes del número de fotones ionizantes de helio neutro (arriba) y de helio ionizado (abajo) con respecto al de hidrógeno y en relación a la edad del cúmulo ionizante en los modelos de **Starburst 99** y en los modelos de Schaerer & Vacca (1998). Ambos modelos están calculados bajo las condiciones descritas en el cuadro 5.9

Tipo de IMF	<i>Salpeter</i> , pendiente 2.35
Tipo de brote	Instantáneo
Masa mínima	0.8 $M_{\odot}$
Masa máxima	120 $M_{\odot}$
Metalicidad	0.004
Tipo de atmósfera	<i>Kurucz</i> , <i>CoStar</i>

Cuadro 5.9: Propiedades de los modelos de **Starburst 99** y de Schaerer & Vacca, para caracterizar las edades de las poblaciones estelares.

Objeto	Q(He)/Q(H) (CoStar)	Edad ^a (SV98)	Q(He)/Q(H) (Atlas)	Edad ^a (ST99)
II Zw 40	0.335	1.1	0.221	1.9
Mrk 5	0.352	0.0	0.282	0.5
SBS 0749+568	0.354	0.0	0.280	0.6
SBS 0926+606	0.353	0.0	0.282	0.5
Mrk 709	0.348	0.3	0.271	0.9
Mrk 22	0.344	0.7	0.283	0.4
Mrk 1434	0.332	1.2	0.282	0.5
Mrk 36	0.288	2.1/3.1	0.280	0.6
VII Zw 403	0.169	4.5	0.273	0.9
UM 461	0.337	1.0	0.282	0.5
UM 462	0.350	0.0	0.282	0.5
Mrk 209	0.344	0.7	0.278	0.7

Cuadro 5.10: Valores de Q(He)/Q(H) en los modelos de una sola estrella que reproducen el espectro de líneas de emisión en los objetos de una muestra y edades equivalentes respectivas a los modelos de cúmulos

^aEn millones de años

puede comprobarse predicen en casi todos los casos la presencia de brotes instantáneos con una antigüedad menor a 1 millón de años, excepto en **IIZw40**, en cuyo caso los cocientes de ambos modelos se corresponden con edades entre 1 y 2 millones de años. En casi todos los objetos hay acuerdos razonables entre las dos edades deducidas, aunque destacan los casos de **VII Zw 403** y **Mrk 36**, para cuyos modelos de *CoStar* se obtienen valores de la edad mucho mayores, sin que existan grandes diferencias en los valores finales de la metalicidad y el parámetro de ionización.

También disponemos de información obtenida a través de la observación espectral directa de la muestra lo cual a su vez permite la caracterización de la población estelar ionizante del gas. Entre los observables que permiten dicha caracterización están el color de la galaxia, la anchura equivalente de H β y las características de estrellas Wolf-Rayet, las cuales tienen efectos sobre el gas claramente visibles y permiten, mediante la utilización de modelos de evolución estelar, espectros teóricos estelares, conocer la edad de dichas estrellas. Desgraciadamente, la muestra de galaxias Wolf-Rayet (Conti, 1991) sobre el total de galaxias HII es pequeña dada la brevedad de dicha fase durante la evolución de estrellas masivas.

Entre las características visibles en el espectro visible que son intrínsecas a la presencia de este tipo de estrellas están las líneas anchas de recombinación de He (HeII, λ 4686 Å), C (CIII, CIV, λ 4650 Å) o N (NIII, λ 4640 Å). La intensidad frente a las líneas de recombinación de hidrógeno y la anchura equivalente de dichas

características han sido usadas recientemente por Schaerer & Vacca (1998) para caracterizar las poblaciones ionizantes y la edad de las mismas mediante la utilización de modelos de síntesis evolutiva.

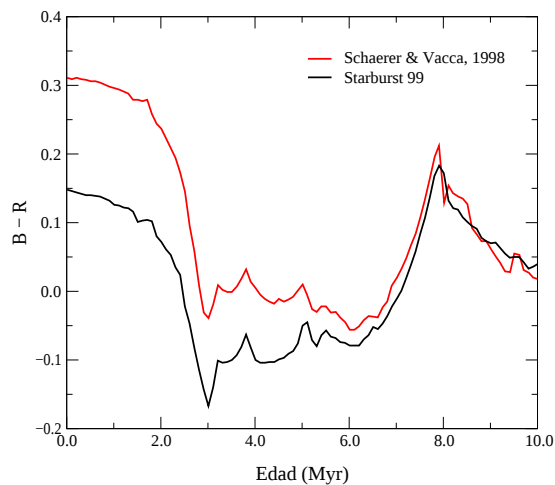


Figura 5.7: Relación a partir de los modelos de Schaerer & Vacca (1998) y de **Starburst 99** entre el índice de color B-R y la edad del cúmulo ionizante.

Dado que las características de las estrellas de Wolf-Rayet se encuentran en una zona del espectro que se encuentra fuera de la que nosotros hemos observado, hemos recurrido al trabajo de Guseva et al. (2000) que hace un estudio espectroscópico de las características de Wolf-Rayet en una muestra de 39 galaxias HII, incluyendo 7 de las aquí estudiadas y que están incluidas en los trabajos de Izotov et al. Dicho estudio incluye la intensidad y anchura equivalente de $H\beta$, así como de las características de Wolf-Rayet más prominentes. En este trabajo hemos tomado las de CIII λ 4650 Å y HeII λ 4686 Å para caracterizar la población ionizante. Dichas intensidades se encuentran tabuladas en el cuadro 5.11.

Los modelos de Schaerer & Vacca y de **Starburst 99** utilizados han sido los que introducen en su trabajo de 1998, pero actualizados electrónicamente¹, con las condiciones que se resumen en el cuadro 5.9. La metalicidad del cúmulo ha sido en todo caso de $Z=0.004$ ya que es la que mejor se ajusta a la metalicidad de las galaxias HII en relación a la abundancia solar de Allende-Prieto (2001). Por lo demás hemos considerado un brote instantáneo con una función inicial de masas del tipo de Salpeter con pendiente 2.35. Con estos modelos, se puede caracterizar una edad de la población ionizante

¹Accesibles vía ftp en la dirección <http://www.stsci.edu/ftp/science/starburst/sv97/>

Objeto	EW(H β)	Edad ₁ ^a	I(4650Å) ^b	Edad ₂ ^a	I(4686Å) ^b	Edad ₃ ^a
II Zw 40	272	2.8	0.36±0.05	3.1	0.55±0.09	2.9
Mrk 5	119	4.4	0.55±0.02	4.0	—	—
SBS 0749+568	117	4.5	—	—	—	—
SBS 0926+606	109	4.5	1.15±0.04	3.2	0.45±0.07	2.8
Mrk 709	31	5.8	—	—	—	—
Mrk 22	100	4.6	2.48±0.14	4.0	—	—
Mrk 1434	84	4.7	2.55±0.11	3.6	0.94±0.08	3.2
Mrk 36	69	4.9	—	—	—	—
VII Zw 403	223	3.2	—	—	—	—
UM 461	153	4.2	—	—	—	—
UM 462	87	4.7	1.30±0.03	3.1	0.15±0.04	1.7
Mrk 209	206	3.4	0.81±0.02	3.1	0.38±0.02	2.6

Cuadro 5.11: Valores de algunos observables relacionados con la presencia de estrellas Wolf-Rayet y las anchuras equivalentes de H β en nuestra muestra de galaxias HII (Guseva et al., 2001) y las edades del cúmulo ionizante deducidas a partir de los modelos de Schaerer & Vacca (1998)

^aEn Millones de años

^bEn términos de $100 \cdot I(\lambda)/I(\text{H}\beta)$

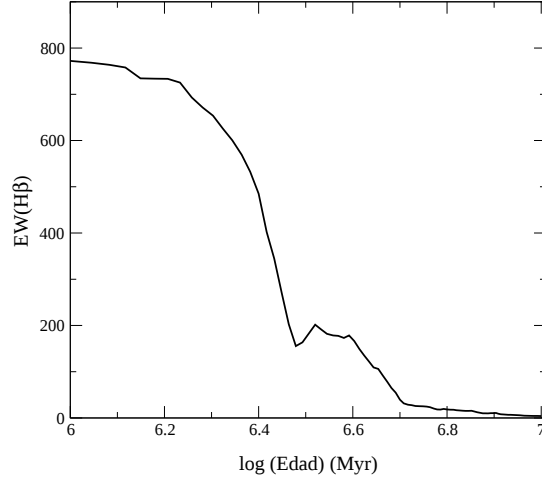


Figura 5.8: Relación a partir de los modelos de Schaerer & Vacca (1998) entre la anchura equivalente de H β (EW(H β)) y la edad del cúmulo ionizante.

a partir del color del objeto, la anchura equivalente de H β y las características de Wolf-Rayet, tal y como se aprecia en las figuras 5.7, 5.8 y 5.9. Los índices de color B-R para los 8 objetos de la muestra a cuyas imágenes hemos tenido acceso están tabulados en el cuadro 2.11 y muestran por lo general colores más rojos de los que tendrían en el caso de un solo brote de formación estelar, por lo que la tesis

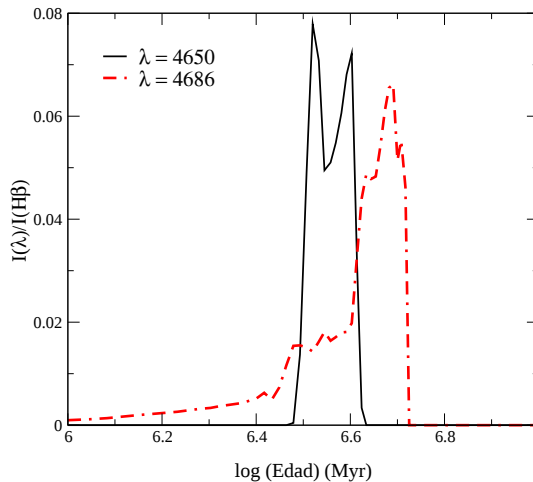


Figura 5.9: Relación a partir de los modelos de Schaerer & Vacca (1998) entre las intensidades de las características de Wolf-Rayet a 4650 Å y a 4686 Å y la edad del cúmulo ionizante.

de la existencia de una población vieja subyacente queda apoyada. En cuanto a los otros indicadores llegamos a distintas edades que también se encuentran tabuladas en el cuadro 5.11. Tal y como puede observarse las edades obtenidas a partir de $EW(H\beta)$ son más altas en todos los casos, excepto en **II Zw 40** en que resultan muy similares, lo cual podría ser un indicio de la presencia de una población estelar más vieja. Por otra parte las edades deducidas a partir de las características de Wolf-Rayet son mayores cuando son deducidas a partir de $\lambda 4650\text{\AA}$ que cuando lo son a partir de $\lambda 4686\text{\AA}$, aunque estas son más fiables ya que la forma de la gráfica tiene mayor resolución en los valores de los cocientes estudiados. Los modelos de Schaerer & Vacca también admiten la posibilidad de relacionar la edad del cúmulo ionizante con la anchura equivalente de las líneas de Wolf-Rayet. En este caso obtenemos que las anchuras equivalentes de las líneas de WR medidas por Guseva et al. son en algunos casos mayores que la máxima anchura equivalente calculada en los modelos o, en su defecto, predicen edades mayores que las obtenidas mediante las intensidades de las líneas. Si asociamos el valor mayor de la anchura equivalente a la presencia de poblaciones estelares existentes antes del brote instantáneo, podríamos concluir que éstas afectan a la anchura equivalente pero no a la intensidad de las características de Wolf-Rayet e inferir la existencia de ambas poblaciones.

Así pues, la comparación directa entre distintos estimadores de la edad del cúmulo ionizante en un brote instantáneo de formación estelar evidencia la necesidad de desechar esta posibilidad misma de formación del cúmulo, ya que se encuentran evidencias de un potente proceso de formación en el presente y, al mismo tiempo pruebas de la existencia de estrellas Wolf-Rayet, que es una fase que aparece entre los 3 y los 5 millones de años después de formarse las estrellas y la existencia de estrellas de una población más antigua, cuya existencia queda reflejada en las anchuras equivalentes de $H\beta$ y en el índice de color medido. Por tanto, se puede concluir que es necesario un análisis que incluya la aportación de todas estas poblaciones que se forman a un ritmo inconstante y se confirman los resultados de Stasińska & Izotov (2002), en los que los diagramas de diagnósticos ajustan mejor en galaxias HII con un proceso de formación estelar continuo y fuentes alternativas de ionización y de Raimann et al. (2000a) que encuentran en todos los tipos de galaxias HII que analizan una combinación lineal de brotes a distintas épocas que explican las características espectrales de la muestra.

5.4. Conclusiones

En este capítulo se han descrito los modelos de fotoionización utilizados para describir los objetos observados. Dichos modelos utilizan el código *Cloudy* (Ferland, 1996) con los valores de los parámetros funcionales (abundancias químicas, parámetro de ionización y temperatura efectiva) deducidos de las observaciones. Hemos evaluado el efecto que tiene el utilizar las atmósferas estelares de tipo *CoStar* y *Atlas*. La diferencia más notable entre ambas la constituye el hecho de tener en cuenta el primero la expansión por vientos estelares de la estrella, lo que provoca un mayor número de fotones ionizantes de He y He^+ . La estructura de ionización puede verse afectada por este hecho, ya que encontramos que las atmósferas *CoStar* reproducen mejor la estructura de ionización del azufre y el nitrógeno, sin que encontremos grandes diferencias con respecto a la del oxígeno. En ambos tipos de modelos se encuentra que los valores ajustados de la temperatura efectiva son mayores que la estimada inicialmente a partir de los parámetros observacionales debido a la utilización de diferentes atmósferas estelares. Este hecho también puede deberse a algún efecto de degeneración entre dicho parámetro y la geometría de la nebulosa que en todo caso no tendría que afectar a la estructura interna de ionización de la nebulosa, aunque tampoco tenemos manera de cuantificarlo en modelos de fotoionización de una sola dimensión.

Con los resultados de los modelos de una sola estrella de tipo **CoStar** hemos estudiado las fracciones iónicas de los elementos que no podemos observar en la parte óptica e infrarroja cercana del espectro. De esta manera, por ejemplo, se halla que a través de la reacción de intercambio de carga entre el oxígeno una vez ionizado y el hidrógeno la aproximación $O^+/H^+ \approx O/H$ es completamente válida. También encontramos acuerdos razonables en las aproximaciones $N^+/O^+ \approx N/O$ y $S^+/O^+ \approx S/O$, lo cual permite calcular dichas fracciones iónicas con mayor precisión al depender mucho menos el cociente de dos líneas colisionales de la temperatura de línea. Para evaluar dichas aproximaciones hemos calculado con los modelos los valores de los factores de corrección de ionización (ICF) de N y S, que tienen en cuenta las fracciones iónicas no vistas de N^{2+} y S^{3+} , respectivamente. En el caso del azufre, los valores del ICF encontrados son compatibles en la mayor parte de los objetos de la muestra con una expresión del tipo:

$$ICF(S^+ + S^{2+}) = \left[1 - \left(1 - \frac{N(O^+)}{N(O)} \right)^\alpha \right]^{-1/\alpha} \quad (5.11)$$

para un valor de α igual a 3, excepto en **Mrk709**, **Mrk1434**, **UM 461** y **Mrk 209**, en los que dicho valor se aproxima más a 2. De todas formas, precisamente en este último objeto a partir de las observaciones de la línea de [SIV] a 10.5μ provistas por Nollenberg et al. (2002), la abundancia de S^{3+} resulta superior a la predicha por el modelo en un factor 3, por lo que los resultados obtenidos han de considerarse con cautela hasta que se tengan más observaciones en dicho rango espectral.

A partir de estos resultados, hemos estudiado la función universal del cociente de abundancias de S/O con respecto a la metalicidad en regiones de gas ionizado de cualquier metalicidad con una determinación de la abundancia de S^{2+} obtenida a través de las líneas de [SIII] a $\lambda\lambda$ 9069, 9532 Å. En el rango de alta metalicidad se encuentra una tendencia cierta a disminuir dicho cociente a metalicidades altas ya señalada por Díaz et al. (1991) o por Garnett (2001), que podría deberse a una mayor dependencia de los vientos estelares con la metalicidad. En el régimen de baja metalicidad, una valoración realista de las incertidumbres asociadas a los flujos de las líneas, las temperaturas de línea utilizadas y los resultados de los modelos conduce a no poder discernir la tendencia real de la curva, por lo que en este régimen hacen falta más observaciones multiespectrales de mejor señal-ruido.

Finalmente se ha hecho un estudio de las poblaciones estelares ionizantes. Por un lado, para caracterizar la edad de dichas poblaciones, hemos utilizado el cociente de fotones ionizantes de helio con

respecto al de hidrógeno. Dada las diferencias entre los modelos de una sola estrella de **CoStar** y **Atlas**, hemos utilizado los primeros para los modelos de cúmulos de Schaerer & Vacca (1998: SV98), que hacen uso de estas atmósferas para estrellas con una masa superior a las $20 M_{\odot}$ y los segundos para los modelos de **Starburst 99** (Leitherer et al. 1999: ST99) compatibles con las atmósferas de Kurucz. En ambos casos se encuentran valores de $Q(\text{He})/Q(\text{H})$ propios de un cúmulo muy joven recién formado, en consonancia con los valores de la temperatura efectiva ajustada. También hemos utilizado el índice de color B-R en los objetos a cuya fotometría se tenía acceso y la anchura equivalente de $H\beta$ para determinar las características del cúmulo ionizante. En este caso, obtenemos el resultado contrario ya que en la mayor parte de los objetos se obtienen colores demasiado rojos y anchuras demasiado pequeñas para ser explicadas sin la presencia de estrellas de una población subyacente más vieja. Finalmente, Guseva et al. (2000), reconoce entre los objetos de nuestra muestra 7 galaxias de Wolf-Rayet, lo que implica que hay estrellas masivas que se han formado entre hace 3 y 5 millones de años. Por tanto, la caracterización de un solo brote de formación instantánea no es posible ya que se encuentran indicios de poblaciones a distintas edades, acorde con un escenario de formación estelar intermitente, aunque muy irregular, cuyas causas de encadenamiento permanecen sin explicar en su totalidad. En ese sentido es válida a la luz de estos datos el trabajo de Raimann et al. (2000a) que trata de explicar los observables a partir de una combinación lineal de poblaciones estelares de distintas edades.

Capítulo 6

Parámetros empíricos de determinación de abundancias químicas

La determinación de abundancias químicas está basada en el método directo, es decir, en el diagnóstico previo del gas ionizado para deducir la temperatura y la densidad. En ausencia de todas las líneas aurales, sin embargo, son necesarios métodos, llamados empíricos, que permitan la estimación de la metalicidad a partir de las líneas prohibidas más intensas, visibles incluso en objetos de bajo brillo. En este capítulo se va a hacer un repaso de los métodos empíricos más relevantes propuestos en la literatura. Asimismo se va a analizar su validez observacional recogiendo una muestra de objetos de todo tipo, incluyendo regiones HII de la Galaxia, regiones HII gigantes extragalácticas y galaxias HII, con la metalicidad determinada de forma directa y se va a comparar con los resultados predichos por los modelos de fotoionización. Finalmente, se van a proponer dos nuevos estimadores empíricos basados en las líneas intensas de [SIII] en el rojo lejano: S_{23} y S_{23}/O_{23} , que permiten deducir abundancias químicas de oxígeno de manera más precisa en ausencia de las líneas aurales.

6.1. El problema de las abundancias químicas

Hemos visto ya la trascendencia que adquiere en muchos frentes abiertos en la astrofísica la determinación de abundancias químicas. También hemos comprobado la utilidad que para este fin suponen los espectros de líneas de emisión provenientes del gas ionizado. La teoría ha permitido obtener determinaciones de las propiedades físicas y las abundancias iónicas cuya precisión sólo depende de las medidas de los flujos de las líneas de emisión. En el caso en que

el espectro no nos aporte toda la información necesaria, por no abarcar todos los rangos precisos, podemos recurrir a modelos de fotoionización para completar la información. Sin embargo, cuando la información ausente es relevante, los modelos de fotoionización no pueden completarla por sí mismos llegando a una solución única. Uno de estos casos es aquel en que no hay accesible ninguna línea auroral, intrínsecamente débiles, con lo que tampoco es posible determinar la densidad y temperaturas electrónicas a través de las líneas de emisión.

Dicho caso es la norma en aquellos objetos que tienen baja luminosidad, ya sea por su brillo superficial o por su lejanía, y también en objetos de alta metalicidad, en los cuales la alta presencia de los metales genera un enfriamiento tan eficaz que las temperaturas son demasiado bajas para que las líneas débiles tengan una señal-ruido que permita su detección ya que las líneas de carácter colisional, son inversamente proporcionales a la exponencial de la temperatura electrónica y, por tanto, son menos intensas en estos objetos.

En tal caso generalmente sólo son medibles en los espectros las líneas más intensas de recombinación del hidrógeno y las líneas prohibidas intensas, incluyendo las que están referidas en el cuadro 6.1.

Cuadro 6.1: Líneas intensas de los espectros de emisión

Ión	Líneas detectadas
[OII]	3726 Å, 3729 Å
[OIII]	4959 Å, 5007 Å
[NII]	6548 Å, 6584 Å
[SII]	6717 Å, 6731 Å
[SIII]	9069 Å, 9532 Å

6.2. La muestra de datos de líneas intensas y metalicidades

Con el fin de comparar los métodos empíricos propuestos hasta hoy se ha reunido una muestra de objetos que tienen todas o algunas de las líneas intensas medidas y, al mismo tiempo, una determinación directa de la abundancia química de oxígeno, que es el elemento representativo de la metalicidad en el gas ionizado. La compilación reúne regiones HII difusas de la Galaxia y de las Nubes de Magallanes, regiones HII gigantes extragalácticas y galaxias HII y no incluye nebulosas planetarias ni objetos con actividad no térmica. En el primer caso se debe a las diferentes condiciones físicas de

las nebulosas planetarias en las cuales una densidad y un grado de excitación más elevadas hacen que las líneas muestren relaciones diferentes. En el caso del gas ionizado por actividad no térmica las relaciones entre las líneas son diferentes y las características son propias de ionización por fuentes no estelares (Heckman, 1980; Veilleux & Osterbrock, 1987). Las fuentes de las que se han tomado los datos en el óptico se encuentran tabuladas en el cuadro 6.2. Las fuentes que incluyen las líneas de [SIII] se encuentran marcadas con el símbolo *, entre ellas las observaciones que se describen en el capítulo 2 de este trabajo. En total, hay 347 objetos con líneas en el óptico de los cuales 160 objetos incluyen las de [SIII]. Las abundancias de estos objetos van desde una metalicidad 2% solar de IZw18 (Skillman & Kennicutt, 1993) hasta un 155% de S5 en M101 (Kinkel & Rosa, 1994).

6.3. Modelos de fotoionización

Los modelos utilizados para comparar las observaciones son los mismos que los descritos en el capítulo 4 realizados a partir de `Cloudy 96` y que tratan de cubrir la mayor parte del espectro de condiciones físicas en que las regiones HII se sitúan, abarcando distintos valores de la metalicidad ($0.05Z_{\odot}$, $0.1Z_{\odot}$, $0.2Z_{\odot}$, $0.5Z_{\odot}$ y $1Z_{\odot}$), la temperatura efectiva de la estrella central ionizante, para la cual se han utilizado modelos de atmósferas estelares `CoStar`, (35000 K, 40000 K, 45000 K y 50000 K) y finalmente abarcando distintos valores del parámetro de ionización ($\log U = -2,0, -2,25, -2,5, -2,75$ y $-3,0$).

Estos modelos también incluyen algunos conjuntos con un parámetro de ionización $\log U = -2,5$ y con una abundancia de nitrógeno sobre oxígeno igual a $\log(N/O) = -1,5$, que es el valor medido para los objetos con metalicidad $\log(O/H)$ menor que -4, en contraste con el valor solar, que es 0.5 dex mayor. Dicha variación puede y, de hecho resulta, relevante en aquellas calibraciones que involucran a las líneas colisionales intensas de nitrógeno.

6.4. Dependencias del parámetro de ionización

La búsqueda de un buen indicador de la metalicidad basado en las líneas brillantes del espectro se centra en la pretensión de que dicho indicador tenga como única dependencia la de la abundancia química. Dicho caso es muy improbable, ya que las condiciones físicas en el gas ionizado están controladas también por otros parámetros, que se denominan funcionales.

Cuadro 6.2: Fuentes de los flujos de emisión de los objetos recopilados

Fuente ^a	Tipo de objetos ^b	Número
Shields & Searle, 1978*	RHGE en M101	2
Lequeux, 1979	GHII	8
Pagel et al., 1979	RHGE	9
French, 1980	GHII	16
Rayo et al., 1982	RHGE en M101	3
Kunth & Sargent, 1983	GHII	13
Shaver et al., 1983	RHD	22
Edmunds & Pagel, 1984	RHGE	12
Dennefeld & Stasińska*	RHD	24
Dinerstein & Shields, 1986	RHGE	2
Peimbert et al., 1986	NGC2363	1
Díaz et al., 1987	RHGE en NGC604	6
Vílchez et al., 1988*	RHGE en M33	7
Terlevich et al., 1991	GHII	100
Garnett, 1992*	GHII	13
Pagel et al. 1992*	GHII	10
Pastoriza et al., 1993*	RHGE en NGC3310	7
Skillman & Kennicutt, 1993*	IZw18	2
González-Delgado et al., 1994*	RHGE en NGC7714	5
Izotov, Thuan & Lipovetsky, 1994	GHII	10
Kinkel & Rosa, 1994*	S5 en M101	1
Skillman et al., 1994*	UGC4483	1
González-Delgado et al., 1995*	RHGE en NGC2363	1
Vílchez & Esteban, 1996*	RHD	2
Garnett et al., 1997*	RHGE en NGC2403	11
Izotov, Thuan & Lipovetsky, 1997	GHII	25
Izotov & Thuan, 1998	GHII	18
Oey & Shields, 2000*	RHD en LMC	4
Kniazev et al., 2001	GHII	3
Castellanos et al., 2002*	RHGE	10
Pérez-Montero et al., 2002*	GHII	12

^aAquellas fuentes marcadas con *, disponen de los flujos de las líneas de [SIII]

^bRHGE denota regiones HII gigantes extragalácticas, GHII, galaxias HII y RHD, regiones HII difusas

Aquel que provoca mayores variaciones internas es el parámetro de ionización, que se define como el cociente entre el número de fotones ionizantes y la densidad de átomos de hidrógeno, normalizado por un factor y que da una idea del grado de ionización. Físicamente se interpreta como la velocidad máxima que puede alcanzar el frente de ionización dentro de la nebulosa.

$$U = \frac{Q(H)}{4\pi c n_H r^2} \quad (6.1)$$

En esta expresión, $Q(H)$ es la tasa de producción de fotones de Lyman, r la distancia a la estrella o cúmulo central, n_H , la densidad

de átomos de hidrógeno neutros o ionizados y c es la velocidad de la luz. Su valor efectivo es, esencialmente, lo que vale en el radio de la esfera de Strömgren, r_S :

$$\bar{U} = \frac{Q(H)}{4\pi c n_H r_S^2} = (Q(H)\epsilon n_H)^{1/3} \quad (6.2)$$

donde ϵ es el llamado factor de llenado que indica las irregularidades en la densidad de la nebulosa e influye en la emisividad y en la profundidad óptica. Típicamente, este factor de llenado es el valor de $n(H^+)/n(H^0)$ en el radio de Strömgren. Si $\epsilon \ll 1$, como generalmente ocurre, la nebulosa es ópticamente delgada.

Para su determinación es bastante común usar cocientes de abundancias de especies en estados consecutivos de ionización como puede ser el caso de $\frac{O^+}{O^+ + O^{2+}}$ o de $\frac{S^+}{S^{2+}}$, propuestos por Mathis (1982). Sin embargo, a causa de la dificultad que tiene su determinación es igual de útil y más fácil de medir, el cociente de líneas de un mismo elemento en dos estados diferentes de ionización como es el caso de $[OII]/[OIII]$ o de $[SII]/[SIII]$. Ambos tienen un comportamiento que también depende de la temperatura efectiva de la estrella. El cociente $[OII]/[OIII]$ disminuye al aumentar T_{eff} , al ir convirtiéndose más O^+ en O^{2+} , y se considera válido en nebulas altamente ionizadas. El cociente $[SII]/[SIII]$, por el contrario, aumenta al aumentar T_{eff} debido a la ionización de S^{2+} en S^{3+} y el efecto es más pronunciado cuando el grado de ionización es mayor. Por tanto, se utiliza más en nebulas de baja ionización ($\log U \leq -2, 0$).

Otros indicadores del parámetro de ionización son los cocientes entre líneas colisionalmente excitadas y de recombinación, como es el caso de $[SII]\lambda\lambda 6717, 31/H\alpha$ o de $[OII]/H\beta$ que son mucho más independientes de la temperatura efectiva y están menos afectados por enrojecimiento pero que, en cambio, dependen fuertemente de la metalicidad.

