



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO
POSGRADO EN ASTROFÍSICA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
ASTROFÍSICA OBSERVACIONAL

DETERMINACIÓN DE CONDICIONES FÍSICAS Y ABUNDANCIAS QUÍMICAS EN
REGIONES HII Y SUS APLICACIONES PARA EL HELIO PRIMORDIAL

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTORA EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:
MAYRA MABEL VALERDI NEGREROS

TUTOR:
ANTONIO PEIMBERT TORRES
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

CIUDAD DE MÉXICO, ENERO 2020



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Universidad Nacional Autónoma de México

Instituto de Astronomía



Determinación de condiciones físicas y abundancias químicas en regiones
HII y sus aplicaciones para el helio primordial

Para obtener el grado de Dra. en Ciencias (Astrofísica)

Mayra Mabel Valerdi Negreros

Asesor

Dr. Antonio Peimbert Torres

Ciudad de México - 10 de diciembre de 2019

*A mi familia, que siempre ha sido
y será un gran pilar de mi vida*

Agradecimientos

Agradecimientos institucionales

IA UNAM

Agradezco al Instituto de Astronomía por otorgarme espacio y recursos para desarrollar mis estudios de doctorado.

CONACYT

Agradezco a esta institución por otorgarme una beca durante 8 semestres de mis estudios de doctorado.

PAPIIT

Agradezco al proyecto PAPIIT AG100319 por otorgarme una beca durante 6 meses para concluir esta tesis.

Agradecimientos personales

A mis padres Rufina y Julián, y a mis hermanos Erika y Julio, por el apoyo incondicional e infinito.

A todos mis amigos cercanos y lejanos, por cada convivencia, enseñanza y apoyo.

A mis sinodales y supervisor, los doctores: Antonio Peimbert, Gloria Delgado, Mónica Rodríguez, Miriam Peña, Sebastián Sánchez y Michael Richer; por todas las enseñanzas y por el apoyo para mejorar la calidad de esta tesis.

Resumen

El trabajo de tesis se centra en mediciones precisas de las condiciones físicas y la abundancia química en regiones H II de baja metalicidad. Uno de los objetivos que buscamos a partir del estudio de regiones H II es la determinación de la abundancia de helio primordial (Y_P) lo cual requiere alta precisión en la determinación de abundancias en elementos pesados y extremada precisión en la determinación de la abundancia de He.

Las regiones extragalácticas H II de baja metalicidad más brillantes con temperaturas en el rango de 14,000 – 16,000 K podrían ser los mejores objetos para determinar Y_P . La determinación de un Y_P altamente preciso $\sim 1\%$ juega un papel importante para comprender el Universo; este valor impone restricciones significativas en los modelos de nucleosíntesis del Big Bang (BBN), la física de partículas elementales y el estudio de la evolución química galáctica.

El valor de Y_P sigue siendo una de las piezas que faltan en el escenario cosmológico. De acuerdo con el modelo estándar de la nucleosíntesis del Big Bang, la abundancia primordial de los cuatro isótopos ligeros (D, ${}^7\text{Li}$, ${}^3\text{He}$ y ${}^4\text{He}$) depende de: la relación de bariones a fotones η , el número de familias de neutrinos ligeros N_ν , la vida media del neutrón τ_ν y un gran número de cantidades físicas difíciles de determinar, adicionalmente cada uno de los isótopos primordiales plantea un reto diferente. Particularmente el ${}^4\text{He}$, aunque es el más abundante y más fácil de medir, es el menos sensible a η ; esto implica que la determinación del valor de Y_P debe ser más precisa para ser veraz y significativa.

Vale la pena decir que Y_P también se puede determinar utilizando datos satelitales (WMAP, PLANCK), pero tales determinaciones sólo pueden ser precisas si se supone que la Nucleosíntesis del Big Bang es completamente Estándar (SBBN), pero eso no es obvio ni está cerca de ser demostrado.

El primer estudio que realicé fue usando observaciones espectroscópicas de rendija larga de NGC 346, probablemente la mejor región H II para determinar la abundancia de helio primordial. He encontrado que $Y_P = 0.2451 \pm 0.0026$ (1σ), probablemente la mejor determinación en la literatura. Estos resultados se encuentran publicados en un artículo ([Valerdi et al., 2019](#)).