Utilizando modelos de fotoionización usando atmósferas estelares de una sola estrella de Mihalas, Díaz (comunicación privada) ha encontrado las siguientes expresiones, considerando el anterior valor de metalicidad solar de $12 + \log(O/H)_\odot$ y siendo la expresión (6.5) válida sólo para $T_* \geq 37500$ K.

$$\log U = -1,39 \cdot \log \frac{[OII]}{H\beta} + 0,87 \cdot \log \frac{Z}{Z_\odot} - 1,68 \quad (6.3)$$

$$\log U = -1,40 \cdot \log \frac{[SII]}{H\alpha} + 1,10 \cdot \log \frac{Z}{Z_\odot} - 3,26 \quad (6.4)$$

$$\log U = -0,80 \cdot \log \frac{[OII]}{[OIII]} - 3,02 \quad (6.5)$$

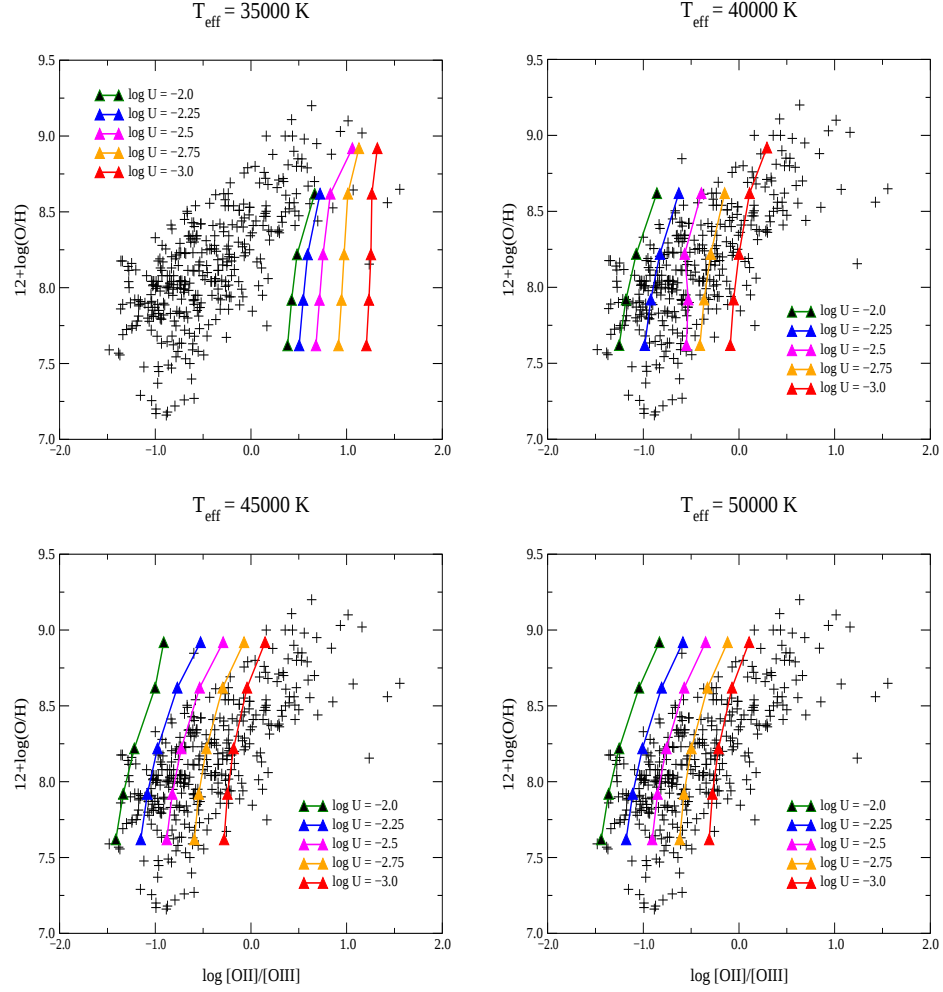


Figura 6.1: Resultados de los modelos de Cloudy 96 para la relación entre $\log ([\text{OII}]/[\text{OIII}])$ y la metalicidad, representada por $12+\log(\text{O}/\text{H})$. Los modelos cubren parámetros de ionización de $\log U = -2.0, -2.25, -2.5, -2.75$ y -3.0 para una densidad de 100 partículas por cm^3 y para una temperatura efectiva de la estrella central ionizante correspondiente a 35000 K (arriba, izquierda), 40000 K (arriba, derecha), 45000 K (abajo, izquierda) y 50000 K (abajo, derecha). También están representados los datos observacionales mediante cruces, incluyendo regiones HII difusas de la Galaxia, regiones HII gigantes extragalácticas y galaxias HII,

$$\log U = -1.68 \cdot \log \frac{[SII]}{[SIII]} - 2.99 \quad (6.6)$$

En este trabajo, vamos a utilizar $[\text{OII}]/[\text{OIII}]$ como un indicador del parámetro de ionización para estudiar la dependencia de los parámetros propuestos para calibrar la metalicidad. En la figura 6.1 se han representado los objetos de la muestra recopilados jun-

to a los resultados de los modelos de fotoionización. Como puede apreciarse, dicho cociente de líneas refleja los valores del parámetro de ionización sólo a temperaturas efectivas mayores que 37500 K, confirmando lo ya predicho por Díaz (1999). Para las otras temperaturas, el parámetro apenas depende de la metalicidad y permanece constante con la temperatura efectiva. Además se puede observar que, salvo algunos valores extremos de la metalicidad, los modelos cubren casi perfectamente el rango observacional de los objetos de la muestra.

6.5. El parámetro O_{23}

Ya desde los años 40 (Aller, 1942), se han utilizado las líneas intensas para deducir metalicidades. La búsqueda de una cantidad basada en la intensidad de las líneas intensas que esté fuertemente correlacionada con la metalicidad no es sencilla, ya que la mayor parte de las líneas tienen dependencias con la geometría de la nebulosa, a través del parámetro de ionización, o la "dureza" de la radiación ionizante. En el caso del oxígeno, que es el elemento predominante en la nebulosa, sus líneas no tienen un comportamiento lineal con su abundancia debido a la importancia de la presencia de dicho elemento en el proceso de enfriamiento en la nebulosa. De este modo, al aumentar la metalicidad el enfriamiento se vuelve más eficaz, la temperatura electrónica disminuye y con ella la intensidad de las líneas. Por ello las líneas más intensas tienen un comportamiento dual, de tal modo, que a metalicidad baja son directamente proporcionales a la abundancia y a metalicidades altas ocurre justo al contrario.

Uno de los primeros estimadores empíricos basados en las líneas de oxígeno es el cociente $[OIII]/[NII]$, definido como:

$$\frac{[OIII]}{[NII]} \equiv \frac{I(4959\text{\AA}) + I(5007\text{\AA})}{I(6548\text{\AA}) + I(6584\text{\AA})} \quad (6.7)$$

y fue propuesto por Alloin et al. (1979) dada su correlación lineal con la temperatura electrónica cuando ésta es baja y su menor dependencia del enrojecimiento. A temperaturas más altas, lo que implica abundancias menores, la estructura interna de ionización de la nebulosa varía la relación entre las zonas de N^+ y O^{2+} . La dispersión a metalicidades mayores también es alta, debido a la variación del cociente de N/O y a la dependencia con el grado de ionización de la nebulosa que tiene este parámetro.

A pesar de ello, su estudio motivó la aparición de nuevos estimadores. El más destacado de todos es el parámetro O_{23} , llamado

anteriormente R_{23} . Fue originalmente propuesto por Pagel et al. (1979) y se define como:

$$R_{23} \equiv \frac{I(3727\text{\AA}) + I(4959\text{\AA}) + I(5007\text{\AA})}{I(H\beta)} \quad (6.8)$$

y es el parámetro más utilizado para determinar la metalicidad de objetos de manera empírica. El comportamiento de este parámetro con la metalicidad no es lineal en absoluto, sino que tiene una naturaleza dual como ya describieron Searle en 1971 y más tarde Shields en 1974. Por un lado, en los objetos más metálicos, el enfriamiento es muy eficaz, debido en su mayor parte a la emisión a través de las transiciones de estructura fina de [OIII] en el IR a 52 y 88 μ . Esto provoca un descenso en la temperatura electrónica y en la emisión de las líneas colisionales de [OII] y [OIII] en el óptico. Cuando la metalicidad es menor, el enfriamiento es menos eficaz, la temperatura es mayor y estas líneas son más intensas hasta que llegan a un máximo, a partir del cual se produce un cambio de orientación en la relación y que está situado en torno a $12+\log(O/H) \approx 8.2$. A partir de ese punto, la disminución en la abundancia de oxígeno da lugar a una disminución de la intensidad de las líneas colisionales. En este régimen las líneas de recombinación de hidrógeno pasan a ser las vías de enfriamiento más importantes.

La dispersión observada en el diagrama empírico que incluye todos los objetos de la muestra y que está representado en la figura 6.2, muestra una dispersión moderada en las ramas superior e inferior. Sin embargo, en la zona de cambio de orientación, que se produce en torno a $\log O_{23} \geq 0.8$ y $12+\log(O/H) \geq 8.0$ la incertidumbre puede llegar a un orden de magnitud. Desafortunadamente un número importante de objetos (hasta un 40 %, un porcentaje incluso mayor en regiones HII de galaxias normales espirales y hasta un 80 % en algunas categorías de objetos, como las galaxias HII) yace en esta zona, por lo que la determinación de la metalicidad a través de este parámetro es muy incierta. El origen de dicha dispersión no es sólo observacional sino que tiene su origen en la ionización y la temperatura efectiva..

La relación de $\log O_{23}$ con el parámetro de ionización queda bien reflejada en la figura 6.3. Puede verse claramente que hay una correlación positiva entre ambas magnitudes. Es decir, que al aumentar el grado de ionización en el interior de la nebulosa, la suma de las líneas de [OII] y [OIII] se ve incrementada en todo rango e independientemente de la metalicidad.

El comportamiento dual de la calibración llevó a Skillman (1989) a hablar en términos de las ramas superior e inferior de la calibración y a utilizar el valor del cociente de las líneas de

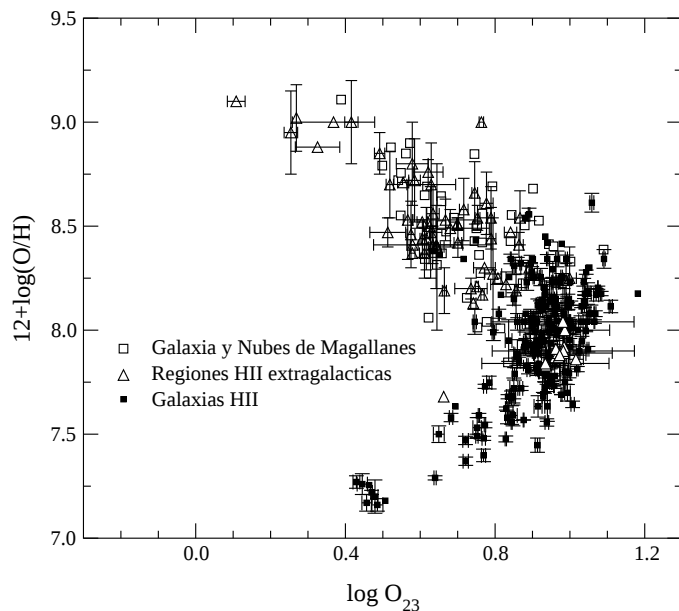


Figura 6.2: Representación para la muestra compilada de objetos de la metalicidad, en términos de la abundancia de oxígeno, $12+\log(\text{O}/\text{H})$, en relación al parámetro $\log O_{23}$

$[\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA}/[\text{NII}]\lambda 6584\text{\AA}$ como un criterio para decidir a qué rama pertenece un objeto y usar la curva de calibración respectiva. Este cociente debería ser menor que 100 para objetos con $12+\log(\text{O}/\text{H}) > 8.3$, es decir en la rama superior del diagrama (Edmunds & Pagel, 1984). Esto se debe al enriquecimiento de nitrógeno de origen secundario en objetos más metálicos, en contraste con los menos metálicos, que sólo tienen nitrógeno de origen primario y, en consecuencia, las líneas de $[\text{NII}]$ son menos intensas. De todos modos este criterio es muy poco claro en los objetos que se encuentran en la zona de cambio de orientación de la curva ya que hemos de recordar que el parámetro $[\text{OIII}]/[\text{NII}]$ es muy sensible al parámetro de ionización. Asimismo, McGaugh (1991) propone el cociente $[\text{OII}]/[\text{NII}]$ (superior a 10 para la rama inferior) como criterio de selección.

En la figura 6.4 están representadas algunas de las calibraciones del parámetro O_{23} incluyendo las de Edmunds & Pagel (1984), McCall et al. (1985), McGaugh (1991) y Zaritsky et al. (1994). Estas calibraciones están basadas en diversos modelos de fotoionización y la observación directa de regiones HII. Para un valor dado de $\log O_{23}$ muestran una dispersión en la rama superior para $12+\log(\text{O}/\text{H})$ de 0.2 dex. De todas formas la falta de datos con una determinación

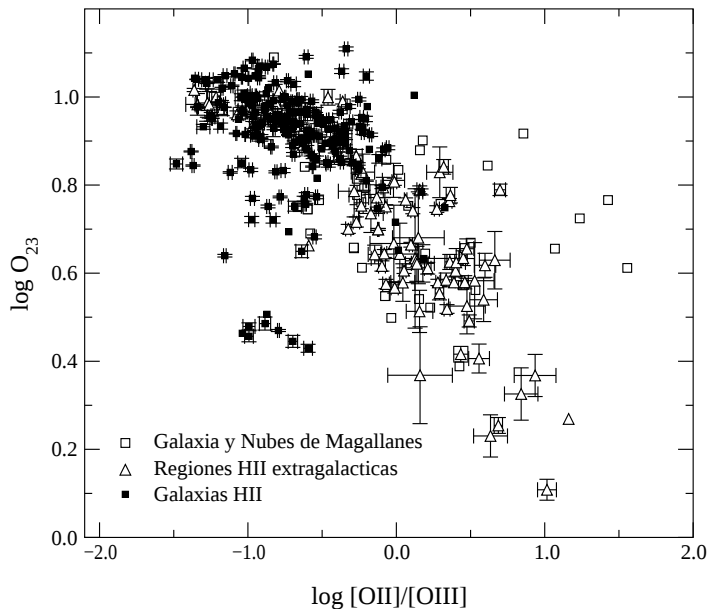


Figura 6.3: Relación entre el parámetro $\log O_{23}$ y el cociente $[OII]/[OIII]$, como indicador del parámetro de ionización.

directa de la metalicidad en este rango obliga a la calibración de esta rama a través de secuencias de modelos de fotoionización.

En la rama inferior tanto Skillman como McGaugh (1991) tuvieron en cuenta la dependencia de O_{23} con el parámetro de ionización, aunque sólo en la calibración de McGaugh se considera explícitamente. En la figura 6.4 están dibujadas las calibraciones en línea gruesa para distintos valores de $[OIII]/[OII] = 10, 1.0$ y 0.1 que corresponden aproximadamente a valores de $U = 10^{-1}, 10^{-2}$ y 10^{-3} . Dicha dependencia da lugar a incertidumbres para la metalicidad en aquellos objetos que se encuentran en la rama inferior, aunque la dispersión nunca es tan elevada como en la zona de cambio de orientación. Los últimos intentos por calibrar esta rama parten del hecho de la sensibilidad del parámetro O_{23} a otras condiciones físicas dentro de la nebulosa como la dureza de la radiación ionizante, caracterizada por la temperatura efectiva de la estrella o cúmulo central, aparte de la dependencia en la geometría de la nebulosa caracterizada, como ya se ha visto, por el parámetro de ionización. Al mismo tiempo dichos autores abogan por la fortaleza del parámetro ya que, en contraste con otros estimadores empíricos, permanecen invariables en el interior de una sola región HII, como puede apreciarse en la figura 6.5 (Díaz et al., 1987; Kennicutt et

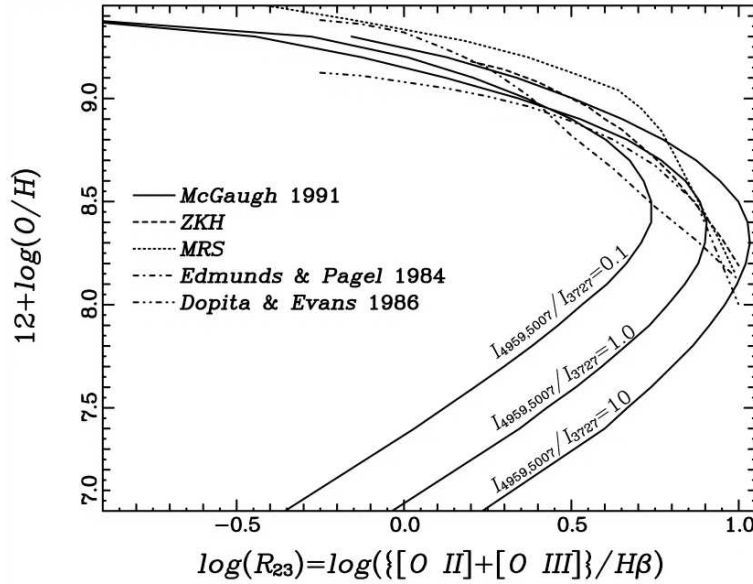


Figura 6.4: En este gráfico, tomado de Kobulnicky et al. (1999) se observan las calibraciones más importantes del parámetro R_{23} , aquí llamado O_{23} . En la rama superior, destacan las de Dopita & Evans (1986), Edmunds & Pagel (1984), McCall, Rybsky & Shields (MRS: 1985) y Zaritsky, Kennicutt & Huchra (ZKH: 1994). En la rama inferior, además se muestran los modelos de McGaugh (1991), y su dependencia en el parámetro de ionización, en términos de $[OIII]/[OII]$

al., 2000).

El parámetro η' :

$$\eta' \equiv \frac{I(3727\text{\AA}) + I(4959\text{\AA}) + I(5007\text{\AA})}{I(9069\text{\AA}) + I(9532\text{\AA})} \quad (6.9)$$

definido por Vílchez & Pagel (1989), y el parámetro P :

$$P \equiv \frac{I(4959\text{\AA}) + I(5007\text{\AA})}{I(3727\text{\AA}) + I(4959\text{\AA}) + I(5007\text{\AA})} \quad (6.10)$$

definido por Pilyugin (2000) son cocientes de diagnóstico que permitirían, según sus autores, discriminar la temperatura efectiva de la región HII para un valor dado de O_{23} y elegir correctamente la calibración dentro de la rama superior que, en contraste, depende mucho menos del parámetro de ionización que en la rama inferior. Sin embargo, aunque todas las calibraciones persigan precisiones en la determinación de la abundancia de oxígeno comparables a las obtenidas mediante el método directo, entre ellas difieren en cantidades similares a la dispersión observacional.

En la figura 6.6 pueden observarse los resultados de nuestro análisis, comparando las observaciones con los modelos de fotoio-

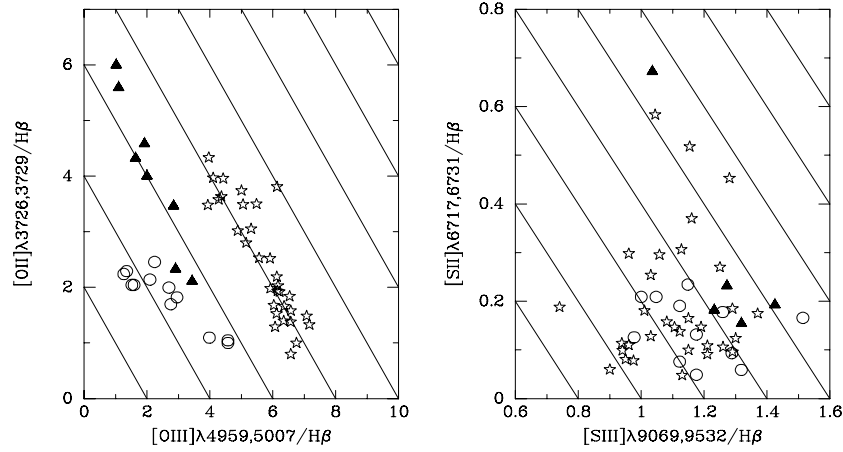


Figura 6.5: Este gráfico de Kennicutt et al. (2000) muestra cómo el parámetro O_{23} , que es la suma de las líneas de [OII] y [OIII] permanece constante en el interior de distintas regiones HII gigantes observadas por ellos en contraste con las líneas de azufre: 30 Doradus (estrellas), Carina (triángulos) y Orión (círculos abiertos).

nización. Estos últimos cubren prácticamente todos los puntos observados, que en su gran mayoría están en la zona de cambio de orientación de curva, para la cual tanto los puntos como los modelos predicen una incertidumbre de un orden de magnitud al hallar la metalicidad. En la rama inferior, los puntos presentan una incertidumbre de aproximadamente 0.3 dex, debida tanto a la dependencia del grado de ionización como a la temperatura efectiva de la estrella ionizante. En la rama superior la incertidumbre disminuye hasta los 0.2 dex y la dependencia se limita a la temperatura efectiva.

6.6. El parámetro N2

El parámetro N2 se define como:

$$N2 \equiv \log \frac{I(6584\text{\AA})}{I(H\alpha)} \quad (6.11)$$

según Denicoló, Terlevich & Terlevich (2002), aunque ya fue utilizado como estimador empírico de manera previa por Storch-Bergmann et al. (1994) y Van Zee et al. (1998). Los autores que

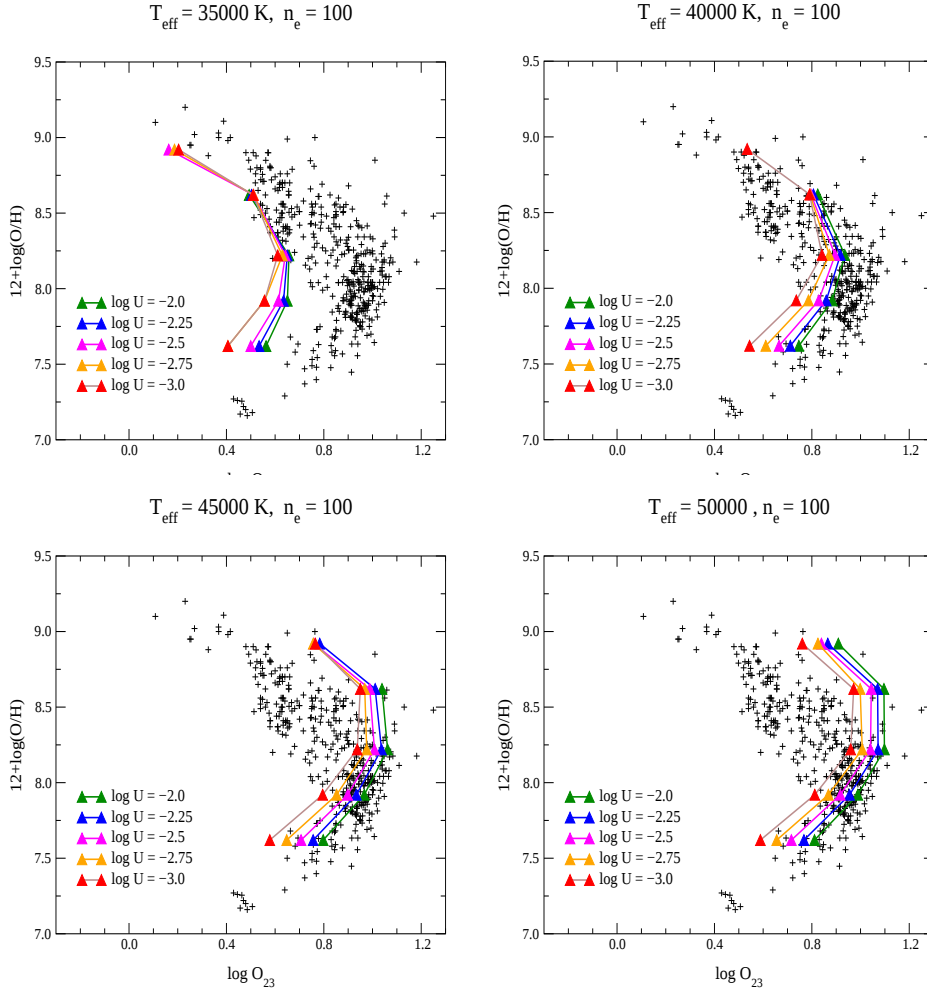


Figura 6.6: Resultados de la comparación entre $\log O_{23}$ y la metalicidad para los modelos de fotoionización y las observaciones

lo proponen señalan el carácter univaluado de este estimador con relación a la metalicidad y en contraste con O_{23} . Además dada la proximidad en longitud de onda de las tres líneas que lo componen es prácticamente independiente de la corrección por enrojecimiento y de la calibración en flujo de los espectros. La absorción estelar de $H\alpha$ también es menor que en el resto de las líneas.

En su trabajo, Denicoló et al., dan una relación lineal, basada en los cálculos de sus modelos de fotoionización:

$$12 + \log(O/H) = 9,12 + 0,73N2 \quad (6.12)$$

y que, como puede apreciarse en la figura 6.7 se ajusta bastante bien a los valores observados, aunque ellos mismos señalan la gran dis-

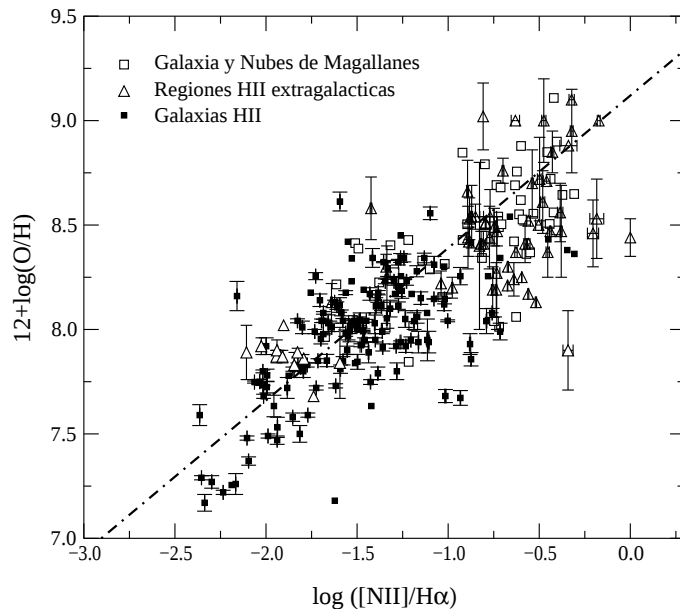


Figura 6.7: Representación del parámetro N2 en relación a la metalicidad de los objetos. También está representado el ajuste lineal dado por Denicoló et al. (2002) y que da $12+\log(\text{O}/\text{H})=9.12+0.73\text{N}2$. La dispersión, como puede verse, es elevada, aunque la relación se mantiene monótona creciente para todo el rango de metalicidades

persión que tiene asociada el parámetro, debido a la dependencia del parámetro de ionización, cuya variación está debida en regiones HII gigantes a la distribución en edades de los cúmulos ionizantes. Dicha variación está representada en la figura 6.8, donde puede apreciarse que el parámetro aumenta cuando disminuye el parámetro de ionización, representado por $[\text{OII}]/[\text{OIII}]$. También hay un elevado grado de incertidumbre debido a la variación de la relación de abundancias entre nitrógeno y oxígeno, que a bajas metalicidades aumenta al ser el nitrógeno de origen primario y no depender, por tanto, de la metalicidad. En nuestro análisis los modelos de fotoionización confirman ambas tendencias.

Los modelos de fotoionización representan nebulosas de geometría plano-paralela ionizadas por una estrella con un continuo de tipo CoStar para distintas temperaturas efectivas y distintos parámetros de ionización. Como puede observarse en la figura 6.9 la dispersión asociada a $\log U$ es aproximadamente 0.4 dex en todos los rangos. Además, hay una serie adicional de modelos para un parámetro de ionización, $\log U$, igual a -2.5, pero con una relación

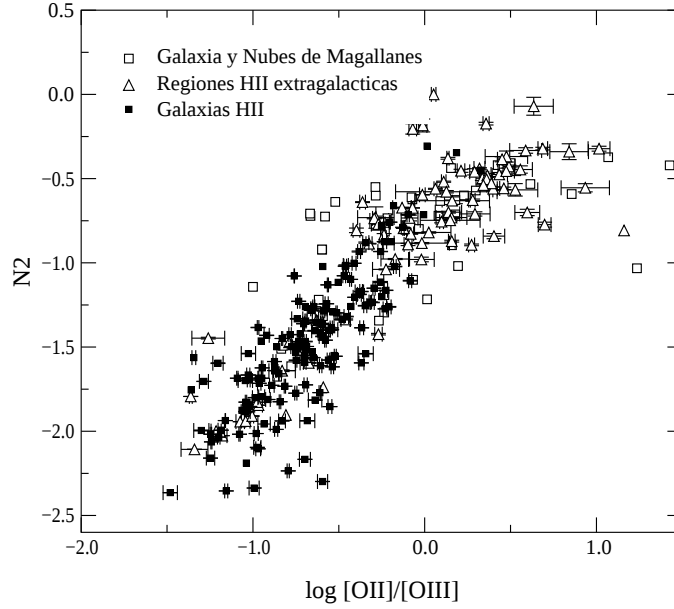


Figura 6.8: Representación del parámetro N2 en relación a $[OII]/[OIII]$, que estima el parámetro de ionización.

de abundancias entre nitrógeno y oxígeno, $\log(N/O)$, igual a -1.5, distinto del valor solar, -1.0, del resto de modelos. Puede apreciarse como estos últimos modelos encajan bien con las observaciones de los objetos de baja metalicidad ya que el valor de N2 es aproximadamente 0.5 dex menor. Con lo cual, la pendiente entre los modelos a baja metalicidad para $\log(N/O) = -1.5$ y los modelos con $\log(N/O) = -1.0$ a alta metalicidad coincide con la pendiente que presentan las observaciones, aunque teniendo en cuenta la dispersión debida al grado de ionización que es idéntica en ambos casos y al margen del grado de incertidumbre que puede presentar la determinación de las relaciones de nitrógeno y oxígeno en cada rango de metalicidad. Dicha tendencia podría representarse mediante la relación:

$$[N/O] = 0,08 + [O/H] \quad (6.13)$$

que daría cuenta del nitrógeno primario más el comportamiento del nitrógeno secundario, dependiente de la metalicidad. (Henry, Edmunds & Köppen, 2000), aunque también introduce un grado de incertidumbre adicional, ya que la producción de nitrógeno también depende de la edad del cúmulo ionizante (Edmunds & Pagel, 1978; Mateucci & Tosi, 1985)

En todo caso, la utilización del parámetro N2 presenta una in-

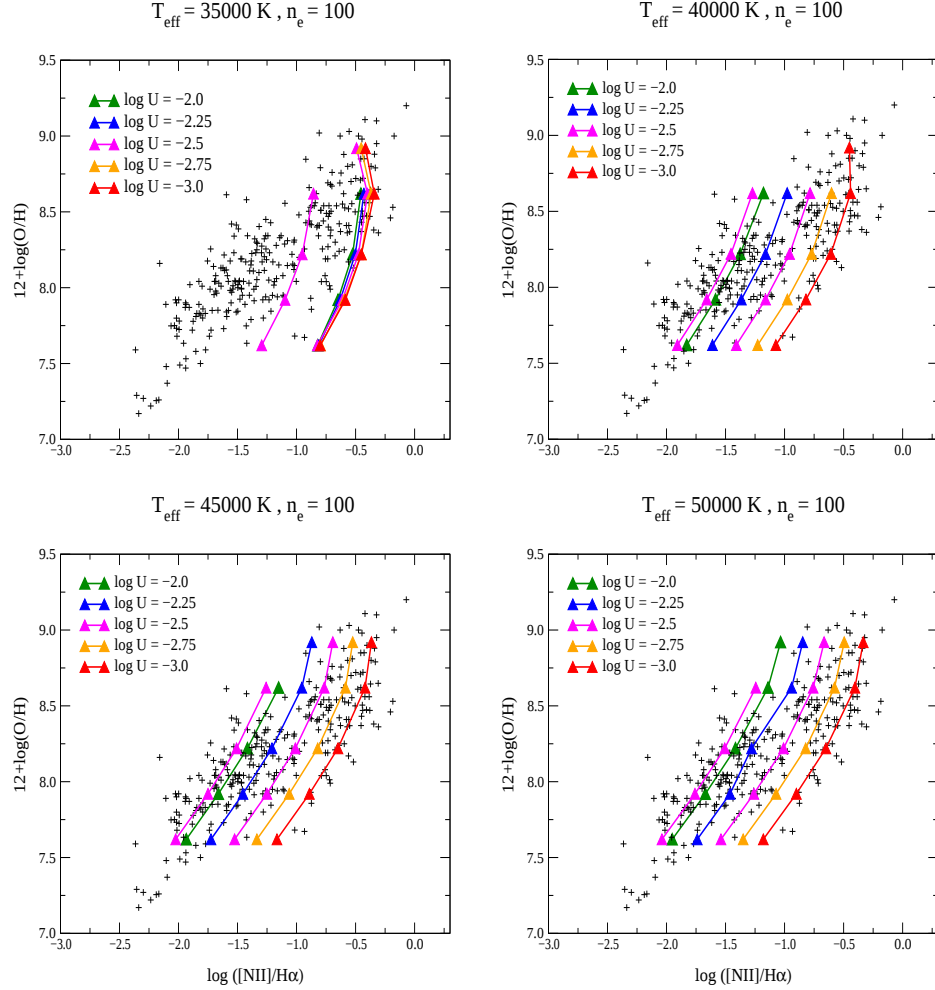


Figura 6.9: Resultados de los modelos de Cloudy 96 para la relación entre N2 y la metalicidad. Los modelos con $\log U = -2.5$ y un valor de N2 menor corresponden a una metalicidad 0.5 dex menor.

certidumbre aún menor en el rango en que O_{23} tiene el cambio de orientación de su curva y en el que encuentran gran cantidad de objetos observables, por lo que N2 es una buena alternativa para la estimación de abundancias químicas en objetos muy lejanos en que estas líneas aún resultan visibles en el espectro óptico.

Se han propuesto recientemente, como alternativas al parámetro N2 la utilización de los cocientes de líneas de $[NII]/[OII]$ y de $[NII]/[SII]$ (Kewley & Dopita, 2002), válidos en el rango de alta metalicidad ($12+\log(O/H) > 8.6$), dado que sólo hay nitrógeno de origen secundario, su abundancia sólo depende de la metalicidad. De esta manera las líneas de $[NII]$ serían más intensas con la metalicidad en contraste con las de $[OII]$ y $[SII]$ que son menos intensas

al ser más metálica la nebulosa y por tanto dichos parámetros son proporcionales a la metalicidad. Estos parámetros tendrían como principal ventaja en relación a N2 en que son independientes del parámetro de ionización.

En las figuras 6.10 y 6.11 se han representado dichos parámetros para nuestra muestra de objetos. Como puede observarse en el rango de baja metalicidad los parámetros no tienen validez debido a la presencia del nitrógeno de origen primario, que provoca que los cocientes $[\text{NII}]/[\text{OII}]$ y $[\text{NII}]/[\text{SII}]$ permanezcan constantes. La variación puede empezar a distinguirse a partir de una metalicidad $12+\log(\text{O}/\text{H})$ igual a 8.4. Sin embargo, la dispersión observada es muy similar en todo este rango a la que presenta N2, con el inconveniente añadido de que no sirven en el régimen de baja metalicidad.

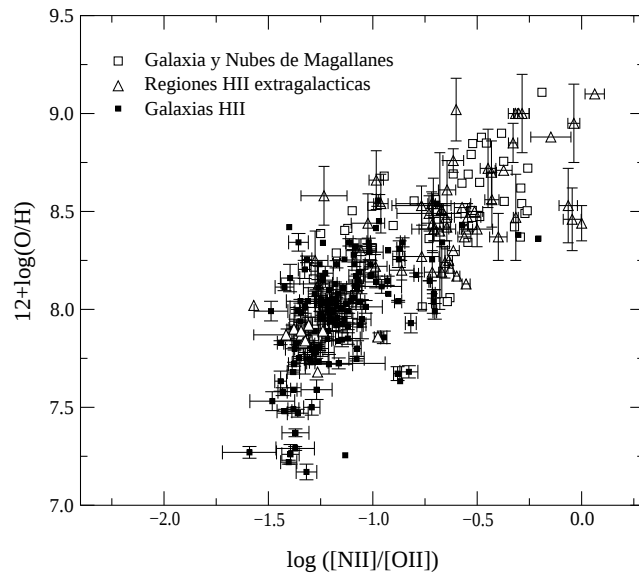


Figura 6.10: Representación para la muestra de objetos del cociente de líneas de $[\text{NII}]/[\text{OII}]$ en función de la metalicidad

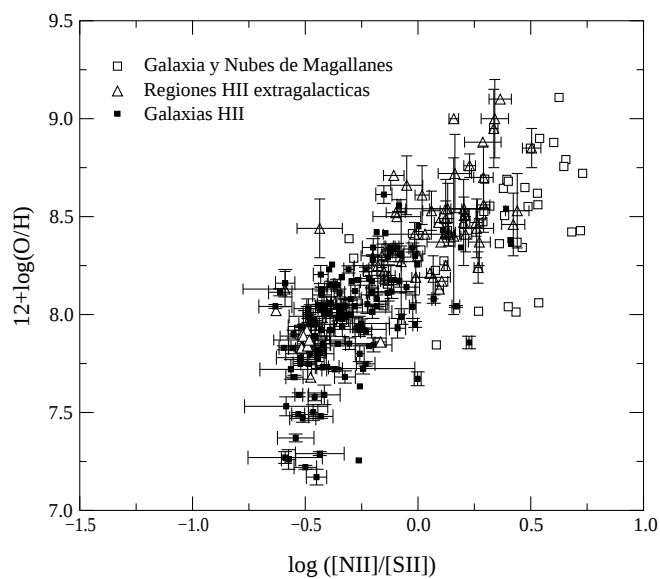


Figura 6.11: Representación para la muestra de objetos del cociente de líneas de $[\text{NII}]/[\text{SII}]$ en función de la metalicidad

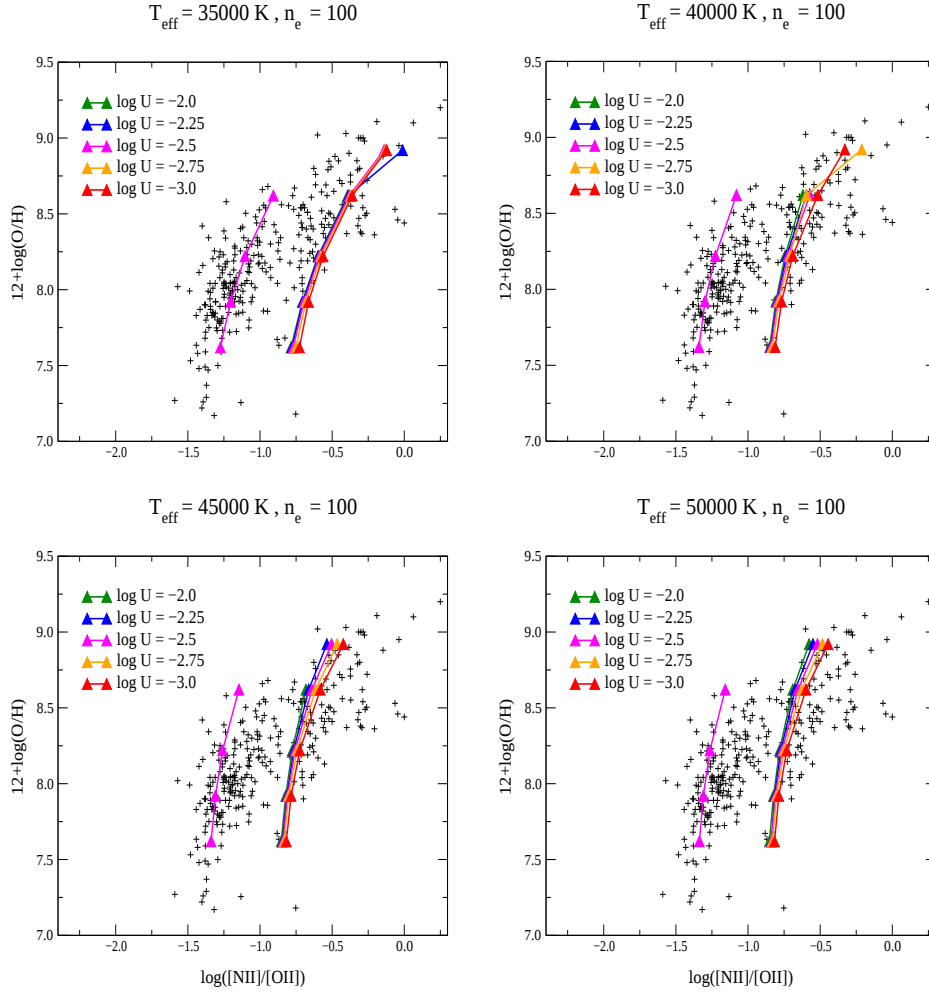


Figura 6.12: Resultados de los modelos de Cloudy 96 para la relación entre $[\text{NII}]/[\text{OII}]$ y la metalicidad. Resultados de los modelos de Cloudy 96 para la relación entre N2 y la metalicidad. Los modelos con $\log U = -2.5$ y un valor de $[\text{NII}]/[\text{OII}]$ menor corresponden a una metalicidad 0.5 dex menor.

En la comparación realizada entre el conjunto de observaciones reunidas y nuestros modelos de fotoionización para el parámetro $[\text{NII}]/[\text{OII}]$, en la figura 6.12, se aprecia como a metalicidades bajas el parámetro es independiente de la metalicidad y el conjunto de modelos que mejor ajusta a las observaciones en este rango es el que se ha realizado para un cociente entre el nitrógeno y el oxígeno correspondiente a $\log(N/O) = -1.5$. El resto de modelos ajusta bien para metalicidad alta ($12+\log(\text{O}/\text{H}) \geq 8.5$) para $\log(N/O) = -1.0$ mostrando una tendencia de $[\text{NII}]/[\text{OII}]$ a aumentar con la metalicidad, aunque tampoco llegan a cubrir todas las observaciones. En este rango la dependencia en el grado de ionización es menor que

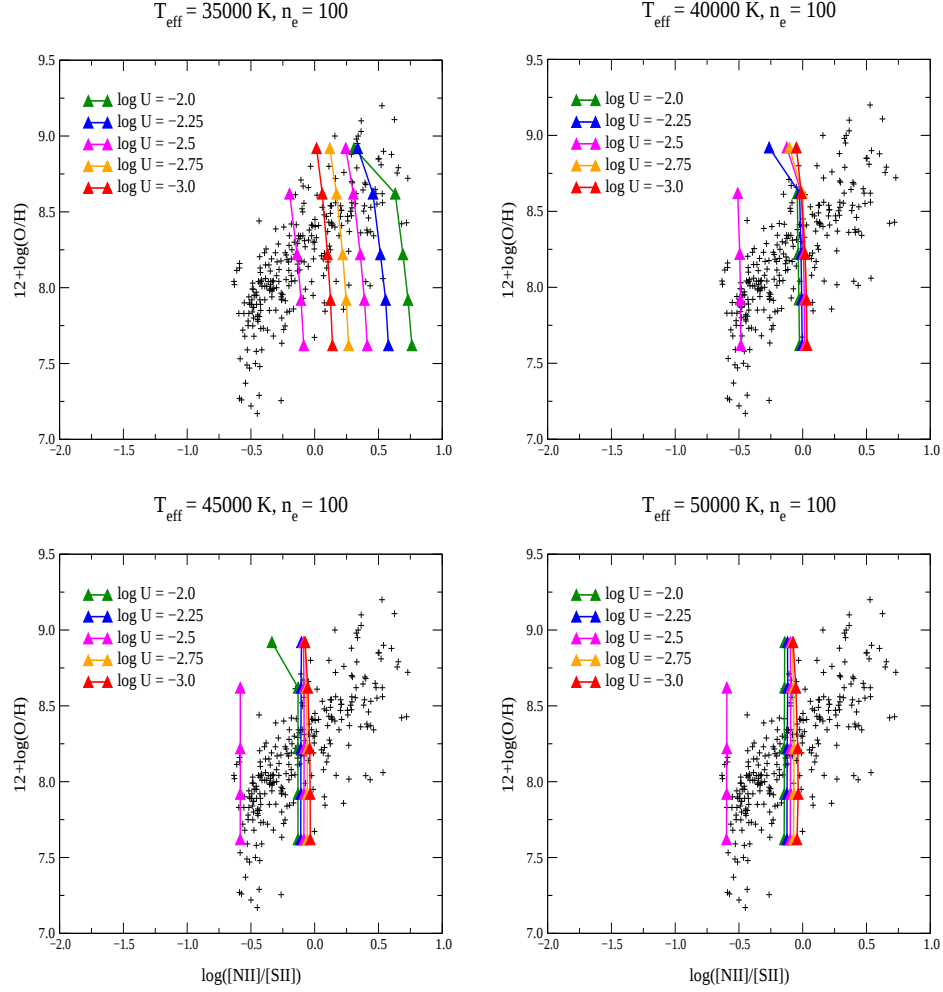


Figura 6.13: Resultados de los modelos de `Cloudy 96` para la relación entre $[\text{NII}]/[\text{SII}]$ y la metalicidad. Resultados de los modelos de `Cloudy 96` para la relación entre N2 y la metalicidad. Los modelos con $\log U = -2.5$ y un valor de $[\text{NII}]/[\text{SII}]$ menor corresponden a una metalicidad 0.5 dex menor.

la del parámetro N2, aunque tampoco es nula. Además presenta una dependencia en la temperatura efectiva de la fuente ionizante, por lo que los modelos predicen una incertidumbre en la medida de $[\text{NII}]/[\text{OII}]$ de aproximadamente 0.3 dex, lo cual es mayor que la incertidumbre obtenida para O_{23} en la rama superior de su calibración.

En cuanto a $[\text{NII}]/[\text{SII}]$, a pesar del hecho de mostrar menor dependencia del enrojecimiento, al estar las líneas involucradas más próximas, el comportamiento del diagrama de las observaciones es muy similar. Sin embargo los modelos no parecen simular bien las tendencias observadas, ya que todos ellos predicen

valores constantes de $[\text{NII}]/[\text{SII}]$ con la metalicidad. En el rango de baja metalicidades, nuevamente, es el conjunto de modelos con $\log(N/O) = -1,5$ el que ajusta mejor. A alta metalicidad los modelos no predicen ninguna variación de $[\text{NII}]/[\text{SII}]$ con la metalicidad, lo que podría deberse a que se tendría que haber tenido en cuenta alguna variación en este régimen del valor del cociente de (S/O) . Además, para temperaturas efectivas bajas (35000 K) aparece una fuerte dependencia en el grado de ionización de la nebulosa.

6.7. El parámetro S_{23}

El parámetro S_{23} fue introducido por vez primera por Vílchez & Esteban (1996) y definido como:

$$S_{23} \equiv \frac{I(6717\text{\AA}) + I(6731\text{\AA}) + I(9069\text{\AA}) + I(9532\text{\AA})}{I(H\beta)} \quad (6.14)$$

es decir que depende de la intensidad de las líneas de $[\text{SII}]$ y $[\text{SIII}]$. Dado que las dos líneas de $[\text{SIII}]$ guardan una relación teórica entre ambas, $I(9532\text{\AA}) = 2.44 \cdot I(9069\text{\AA})$, sólo es necesario disponer de una de ellas, lo cual en muchas ocasiones es muy útil, dado que las líneas telúricas de absorción de vapor de agua de la atmósfera impiden en muchas ocasiones obtener una reducción nítida del par de líneas en este rango en espectros de baja resolución.

Estas líneas de azufre son totalmente equivalentes a las de oxígeno que componen el parámetro O_{23} y, por tanto, su comportamiento en relación a la metalicidad es totalmente similar sólo que dada su mayor longitud de onda su contribución al enfriamiento del gas es relevante a temperaturas mucho menores a través de las líneas en el infrarrojo de $[\text{SIII}]$ a 18 y 35 μ . Este hecho, sumado a que las líneas de azufre son menos sensibles a la temperatura provoca que la relación entre el parámetro y la metalicidad permanezca monótona creciente hasta metalicidades muy altas y no se aprecie un cambio de orientación de la relación en el mismo rango que O_{23} .

Desde el punto de vista observacional las líneas de azufre presentan dos importantes ventajas: primero, las líneas son fácilmente detectables en regiones de gas ionizado tanto de alta como de baja excitación (Díaz, 1999) y segundo: están menos afectadas de enrojecimiento, más aún, pueden ser medidas en relación a alguna de las próximas y numerosas líneas de recombinación de hidrógeno, $H\alpha$, en el caso de las líneas de $[\text{SII}]$ y las líneas de Paschen, para las de $[\text{SIII}]$, con lo que se minimizan las incertidumbres en las calibraciones en flujo, dado que las relaciones entre los flujos de las líneas

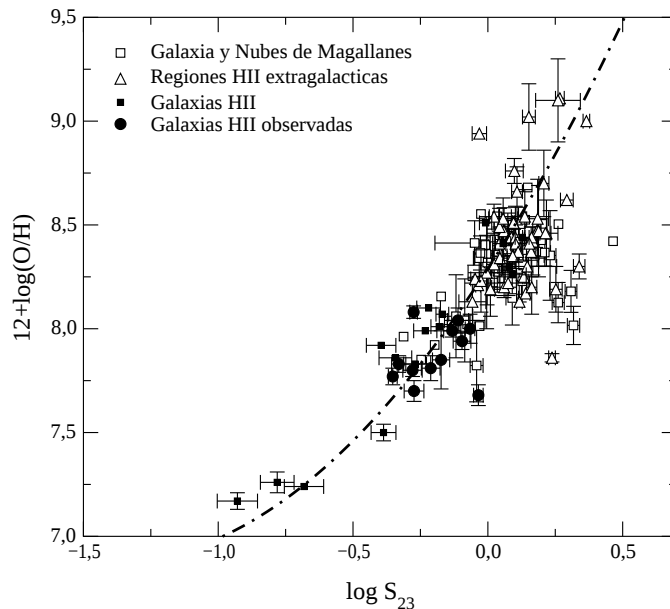


Figura 6.14: Representación para la muestra de objetos del cociente de líneas de S_{23} en función de la metalicidad

de Balmer y de Paschen dependen muy poco de la temperatura. Estas líneas son accesibles espectroscópicamente con detectores CCD en objetos con un redshift de hasta aproximadamente 0.1.

La recopilación de datos para una calibración empírica de este parámetro con la metalicidad no ha podido llevarse a cabo hasta que en los últimos años no ha habido suficientes datos de las líneas de azufre, accesibles ahora que las cámaras CCD son capaces de hacer espectroscopía en el infrarrojo cercano.

Nosotros hemos podido reunir hasta 160 objetos con medición de las líneas de [SIII] en el IR cercano y, al mismo tiempo, una determinación directa de la metalicidad. La muestra incluye regiones HII difusas de la Galaxia, regiones HII gigantes extragalácticas y galaxias HII, entre las que se cuentan los 12 objetos cuyas observaciones se describen en el capítulo 2 de este trabajo.

Como se aprecia en la figura 6.14 la relación permanece univalueada incluso para valores por encima de la metalicidad solar, aunque es a partir de ese valor del que se espera que las intensidades de las líneas empiecen a disminuir, por lo que la relación no valdría para determinar abundancias en objetos muy metálicos. Asimismo, la dispersión es mucho menor en todos los rangos, resultando especialmente útil en la zona de cambio de orientación de la curva de

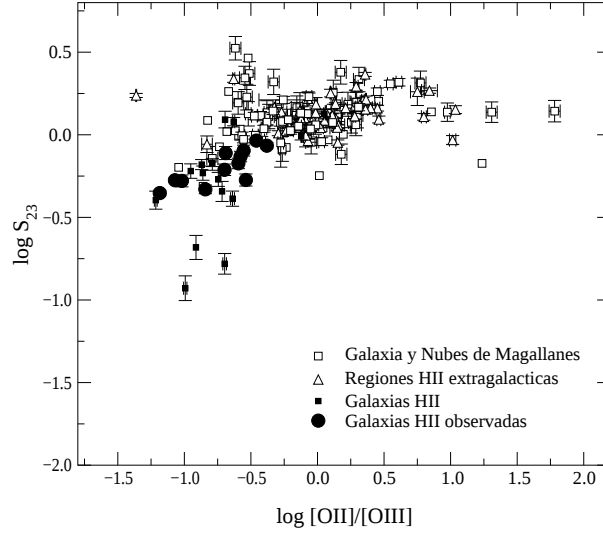


Figura 6.15: Representación para la muestra de objetos del cociente de líneas de S_{23} en función del parámetro de ionización, representado por $[OII]/[OIII]$

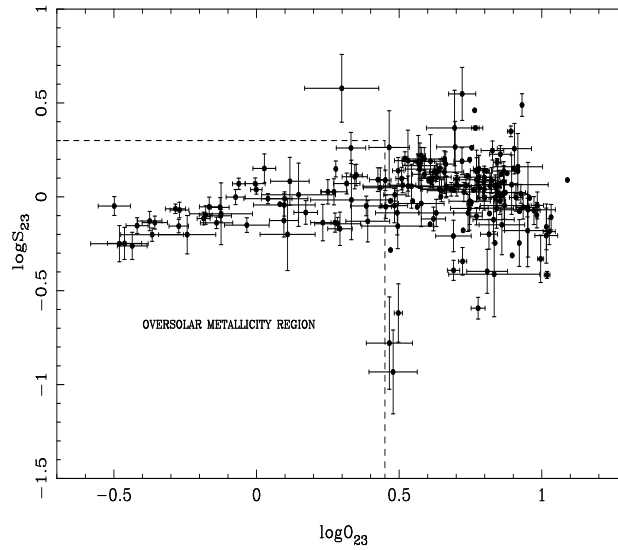


Figura 6.16: Relación entre $\log S_{23}$ y $\log O_{23}$ para la muestra de objetos. Asimismo se señala la zona en que podrían encontrarse los objetos con abundancias de oxígeno sobresolares (en la escala de Grevesse & Sauval.S

O_{23} . Para bajas metalicidades la escasez de puntos entre los valores de $12+\log(O/H)$ 7.2 y 7.6 no permite hacernos una idea de la dis-

persión observacional en este rango, pero todo parece indicar una ligera dependencia del parámetro de ionización, aunque menor que en el caso de O_{23} . Un mayor número de observaciones ayudaría a mejorar la calibración en este rango y es parte de la intención de este trabajo motivar la toma de datos en regiones HII de las líneas de [SIII].

En la figura 6.15 se ha representado el parámetro $\log S_{23}$, en relación a $\log([OII]/[OIII])$, que es inversamente proporcional al parámetro de ionización. Como puede observarse la dependencia del parámetro es mucho menor que la que tenían $\log O_{23}$ o N2. La figura 6.16 muestra la relación entre S_{23} y O_{23} para la muestra de objetos de Díaz & Pérez-Montero (2000) con observaciones de las líneas de [OII],[OIII],[SII] y [SIII], aunque no necesariamente con una determinación de la metalicidad. Los valores mayores de S_{23} corresponden a las observaciones de S5 en M101 ($S_{23}=0,48$), y los objetos con metalicidad solar tienen S_{23} entre 0,28 y 0,48. Por otro lado, el objeto con menor metalicidad conocido, IZw18, tiene un valor de $\log O_{23}$ de 0,47. Estos dos hechos tomados juntos implican que los objetos con $\log O_{23} \leq 0,47$ y $-0,5 \leq \log S_{23} \leq 0,28$ tienen necesariamente abundancias sobresolares. Entre estos hay un total de 48 objetos de los 196 analizados y, por tanto, constituyen cerca de un cuarto de la muestra total. Muchos de ellos son regiones circunnucleares de formación estelar, regiones HII en el interior de discos galácticos y regiones HII en el cúmulo de galaxias de Virgo.

Para $\log O_{23} \geq 0,45$, puede verse que para los objetos con una metalicidad menor hay una correlación positiva entre O_{23} y S_{23} ; NGC5471 con $\log O_{23} \approx 1,00$ y $\log S_{23} \approx 0,10$ podría estar por el final de esta correlación. Así, hay una tendencia a aumentar S_{23} al disminuir O_{23} lo que corresponde a la rama superior de la metalicidad del diagrama de calibración de O_{23} . Para valores de $\log O_{23}$ entre 0,45 y 0,00, la relación entre ambos parámetros se mantiene constante. Finalmente, para valores de $\log O_{23} < 0,00$ hay una aparente tendencia a disminuir S_{23} al disminuir O_{23} , indicando que, para las metalicidades apropiadas, el cambio de orientación de la curva de calibración de oxígeno con S_{23} ya ha tenido lugar.

Los modelos de fotoionización confirman los resultados procedentes de las observaciones. La dependencia del parámetro de ionización existe, pero es mucho menor que en O_{23} , siendo mayor al aumentar la temperatura efectiva. Los modelos no predicen el cambio de orientación a metalicidad solar, por lo que la relación resultaría válida hasta este valor. Además los modelos confirman que la relación no es lineal, hecho confirmado por la posición de IZw18 en el diagrama y debido probablemente a su alta excitación, ya que para el régimen de alta metalicidad una porción mayor del azufre

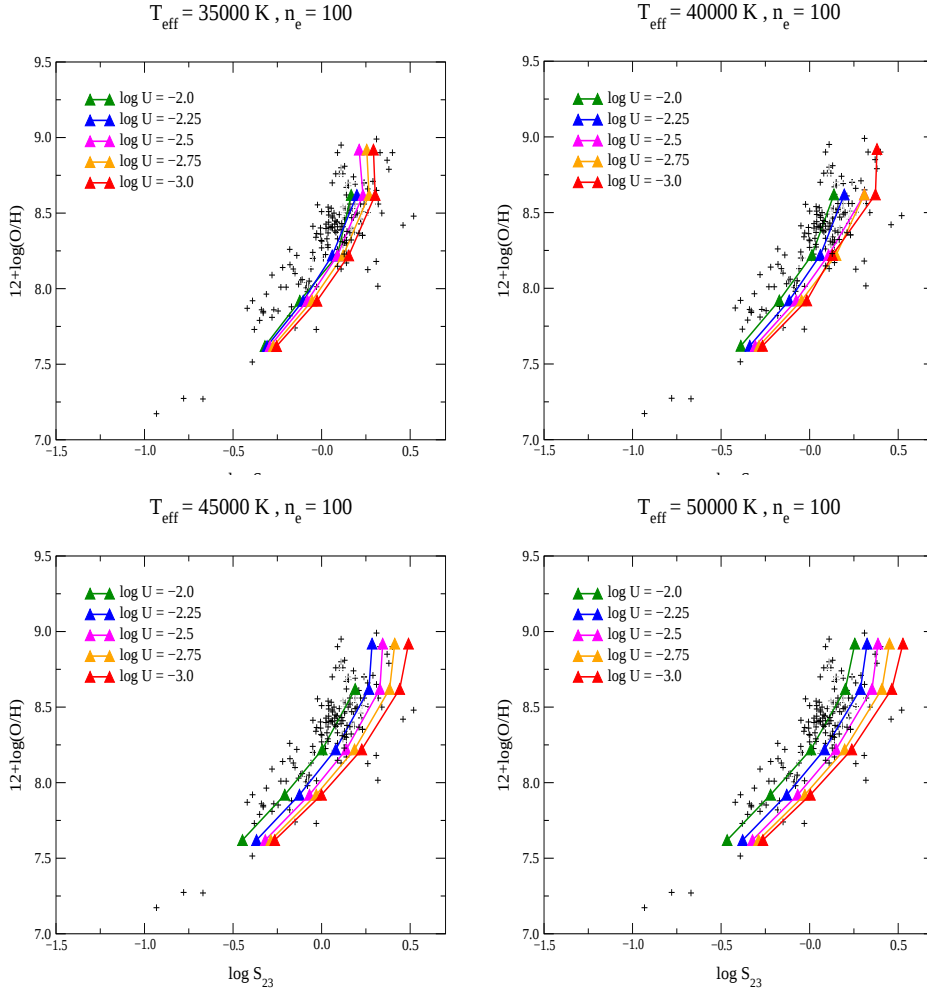


Figura 6.17: Resultados de los modelos de Cloudy 96 para la relación entre S_{23} y la metalicidad.

esté en un estado más alto de ionización, $[SIV]$, y las líneas de $[SII]$ y $[SIII]$ son menos intensas. Por ello, el ajuste cuadrático que se propone en este trabajo, y que está basado tanto en las observaciones como en los modelos de fotoionización es el siguiente:

$$12 + \log(O/H) = 8,29 + 2,02 \log S_{23} + 0,72(\log S_{23})^2 \quad (6.15)$$

con una dispersión de 0.15 dex en todos los rangos.

Recientemente, ha habido autores (Oey & Shields, 2000) que han propuesto tener en cuenta la contribución de $[SIV]$ a través de la línea en 10.52μ , con lo que el parámetro de calibración se denominaría S_{234} :

$$S_{234} \equiv \frac{I(6717\text{\AA}) + I(6731\text{\AA}) + I(9069\text{\AA}) + I(9532\text{\AA}) + I(10,5\mu)}{I(H\beta)} \quad (6.16)$$

Dicha contribución, según estos autores, es crucial en aquellos objetos de alta excitación en los cuales la radiación ionizante es capaz de producir iones O^{2+} y S^{3+} , dado que tienen potenciales de ionización muy similares (35.12 eV y 34.83 eV, respectivamente). El parámetro S_{234} permitiría corregir los efectos de inhomogeneidad que tiene S_{23} en el interior de las nebulosas, en contraste con O_{23} , como puede apreciarse en la figura 6.3. Dicha contribución sólo sería relevante en objetos de alta excitación y/o alta metalicidad. Asimismo, también disminuiría la dependencia de S_{23} en el parámetro de ionización.

Sin embargo, son muy pocos los trabajos en los que se disponga de datos espectroscópicos en el óptico y en el infrarrojo cercano y medio simultáneamente que permitan hacer una calibración empírica del nuevo parámetro. Sí existen numerosos datos de nebulosas planetarias (NP), para las cuales, sin embargo, no son válidas las calibraciones empíricas aquí comentadas dada la disparidad de condiciones físicas (alta densidad, temperatura y grado de ionización) que se dan en estos objetos.

Pueden utilizarse dichas observaciones para comprobar el efecto que tiene no considerar las líneas de todas las especies ionizadas del azufre en el parámetro en objetos de alta excitación. Las referencias de las observaciones de dichas NP están dadas en el cuadro 6.3. En dicho cuadro están marcadas aquellas fuentes que proporcionan la información de la línea en el infrarrojo medio de [SIV] a 10.52μ .

En la parte superior de la figura 6.18 se ve cómo la casi todas las NPs presentan valores mucho menores de S_{23} para la metalicidad correspondiente en comparación con las regiones HII, que en la misma figura están representadas por los objetos de Díaz & Pérez-Montero (2000). Esto podría deberse a su alto estado de excitación y a la elevada temperatura efectiva de los restos de la estrella central. Dicho estado provoca que la estructura de ionización sea totalmente diferente, dado que hay una mayor fracción de especies en estados de ionización más altos. En la figura inferior, para las NP, se tiene en cuenta la contribución de [SIV], lo que disminuye enormemente la dispersión acercándose a la relación que se aprecia para las regiones HII. Posiblemente en estos objetos habría que tener en cuenta también una fracción de azufre convertida en S^{4+} . En regiones HII gigantes, sin embargo, dicha fracción, dado el elevado potencial de ionización de S^{4+} (47.30 eV) sería insignificante ($S^{4+}/S \leq 0.02$, incluso en nebulosas ionizadas por cúmulos con es-

trellas Wolf-Rayet, en los cuales $\text{He}^{2+}/\text{He} \geq 0.4$), (Oey & Shields, 2000).

Recientemente, Vermeij et al. (2002) han publicado un trabajo en el que presentan datos espectroscópicos tomados con el satélite *ISO* (Infrared Space Observatory) de la parte óptica e infrarroja de una serie de regiones HII en las Nubes de Magallanes. Estas observaciones incluyen las líneas de [SII], [SIII] y [SIV] por lo que pueden servir de ayuda para evaluar las ventajas del nuevo parámetro, aunque los objetos observados no son tan numerosos como para poder hacer una calibración empírica. También se ha representado la nebulosa de Orión, para la cual hay observaciones en el infrarrojo medio que incluyen la línea de [SIV] realizadas por Lester, Dinerstein & Rank (1979) utilizando el telescopio Shane. En las figuras 6.19 y 6.20 pueden apreciarse los objetos observados, con su metalicidad determinada mediante el método directo, y la comparación entre S_{23} (figura 6.19, con la relación propuesta en este trabajo) y S_{234} (figura 6.20) con la metalicidad.

Como puede apreciarse, la dispersión que se obtiene con ambos parámetros es muy similar, aunque sí podría afirmarse que para cada grupo de objetos, tener en cuenta la contribución de [SIV] corrige levemente de la inhomogeneidad interna del parámetro. Puede observarse que los valores de **30 Doradus** coinciden mejor con los del resto de LMC utilizando $\log S_{234}$ que $\log S_{23}$. En todo caso la

Cuadro 6.3: Fuentes de los flujos de las líneas de [SII], [SIII] y [SIV] y de las metalicidades para las nebulosas planetarias de la figura 6.14.

Fuentes ^a	Fuentes ^a
Aitken & Roche, 1982*.	Aller et al., 1976, 1996.
Aller & Czyzak, 1983.	Aller & Keyes, 1987.
Aller & Hyung, 1995.	Balick et al., 1994.
Barker, 1978a*, 1978b*, 1978c, 1980, 1983, 1985*.	
Barker & Cudworth, 1984*.	Beck et al. 1981*.
Bohigas & Olguin, 1996*.	Clegg et al. 1987*.
Cohen & Barlow, 1980*.	Condal, 1982.
Corradi et al. 1997.	Dinerstein, 1980.
Faundez-Abans & Maciel, 1986.	Feibelman et al., 1994.
French et al., 1981.	Hawley & Miller, 1978.
Hyung et al. 1993, 1994a, 1994b, 1994c, 1995.	
Hyung & Aller, 1995a, 1995b, 1996, 1997a, 1997b, 1999.	
Moreno et al., 1994.	Natta et al., 1980.
Perinotto et al. 1991*.	Pottasch et al. 1986*.
Roche et al., 1983.*	Roche & Aitken, 1986.*
Rudy et al., 1993.	Simpson, 1974.
Shields et al., 1991.	Torres-Peimbert & Peimbert, 1977.

^aLas fuentes marcadas con * son las que dan los flujos de la línea de [SIV]

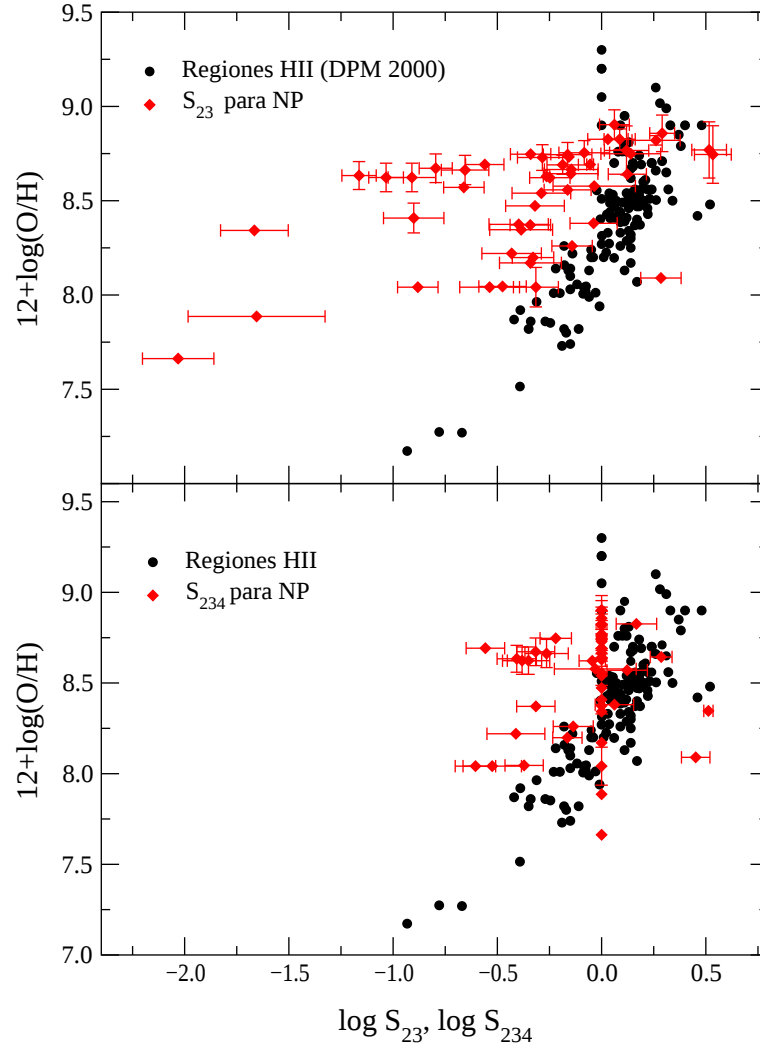


Figura 6.18: Diálogo de S_{23} y S_{234} en relación a la metalicidad para una muestra de regiones HII y nebulosas planetarias. En ambos gráficos, en círculos negros, se representa S_{23} para las regiones de Díaz & Pérez-Montero (2000: DPM 2000). En rombos rojos se representan las nebulosas planetarias, arriba S_{23} y abajo S_{234} . Las referencias de las nebulosas planetarias están comentadas en el texto.

dispersión observacional es muy similar, lo cual podría deberse a las incertidumbres asociadas a la observación de la línea de 10.52μ , para la cual, además, las líneas más próximas de recombinación son las de la serie de Brackett.

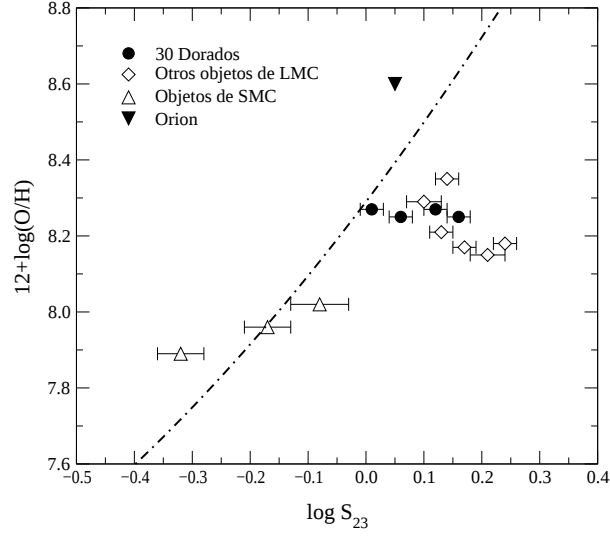


Figura 6.19: Relación entre la metalicidad y $\log S_{23}$ para los objetos de las Nubes de Magallanes observados por Vermeij et al. (2002) y para la nebulosa de Orión (Lester et al., 1979). La línea de puntos y rayas representa la relación deducida en este trabajo.

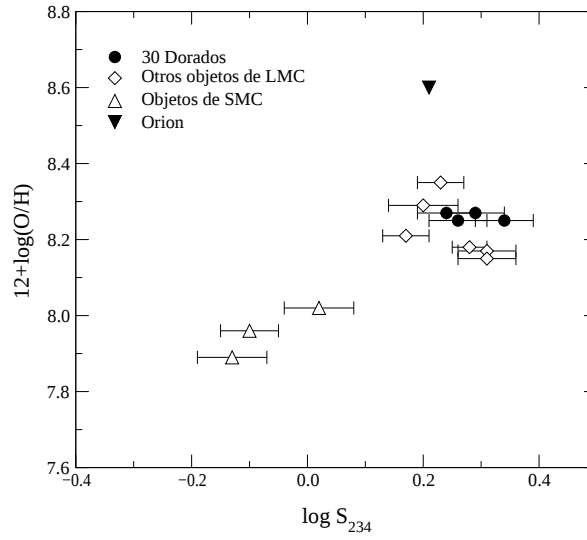


Figura 6.20: La misma relación pero teniendo en cuenta la contribución de la línea de [SIV] a 10.5μ , dando lugar al parámetro $\log S_{234}$

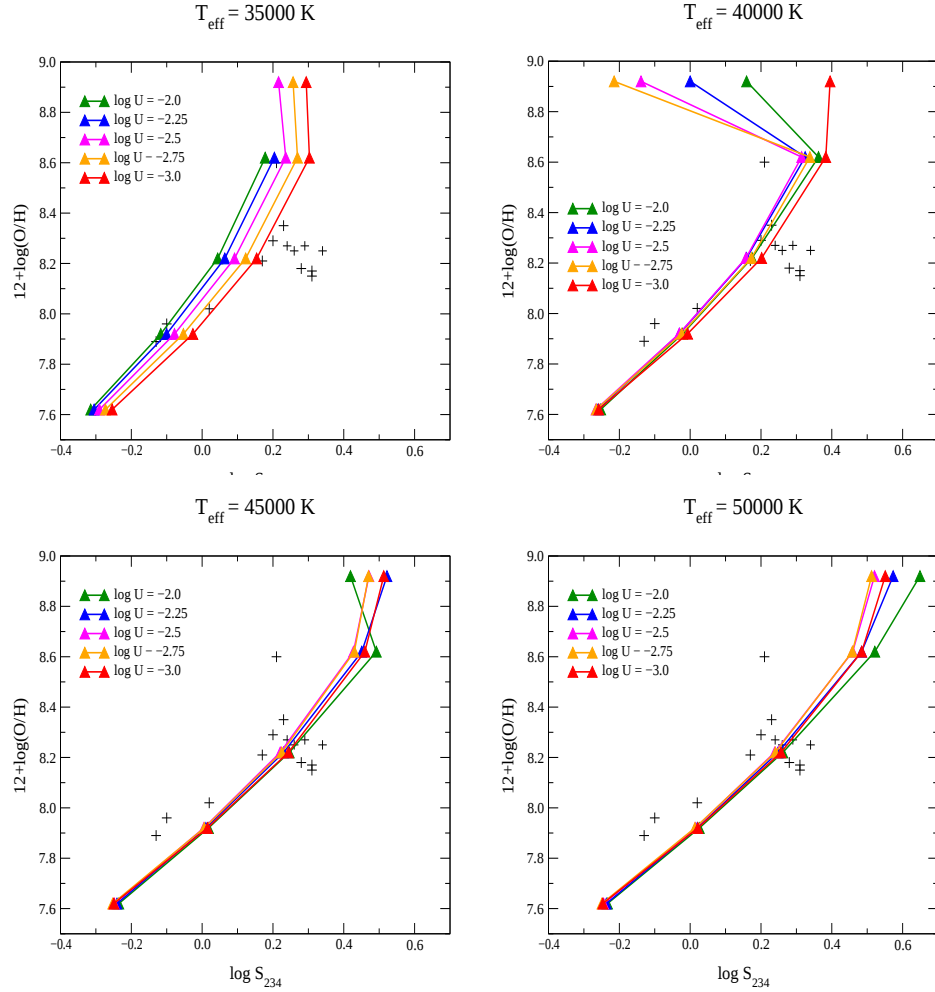


Figura 6.21: Resultados de los modelos de Cloudy 96 para la relación entre S_{234} y la metalicidad.

Si observamos la comparación entre los modelos de fotoionización y las observaciones que se muestran puede apreciarse como la dependencia en el parámetro de ionización es mucho menor que en S_{23} y prácticamente nula para temperaturas efectivas mayores que 40000 K. Sin embargo, a temperaturas menores la dependencia en $\log U$ es prácticamente la misma que en S_{23} . El parámetro, por otro lado, también presenta una dependencia de la temperatura efectiva, de tal modo, que aumenta al aumentar ésta. La forma de la curva en el rango de baja metalicidad apenas sufre variaciones con respecto a S_{23} , ya que en este rango, la contribución de [SIV] es mínima. A altas metalicidades, el cambio de orientación de la curva se espera, al igual que en S_{23} a metalicidades aproximadamente iguales a la solar.

Por tanto, puede afirmarse que tener en cuenta la contribución de [SIV] dentro de S_{23} sí puede traer ventajas, ya que los modelos predicen una menor dispersión y las observaciones que existen confirman que es insensible a la estructura interna de ionización de las nebulosas de gas ionizado ricas en metales, ya que tiene en cuenta la fracción de azufre en forma de S^{3+} . Sin embargo, la situación en el infrarrojo medio de la línea de [SIV] impide obtener un mayor número de datos para la calibración empírica de dicho parámetro. Es posible predecir la contribución de dicha línea mediante la utilización de modelos de fotoionización para cada objeto, pero la dispersión asociada a una calibración realizada a partir de dichos modelos no tendría una dispersión menor a la mostrada por la calibración empírica de S_{23} .

6.8. El parámetro S_{23}/O_{23} como estimador de gradientes de abundancias

La validez de cada uno de los parámetros empíricos basados en las líneas brillantes de los espectros de gas ionizado está casi siempre acotada a un determinado rango de metalicidad. En el caso de O_{23} , el poseer una dependencia bivaluada con la metalicidad provoca una enorme incertidumbre en una zona vital en la que yacen numerosos objetos. En el caso de $S_{23(4)}$, dicho cambio de orientación de la curva también se produce, aunque ocurre en una zona menos comprometida en el sentido de que hay un menor número de objetos, aunque es precisamente en un rango, el de altas metalicidades, en el que dicho parámetro podría resultar más útil. Dicha diferencia de comportamiento se produce porque las líneas de oxígeno y de azufre son relevantes en el enfriamiento nebuloso a diferentes energías, lo que se traduce en el gas por diferentes temperaturas. Por ello, cuando las líneas de oxígeno empiezan a hacerse más débiles por la mayor presencia de metales, las líneas de azufre aún se hacen más intensas y hace falta una mayor cantidad relativa de azufre para que empiece a sentir su presencia predominante en el enfriamiento nebuloso.

Cuando lo que se pretende es estudiar propiedades de algunos objetos que tienen como característica una gran variación interna de la metalicidad, estos dos parámetros pierden gran parte de su validez ya que no están calibrados de manera única para todo el rango de variación de dichos objetos. En el caso de O_{23} , tiene una calibración para metalicidades bajas y otra, basada sólo en modelos de fotoionización para metalicidades altas. En el caso de S_{23} , sólo se dispone de la calibración dada en este trabajo, la cual alcanza la

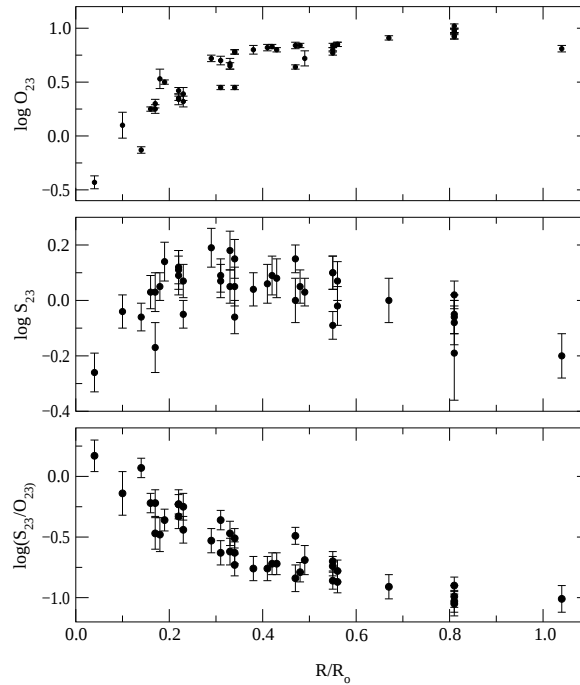


Figura 6.22: Variación radial de los distintos parámetros O_{23} , S_{23} y la combinación de ambos S_{23}/O_{23} en función de la distancia galactocéntrica para M101. (Datos de Kennicutt & Garnett, 1996)

mayoría de los objetos, pero no aquellos de metalicidad muy alta que podemos encontrar, por ejemplo, en las regiones circunnucleares de las galaxias normales.

El estudio de los gradientes de metalicidad en galaxias de disco es uno de los asuntos que podría verse impulsado por la introducción de un parámetro que permitiera su calibración en todo el rango del disco. Dicha calibración serviría, por ejemplo, para determinar si dicho gradiente sufre un aumento de su pendiente en las zonas más internas o si, por el contrario, es plano y apenas sufre variaciones. Este es uno de los problemas abiertos aún en el estudio de la metalicidad en galaxias espirales y muchos modelos de evolución química en dichos objetos que dependen de un resultado observacional en este aspecto. En la figura 6.22 hemos representado 41 regiones HII de la galaxia M101, observadas por Kennicutt & Garnett (1996) a diferentes distancias galactocéntricas. Tanto $\log O_{23}$, a una distancia mayor, como $\log S_{23}$, más cerca del centro, sufren un descenso provocado por el aumento de la metalicidad. Sin embargo, una com-

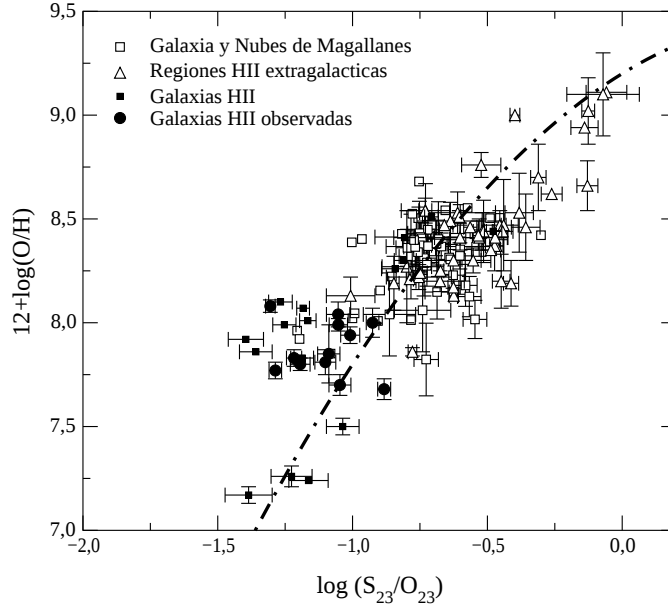


Figura 6.23: Relación para la muestra compilada de regiones HII, entre la metalicidad y el parámetro $\log S_{23}/O_{23}$. La línea gruesa de puntos y rayas es el ajuste obtenido al combinar las observaciones con los resultados provenientes de los modelos de fotoionización.

binación de ambos, como puede verse en el panel inferior, continúa aumentando en todo rango, lo que indica que también puede ser calibrado para metalicidades altas. Así pues, dicha combinación, $\log(S_{23}/O_{23})$, podría ser una poderosa herramienta para estudiar dichos gradientes.

En la figura 6.23 se han representado la abundancia de oxígeno y $\log(S_{23}/O_{23})$ para los objetos de nuestra muestra con líneas en el óptico y en el infrarrojo cercano de [SIII] y con una determinación directa de la metalicidad. Como puede observarse la relación permanece univaluada en todo rango de metalicidades aunque el ajuste no es lineal, sino cuadrático, al igual que en el caso de $\log S_{23}$. Nuevamente, quizá, el aporte de la línea de [SIV] sea de importancia, pero la escasez de datos con dicho aporte medido de manera directa impide cualquier tipo de calibración empírica. Asimismo, no es posible añadir datos de alta metalicidad a la relación dado que en estos objetos no se puede medir la línea auroral de [OIII] y, por tanto, acceder a la metalicidad de manera directa. No obstante, en la figura 6.22 se aprecia cómo el parámetro continua creciendo en las zonas internas de M101, lo cual es prueba clara de que crece con

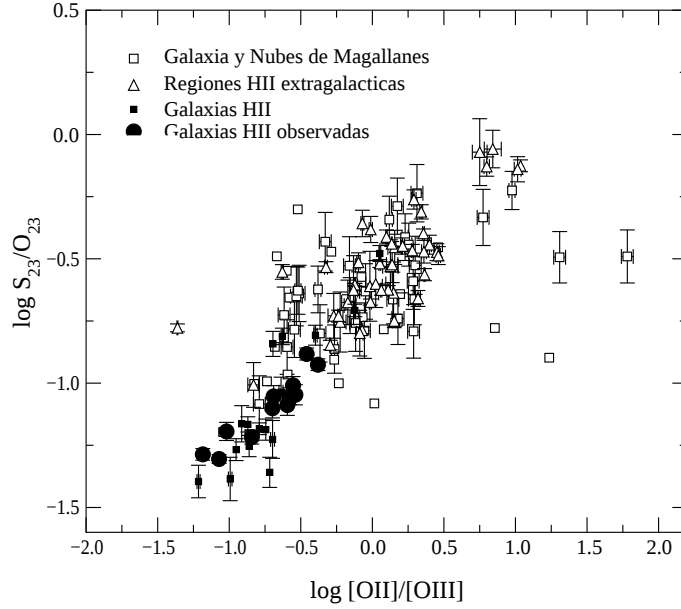


Figura 6.24: Relación entre $\log S_{23}/O_{23}$ y $[OII]/[OIII]$ para la muestra de objetos

la metalicidad en todo rango.

En la figura 6.24 se aprecia la dependencia que el nuevo parámetro tiene con el grado de ionización de la nebulosa. La anticorrelación que muestra con $\log U$ es consecuencia de la correlación que presenta $\log O_{23}$ y que produce una dispersión similar debido a este hecho. Sin embargo, el aporte de las líneas de azufre hace que el nuevo parámetro permanezca univaluado para toda metalicidad.

La comparación de los datos con los modelos de fotoionización confirman el comportamiento monótono creciente con la metalicidad, aunque también predice una dependencia del parámetro de ionización, herencia de los dos parámetros de los que procede y que se hace más aguda a temperaturas efectivas mayores. El valor del parámetro es mayor a parámetro de ionización menor. Este hecho combinado con un valor del parámetro menor para temperaturas efectivas mayores, provoca una dispersión en torno a 0.3 dex.

Utilizando tanto los datos observacionales como los modelos para predecir un ajuste se obtiene:

$$12 + \log(O/H) = 9,2 + 0,8 \cdot \log\left(\frac{S_{23}}{O_{23}}\right) - 0,6 \cdot \log^2\left(\frac{S_{23}}{O_{23}}\right) \quad (6.17)$$

Dicho ajuste puede utilizarse para ajustar el gradiente de me-

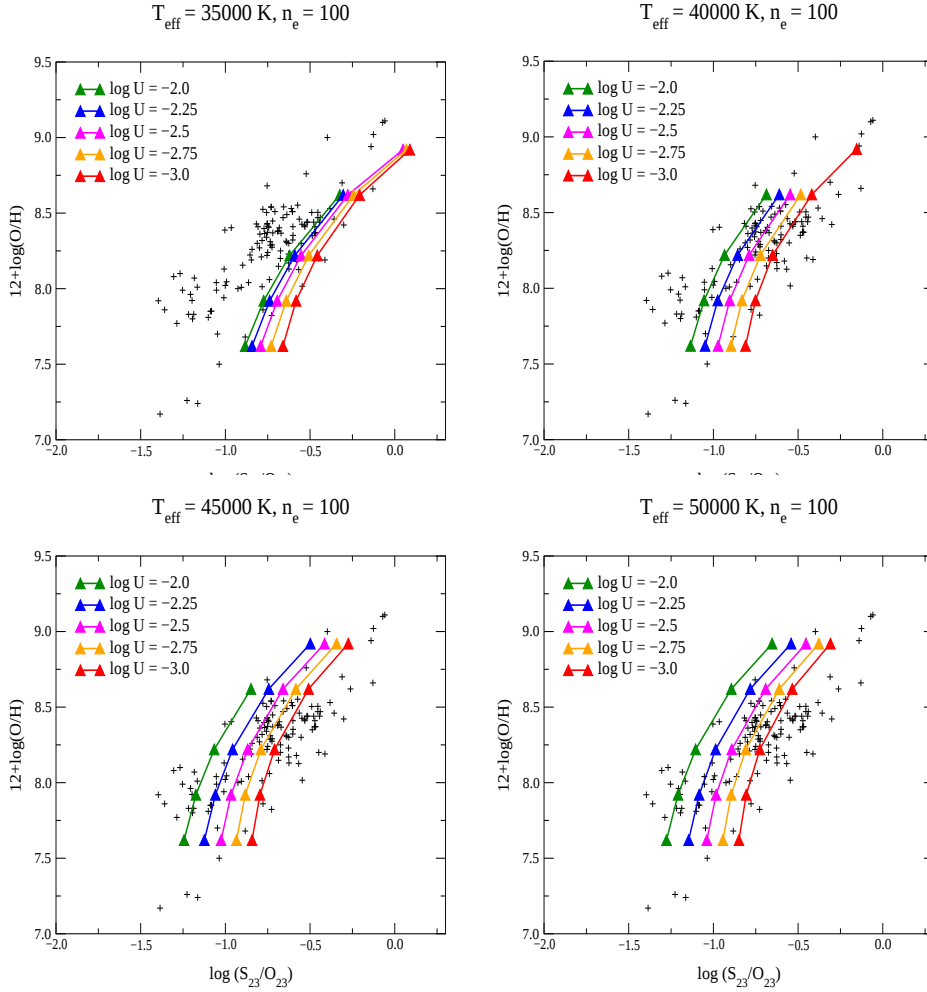


Figura 6.25: Resultados de los modelos de Cloudy 96 para la relación entre S_{23}/O_{23} y la metalicidad.

talidad en M101, la cual, desgraciadamente, es el único objeto, brillante y cercano, con bastantes medidas de las diversas líneas brillantes en regiones HII a distintas distancias galactocéntricas. Dicho objeto ha provocado un intenso debate acerca de la forma que dicho gradiente posee. Diversos autores (Zaritsky, 1992; Scowen et al., 1992; Vila-Costas & Edmunds, 1992) han señalado un aumento de la pendiente en las zonas más internas. Sin embargo, en trabajos posteriores, Henry & Howard (1995) y también Pilyugin (2001), que hace uso de su propia calibración de abundancias por medio de su parámetro P, afirman que el gradiente sigue una ley exponencial, más que en forma de ley de potencias, a lo largo de todo el disco. Por su parte, en el estudio del que se han tomado en este trabajo los datos, Kennicutt & Garnett (1996) demuestran que el uso de

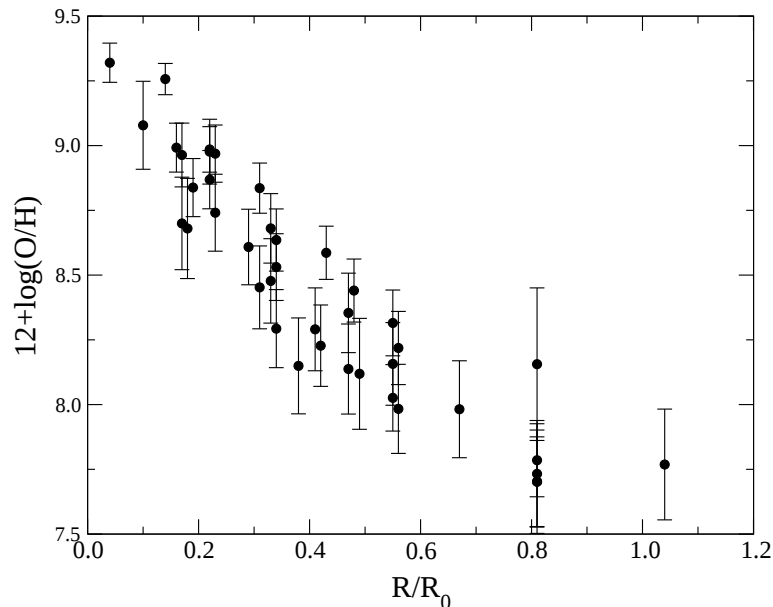


Figura 6.26: Aspecto del gradiente de metalicidad en M101 utilizando el ajuste de S_{23}/O_{23} .

una u otra calibración empírica de O_{23} conduce a una u otra forma. La calibración de Edmunds & Pagel (1984) conduce a un gradiente desigual, mientras que las de McCall, Rybski & Shields (1985) y la de Dopita & Evans (1986) dan lugar a un gradiente plano. En todo caso obtienen un gradiente para este objeto de 0.04-0.05 dex/kpc en forma decreciente hacia el exterior.

El ajuste mediante el parámetro aquí propuesto, S_{23}/O_{23} , parece confirmar la hipótesis de un aplanamiento del gradiente en las zonas exteriores, tal como puede verse en la figura 6.26. La variación total de metalicidad obtenida coincide con la dada por Kennicutt & Garnett, sin embargo esta variación se produce de forma desigual, ya que el gradiente obtenido es de aproximadamente 0.07 dex/kpc hasta un radio igual a $0.55R_0$ y a partir de ahí, se reduce de manera evidente hasta las zonas más externas a un valor medio de 0.025 dex/kpc.

6.9. Conclusiones

La determinación de abundancias químicas en nébulosas de gas ionizado a través de las líneas intensas es de gran relevancia en el estudio de objetos en distintos rangos evolutivos y a diferentes

distancias. Por ello, la búsqueda de la menor incertidumbre en dicha determinación es una cuestión de gran importancia.

En este capítulo hemos estudiado aquellos parámetros que estimamos son más utilizados por la mayoría de los autores y los hemos sometido a un exhaustivo análisis que consta de la comparación directa con una muestra de objetos representativos de las condiciones físicas más habituales y con un conjunto de modelos de fotoionización para explicar las variaciones e incertidumbres a que dichos parámetros están sometidos al compararlos directamente con la abundancia de oxígeno, que es la más representativa y controla más directamente las condiciones físicas que rigen la intensidad de las líneas brillantes de emisión.

La manera más efectiva de comparar los parámetros es a través de la dispersión cuadrática media de los residuos de los datos observacionales con los mejores ajustes obtenidos y de una estimación del rango de metalicidades en que dicho parámetro resulta válido. Otro aspecto a tener en cuenta es el del corrimiento al rojo del objeto observado, que impide que algunas líneas intensas de emisión sean visibles en el rango óptico, que va de unos 3000 Å hasta 1 μ y que constituye el rango en que la mayoría de los detectores actuales son sensibles..

El parámetro R_{23} , que aquí hemos preferido llamar O_{23} para distinguirlo de S_{23} , es el preferido por la mayoría de los autores ya que la longitud de onda en que las líneas que lo componen se encuentran, permiten que se pueda determinar hasta para objetos próximos a un valor $z \approx 1$. Sin embargo tiene como principal desventaja el hecho de tener dos calibraciones diferentes para cada rango de metalicidad.

La calibración de la rama inferior se puede considerar válida hasta valores de la abundancia de oxígeno en que la intensidad de las líneas de [OII] y [OIII] comienza a disminuir y en que, por tanto, hay un cambio de orientación en la relación de O_{23} con la metalicidad, en torno a $12 + \log(O/H) \approx 8.0$. Además en dicho rango hay una dependencia del parámetro de ionización. Para esta rama, a partir de sus modelos de fotoionización, McGaugh (1991), obtiene la siguiente calibración con una dependencia explícita en $\log U$, a través del cociente [OIII]/[OII].:

$$12 + \log(O/H) = 12 - 4,944 + 0,767x + 0,602x^2 - y(0,29 + 0,332x - 0,331x^2) \quad (6.18)$$

donde:

$$x \equiv \log O_{23} \equiv \log \left(\frac{[OII]\lambda 3727 + [OIII]\lambda\lambda 4959, 5007}{H\beta} \right) \quad (6.19)$$

$$y \equiv \left(\frac{[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007}{[OII]\lambda 3727} \right) \quad (6.20)$$

El ajuste de los datos observacionales que hemos reunido con esta calibración se muestra en la figura 6.27 A). Dicho ajuste cae en un valor medio de 0.27 dex por debajo de los objetos, los cuales muestran una dispersión de tan solo 0.12 dex. Dicha calibración, pues, demuestra la conveniencia de tener en cuenta explícitamente el parámetro de ionización, aunque la calibración en sí misma deba ser revisada.

La rama superior está calibrada prácticamente sólo en base a modelos de fotoionización, dada la escasez de objetos con un valor de la metalicidad determinada de manera directa en este rango, tan sólo S5, en M101 (Kinkel & Rosa, 1994) y CDT1 en NGC1232 (Castellanos et al., 2002). Nosotros hemos considerado que dicha rama puede ser válida a partir de un valor $12 + \log(O/H) \approx 8.4$. En dicho rango la calibración de McGaugh es:

$$\begin{aligned} 12 + \log(O/H) = & 12 - 2,939 - 0,2x + 0,237x^2 - 0,305x^3 \\ & - 0,0283x^4 - y(0,0047 - 0,0221x \\ & - 0,102x^2 - 0,0817x^3 - 0,00717x^4) \end{aligned} \quad (6.21)$$

que tiene mucha menor dependencia de $\log U$ y que está mostrada en la figura 6.27 B), prediciendo un valor medio de 0.34 dex superior a la media de los objetos, que muestran una dispersión de 0.18 dex. En este caso, además se aprecia como la metalicidad que predice la calibración aumenta con respecto a la calculada mediante el método directo a metalicidades menores. Dado que toda calibración en este rango depende del conjunto de modelos podemos comparar también con la calibración de Zaritsky, Kennicutt & Huchra (1994):

$$12 + \log(O/H) = 9,265 - 0,33x - 0,202x^2 - 0,207x^3 - 0,333x^4 \quad (6.22)$$

y que está representada en la figura 6.28 Dicha calibración predice valores medios 0.17 dex mayores como media y con una dispersión de 0.20 dex, lo que demuestra que en este rango tener en cuenta explícitamente la dependencia en $\log U$ no es relevante. Además se comprueba que la calibración semiempírica, es decir con la ayuda de modelos, conduce a una incertidumbre añadida debida al código, parámetros y coeficientes atómicos utilizados.

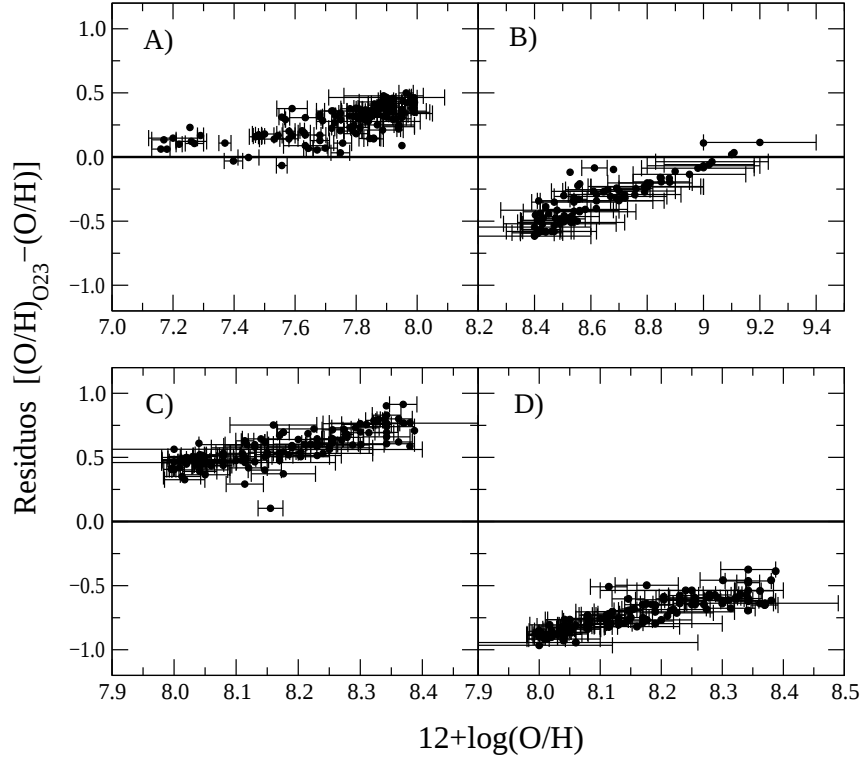


Figura 6.27: Representación de los residuos de los datos observacionales con respecto a los ajustes en distintos rangos de metalicidad con la calibración de McGaugh (1991): A) Ajuste para los objetos de la rama inferior ($12+\log(\text{O}/\text{H}) < 8.0$), B) Ajuste para los objetos de la rama superior ($12+\log(\text{O}/\text{H}) > 8.4$), C) Ajuste de la rama inferior para los objetos de la zona intermedia ($8.0 \leq 12+\log(\text{O}/\text{H}) \leq 8.4$), D) Ajuste de la rama superior para los objetos de la zona intermedia.

En la zona de cambio de orientación ($8.0 \leq 12+\log(\text{O}/\text{H}) \leq 8.4$), ninguno de los ajustes de McGaugh es válido aunque la dispersión en los datos se ve sensiblemente reducida con la dependencia en $\log U$. En la figura 6.27 C) están representados los objetos con la calibración de la rama inferior. Dicho ajuste predice un valor como media 0.56 dex menor y los datos presentan una dispersión de 0.13 dex. En 6.27 D) se representa el ajuste de la rama superior para los mismos objetos. En esta ocasión, en cambio, el ajuste predice valores 0.72 dex mayor, con la misma dispersión. Como puede apreciarse dichos ajustes no cubren bien este rango observacional, aparte de la enorme incertidumbre creada por el hecho de no decidir bien a qué rama pertenece cada objeto. Además en este rango el cociente de $[\text{OIII}]/[\text{NII}]$ no sirve de factor discriminante.

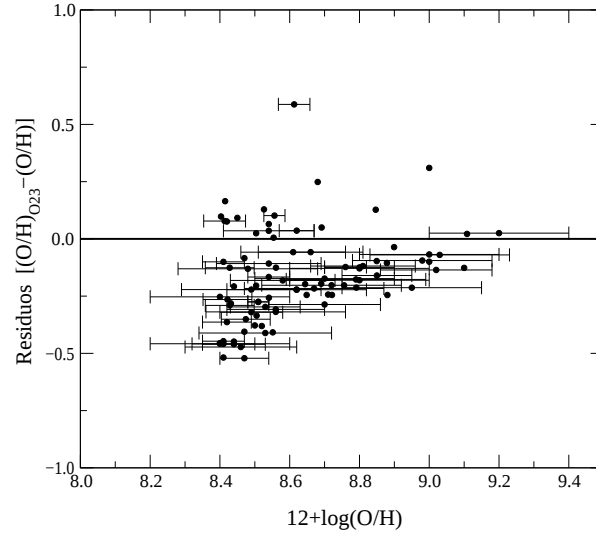


Figura 6.28: Residuos del ajuste de Zaritsky et al. (1994) para la rama superior

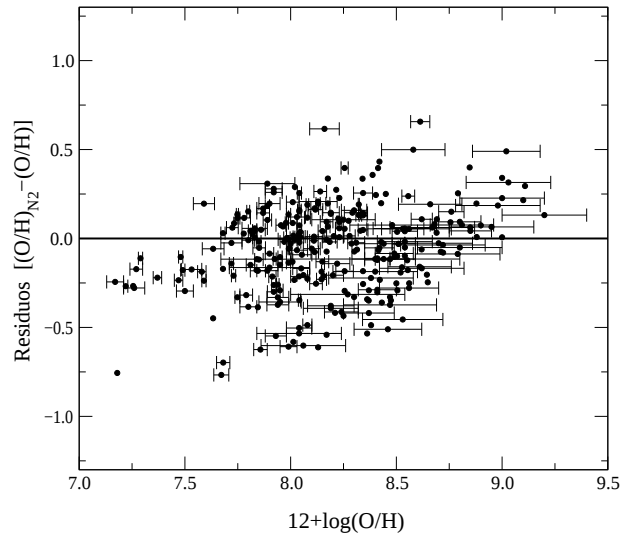


Figura 6.29: Residuos de las observaciones al ajuste de la abundancia de oxígeno calculada mediante la calibración de N2

En cuanto al parámetro N2 podemos comparar de la misma manera el residuo con respecto al ajuste dado por Denicoló, Terlevich & Terlevich (2002) y que está representado en la figura 6.29. El

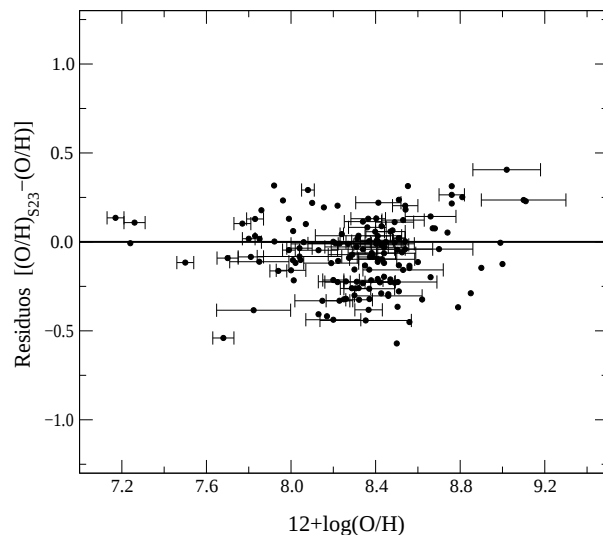


Figura 6.30: Residuos de las observaciones al ajuste de la abundancia de oxígeno calculada mediante la calibración de S_{23} .

ajuste predice un valor medio 0.06 dex por encima del valor medio de los objetos, que tienen una dispersión de 0.24 dex. Esta dispersión podría ser reducida si se tuviera en cuenta explícitamente la dependencia del parámetro de ionización. Además podría utilizarse una calibración diferente para cada familia de objetos (p.ej. galaxias HII), que tienen valores de N/O mucho más homogéneos entre sí. En todo caso, la relación de N2 mejora la incertidumbre en la zona de cambio de orientación de la relación de O_{23} y es válida hasta metalicidad aproximadamente con un valor solar. En los detectores ópticos las líneas de [NII] son visibles hasta un desplazamiento hacia el rojo de 0.5.

Las calibraciones de $\log S_{23}$ y $\log(S_{23}/O_{23})$, son las que observacionalmente hablando están peor situadas para ser utilizadas en objetos lejanos, ya que las líneas de [SIII] sólo pueden detectarse mediante detectores ópticos en objetos del Universo local. Aún así no debería descartarse su utilización en objetos a desplazamiento al rojo mayor con la ayuda de detectores en el infrarrojo. El parámetro S_{23} es el que presenta una menor dispersión entre aquellos que no tienen en cuenta una dependencia explícita del parámetro de excitación, por lo que una calibración atendiendo a este factor mejoraría la determinación final. En la figura 6.30, se aprecian los residuos de las observaciones respecto al ajuste que es presentado en este trabajo. El valor medio de las observaciones es 0.05 dex menor

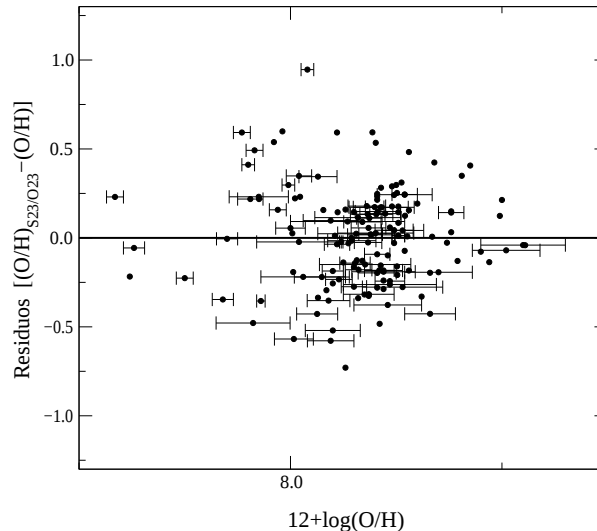


Figura 6.31: Residuos de las observaciones al ajuste de la abundancia de oxígeno calculada mediante la calibración de S_{23}/O_{23} .

que el ajuste, lo cual se debe al hecho de haber tenido en cuenta el grado de curvatura predicho por los modelos en el ajuste final. La dispersión de los datos llega a 0.16 dex, como ya se ha comentado este parámetro mantiene esta incertidumbre en todo el rango de metalicidad hasta un valor aproximadamente solar.

En cuanto al parámetro S_{234} , la escasez de datos de $[SIV] 10,5 \mu$ impide realizar ningún tipo de ajuste empírico. A pesar de que la utilización de los modelos predice una dispersión menor a la de S_{23} y que estaría en torno a 0.10 dex, cualquier intento de calibrar el parámetro S_{234} mediante modelos de fotoionización, al igual que en la rama superior de O_{23} haría que la incertidumbre creciera hasta superar la de S_{23} .

Finalmente, en la figura 6.31 se representan los residuos al ajuste que hemos propuesto del parámetro S_{23}/O_{23} respecto a la abundancia de oxígeno. El valor medio de los puntos está 0.01 dex por encima del valor del ajuste y la dispersión de los puntos es de 0.27 dex, aunque con la ventaja de poder servir en cualquier rango de metalicidad. Sin embargo dicha afirmación ha de tomarse con cautela ya que hemos de recordar que en la parte de alta metalicidad dicha calibración proviene de una extrapolación del resto de puntos y del resultado de los modelos, aunque la tendencia de la relación en las zonas circunnucleares de galaxias de disco indica que no va a producirse un cambio de orientación en la curva. Asimismo en la zona

de alta excitación, que corresponde a bajas metalicidades habría que cuantificar nuevamente la contribución al parámetro de la línea de [SIV]. La dispersión que presenta este parámetro nuevamente se vería reducida en este régimen con una dependencia explícita del grado de excitación, ya sea a través de [OII]/[OIII] o de [SII]/[SIII].

Finalmente, resumimos las propiedades de todos estos parámetros en el cuadro 6.4:

Cuadro 6.4: Propiedades de los parámetros empíricos

Parámetro	Rango de validez ^a	Dispersión ^b
O ₂₃ (rama inferior)	$Z < 8.0$	0.12
O ₂₃ (zona intermedia)	$8.0 \leq Z \leq 8.4$	1.30
O ₂₃ (rama superior)	$Z > 8.4$	0.20
N2	Hasta $Z_{\odot}$	0.24
S ₂₃	Hasta $Z_{\odot}$	0.16
S ₂₃₄	Hasta $Z_{\odot}$	<0.10
S ₂₃ /O ₂₃	Todo Z	0.27

^aZ representa $12+\log(\text{O}/\text{H})$, siendo $Z_{\odot} = 8.92$

^bEn unidades logarítmicas, dex

Capítulo 7

Conclusiones finales y trabajo futuro

Como capítulo final de este trabajo de tesis doctoral se van a describir cuáles son las principales conclusiones que se han podido sacar en relación al trabajo realizado y cuáles pensamos que podrían ser las líneas de trabajo futuro.

En el capítulo 2 se han descrito las observaciones espectrométricas de una muestra de 12 galaxias HII en la zona del rojo-infrarrojo cercano desde una longitud de onda de 6200Å hasta los 9600Å y la reducción y análisis subsiguiente. El acuerdo entre las intensidades de las diferentes líneas de emisión en el rango espectral solapado entre estas observaciones y las existentes en el rango óptico del espectro es excelente. La observación en este nuevo rango permite observar las líneas aurorales de [SIII] a $\lambda 6312\text{\AA}$ y de [OII] a $\lambda\lambda 7319, 7330\text{\AA}$. Estas líneas prohibidas son necesarias para determinar mediante el método directo las temperaturas electrónicas de línea correspondientes. Cuantas más temperaturas de línea sean accesibles mayor será el conocimiento que tengamos acerca de la estructura interna de ionización del gas a través de las fracciones iónicas correspondientes. Por tanto, estas observaciones son imprescindibles para analizar estos objetos complementando las que ya existen en la parte óptica del espectro y que hemos tomado de otras fuentes bibliográficas. Asimismo han podido ser observadas las líneas prohibidas intensas de [SIII] a $\lambda\lambda 9069, 9532\text{\AA}$, con lo que es posible medir de manera directa las abundancias iónicas de S^{2+} con mayor precisión que a través de la débil línea [SIII] $\lambda 6312\text{\AA}$.

Los datos medidos también han podido ser comparados con los resultados de la fotometría en $H\alpha$ y en los filtros B y R de 8 de los 12 objetos de la muestra y que han sido gentilmente cedidos por Armando Gil de Paz (Gil de Paz et al., 2002, en preparación) y también con la fotometría en B y en R de **UM 461** (Doublier

et al., 1999) y de **UM 462** (Cairós et al., 2001). De los mismos se confirman valores de los flujos de $H\alpha$ menores en la rendija que en el conjunto del objeto que aparece en las imágenes y valores de la anchura equivalente menores en las imágenes, lo cual podría deberse a que el actual brote de formación estelar esté más concentrado en la zona de la rendija, lo que ocasiona que, en proporción, el flujo de la línea sea mayor en relación al continuo. En contraste, en las zonas externas a la rendija de espectroscopía, la población subyacente hace subir el continuo en relación a la línea de recombinación. La única excepción la constituye **Mrk 36**, en que la anchura equivalente es menor, aunque muy similar, en la rendija que la tomada en la imagen. Este hecho se explica si representamos la diferencia observada entre ambas anchuras equivalentes y el índice de color B-R medido en la fotometría como se aprecia en la figura 3.1. En ella se observa una correlación entre dicha diferencia y el índice de color, en el sentido de que cuanto más azul es el objeto más parecidas son los valores de la anchura equivalente medidos en la rendija y en la imagen o lo que es lo mismo, que la formación estelar está más extendida por el objeto, lo que provoca anchuras altas más extendidas y colores más azules.

En el capítulo 3 hemos echado un vistazo a las propiedades físicas que pueden ser derivadas en nuestra muestra en base a los flujos de las líneas de recombinación de hidrógeno medidos tanto por nosotros como a partir de los flujos fotométricos facilitados y apoyándonos en la información adicional obtenida en la bibliografía, tal como las magnitudes en B y en R e incluso las observaciones en el radio, para tres de los objetos observados. De la comparación directa entre los flujos de $H\alpha$ medidos en este trabajo, con los otros flujos espectrométricos y fotométricos se observan diferencias cuyo valor absoluto tiene una correlación con la distancia a la que se encuentra el objeto, lo cual es consistente con el hecho de que al estar más cerca el objeto y, por tanto, ser menos compacto en la imagen, hay más probabilidad de poner la rendija en brotes distintos o en los mismos pero de manera parcial.

La mayoría de los catálogos y búsquedas de galaxias enanas compactas azules han estado basados en torno a criterios como la luminosidad en el filtro azul o en la intensidad de las líneas de emisión, por lo que siempre se ha pensado que la clasificación de BCG correspondía a una clase de objetos muy homogénea. Sin embargo, el conjunto de propiedades derivadas por nosotros indica que existe una enorme variación en algunas de las propiedades, tales como luminosidad, masa del cúmulo ionizante o incluso proporción entre la masa de hidrógeno neutro e ionizado. También hay diferencias significativas en las tasas de formación estelar presentes y

pasadas, aunque todas presentan como característica común el tener un cociente entre ambas superior al resto de espirales e irregulares (Méndez & Esteban, 2000). Es evidente que si encontramos tales patrones de variación en el Universo Local, al que pertenece toda la muestra, vamos a hallar también reproducidas todas estas tendencias en un Universo más joven, con galaxias enanas de todos los tamaños, luminosidades o intensidades de los brotes de formación estelar.

De esta manera, a modo ilustrativo de esas diferencias, podríamos afirmar que **IIZw40** es un objeto que está sufriendo un brote muy intenso de formación estelar, por lo que el gas está muy ionizado, debido a un proceso de fusión de dos objetos más pequeños, pero que, sin embargo, presenta un claro color rojo, lo que es indicativo de la existencia de una gran cantidad de estrellas de poblaciones anteriores. **Mrk 709**, por su parte, es el objeto más luminoso de la muestra, por lo que no debe ser considerado como BCG, ya que el diámetro angular de la zona emisora recogida en la rendija obtenido para la distancia a la que se encuentra resulta en un valor de más de 3 kpc, por lo que se obtienen valores de la masa de cúmulo ionizante y de hidrógeno ionizado mucho más altos. Finalmente, en **VIIZw403** se observa una emisión mucho más débil de $H\alpha$, acompañada de poco hidrógeno ionizado en relación al hidrógeno neutro y un color bastante rojo, por lo que la emisión del gas ionizado no es predominante, ya que los brotes que se observan en su imagen son poco intensos y jóvenes y la emisión de la población más vieja resulta dominante. De estas diferencias en las propiedades físicas y su gran rango de diversidad se puede concluir que dado que no se pueden inferir en muchos casos rasgos comunes a priori para las muestras de galaxias HII en el Universo Local, con mucha probabilidad la situación será completamente similar cuando el Universo era más joven y las búsquedas de objetos de este tipo a alto corrimiento al rojo tienen que tener este hecho en cuenta cuando se centran en determinaciones de la tasa de formación estelar, en las que probablemente sólo se da cuenta de los objetos más azules y luminosos que, quizá, no sean representativos de la muestra local para los parámetros que se buscan.

El diagnóstico de la densidad y las temperaturas electrónicas del gas ionizado es uno de los pasos en la determinación de abundancias químicas que está sometido a un mayor número de fuentes de incertidumbre y en el capítulo 4 se ha descrito el proceso en base a los objetos de la muestra. Una de estas incertidumbres más evidentes proviene del hecho de la debilidad intrínseca y la fuerte dependencia de la temperatura de las líneas aurales, lo cual hace que tengan una relación entre señal y ruido muy pequeña. En todo

caso, la mejora en los telescopios y detectores está permitiendo que podamos detectar un cada vez mayor número de estas líneas en objetos metálicos y precisamente son las líneas aurorales de azufre aquellas que es más fácil detectar en esta clase de objetos (Castellanos et al., 2002). Por ello es necesario hacer un análisis de la validez de las temperaturas deducidas a partir de estas líneas y, al mismo tiempo, encontrar relaciones que nos permitan deducir las temperaturas del resto de iones.

Otro de los obstáculos mayores que nos encontramos es la utilización de unos u otros conjuntos de coeficientes atómicos. En el caso del S^{2+} , el cambio entre distintos coeficientes en los últimos años ha sido dramático, provocando variaciones de hasta un 30 % en los valores de las temperaturas deducidos a partir de los coeficientes de Galavis et al. (1995) y los de Tayal (1997). En este trabajo hemos utilizado los de Tayal & Gupta (1999), que dan un valor intermedio. También hemos usado los últimos coeficientes publicados para el resto de iones ya que, aunque en éstos la variación no es tan alta, tampoco es despreciable.

De los resultados de los cocientes apropiados con dichos coeficientes en las tareas `temden` y `ntplot`, confirmamos los valores de temperatura de línea de [OIII] ya publicados y en su mayor parte por encima de los 15000 K, consistentemente con el estatus de objetos de alta excitación. En cuanto a las temperaturas de [OII], encontramos valores generalmente muy bajos y, por el contrario, para t[SIII], valores más altos.

El análisis de modelos de fotoionización consistentemente con los coeficientes atómicos permite discernir la estructura de ionización interna del gas ionizado y, por tanto, las relaciones entre las diversas temperaturas de línea. Sin embargo, aunque sí encontramos cierta tendencia hacia las relaciones encontradas en las galaxias HII, éstos no quedan explicados en su totalidad. Por un lado, la dependencia de t[OII] con la densidad provoca que en objetos más densos la temperatura de t[OIII] sea mucho mayor, aunque encontramos algunos objetos en que la diferencia es demasiado grande. Sin embargo, en seis objetos de la muestra los diagramas de diagnóstico muestran un valor de la temperatura y la densidad en que n[SII], t[OII], t[OIII] y t[SIII] tienen un valor coincidente por encima, como promedio, de los 14000 K, lo cual se opone a la idea comúnmente aceptada, de que el acuerdo entre las distintas temperaturas de línea se produce en torno a los 10000 K.

También hemos deducido una nueva relación entre t[OIII] y t[SIII] de acuerdo a los nuevos coeficientes, la cual apenas varía en relación a la propuesta con anterioridad por Garnett (1992), excepto por una mayor pendiente. No obstante algunos de los objetos

de la muestra tienen valores de $t[\text{SIII}]$ más altos de los predichos por cualquiera de las dos relaciones. En cuanto al valor de $t[\text{SII}]$ resulta en nuestros modelos de fotoionización sensiblemente menor al de $t[\text{OII}]$ y al de $t[\text{NII}]$, lo cual puede deberse a la contribución de las zonas de baja excitación. Este efecto puede no ser importante en objetos de alta excitación, en que las fracciones de S^+ son menores, pero sí puede ser relevante en objetos menos excitados a la hora de determinar la abundancia total de azufre.

El estudio sobre la estructura interna de las temperaturas también nos deja conclusiones interesantes. La principal la constituye el hecho de encontrar siempre un gradiente interno de temperaturas, de tal manera que ésta aumenta al desplazarnos a las partes más externas de la nebulosa. Este hecho se produce como consecuencia del eficaz enfriamiento del gas vía O^{2+} en las zonas internas y del endurecimiento de la radiación. Por esto es por lo que podemos asociar a cada ión una temperatura de línea característica de la zona en que se encuentra. De esta manera, nos hemos planteado la posibilidad de utilizar la relación entre $t[\text{OII}]$ y $t[\text{OIII}]$ para discernir si la nebulosa está acotada por materia o por radiación, ya que en el primer caso, no habría gas suficiente para crear una zona de baja excitación y alta temperatura electrónica al mismo tiempo y las dos temperaturas serían prácticamente idénticas. Desgraciadamente, la dependencia de $t[\text{OII}]$ con la densidad es mucho mayor que la que encontramos nosotros debida a la geometría de la nebulosa, por lo que pensamos que este método no es determinante para conocer la naturaleza de la relación entre el gas y la radiación.

Otro factor de incertidumbre en la determinación de las temperaturas de línea y de las abundancias químicas es la presencia de inhomogeneidades en la densidad y en la temperatura. En este trabajo hemos evaluado esta segunda posibilidad aprovechando el formalismo presentado por Nollenberg et al. (2002) y sus observaciones de uno de los objetos de nuestra muestra (**Mrk 209**) en el infrarrojo medio de la línea de $[\text{SIII}]$ a 18.7μ . Dicho análisis está sometido a la incertidumbre en la medida de las líneas de emisión, pero sí apunta en la dirección de la existencia de temperaturas de $[\text{SIII}]$ con fluctuaciones que hacen sobreestimar su valor en un factor nada despreciable, que puede estar entre los 5000 y los 10000 K.

A pesar de tantas dificultades y tantas fuentes de error y aún a sabiendas de que muchos de los valores finales se desviarán en no poco de los valores reales, nos hemos atrevido a dar los resultados de las abundancias iónicas a partir de las temperaturas de línea. Todos los objetos muestran una metalicidad entre el 10 % (**Mrk709**) y el 25 % (**II Zw 40**) del valor solar (Allende-Prieto et al., 2001) para el oxígeno, entre un 3 % (**UM 461**) y el 8 % solar (**Mrk 5**) para

el azufre (Grevesse & Sauval, 1998) y finalmente para el nitrógeno, los valores finales obtenidos se mueven en torno a un valor 0.5 % del valor solar (Holweger, 2001), excepto en **Mrk 709** que alcanza un valor anormalmente alto para su metalicidad del 3 %.

En el capítulo 5 se han descrito los modelos de fotoionización utilizados para describir los objetos observados. Dichos modelos utilizan el código **Cloudy** (Ferland, 1996) con los valores de los parámetros funcionales (abundancias químicas, parámetro de ionización y temperatura efectiva) deducidos de las observaciones. Hemos evaluado el efecto que tiene el utilizar las atmósferas estelares de tipo **CoStar** y **Atlas**. La diferencia más notable entre ambas la constituye el hecho de tener en cuenta el primero la expansión por vientos estelares de la estrella, lo que provoca un mayor número de fotones ionizantes de He y He⁺. La estructura de ionización puede verse afectada por este hecho, ya que encontramos que las atmósferas **CoStar** reproducen mejor la estructura de ionización del azufre y el nitrógeno, sin que encontremos grandes diferencias con respecto a la del oxígeno. En ambos tipos de modelos se encuentra que los valores ajustados de la temperatura efectiva son mayores que la estimada inicialmente a partir de los parámetros observacionales debido a la utilización de diferentes atmósferas estelares. Este hecho también puede deberse a algún efecto de degeneración entre dicho parámetro y la geometría de la nebulosa que en todo caso no tendría que afectar a la estructura interna de ionización de la nebulosa, aunque tampoco tenemos manera de cuantificarlo en modelos de fotoionización de una sola dimensión.

Con los resultados de los modelos de una sola estrella de tipo **CoStar** hemos estudiado las fracciones iónicas de los elementos que no podemos observar en la parte óptica e infrarroja cercana del espectro. De esta manera, por ejemplo, se halla que a través de la reacción de intercambio de carga entre el oxígeno una vez ionizado y el hidrógeno la aproximación $O^+/H^+ \approx O/H$ es completamente válida. También encontramos acuerdos razonables en las aproximaciones $N^+/O^+ \approx N/O$ y $S^+/O^+ \approx S/O$, lo cual permite calcular dichas fracciones iónicas con mayor precisión al depender mucho menos el cociente de dos líneas colisionales de la temperatura de línea. Para evaluar dichas aproximaciones hemos calculado con los modelos los valores de los factores de corrección de ionización (ICF) de N y S, que tienen en cuenta las fracciones iónicas no vistas de N²⁺ y S³⁺, respectivamente. En el caso del azufre, los valores del ICF encontrados son compatibles en la mayor parte de los objetos de la muestra con una expresión del tipo:

$$ICF(S) = \left[1 - \left(1 - \frac{N(O^+)}{N(O)} \right)^\alpha \right]^{-1/\alpha} \quad (7.1)$$

para un valor de α igual a 3, excepto en **Mrk709**, **Mrk1434**, **UM 461** y **Mrk 209**, en los que dicho valor se aproxima más a 2. De todas formas, precisamente en este último objeto a partir de las observaciones de la línea de [SIV] a 10.5μ provistas por Nollenberg et al. (2002), la abundancia de S^{3+} resulta superior a la predicha por el modelo en un factor 3, por lo que los resultados obtenidos han de considerarse con cautela hasta que se tengan más observaciones en dicho rango espectral.

A partir de estos resultados, hemos estudiado la función universal del cociente de abundancias de S/O con respecto a la metalicidad en regiones de gas ionizado de cualquier metalicidad con una determinación de la abundancia de S^{2+} obtenida a través de las líneas de [SIII] a $\lambda\lambda$ 9069, 9532 ÅÅ. En el rango de alta metalicidad se encuentra una tendencia cierta a disminuir dicho cociente a metalicidades altas ya señalada por Díaz et al. (1991) o por Garnett (2001), que podría deberse a una mayor dependencia de los vientos estelares con la metalicidad. En el régimen de baja metalicidad, una valoración realista de las incertidumbres asociadas a los flujos de las líneas, las temperaturas de línea utilizadas y los resultados de los modelos conduce a no poder discernir la tendencia real de la curva, por lo que en este régimen hacen falta más observaciones multiespectrales de mejor señal-ruido.

Finalmente se ha hecho un estudio de las poblaciones estelares ionizantes. Por un lado, para caracterizar la edad de dichas poblaciones, hemos utilizado el cociente de fotones ionizantes de helio con respecto al de hidrógeno. Dada las diferencias entre los modelos de una sola estrella de **CoStar** y **Atlas**, hemos utilizado los primeros para los modelos de cúmulos de Schaerer & Vacca (1998: SV98), que hacen uso de estas atmósferas para estrellas con una masa superior a las $20 M_\odot$ y los segundos para los modelos de **Starburst 99** (Leitherer et al. 1999: ST99) compatibles con las atmósferas de Kurucz. En ambos casos se encuentran valores de $Q(He)/Q(H)$ propios de un cúmulo muy joven recién formado, en consonancia con los valores de la temperatura efectiva ajustada. También hemos utilizado el índice de color B-R en los objetos a cuya fotometría se tenía acceso y la anchura equivalente de $H\beta$ para determinar las características del cúmulo ionizante. En este caso, obtenemos el resultado contrario ya que en la mayor parte de los objetos se obtienen colores demasiado rojos y anchuras demasiado pequeñas para ser explicadas sin la presencia de estrellas de una población subyacente más vieja. Finalmente, Guseva et al. (2000), reconocen

entre los objetos de nuestra muestra 7 galaxias de Wolf-Rayet, lo que implica que hay estrellas masivas que se han formado entre hace 3 y 5 millones de años. Por tanto, la caracterización de un solo brote de formación instantánea no es posible ya que se encuentran indicios de poblaciones a distintas edades, acorde con un escenario de formación estelar intermitente, aunque muy irregular, cuyas causas de encadenamiento permanecen sin explicar en su totalidad. En ese sentido es válida a la luz de estos datos el trabajo de Raimann et al. (2002) que trata de explicar los observables a partir de una combinación lineal de poblaciones estelares de distintas edades.

La determinación de abundancias químicas en nébulosas de gas ionizado a través de las líneas intensas es de gran relevancia en el estudio de objetos en distintos rangos evolutivos y a diferentes distancias. Por ello, la búsqueda de la menor incertidumbre en dicha determinación es una cuestión de gran importancia.

En el capítulo 6 hemos estudiado aquellos parámetros que estimamos son más utilizados por la mayoría de los autores y los hemos sometido a un exhaustivo análisis que consta de la comparación directa con una muestra de objetos representativos de las condiciones físicas más habituales y con un conjunto de modelos de fotoionización para explicar las variaciones e incertidumbres a que dichos parámetros están sometidos al compararlos directamente con la abundancia de oxígeno, que es la más representativa y controla más directamente las condiciones físicas que rigen la intensidad de las líneas brillantes de emisión.

La manera más efectiva de comparar los parámetros es a través de la dispersión cuadrática media de los residuos de los datos observacionales con los mejores ajustes obtenidos y de una estimación del rango de metalicidades en que dicho parámetro resulta válido. Otro aspecto a tener en cuenta es el del corrimiento al rojo del objeto observado, que impide que algunas líneas intensas de emisión sean visibles en el rango óptico, que va de unos 3000 Å hasta $1\ \mu$ y que constituye el rango en que la mayoría de los detectores actuales se mueven.

El parámetro R_{23} , que aquí hemos preferido llamar O_{23} para distinguirlo de S_{23} , es el preferido por la mayoría de los autores ya que la longitud de onda en que las líneas que lo componen se encuentran permiten que se pueda determinar hasta para objetos próximos a un valor $z \approx 1$. Sin embargo tiene como principal desventaja el hecho de tener dos calibraciones diferentes para cada rango de metalicidad.

La calibración de la rama inferior se puede considerar válida hasta valores de la abundancia de oxígeno en que la intensidad de las líneas de [OII] y [OIII] comienza a disminuir y en que, por

tanto, hay un cambio de orientación en la relación de O_{23} con la metalicidad, en torno a $12+\log(O/H) \approx 8.0$. Además en dicho rango hay una dependencia del parámetro de ionización.

La rama superior está calibrada prácticamente sólo en base a modelos de fotoionización, dada la escasez de objetos con un valor de la metalicidad determinada de manera directa en este rango, tan sólo S5, en M101 (Kinkel & Rosa, 1994) y CDT1 en NGC1232 (Castellanos et al., 2002). Nosotros hemos considerado que dicha rama puede ser válida a partir de un valor $12+\log(O/H) \approx 8.4$. La calibración en este rango tiene mucha menor dependencia de $\log U$.

En la zona de cambio de orientación ($8.0 \leq 12+\log(O/H) \leq 8.4$), ninguno de los ajustes de McGaugh es válido y aunque la dispersión en los datos se ve sensiblemente reducida con la dependencia en $\log U$, hay una enorme incertidumbre creada por el hecho de no decidir bien a qué rama pertenece cada objeto. Además en este rango el cociente de $[OIII]/[NII]$ no sirve de factor discriminante.

En cuanto al parámetro N2 tiene una dispersión de 0.24 dex con respecto al ajuste de Denicoló, Terlevich & Terlevich (2002). Esta dispersión podría ser reducida si se tuviera en cuenta explícitamente la dependencia del parámetro de ionización. Además podría utilizarse una calibración diferente para cada familia de objetos (p.ej. galaxias HII), que tienen valores de N/O mucho más homogéneos entre sí. En todo caso, la relación de N2 mejora la incertidumbre en la zona de cambio de orientación de la relación de O_{23} y es válida hasta metalicidad aproximadamente con un valor solar. En los detectores ópticos las líneas de $[NII]$ son visibles hasta un desplazamiento hacia el rojo de 0.5.

Las calibraciones de $\log S_{23}$ y $\log(S_{23}/O_{23})$, son las que observacionalmente hablando están peor situadas para ser utilizadas en objetos lejanos, ya que las líneas de $[SIII]$ sólo pueden detectarse mediante detectores ópticos en objetos del Universo local. Aún así no debería descartarse su utilización en objetos a desplazamiento al rojo mayor con la ayuda de detectores en el infrarrojo. El parámetro S_{23} es el que presenta una menor dispersión entre aquellos que no tienen en cuenta una dependencia explícita del parámetro de excitación, por lo que una calibración atendiendo a este factor mejoraría la determinación final. La dispersión de los datos llega a 0.16 dex. como ya se ha comentado este parámetro mantiene esta incertidumbre en todo el rango de metalicidad hasta un valor aproximadamente solar.

En cuanto al parámetro S_{234} , la escasez de datos de $[SIV]$ $10,5 \mu$ impide realizar ningún tipo de ajuste empírico. A pesar de que la utilización de los modelos predice una dispersión menor a la de S_{23} y que estaría en torno a 0.10 dex, cualquier intento de calibrar el

parámetro S_{234} mediante modelos de fotoionización, al igual que en la rama superior de O_{23} haría que la incertidumbre creciera hasta superar la de S_{23} .

Finalmente, con respecto al parámetro S_{23}/O_{23} el ajuste aportado en este trabajo el valor medio de los puntos tiene una dispersión de los puntos es de 0.27 dex, aunque con la ventaja de poder servir en cualquier rango de metalicidad. Sin embargo dicha afirmación ha de tomarse con cautela ya que hemos de recordar que en la parte de alta metalicidad dicha calibración proviene de una extrapolación del resto de puntos y del resultado de los modelos, aunque la tendencia de la relación en las zonas circunnucleares de galaxias de disco indica que no va a producirse un cambio de orientación en la curva. Asimismo en la zona de alta excitación, que corresponde a bajas metalicidades habría que cuantificar nuevamente la contribución al parámetro de la línea de [SIV]. La dispersión que presenta este parámetro nuevamente se vería reducida en este régimen con una dependencia explícita del grado de excitación, ya sea a través de [OII]/[OIII] o de [SII]/[SIII].

7.1. Líneas de trabajo futuro

Creo harto complicado enumerar los innumerables aspectos que abre el estudio de las galaxias HII a distintas bandas pero sí se pueden resaltar ciertos hilos sueltos de los que convendría seguir tirando si queremos desenredar la madeja entera de estos objetos. En primer lugar, opino que este trabajo ilustra muy bien cómo la aportación de nuevos rangos espectrales y técnicas de observación completa la descripción de cualquier tipo de objeto astrofísico, no sólo del rango observado y descrito en este trabajo (rojo e infrarrojo cercano) sino de las imágenes fotométricas en $H\alpha$, en B, en R, en radio y las observaciones espectrométricas en el infrarrojo medio. Probablemente las imágenes y espectrometría en el ultravioleta y en X darán muchas más sorpresas. Por todo esto, la primera y gran propuesta la constituye el poder observar estos objetos en cuantas más bandas mejor, pero dado lo difuso de esta propuesta, creo poder concretarla en varios puntos:

- Ampliar la muestra de galaxias HII observadas en el IR cercano y medio del Universo local con la intención de mejorar las determinaciones de la abundancia de azufre y las temperaturas de línea. En el caso del IR cercano sólo hay apenas 20 objetos observados, por lo que el rango de metalicidad por debajo de $12 + \log(O/H) = 8.0$ permanece casi desierto en diagramas tan importantes como S/O vs. O , o $\log S_{23}$ vs. O . También sería

interesante un estudio de la temperatura estimada a partir de los saltos de Balmer y Paschen. Asimismo, las observaciones en el IR medio permitirían cuantificar mejor la aportación de las líneas de [SIII]18.7 μ y de [SIV]10.5 μ para analizar mejor la existencia de fluctuaciones de temperatura en el primer caso, y de la abundancia de S³⁺ en el segundo.

- Hacer un programa de observaciones de galaxias compactas azules a un corrimiento al rojo moderado. Ya hemos visto la gran variedad de propiedades físicas en una pequeña muestra del Universo local, así que es esperable que dichas tendencias se reproduzcan cuando el Universo era más joven, por lo que una determinación de la metalicidad en estos objetos más jóvenes puede ayudar a conocer mejor la historia de formación estelar en estos objetos y a arrojar luz sobre la cuestión de si existe un nexo evolutivo entre elípticas enanas, compactas azules y enanas irregulares.
- Estudiar la historia de formación estelar en objetos *compactos* azules del Universo local, ya que muchos de ellos muestran una distribución espacial de brotes de formación estelar (ej. **VII Zw 403**), mediante observaciones espectrofotométricas en el óptico. De momento, ya tenemos observaciones en el IR cercano para tres brotes de **VII Zw 403** que han de ser convenientemente analizadas.
- Estudiar posibles causas en los modelos de fotoionización, de momento en una dimensión y en cuanto sea posible en tres dimensiones, de los desacuerdos existentes entre los mismos, los modelos de atmósferas estelares de cúmulos ionizantes y las observaciones, como por ejemplo el uso de coeficientes atómicos inadecuados, el escape de fotones, las inhomogeneidades de temperatura y densidad, la influencia de la geometría nebular, etc...

Apéndice A

Imágenes y distribuciones espaciales de la muestra

En este apartado se adjuntan las imágenes en $H\alpha$ de Gil de Paz et al. (2003) junto con la imagen del perfil espacial en $H\alpha$ de nuestras observaciones espectrofotométricas. En la imagen fotométrica se sitúa la rendija con la misma orientación en que fue colocada durante las observaciones. Todas las imágenes tienen una resolución de 0.37 arcsec/pix y el norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda.

Las imágenes incluyen a 7 de los 12 objetos de la muestra, exceptuando a **SBS 0749+568**, **0926+606**, **Mrk 709**, **UM 461** y **UM 462**.

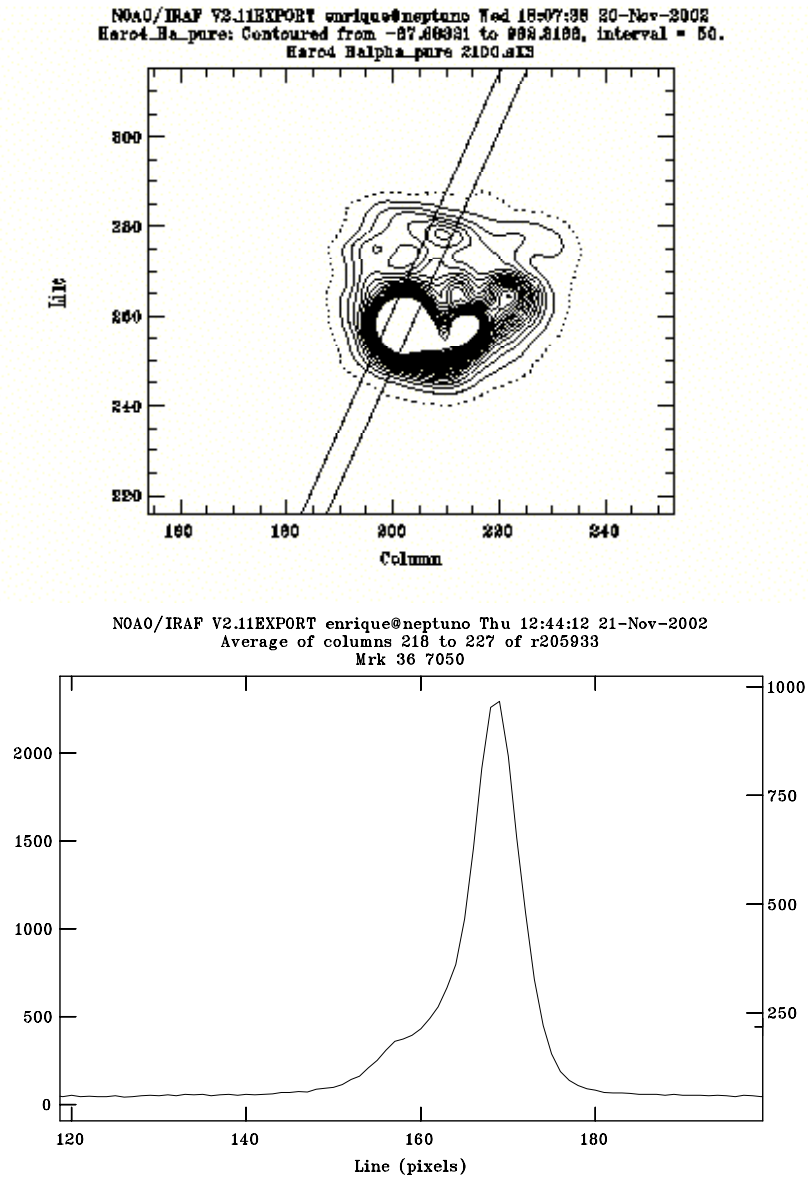


Figura A.1: **Markarian 36**. Para el ángulo de la rendija (335°) se observa el nodo central y la estructura hacia el noroeste extendida.

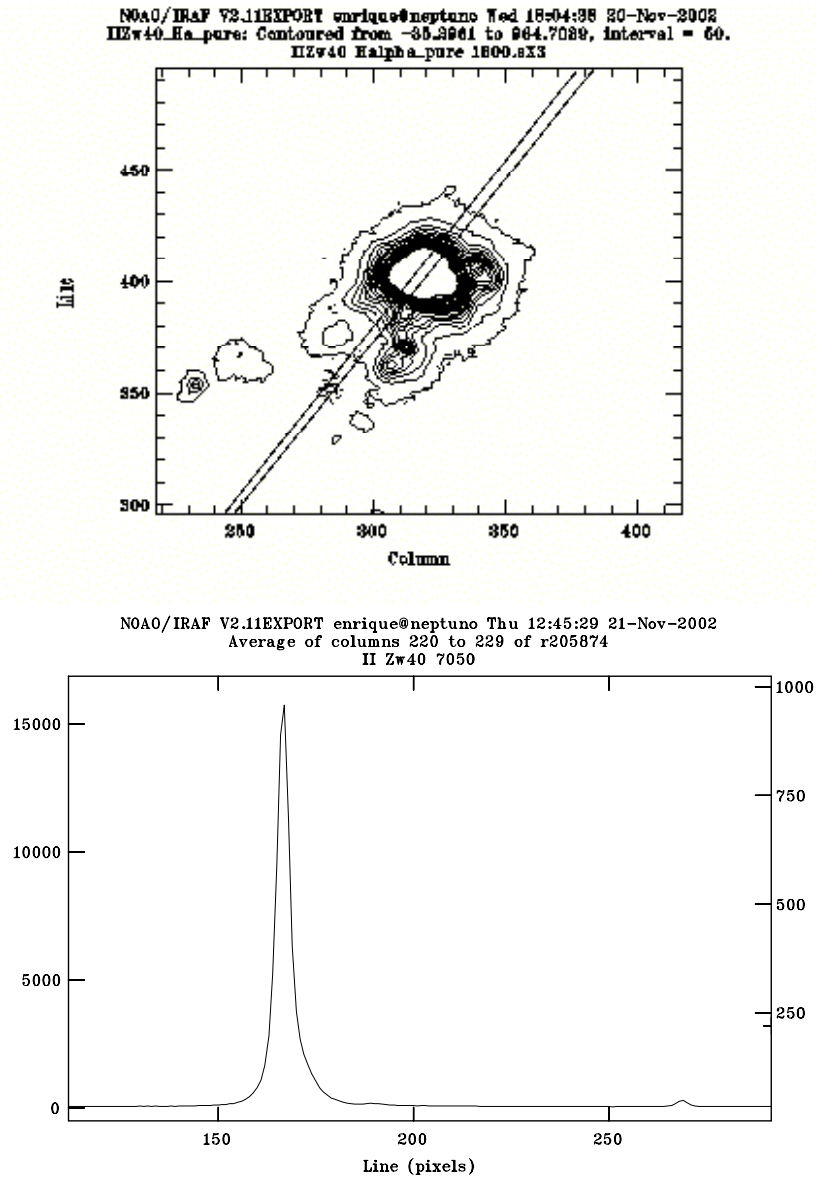


Figura A.2: **IIZw40**. Para el ángulo de la rendija (320°) se aprecia el nodo central y hacia el sureste otro brote más pequeño que no aparece en la imagen.

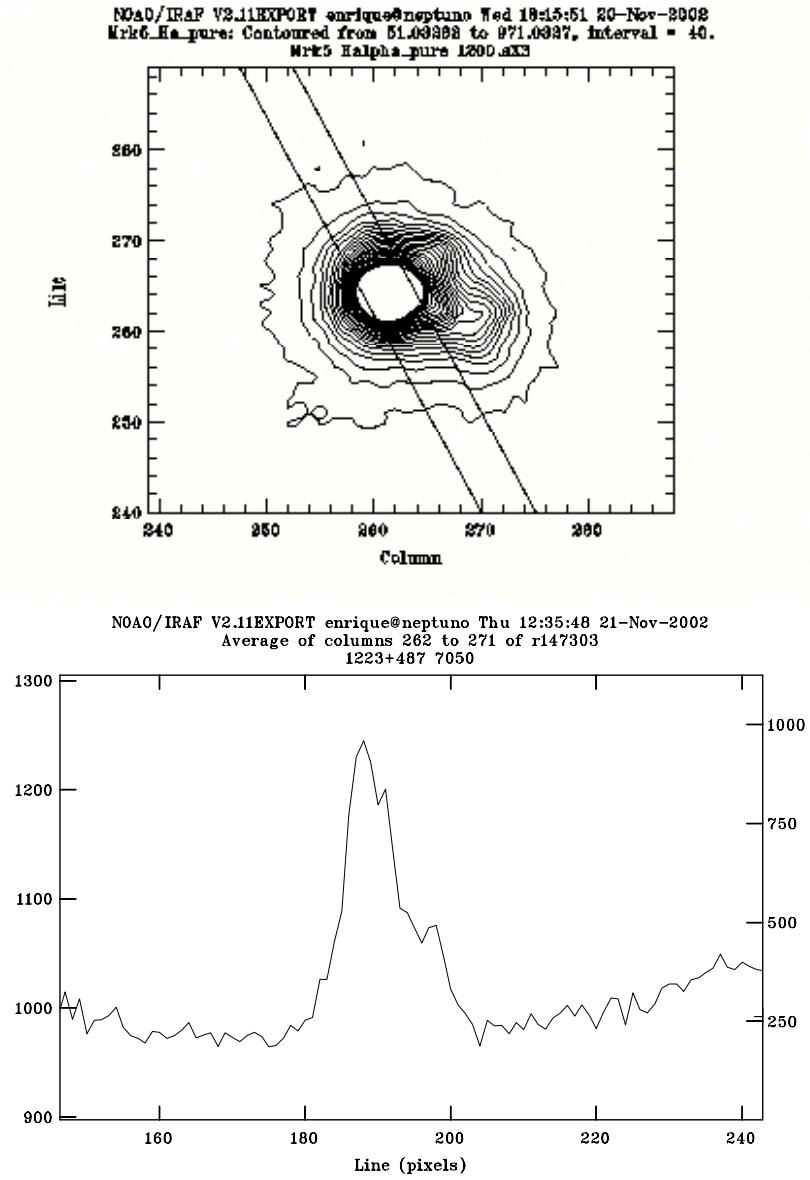


Figura A.3: **Markarian 5**. El ángulo de la rendija es 207° .

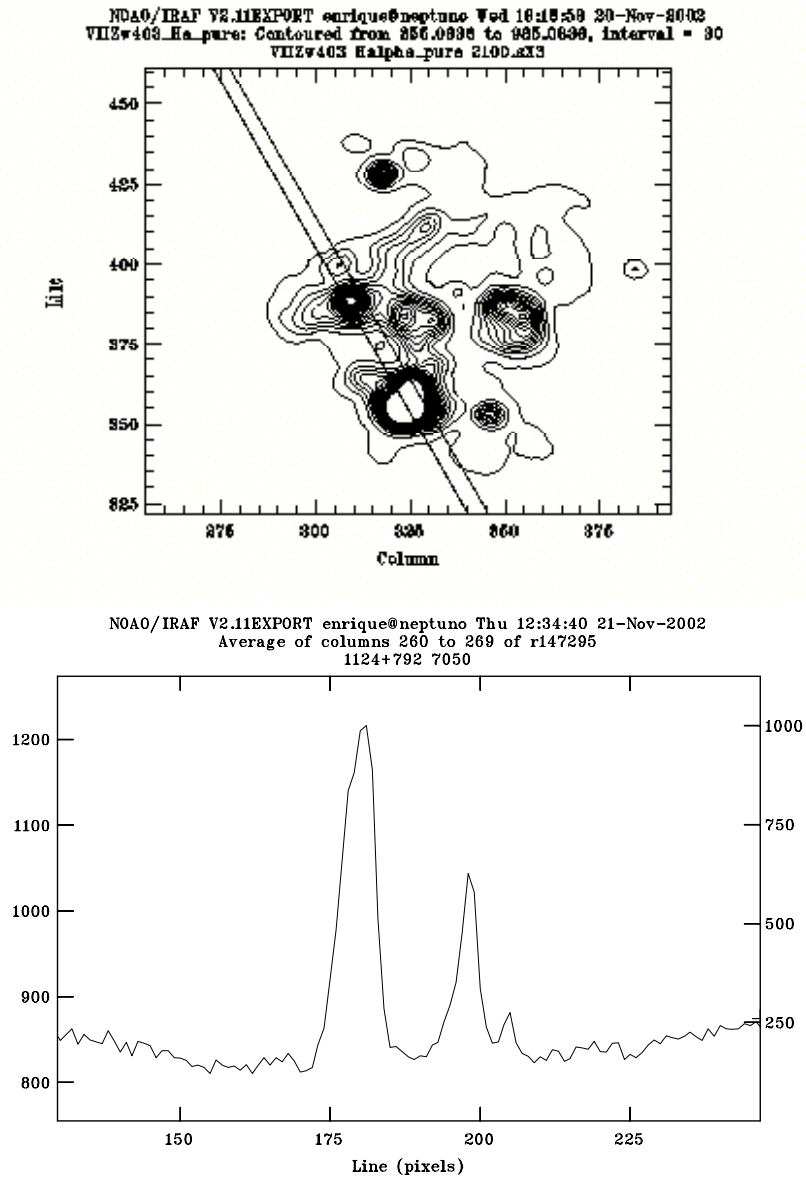


Figura A.4: **VII Zw 403**. Con un ángulo de la rendija de 207° se observan hasta tres brotes distintos de formación estelar. Sin duda es el objeto menos compacto de la muestra.

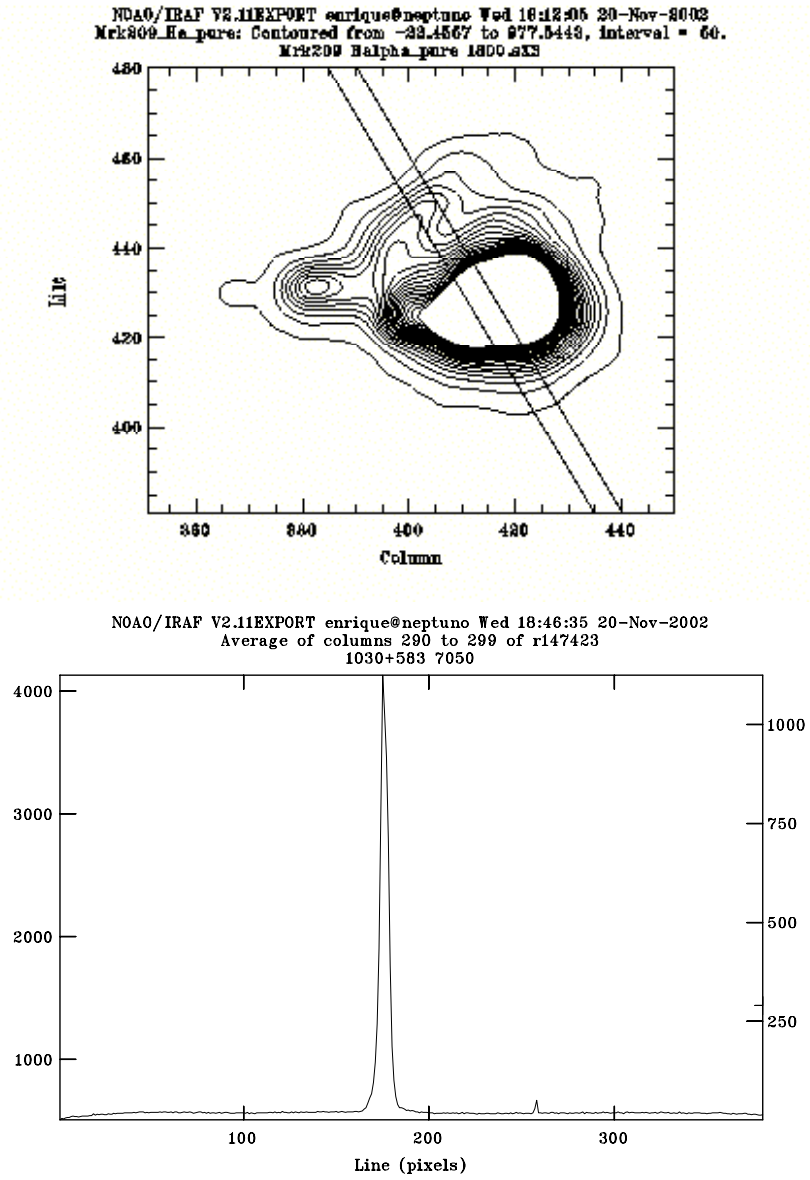


Figura A.5: **Markarian 209**. El ángulo de la rendija es 207° .

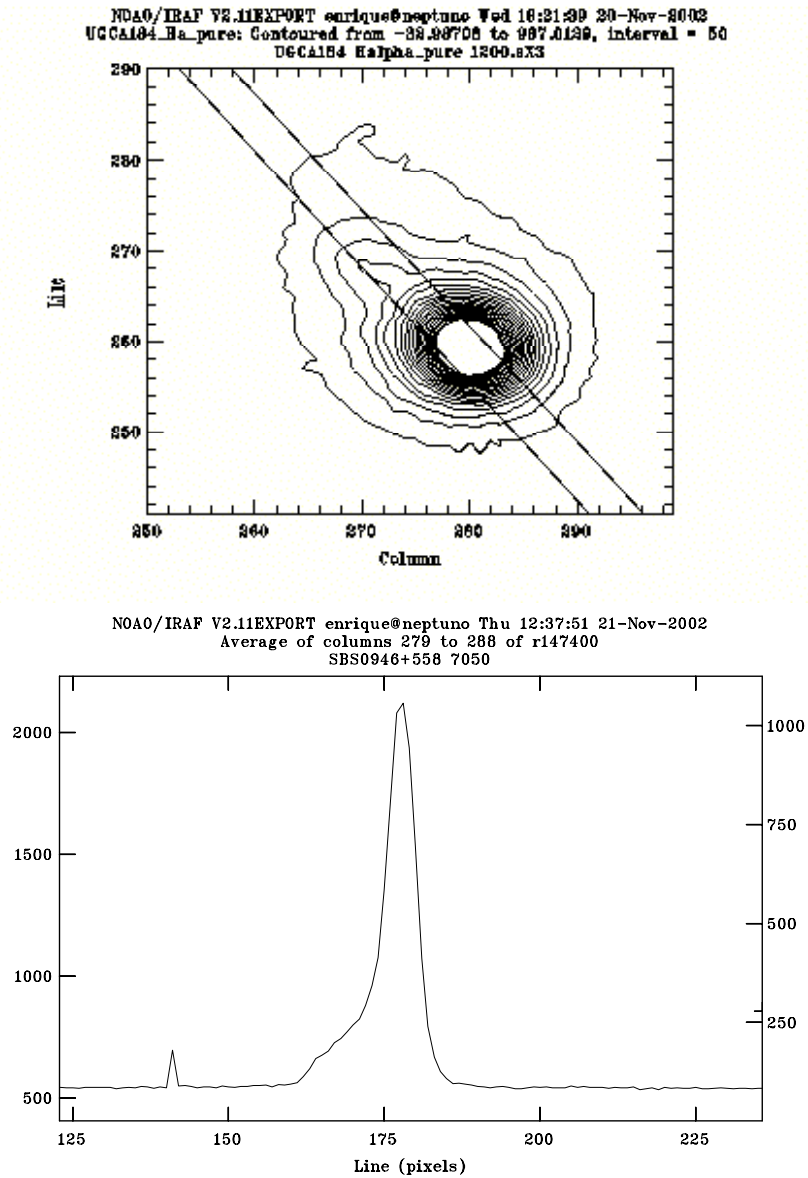


Figura A.6: **Markarian 22**. El ángulo de la rendija (45°) coincide con el eje de la cola del objeto que puede ser observada en el corte espacial.

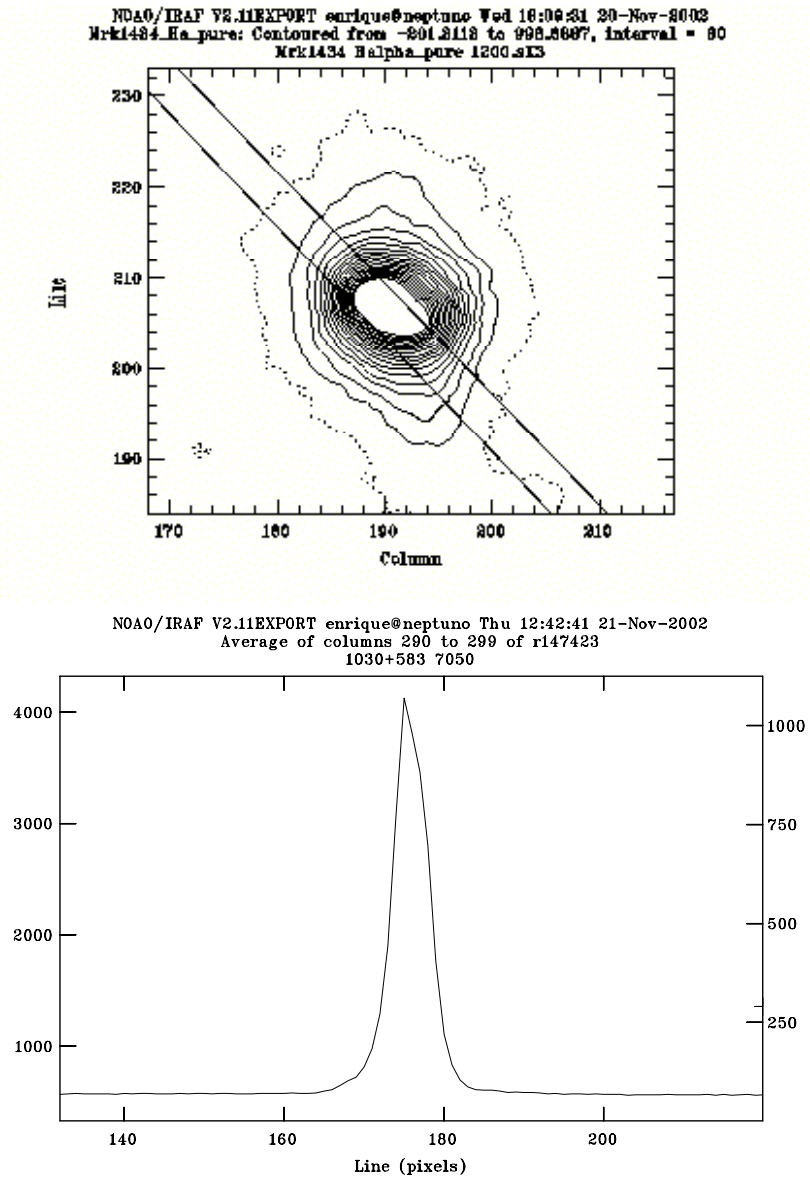


Figura A.7: **Markarian 1434**. Otro objeto compacto observado con una rendija con ángulo de la rendija a 45° .

Apéndice B

Cuadro de temperaturas de línea

En este apéndice se van a mostrar las temperaturas electrónicas de línea para una muestra de objetos, calculadas a partir de los cocientes de los flujos de línea mostrados en el cuadro 4.1, a partir de los coeficientes atómicos del cuadro 4.2. Los objetos de esta muestra incluyen regiones HII difusas de la Galaxia y las Nubes de Magallanes, regiones HII gigantes extragalácticas y galaxias HII como está expuesto en el cuadro 4.5. En este apéndice también se incluye la referencia de la que se han obtenido los flujos de las líneas.

Cuadro B.1: Temperaturas electrónicas de línea de diversos iones a partir de sus líneas en el óptico para la muestra de regiones HII reunida.

Objeto	Ref. ^a	$t_e(OII)$ ^b	$t_e(OIII)$	$t_e(NII)$	$t_e(SII)$	$t_e(SIII)$
II Zw 40	1	1.27±0.06	1.34±0.03	—	—	1.30±0.05
Mrk 5	1	1.23±0.08	1.22±0.06	—	—	1.33±0.15
0749+568	1	1.38±0.12	1.54±0.10	—	—	1.86±0.36
0749+568	1	1.23±0.04	1.43±0.03	—	1.04±0.14	1.52±0.18
Mrk 709	1	1.50±0.16	1.60±0.06	—	—	1.65±0.23
Mrk 22	1	1.16±0.09	1.35±0.03	—	0.96±0.16	1.98±0.28
Mrk 1434	1	1.24±0.08	1.55±0.02	—	1.54±0.32	1.73±0.20
Mrk 36	1	1.37±0.12	1.53±0.05	—	1.09±0.28	1.62±0.30
VII Zw 403	1	1.42±0.12	1.52±0.03	—	1.05±0.27	1.30±0.14
UM 461	1	1.64±0.18	1.62±0.05	—	—	1.95±0.16
UM 462	1	1.19±0.03	1.38±0.02	—	1.00±0.15	1.66±0.25
Mrk 209	1	1.22±0.08	1.62±0.01	—	1.25±0.13	1.60±0.17
IZw18 SE	2	—	1.59±0.12	—	—	2.29±0.72
UGC4483	3	—	1.68±0.07	—	—	1.60±0.20

^aReferencias: (1) Pérez-Montero et al., 2002, (2) Skillman & Kennicutt, 1993, (3) Skillman et al., 1994

^btodas las temperaturas en unidades de 10⁴ K

Cuadro B.1: Continuación

Objeto	Ref. ^a	$t_e(OII)$ ^b	$t_e(OIII)$	$t_e(NII)$	$t_e(SII)$	$t_e(SIII)$
NGC4258 74C	4a	0.79±0.03	0.69±0.04	—	—	0.75±0.04
NGC4258 69C	4a	0.80±0.04	0.72±0.05	—	—	0.76±0.05
NGC628 H13	4b	—	1.22±0.08	—	—	1.06±0.06
NGC628 H3	4b	—	1.17±0.06	—	—	1.08±0.08
NGC1232 CDT1	4b	—	—	0.67±0.05	—	0.54±0.05
NGC1232 CDT1	4b	—	—	0.86±0.05	0.90±0.06	0.74±0.05
NGC1232 CDT1	4b	—	—	0.90±0.06	—	0.87±0.04
NGC7714 A	5	—	1.27±0.06	—	0.71±0.07	0.78±0.04
NGC7714 N110	5	—	1.14±0.06	0.76±0.05	0.71±0.12	0.71±0.06
NGC7714 B	5	—	1.11±0.07	—	—	1.20±0.08
NGC7714 C	5	—	1.03±0.08	—	1.11±0.35	1.06±0.17
NGC7714 N	5	—	1.08±0.06	0.84±0.05	0.72±0.10	0.80±0.05
NGC2363 A2	6	1.45±0.13	1.61±0.03	—	1.34±0.33	1.29±0.10
NGC2363 B2	6	—	1.58±0.03	—	1.54±0.25	—
NGC2363 WR130	6	—	1.63±0.05	—	1.62±0.33	—
NGC2363	6	1.62±0.23	1.50±0.02	—	—	1.76±0.26
NGC2403 VS3	7	0.94±0.09	1.02±0.10	—	—	0.92±0.05
NGC2403 VS24	7	0.75±0.04	0.82±0.02	—	—	0.63±0.06
NGC2403 VS35	7	—	0.81±0.02	—	—	0.91±0.13
NGC2403 VS38	7	—	1.03±0.03	—	—	0.74±0.05
NGC2403 VS44	7	0.94±0.18	0.89±0.04	—	—	—
NGC2403 VS48	7	1.03±0.08	1.25±0.08	—	—	1.12±0.26
NGC2403 VS49	7	1.25±0.09	1.26±0.12	—	—	0.96±0.13
NGC2403 VS51	7	0.80±0.12	0.80±0.02	—	—	0.99±0.13
NGC604 A	8	1.05±0.05	0.82±0.02	—	—	—
NGC604 C	8	1.00±0.09	0.87±0.10	—	—	—
NGC604 D	8	0.96±0.08	0.85±0.03	—	—	0.75±0.12
NGC604 E	8	—	1.03±0.05	—	—	0.78±0.11
NGC604	8	0.94±0.03	0.88±0.03	—	—	—
NGC3310 A	9	—	1.09±0.10	0.84±0.16	1.04±0.23	1.18±0.18
NGC3310 C	9	0.96±0.06	1.20±0.12	—	—	0.96±0.06
NGC3310 E	9	1.07±0.08	0.98±0.01	—	—	—
M101 NGC5471	10,11	1.10±0.12	1.30±0.11	1.18±0.16	1.07±0.16	2.43±0.56
M101 NGC5461	11	0.83±0.07	0.95±0.05	0.89±0.08	0.81±0.09	—
M101 H40	11	0.65±0.04	—	0.87±0.06	0.69±0.10	—
IC10-1	12	1.11±0.14	1.25±0.10	—	—	—
IC10-2	10,12	0.96±0.20	1.10±0.09	—	—	1.07±0.09
NGC4861	12	0.83±0.14	1.34±0.01	—	—	—
NGC2467	13	1.31	1.23	1.41	—	—
eta Car	13	1.07	0.88	0.95	—	0.76
M17	13	0.85	0.87	0.72	—	—
M16	13	0.85	1.80	0.82	1.71	—
M20	13	—	2.71	0.91	0.46	—
NGC3576	13	—	0.90	—	2.74	—
Orion 1	13	—	0.84	1.01	—	—
Orion 2	13	—	0.87	0.98	—	—

^aReferencias: (4a) Castellanos et al., 2002, (4b) Díaz et al., 2000, (5) González-Delgado et al., 1995, (6) González-Delgado et al., 1994, (7) Garnett et al., 1997, (8) Díaz et al., 1987, (9) Pastoriza et al., 1993, (10) Garnett, 1989, (11) Rayo et al., 1982, (12) Lequeux et al., 1979, (13) Dennefeld & Stasińska, 1983.

^btodas las temperaturas en unidades de 10^4 K

Cuadro B.1: Continuación

Objeto	Ref. ^a	$t_e(OII)$ ^b	$t_e(OIII)$	$t_e(NII)$	$t_e(SII)$	$t_e(SIII)$
N59A	13	—	1.00	—	1.46	0.70
N44B	13	—	1.10	—	—	0.79
N55A	13	—	0.97	—	—	0.73
N113D	13	—	0.86	1.32	1.32	0.80
N127A	13	0.68	0.97	—	1.12	0.85
N159A	13	—	1.07	—	—	—
N214C	13	—	1.04	—	0.90	0.86
N4A	13	—	0.92	—	0.70	0.85
N79E	13	—	0.92	—	—	—
N191A	13	—	1.09	1.04	0.78	0.85
N13	13	0.73	1.30	—	—	1.66
N32	13	1.00	2.13	—	—	—
N81	13	1.58	1.26	—	—	—
D199.205 ap11	14	—	0.94±0.12	—	0.71±0.14	1.01±0.05
D199.205 ap13	14	—	0.91±0.07	—	0.75±0.14	0.97±0.05
D199.205 ap14	14	—	1.04±0.12	—	—	0.89±0.06
D199.205N120 ap12	14	—	0.89±0.09	—	0.64±0.12	1.03±0.06
D199.205N120 ap13	14	—	0.90±0.12	1.02±0.24	1.02±0.24	0.99±0.07
D199.205N120 ap14	14	—	0.88±0.08	—	—	0.91±0.05
D199.205N120 ap15	14	—	0.92±0.11	—	—	0.96±0.10
D199.205N120 ap16	14	—	1.02±0.14	—	—	0.97±0.09
D199.205N120 ap19	14	—	1.03±0.16	—	—	0.98±0.18
D243.5S ap6	14	—	0.77±0.12	—	0.72±0.14	—
D243.5S ap5	14	—	0.72±0.16	—	—	0.90±0.07
D243.30S ap16	14	—	0.96±0.07	1.05±0.09	0.82±0.16	1.35±0.24
D301.SW6 ap7	14	—	1.18±0.14	—	0.78±0.12	1.41±0.16
D301.SW6 ap8	14	—	1.13±0.14	—	0.79±0.12	1.24±0.12
D301.SW6 ap9	14	—	0.98±0.08	1.23±0.15	0.71±0.09	—
D301.SW6 ap10	14	—	1.22±0.21	—	0.73±0.10	—
D301.SW6 ap11	14	—	1.23±0.16	—	0.81±0.19	1.29±0.22
D301.SW6 ap12	14	—	1.07±0.14	—	0.74±0.09	1.36±0.19
D323.C1 ap6	14	—	0.78±0.08	—	0.70±0.14	—
D323.C1 ap7	14	—	1.18±0.14	—	—	0.93±0.06
D323.C1 ap8	14	—	1.13±0.14	—	—	0.92±0.05
D323.C1 ap9	14	—	0.98±0.08	—	0.84±0.20	0.94±0.03
D323.C1 ap10	14	—	0.96±0.06	1.03±0.13	0.75±0.22	1.00±0.06
D323.C2 ap9	14	—	1.23±0.26	1.10±0.19	0.76±0.12	—
D323.C2 ap10	14	—	0.90±0.04	1.17±0.22	0.75±0.20	0.98±0.05
D323.C2 ap11	14	—	0.95±0.05	—	—	0.95±0.05
D323.C2 ap12	14	—	0.93±0.05	1.39±0.30	—	0.93±0.05
D323.140 ap13	14	—	0.86±0.08	—	—	0.88±0.02
D323.140 ap16	14	—	0.83±0.08	—	—	0.97±0.06

^aReferencias: (13) Dennefeld & Stasińska, 1983., (14) Oey & Shields, 2000^btodas las temperaturas en unidades de 10⁴ K

Cuadro B.1: Continuación

Objeto	Ref. ^a	$t_e(OII)$ ^b	$t_e(OIII)$	$t_e(NII)$	$t_e(SII)$
0832+699	15	0.92±0.06	1.66±0.03	—	—
0940+544N	15	0.90±0.06	2.18±0.07	—	—
1135+581	15	1.23±0.05	1.31±0.02	—	0.80±0.10
1152+579	15	1.39±0.09	1.63±0.02	—	1.20±0.12
1331+493N	15	1.47±0.18	1.61±0.03	—	—
0723+692A	16	1.37±0.11	1.58±0.01	—	1.23±0.16
0723+692B	16	1.29±0.13	1.50±0.04	—	—
0741+535	16	0.87±0.07	1.38±0.08	—	—
0907+543	16	1.50±0.10	1.45±0.05	—	—
0917+527	16	1.13±0.04	1.52±0.04	—	0.95±0.11
0940+544N	16	1.35±0.14	2.02±0.05	—	0.90±0.16
1054+365	16	1.35±0.13	1.38±0.02	—	0.80±0.20
1205+557	16	1.40±0.19	1.38±0.02	—	0.82±0.22
1222+614	16	1.15±0.05	1.62±0.08	—	1.08±0.14
1256+351	16	1.25±0.06	1.36±0.01	—	0.80±0.10
1319+579A	16	1.35±0.07	1.30±0.02	—	0.63±0.05
1319+579C	16	1.18±0.06	1.70±0.04	—	0.63±0.08
1358+576	16	1.21±0.10	1.47±0.03	—	0.92±0.12
1533+574A	16	1.01±0.09	1.45±0.07	—	0.76±0.10
1533+574B	16	1.28±0.15	1.24±0.04	—	1.10±0.08
1415+437	17	1.33±0.07	1.70±0.02	—	—

^aReferencias: (15) Izotov et al. 1994, (16) Izotov et al. 1997, (17) Izotov et al., 1998^btodas las temperaturas en unidades de 10⁴ K

Apéndice C

Lista de abreviaturas

AGB. *Asymptotic Giant Branch.* En castellano, Rama Asintótica de las Gigantes.

Ar. Argon.

BCD. *Blue Compact Dwarfs.* Galaxias compactas enanas.

BCG. *Blue Compact Galaxies.* Galaxias compactas azules.

C. Carbono

CCD. *Charge Coupled Device.* Dispositivo acoplado de carga,

dI. *dwarf irregular.* Enana irregular.

EW. *Equivalent Width.* Ancho equivalente.

GEHR. Región HII Gigante Extragaláctica.

H. Hidrógeno.

HII. Referido a regiones o a galaxias, se refiere al hidrógeno ionizado, presente en estas regiones como consecuencia de la presencia de fotones ultravioleta.

HST. *Hubble Space Telescope.* Telescopio espacial Hubble.

ICF. *Ionization Correction Factor.* Factor de corrección de ionización.

IDS. *Intermediate Dispersion Spectrograph*. Espectrógrafo de dispersión intermedia.

IMF. *Initial Mass Function*. Función Inicial de Masas.

INT. *Isaac Newton Telescope*. Telescopio Isaac Newton.

IR. Infrarrojo.

IRAF. *Image Reduction and Analysis Facility*. Programa para la reducción y análisis de espectros. distribuido por NOAO (*National Optical Astronomical Observatory*).

ISO. *Infrared Space Observatory*. Observatorio espacial en el infrarrojo.

iE. En la clasificación de galaxias HII de Loose & Thuan (1986), objeto con estructura interior irregular y envoltura regular.

iI. En la misma clasificación, objeto con envoltura irregular, pudiendo haber iI,C (cometarios), iI,M (en proceso de fusión) y iI,O (sin envoltura exterior).

LBV. *Luminous Blue Variables*. Estrellas variables luminosas azules.

LEDA. *Lyon-Meudon Extragalactic Database*. Base de datos de Lyon-Meudon de objetos extragalácticos.

LTE. *Local Thermodynamical Equilibrium*. Equilibrio termodinámico local.

LSBG. *Low Surface Brightness Galaxies*. Galaxias de bajo brillo superficial.

MIS. Medio interestelar.

N. Nitrógeno.

NED. *NASA/IPAC Extragalactic Database*. Base de datos de objetos extragalácticos de la NASA (*National Aeronautics and Space Administration*) y de IPAC (*Infrared Processing and Analysis Center, California Institute of Technology*).

Ne. Neon.

NP. Nebulosa Planetaria.

nE. En la clasificación de galaxias HII de Loose & Thuan (1986), objeto con estructura interior y envoltura regular.

O. Oxígeno.

S. Azufre.

SBP. *Surface Brightness Profile*. Perfil de brillo superficial.

SED. *Spectral Energy Distribution*. Distribución de energía espectral.

SFR. *Star Formation Rate*. Tasa de formación estelar.

UV. Ultravioleta.

WR. Estrellas Wolf-Rayet.

Bibliografía

- [1] Aitken, D.K. & Roche, P.F. 1982, MNRAS, 200, 217.
- [2] Allende-Prieto, C., Lambert, D.L. & Asplund, M. 2001, ApJ, 556, 63.
- [3] Aller, L.H., 1942, ApJ, 95, 52.
- [4] Aller, L.H., 1994, ApJ, 432, 427.
- [5] Aller, L.H. & Czyzak, S.J. 1983, 51, 211.
- [6] Aller, L.H., Czyzak, S.J., Craine, E. & Kaler, J.B. 1973, ApJ, 182, 509.
- [7] Aller, L.H., Epps, H.W. & Czyzak, S.J. 1976, ApJ, 205, 798.
- [8] Aller, L.H. & Hyung, S. 1995, MNRAS, 276, 1101.
- [9] Aller, L.H. & Keyes, C.D. 1987, ApJSS, 65, 405.
- [10] Aller, L.H., Keyes, C.D. & Czyzak, S.J. 1981, ApJ, 250, 596.
- [11] Alloin, D., Collin-Souffrin, S., Joly, M. & Vigroux, L., 1979, A&A, 78, 200.
- [12] Aloisi, A. & Leitherer, C. 2000, AAS, 197, 3001.
- [13] Aloisi, A., Tosi, M. & Greggio, L. 1999, AJ, 118, 302.
- [14] Baldwin, J.A., Ferland, G.J., Martin, P.G., Corbin, M.R., Cota, S.A., Peterson, B.M. & Slettebak, A. 1991, ApJ, 580, 609.
- [15] Balick, B., Perinotto, M., Maccioni, A., Terzian, Y. & Hajian, A. 1994, ApJ, 424, 800.
- [16] Barker, T. 1978, ApJ, 219, 914.
- [17] Barker, T. 1978, ApJ, 220, 193.
- [18] Barker, T. 1978, ApJ, 221, 145.
- [19] Barker, T. 1980, ApJ, 240, 99.
- [20] Barker, T. 1983, ApJ, 270, 641.
- [21] Barker, T. 1984, ApJ, 284, 589.
- [22] Barker, T. 1985, ApJ, 294, 193.
- [23] Barker, T. 1985, ApJ, 445, 108.
- [24] Barker, T. & Cudworth, K.M. 1984, ApJ, 278, 610.
- [25] Barlow, T.J. 1978, ApJ, 220, 193.

- [26] Bell, S.C., Lacy, J.H., Townes, C.H., Aller, L.H., Geballe, T.R. & Baas, F. 1981, *ApJ*, 249, 592.
- [27] Binette, L., Luridiana, V. & Henney, W.J. 2001, *RMxAA*, 10, 19.
- [28] Bohigas, J. & Olguín, L. 1996, *RMxAA*, 32, 47.
- [29] Borkowski, K.J. & Harrington, J.P. 1991, *ApJ*, 379, 168.
- [30] Bothun, G.D., Mould, J.R., Caldwell, N. & MacGillivray, H.T. 1986, *AJ*, 92, 1007.
- [31] Brinks, E. & Klein, U. 1988, *MNRAS*, 231, 63.
- [32] Brocklehurst, M. 1971, *MNRAS*, 153, 471.
- [33] Cairós, L.M., Vílchez, J.M., González-Pérez, J.N., Iglesias-Páramo, J. & Caon, N. 2001a, *ApJSS*, 133, 343.
- [34] Cairós, L.M., Caon, N., Vílchez, J.M., González-Pérez, J.N., Muñoz-Tuñón, C. 2001b, *ApJS*, 136, 2.
- [35] Campbell, A. 1988, *ApJ*, 335, 644.
- [36] Campos-Aguilar, A., Masegosa, J. & Moles, M. 1993, *AJ*, 106, 1784.
- [37] Castellanos, M., Díaz, A.I. & Tenorio-Tagle, G. 2002, *ApJ*, 565, L79.
- [38] Castellanos, M., Díaz, A.I. & Terlevich, E. 2002, *MNRAS*, 329, 315.
- [39] Cerviño, M. & Mas-Hesse, J.M. 1994, *A&A*, 284, 749.
- [40] Charlot, S. & Longhetti, M. 2001, *MNRAS*, 323, 887.
- [41] Clegg, R.E.S., Harrington, J.P., Barlow, M.J. & Walsh, J.R. 1987, *ApJ*, 314, 551.
- [42] Cohen, M. & Barlow, M.J. 1980, *ApJ*, 238, 585.
- [43] Condal, A.R. 1982, *A&A*, 112, 124.
- [44] Considère, S., Coziol, R., Contini, T. & Davoust, E., 2000, *A&A*, 356, 89.
- [45] Conti, P.S. 1991, *ApJ*, 377, 100.
- [46] Corradi, R.L.M., Perinotto, M., Schwarz, H.E. & Claeskens, J.-F. 1997, *A&A*, 332, 975.
- [47] Costa, R.D.D., de Freitas Pacheco, J.A. & Idiart, T.P. 2000, *A&AS*, 145, 467.
- [48] Coziol, R. 1996, *A&A*, 309, 345.
- [49] Coziol, R., Contini, T., Davoust, E., Considère, S., 1998 In: Friedli, D., Edmunds, M., Robert, C., Drissen, L. (eds.) *Abundance profiles: Diagnostic tools for Galaxy history*, ASP Conf. Ser. vol. 147, ASP San Francisco, p. 219.
- [50] Cuisinier, F., Maciel, W.J., Koeppen, J., Acker, A. & Stenholm, B. 2000, *A&A*, 353, 543.
- [51] Davies, J.I. & Phillipps, S. 1988, *MNRAS*, 233, 553.
- [52] Denicoló, G., Terlevich, R. & Terlevich, E. 2002, *MNRAS*, 330, 69.
- [53] Dennefeld, M. & Stasińska, G. 1983, *A&A*, 118, 234.

- [54] de Freitas Pacheco, J.A., Maciel, W.J. & Costa, R.D.D. 1992, A&A, 261, 579.
- [55] De Robertis, M.M., Dufour, R.J. & Hunt, R.W. 1987, JRASC, 81, 195.
- [56] Díaz, A.I. 1994, in Tenorio-Tagle, G., ed., Violent star formation: from 30Doradus to Quasars. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 30.
- [57] Díaz, A.I. 1999, Ap&SS, 263, 143.
- [58] Díaz, A.I., Castellanos, M., Terlevich, E. & García-Vargas, M.L. 2000, MNRAS, 318, 462.
- [59] Díaz, A.I. & Pérez-Montero, E. 2000, MNRAS, 312, 130.
- [60] Díaz, A.I., Terlevich, E., Pagel, B.E.J., Vílchez, J.M. & Edmunds, M.G. 1987, MNRAS, 226, 19.
- [61] Díaz, A.I., Terlevich, E., Pagel, B.E.J., Vílchez, J.M. & Edmunds, M.G. 1990, RMxAA, 21, 223.
- [62] Díaz, A.I., Terlevich, E., Vílchez, J.M., Pagel, B.E.J. & Edmunds, M.G. 1991, MNRAS, 253, 245.
- [63] Dinerstein, H.L. 1986, PASP, 98, 979.
- [64] Dinerstein, H.L., Lester, D.F. & Werner, M.W. 1985, ApJ, 291, 561.
- [65] Dinerstein, H.L. & Shields, G.A. 1986, ApJ, 311, 45.
- [66] D’Odorico, S., Rosa, M. & Wampler, E.J.: 1983 A&AS, 53, 97.
- [67] Dopita, M.A. & Evans, I.N. 1986, ApJ, 307, 431.
- [68] Dopita, M.A., Vassiliadis, E., Wood, P.R., Meatheringham, S.J., Harrington, J.P., Bohlin, R.C., Ford, H.C., Stecher, T.P. & Maran, S.P. 1997, ApJ, 474, 188.
- [69] Doublier, V., Comte, G., Petrosian, A., Surace, C. & Turatto, M. 1997, A&AS, 124, 405.
- [70] Doublier, V., Caulet, A. & Comte, G. 1999, A&AS, 138, 213.
- [71] Dufour, R.J. 1984, ApJ, 287, 341.
- [72] Dufour, R.J., Castaneda, H.G. & Esteban, C. 1996, AAS, 188, 902.
- [73] Dufour, R.J., Garnett, D.R. & Shields, G.A. 1988, ApJ, 332, 752.
- [74] Dutil, Y. & Roy, J.-R. 1999, ApJ, 516, 62.
- [75] Edmunds, M.G. & Pagel, B.E.J. 1984, MNRAS, 211, 507.
- [76] Esteban, C. 2002 in *Ionized Gaseous Nebulae*, eds. W.J. Henney, J.Franco, M.Martos & M. Peña (Conference Series of RMxAA, vol. 12).
- [77] Esteban, C., Smith, L.J., Vílchez, J.M. & Clegg, R.E.S. 1993, A&A, 272, 299.
- [78] Fanelli, M.N., O’Connell, R.W. & Thuan, T.X. 1988, ApJ, 334, 665.
- [79] Faúndez-Abans, M. & Maciel, W.J. 1986, ApJ, 1986, 158, 228.
- [80] Feibelman, W.A., Hyung, S. & Aller, L.H. 1994, ApJ, 426, 653.
- [81] Feibelman, W.A., Hyung, S. & Aller, L.H. 1996, MNRAS, 278, 675.

- [82] Ferguson, A.M.N., Gallagher, J.S. & Wyse, R.F.G. 1998, *AJ*, 116, 673.
- [83] Ferland, G.J., HAZY: A brief introduction to CLOUDY. Univ. Kentucky internal report.
- [84] Fierro, J., Torres-Peimbert, S. & Peimbert, M. 1986, *RMxAA*, 12, 308.
- [85] French, H.B. 1980, *ApJ*, 240, 41.
- [86] French, H.B. 1981, *ApJ*, 246, 434.
- [87] French, H.B. & Grandi, S.A. 1981, *ApJ*, 244, 493.
- [88] Fricke, K.J., Izotov, Y.I., Papaderos, P., Guseva, N. & Thuan, T.X. 2001, *ApJ*, 121, 169.
- [89] Friedli, D., Benz, W. & Kennicutt, R. 1994, *ApJ*, 430, 105.
- [90] Gabler, R., Gabler, A., Kudritzki, R.P., Puls, J. & Pauldrach, A. 1989, *A&A*, 226, 162.
- [91] Galavis, M.E., Mendoza, C. & Zeippen, C.J. 1995, *A&AS*, 111, 347.
- [92] Gallagher, J.S., Hunter, D.A. & Tutukov, A.V. 1984, *ApJ*, 284, 544.
- [93] García-Vargas, M.L., Bressan, A. & Díaz, A.I. 1995, *A&ASS*, 112, 12.
- [94] Garnett, D.R. & Shields, G.A. 1987, *ApJ*, 317, 82.
- [95] Garnett, D.R. 1989, *ApJ*, 345, 63.
- [96] Garnett, D.R. 1992, *AJ*, 103, 1330.
- [97] Garnett, D.R., Dufour, R.J., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., Shields, G.A., Skillman, E.D., Terlevich, E. & Terlevich, R. 1995, *ApJ*, 449, 77.
- [98] Garnett, D.R., Shields, G.A., Skillman, E.D., Sagan, S.P. & Dufour, R.J. 1997, *ApJ*, 469, 93.
- [99] Gerola, H., Seiden, P.E. & Schulman, L.S. 1980, *ApJ*, 242, 517.
- [100] Gil de Paz, A., Madore, B.F. & Pevunova, O. 2002, en preparación.
- [101] Giveon, U., Steinberg, A., Lutz, D., Feuchtgruber, H. & Pauldrach, A.W.A.
- [102] González-Delgado, R.M. & Pérez, E. 1996, *MNRAS*, 278, 737.
- [103] González-Delgado, R.M. & Pérez, E. 1996, *MNRAS*, 281, 781.
- [104] González-Delgado, R.M., Pérez, E., Díaz, A.I., García-Vargas, M.L., Terlevich, E. & Vílchez, J.M. 1995, *ApJ*, 439, 604.
- [105] González-Delgado, R.M., Pérez, E., Tenorio-Tagle, G., Vílchez, J.M., Terlevich, E., Terlevich, R., Telles, E., Rodríguez-Espinosa, J.M., Mas-Hesse, M., García-Vargas, M.L., Díaz, A.I., Cepa, J. & Castañeda, H.O., 1994, *ApJ*, 437, 239.
- [106] Grevesse, N. & Anders, E. 1989, in Washington C.J. ed., *AIP Conf. Proc.* 183, *Cosmic Abundances in Matter*, AIP, New York, p. 1.
- [107] Grevesse, N. & Sauval, A.J. 1998, see, conf, 161, *Standard Solar Composition*.
- [108] Guseva, N.G., Izotov, Y.I. & Thuan, T.X. 2000, *ApJ*, 531, 776.
- [109] Haro, G., 1956, *BOTT*, 2, 8.

-
- [110] Harrington, J.P., Monk, D.J. & Clegg, R.E.S. 1988, MNRAS, 231, 577.
- [111] Hawley, S.A. & Miller, J.S. 1978, ApJ, 220, 609.
- [112] Heckman, T.M. 1980, A&A, 87, 152.
- [113] Henry, R.B.C., Balkowski, C., Cayatte, V., Edmunds, M.G. & Pagel, B.E.J. 1996, MNRAS, 283, 635.
- [114] Henry, R.B.C., Howard, J.W. 1995, ApJ, 438, 170.
- [115] Henry, R.B.C., Edmunds, M.G. & Köppen, J. 2000, ApJ, 541, 660.,
- [116] Henry, R.B.C., Pagel, B.E.J. & Chincarini, G.L., 1994, MNRAS, 266, 421.
- [117] Hoare, M.G., Roche, P.F. & Glencross, W.M: 1991, MNRAS, 251, 584.
- [118] Holweger, H., 2001 in Joint SOHO/ACE workshop "Solar and Galactic Composition". Ed. R.F. Wimmer-Schweingruber, American Institute of Physics Conference proceedings, vol. 598, p.23.
- [119] Howard, E.M., Koerner, D.W. & Pipher, J.L: 1997, ApJ, 477, 738.
- [120] Hunter, D.A. & Gallagher, J.S. 1986, PASP, 98, 5.
- [121] Hunter, D.A. & Hoffman, L. 1999, A&A, 117, 2789.
- [122] Hunter, D.A. & Thronson, H.A.Jr. 1995, ApJ, 452, 238.
- [123] Hyung, S. & Aller, L.H. 1995a, MNRAS, 273, 958.
- [124] Hyung, S. & Aller, L.H. 1995b, MNRAS, 273, 973.
- [125] Hyung, S. & Aller, L.H. 1996, MNRAS, 278, 551.
- [126] Hyung, S. & Aller, L.H. 1997a, ApJ, 491, 242.
- [127] Hyung, S. & Aller, L.H. 1997b, MNRAS, 292, 71.
- [128] Hyung, S., Aller, L.H. & Feibelman, W.A. 1993, PASP, 105, 1279.
- [129] Hyung, S., Aller, L.H. & Feibelman, W.A. 1994a, ApJSS, 93, 465.
- [130] Hyung, S., Aller, L.H. & Feibelman, W.A. 1994b, PASP, 106, 745.
- [131] Hyung, S., Aller, L.H. & Feibelman, W.A. 1994c, MNRAS, 269, 975.
- [132] Hyung, S., Aller, L.H. & Feibelman, W.A. 1996, PASP, 108, 488.
- [133] Hyung, S., Aller, L.H. & Feibelman, W.A. 1999, ApJ, 525, 294.
- [134] Hyung, S., Keyes, C.D. & Aller, L.H. 1995, MNRAS, 272, 49.
- [135] Izotov, Y.L., Thuan, T.X. & Lipovetsky, V.A. 1994, ApJ, 435, 647.
- [136] Izotov, Y.L., Thuan, T.X. & Lipovetsky, V.A. 1997, ApJS 108, 11.
- [137] Izotov, Y.L. & Thuan, T.X. 1998, ApJ, 500, 188.
- [138] Izotov, Y.L. & Thuan, T.X. 1999, ApJ, 511, 639.
- [139] Kaler, J.B., Aller, L.H. & Czyzak, S.J. 1976, ApJ, 203, 636.
- [140] Kaler, J.B., Aller, L.H., Czyzak, S.J. & Epps, H.W. 1976, ApJSS, 31, 163.

- [141] Kelly, D.M. & Latter, W.B. 1995, *AJ*, 109, 1320.
- [142] Kennicutt, R.C. 1988, *ApJ*, 334, 144.
- [143] Kennicutt, R.C., Bresolin, F., French, H. & Martin, P. 2000, *ApJ*, 537, 589.
- [144] Kennicutt, R.C. & Garnett, D.R. 1996, *ApJ*, 456, 504.
- [145] Kennicutt, R.C., Oey, M.S., Zaritsky, D. & Huchra, J.P. 1993, *RMxAA*, 27, 21.
- [146] Kewley, L.J. & Dopita, M.A. 2002, *ApJS*, 142, 35.
- [147] Kingsburgh, R.L. & Barlow, M.J. 1994, *MNRAS*, 271, 257.
- [148] Kinkel, U. & Rosa, M.R. 1994, *A&A*, 282, 37.
- [149] Kniazev, A.Y., Pustilnik, S.A., Masegosa, J., Márquez, I., Ugryumov, A.V., Martin, J.-M., Izotov, Y.L., Engels, D., Brosch, N., Hopp, U., Merlino, S. & Lipovetsky, V.A. 2000, *A&A*, 357, 101.
- [150] Kobulnicky, H.A., Kennicutt, R.C.Jr. & Pizagno, J.L. 1999, *ApJ*, 514, 544.
- [151] Köppen, J., Acker, A. & Stenholm, B. 1991, *A&A*, 248, 197.
- [152] Köppen, J. & Cuisinier, F. 1997, *A&A*, 319, 98.
- [153] Kunth, D. & Östlin, G. 2000, *A&A Rev.*, 10, 1.
- [154] Kunth, D. & Sargent, W.L.W. 1983, *ApJ*, 273, 81.
- [155] Kurt, C.M., Dufour, R.J., Garnett, D.R., Skillman, E.D., Mathis, J.S., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S. & Ruiz, M.-T. 1999, *ApJ*, 518, 246.
- [156] Kurucz, R.L. 1991, en: Crivellari, L., Hubeny, I., Hummer, D.G. (eds.) *Stellar Atmospheres: Beyond Classical Models*, NATO ASI Series C, Vol. 341, p. 441.
- [157] Kwitter, K.B. & Aller, L.H. 1981, *MNRAS*, 195, 939.
- [158] Lamers, H.J.G.L.M. & Nugis, T. 2002, *A&A*, 395, 1.
- [159] Lamport, L: *-A Document Preparation System- User's Guide and Reference Manual*. Addison-Wesley, Reading, MA, USA, 1984.
- [160] Legrand, F. 2000, *A&A*, 354, 504.
- [161] Legrand, F., Kunth, D., Roy, J.-R., Mas-Hesse, J.M. & Walsh, J.R. 1991, *A&A*, 326, 17.
- [162] Legrand, F., Kunth, D., Roy, J.-R., Mas-Hesse, J.M. & Walsh, J.R. 2000, *A&A*, 355, 891.
- [163] Legrand, F., Tenorio-Tagle, G., Silich, S., Kunth, D. & Cerviño, M. 2001, *ApJ*, 560, 630.
- [164] Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J.D., González-Delgado, R.M., Carmelle, R., Kune, D.F., de Mello, D.F., Devost, D. & Heckman, T.M., 1999, *ApJS*, 123, 3.
- [165] Leitherer, C., Schaerer, D. & Stasińska, 2001, *A&A*, 370, 1.
- [166] Lennon, D.J. & Burke, V.M. 1994, *A&A*, 287, 885.
- [167] Lequeux, J., Rayo, J.F., Serrano, A., Peimbert, M. & Torres-Peimbert, S. 1979, *A&A*, 80, 155.

- [168] Lester, D.F., Dinerstein, H.L. & Rank, D.M. 1979, ApJ, 232, 139.
- [169] Lipovetsky, V.A., Chaffee, F.H., Izotov, Y.I., Foltz, C.B., Kniazev, A.Y. & Hopp, U. 1999, ApJ, 519, 177.
- [170] Lisenfeld, U. & Ferrara, A., 1998 ApJ, 496, 145.
- [171] Liu, X.-W., 2002 in *Ionized Gaseous Nebulae*, eds. W.J. Henney, J.Franco, M.Martos & M. Peña (Conference Series of RMxAA, vol. 12)
- [172] Loose, H.-H. & Thuan, T.X. 1986 MitAG, 65, 231.
- [173] Maciejewski, W., Mathis, J.S & Edgar, R.J. 1996, ApJ, 462, 347.
- [174] Maciel, W.J. & Quireza, C. 1999, A&A, 345, 629.
- [175] Martín-Hernández, N.L., Peeters, E., Morisset, C., Tielens, A.G.G.M., Cox, P., Roelfsema, P.R., Baluteau, J.-P., Schaerer, D., Mathis, J.S., Damour, F., Churchwell, E. & Kessler, M.F. 2002, A&A,
- [176] Matteucci, F. & Tosi, M. 1985, MNRAS, 217, 391.
- [177] Mas-Hesse, J.M. & Kunth, D. 1999, A&A, 349, 765.
- [178] Mathis, J.S. 1982, ApJ, 261, 195.
- [179] Mathis, J.S. 1985, ApJ, 291, 247.
- [180] Mathis, J.S. 1995, RMxAA, 3, 207.
- [181] Mathis, J.S. & Liu, X.-W. 1999, ApJ, 521, 512.
- [182] Mathis, J.S. & Rosa, M.R. 1991, A&A, 245, 625.
- [183] Mathis, J.S., Torres-Peimbert, S. & Peimbert, M. 1998, ApJ, 495, 328.
- [184] McCall, M.L., Rybski, P.M., & Shields, G.A. 1985, ApJS, 57, 1.
- [185] McGaugh, S.S. 1991, ApJ, 380, 140.
- [186] McKenna, F.C., Keenan, F.P., Kaler, J.B., Wickstead, A.W., Bell, K.L. & Aggarwal, K.M. 1996, PASP, 108, 610.
- [187] McLaughlin, B.M.& Bell, K.L. 1998, JPhB, 31, 4317.
- [188] Méndez,D.I. & Esteban, C. 2000, A&A, 359, 493.
- [189] Moreno, H., Gutierrez-Moreno, A. & Cortés, G. 1994, PASP, 106, 619.
- [190] Moy, E., Rocca-Volmerange, B. & Fioc, M. 2001, A&A, 365, 347.
- [191] Natta, A., Panagia, N. & Preite-Martínez, 1980, ApJ, 242, 596.
- [192] Nollenberg, J.G., Skillman, E.D., Garnett, D.R. & Dinerstein, H.L. 2002, ApJ, 581, 1002.
- [193] Oey, M.S., Dopita, M.A., Shields, J.C. & Smith, R.C. 2000, ApJ, 128, 511.
- [194] Oey, M.S. & Kennicutt, R.C.Jr. 1993, ApJ, 411, 137.
- [195] Oey, M.S. & Shields, J.C. 2000, ApJ, 539, 687.
- [196] Oke, J.B. 1990, AJ, 99, 1621.
- [197] Olive, K.A., Skillman, E.D. & Steigman, G. 1997, ApJ, 489, 1006.

- [198] Osterbrock, D.E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*(San Francisco: Freeman).
- [199] Östlin, G. 2000, ApJ, 235, 99.
- [200] Östlin, G. & Kunth, D. 2001, A&A, 371, 429.
- [201] Pagel, B.E.J. 1980, en: ESA Astron. Uses of the Space Telescope, p. 229.
- [202] Pagel, B.E.J., Edmunds, M.G., Blackwell, D.E., Chun, M.S. & Smith, G., 1979, MNRAS, 189, 95.
- [203] Pagel, B.E.J., Simonson, E.A., Terlevich, R.J. & Edmunds, M.G. 1992, MNRAS, 255, 325.
- [204] Pagel, B.E.J. 1997 in Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies. Cambridge University Press.
- [205] Panagia, N. 1973, AJ, 78, 929.
- [206] Papaderos, P., Fricke, K.J., Thuan, T.X. & Loose, H.-H. 1994, A&A, 291, 13.
- [207] Papaderos, P., Loose, H.-H., Thuan, T.X. & Fricke, K.J. 1996a, A&AS, 120, 207.
- [208] Papaderos, P., Loose, H.-H., Fricke, K.J. & Thuan, T.X. 1996b, A&A, 314, 59.
- [209] Pastoriza, M.G., Dottori, H.A., Terlevich, E., Terlevich, R. & Díaz, A.I. 1993, MNRAS 260, 177.
- [210] Peeters, E., Martín-Hernández, N.L., Damour, F., Cox, P., Roelfsema, P.R., Baluteau, J.-P., Tielens, A.G.G.M., Churchwell, E., Kessler, M.F., Mathis, J.S., Morisset, C. & Schaerer, D. 2002, A&A, 381, 571.
- [211] Peimbert, A., Peimbert, M. & Luridiana, V. 2002, ApJ, 565, 688.
- [212] Peimbert, M. 1967, ApJ, 150, 825.
- [213] Peimbert, M. 1996, in *Analysis of Emission Lines*. eds. R.E. Williams & M.Livio (Cambridge: Cambridge University Press), p. 165.
- [214] Peimbert, M. & Costero Costero, R. 1969, BAAS, 1, 256.
- [215] Peimbert, M., Pena, M. & Torres-Peimbert, S. 1986, A&A, 158, 266.
- [216] Peimbert, M. & Torres-Peimbert, S. 1971, ApJ, 168, 413.
- [217] Péquignot, D., Amara, M., Liu, X.-W., Barlow, M.J., Storey, P.J., Morisset, C., Torres-Peimbert, S. & Peimbert, M. 2002, RMxAC, 12, 142.
- [218] Péquignot, D., Walsh, J.R., Zijlstra, A.A. & Dudziak, G. 2000, A&A, 361, 1.
- [219] Perinotto, M. 1991, ApJSS, 76, 687.
- [220] Perinotto, M., Kifonidis, K., Schönberg, D. & Marten, H. 1998, A&A, 332, 1044.
- [221] Petrosian, A.R., Movsessian, T., Comte, G., Kunth, D. & Dodonov, S. 2002, A&A, 391, 487/
- [222] Phillips, S. & Edmunds, M.G. 1991, MNRAS, 251, 84.
- [223] Popescu, C.C. & Hopp, U. 2000, A&ASS, 142, 247.

- [224] Pottasch, S.R., Preite-Martínez, A., Olon, F.M., Mo Jing-Er & Kingma, S., 1986, A&A, 161, 363.
- [225] Pustilnik, S.A., Ugryumov, A.V., Lipovetsky, V.A., Thuan, T.X. & Guseva, N. 1995, ApJ, 443, 499.
- [226] Pustilnik, S.A., Kniazev, A.Y., Lipovetsky, V.A. & Ugryumov, A.V. 2001, A&A, 373, 24.
- [227] Pilyugin, L.S. 2000, A&A, 362, 325.
- [228] Pilyugin, L.S. 2001, A&A, 373, 56.
- [229] Quino. *Esto no es todo*. 2001, Ed. Lumen. Tercera edición/
- [230] Raimann, D., Bica, E., Storchi-Bergmann, T., Melnick, J. & Schmitt, H. 2000, MNRAS, 314, 295.
- [231] Raimann, D., Storchi-Bergmann, T., Bica, E., Melnick, J. & Schmitt, H. 2000, MNRAS, 316, 559
- [232] Ramsbottom, C.A., Bell, K.L. & Stafford, R.P. 1996, ADNDT, 63, 57.
- [233] Ratag, M.A., Pottasch, S.R., Dennefeld, M. & Menzies, J.W. 1992, A&A, 255, 255.
- [234] Rayo, J.F., Peimbert, M. & Torres-Peimbert, S. 1982, ApJ, 255, 1.
- [235] Recci, S., Mateucci, F., D'Ercole, A. & Tosi, M. 2002, A&A, 384, 799.
- [236] Richer, M.G. & McCall, M.L. 1995, ApJ, 445, 642.
- [237] Roche, P.F. & Aitken, D.K. 1986, MNRAS, 221, 63.
- [238] Roche, P.F., Aitken, D.K. & Whitmore, B. 1983, MNRAS, 204, 1017.
- [239] Rodrigues, I., Dottori, H., Cepa, J. & Vílchez, J. 1998, A&ASS, 128, 545.
- [240] Roy, J.-R. & Walsh, J.R. 1997, MNRAS, 288, 715.
- [241] Rudy, R.J., Cohen, R.D., Rossano, G.S., Erwin, P. & Puetter, R.C. 1991, ApJ, 368, 468.
- [242] Rudy, R.J., Cohen, R.D., Rossano, G.S., Erwin, P., Puetter, R.C. & Feibelman, W.A. 1993, AJ, 105, 1002.
- [243] Rudy, R.J., Cohen, R.D., Rossano, G.S., Erwin, P., Puetter, R.C. & Lynch, D.K. 1991, ApJ, 380, 151.
- [244] Ryder, S.D. 1995, ApJ, 444, 610.
- [245] Salpeter, E.E. 1955, ApJ, 121, 161.
- [246] Sargent, W.L.W. & Searle, L. 1970, AJ, 162, L155.
- [247] Sauer, D. & Jedamzik, K. 2002, A&A, 2002, 381, 373.
- [248] Seaton, M.J., 1979, MNRAS, 187, 73.
- [249] Schaerer, D. 1996, A&A, 309, 129.
- [250] Schaerer, D., Contini, T. & Pindao, M. 1999, A&ASS, 136, 35.
- [251] Schaerer, D. & de Koter, A. 1997, A&A, 322, 598.

- [252] Schaerer, D. & Vacca, W.D. 1998, ApJ, 497, 618.
- [253] Schmutz, W., Leitherer, C. & Gruenwald, R., 1992, PASP, 104, 1164.
- [254] Schulte-Ladbeck, R.E., Crone, M.M. & Hopp, U. 1998, ApJ, 493, 23.
- [255] Scowen, P.A., Dufour, R.J. & Hester, J.J. 1992, 104, 92.
- [256] Searle, L. 1971, ApJ, 168, 327.
- [257] Searle, L. & Sargent, W.L.W. 1972, ApJ, 173, 25.
- [258] Searle, L., Sargent, W.L.W. & Bagnuolo, W.G. 1973, ApJ, 173, 25.
- [259] Shaver, P.A., McGee, R.A., Danks, A.C. & Pottasch, S.R. 1983, MNRAS, 204, 53.
- [260] Shaw, R.A. & Dufour, R.J. 1995, PASP, 107, 896.
- [261] Shields, G.A. 1974, ApJ, 193, 335.
- [262] Shields, G.A. 1990, ARA&A, 28, 525.
- [263] Shields, G.A., Aller, L.H., Keyes, C.D. & Czyzak, S.J. 1981, ApJ, 248, 569.
- [264] Shields, G.A. & Kennicutt, R.C. Jr. 1995, ApJ, 454, 807.
- [265] Shields, G.A. & Searle, L. 1978, ApJ, 222, 281.
- [266] Simpson, C.E. & Gottesman, S.T. 2000, AJ, 120, 2975.
- [267] Simpson, J.P. 1975, A&A, 39, 43.
- [268] Simpson, J.P. & Rubin, R.H. 1990, ApJ, 354, 165.
- [269] Skillman, E.D. 1989, ApJ, 347, 883.
- [270] Skillman, E.D. & Kennicutt, R.C. 1993, ApJ, 411, 655.
- [271] Skillman, E.D., Kennicutt, R.C.Jr. & Hodge, P.W. 1989, ApJ, 347, 875.
- [272] Skillman, E.D., Terlevich, R.J., Kennicutt, R.C.Jr., Garnett, D. & Terlevich, E. 1994, ApJ, 431, 172.
- [273] Spitzer, L. 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium* (New York: Wiley).
- [274] Stanghellini, L. & Kaler, J.B. 1989, ApJ, 343, 811.
- [275] Stasińska, G. 1978, A&A, 66, 257.
- [276] Stasińska, G. 1980, A&A, 84, 320.
- [277] Stasińska, G. 1990, A&AS, 83, 501.
- [278] Stasińska, G. 1998 in *Abundance Profiles: Diagnostic Tools for Galaxy History*, ASP Conf. Series Vol 147, Eds. D. Friedli, M. Edmunds, C. Robert & L. Drissen, p. 142.
- [279] Stasińska, G. & Izotov, Y. 2001, A&A, 378, 817.
- [280] Stasińska, G. & Izotov, Y. 2003, A&A, 397, 71..
- [281] Stasińska, G. & Leitherer, C. 1996, ApJS, 107, 661.

-
- [282] Stasińska, G. & Schaerer, D. 1997, *A&A*, 322, 615.
- [283] Stasińska, G. & Schaerer, D. 1999, *A&A*, 351, 72.
- [284] Stasińska, G., Schaerer, D. & Leitherer, C. 2001, 370, 1.
- [285] Staveley-Smith, L., Norris, R.P., Chapman, J.M., Allen, D.A., Whiteoak, J.B. & Roy, A. L. 1992, *MNRAS*, 258, 725.
- [286] Steigman, G., Viegas, S.M. & Gruenwald, R. 1997, *ApJ*, 490, 187.
- [287] Storchi-Bergmann, T., Calzetti, D. & Kinney, A.L. 1994, *ApJ*, 429, 572.
- [288] Storey, P.J. & Hummer, D.G. 1995, *MNRAS*, 272, 41.
- [289] Strömgren, B. 1939, *ApJ*, 89, 526.
- [290] Tayal, S.S. 1997, *ApJS*, 111, 459.
- [291] Tayal, S.S. & Gupta, G.P. 1999, *ApJ*, 526, 544.
- [292] Taylor, C.L., Brinks, E. & Skillman, E.D. 1993, *AJ*, 105, 128.
- [293] Taylor, C.L., Brinks, E., Grashuis, R.M. & Skillman, E.D. 1995, *ApJSS*, 99, 427.
- [294] Taylor, C.L., Thomas, D., Brinks, E. & Skillman, E.D. 1996, *ApJS*, 107, 143.
- [295] Telles, E. 1995. Ph.D. Tesis. Univ. Cambridge.
- [296] Telles, E., Melnick, J. & Terlevich, R. 1997, *MNRAS*, 288, 78.
- [297] Telles, E. & Maddox, S. 2000, *MNRAS*, 311, 307.
- [298] Telles, E., Muñoz-Tuñón, C. & Tenorio-Tagle, G. 2001, *ApJ*, 548, 671.
- [299] Telles, E. & Terlevich, R. 1995, *MNRAS*, 275, 1.
- [300] Tenorio-Tagle, G. 1996, *ApJ*, 111, 1641.
- [301] Terlevich, R., Melnick, J., Masegosa, J., Moles, M. & Copetti, M.V.F. 1991, *A&AS*, 91, 285.
- [302] Thuan, T.X. 1985, *ApJ*, 299, 881.
- [303] Thuan, T.X. 1991, *ApJ*, 378, 65.
- [304] Thuan, T.X., Izotov, Y.I. & Lipovetsky, V.A. 1995, *ApJ*, 445, 108.
- [305] Thuan, T.X. & Martin, G.E. 1981, *ApJ*, 247, 823.
- [306] Torres-Peimbert, S. & Peimbert, M. 1997, *RMxAA*, 2, 181.
- [307] Torres-Peimbert, S., Peimbert, M. & Fierro, J. 1989, *ApJ*, 345, 186.
- [308] Torres-Peimbert, S., Peimbert, M. & Pena, M. 1990, *A&A*, 233, 540.
- [309] Tully, R.B., Boesgaard, A.M., Dyck, H.M. & Schempp, W.V. 1981, *ApJ*, 246, 38.
- [310] Van Zee, L. 2000, *ApJ*, 543, 31.
- [311] Van Zee, L., Salzer, J.J., Haynes, M.P., O'Doghue, Aileen, A. & Balonek, T.J. 1998, *AJ*, 116, 2805.

- [312] Van Zee, L., Skillman E D. & Salzer, J.J. 1998, AJ, 116, 1186.
- [313] Vanzi, L., Hunt, L.H., Thuan, T.X. & Izotov, Y. 2000, A&A, 363, 493.
- [314] Vanzi, L., Hunt, L.H., Thuan, T.X. & Izotov, Y. 2002A&A, 390, 481.
- [315] Veilleux, S. & Osterbrock, D.E. 1987, MNRAS, 63, 295.
- [316] Vennik, J., Hopp, U. & Popescu, C.C. 2000, A&ASS 142, 399.
- [317] Vermeij, R., Damour, J.M., van der Hulst, J.M. & Baluteau, J.-P. 2002, A&A, 390, 649.
- [318] Vermeij, R. & van der Hulst, J.M. 2002, A&A, 391, 1081.
- [319] Verner, D.A. & Ferland, G.J. 1996, ApJS, 103, 467.
- [320] Vila-Costas, M.B. & Edmunds, M.G. 1992, MNRAS, 259, 121.
- [321] Vila-Costas, M.B. & Edmunds, M.G. 1993, MNRAS, 265, 199.
- [322] Vílchez, J.M. & Pagel, B.E.J. 1988, MNRAS, 231, 257.
- [323] Vílchez, J.M., Pagel, B.E.J., Díaz, A.I., Terlevich, E. & Edmunds, M.G. 1988, MNRAS, 235, 633.
- [324] Walsh, J.R. & Roy, J.-R. 1989, MNRAS, 239, 297.
- [325] Weaver, T.A. & Woosley, S.E. 1993, Phys. Rev. 227, 63.
- [326] Whitmore, B.C., Schweizer, F., Leitherer, C., Borne, K. & Robert, C. 1993, AJ, 106, 1354.
- [327] Yang, J., Turner, M.S., Steigman, G., Schramm, D. & Olive, K.A. 1984, ApJ, 250, 605.
- [328] Yorke, H.W. 1986, ARA&A, 24, 49.
- [329] Zaritsky, D. 1992, ApJ, 390, 732.
- [330] Zaritsky, D., Kennicutt, R.C. Jr & Huchra, J.P. 1994, ApJ, 420, 87.
- [331] Zwicky, F. 1965, ApJ, 142, 1293.