Continuando con el estudio de regiones H II, hice un análisis de una muestra de 8 regiones H II ubicadas en 4 galaxias irregulares. Siguiendo el procedimiento estándar y usando el método directo, determiné las condiciones físicas y posteriormente, obtuve las abundancias iónicas y totales para cada región. Dado que estas 8 regiones tienen la característica de ser pobres en metales, hice una estimación de la abundancia de helio primordial. Para obtener una la abundancia de helio primordial,

usé las líneas de He^+ y haciendo una extrapolación a cero en la abundancia de oxígeno. Haciendo un análisis preliminar se obtiene un valor de $Y_{\text{P}} = 0.2481 \pm 0.0031$. Este valor es consistente con lo que se obtuvo en el artículo de NGC 346.

Durante el doctorado tuve la oportunidad de asistir a 3 temporadas de observación en el telescopio de 2.1 m de San Pedro Martir. El objetivo principal de asistir a estas temporadas de observación fue adquirir experiencia en llevar a cabo observaciones, y el segundo objetivo fue obtener datos nuevos de una muestra de 10 regiones H II pobres en metales. El análisis de estas regiones está en sus primeras fases, pero pretendo hacer un análisis similar al de las 8 regiones H II para obtener las condiciones físicas y abundancias químicas de cada región.

Finalmente, un problema importante en el campo de las determinaciones de abundancias químicas de regiones fotoionizadas es que no podemos calcular la abundancia total de un elemento, por lo que recurrimos al uso de factores de corrección por ionización (ICF). Esta corrección ha sido estudiada para muchos elementos; pero en particular la del He ha sido poco estudiada.

El ICF de helio tiene dos regímenes: uno muy obvio para objetos con radiación ionizante relativamente suave; y un segundo más sutil, para objetos de radiación ionizante más dura, el ICF(He) producido por esta radiación dura representa una corrección del orden de 1 o 2%, pero es de gran importancia ya que dicha precisión es indispensable para obtener una mejor abundancia de helio primordial.

Para abordar este problema, empecé el estudio de regiones H II mediante modelos de fotoionización, usando el código CLOUDY (Ferland et al., 2010). Como parte de este trabajo, generé un primer grid de modelos para tratar de caracterizar el ICF de helio, esto a partir de algunos parámetros observados. El proyecto está en proceso, ya que es necesario hacer más grids de modelos.

Índice general

Resumen	VII
1. Introducción	1
1.1. Medio Interestelar	3
1.2. Ingredientes del Medio Interestelar	3
1.2.1. Gas	3
1.2.2. Polvo	4
1.2.3. Otros ingredientes	6
1.3. Nebulosas en el ISM	7
1.3.1. Nebulosas oscuras	7
1.3.2. Nebulosas de emisión	7
1.3.3. Nebulosas de reflexión	8
1.4. Medio Interestelar Primordial	9
1.5. Regiones H II	9
1.5.1. Abundancias químicas en regiones HII	13
1.6. Nucleosíntesis del Big Bang	16
1.6.1. Helio primordial	17
1.6.2. WMAP y PLANCK	20
1.7. Modelos de Fotoionización	21
2. Marco Teórico	23
2.1. Modelos Teóricos de Regiones Fotoionizadas	23
2.1.1. Equilibrio de fotoionización	24
2.1.2. Equilibrio térmico	25
2.1.3. Espectro emitido	27
2.2. Estudios Observacionales de Regiones HII	29
2.2.1. Determinación de condiciones físicas	30
2.2.2. Determinación de abundancias químicas	33
2.3. Problemas en la Determinación de Abundancias	35
2.3.1. ADF	35

2.3.2.	Inhomogeneidades de temperatura, t^2	36
2.3.3.	ICF(He)	39
2.4.	Determinación de Y_p	40
2.5.	Modelos Numéricos de Regiones Fotoionizadas	45
2.5.1.	CLOUDY	45
2.5.2.	Modelos CLOUDY para regiones H II	47
2.5.3.	Modelos CLOUDY para ICFs	48
3.	Determinación de Y_p en NGC 346	51
3.1.	NGC 346 una Región HII en la SMC	51
3.2.	Artículo: Primordial Helium Abundance	53
3.3.	Observaciones de NCG 346	63
3.3.1.	Reducción de datos	63
3.3.2.	Condiciones físicas y abundancias	65
4.	Regiones HII de baja metalicidad	69
4.1.	Abundancias en Regiones HII de Baja Metalicidad	70
4.2.	Primera Muestra de 8 Regiones HII de Baja Metalicidad	75
4.2.1.	Intensidades de línea y sus correcciones	76
4.2.2.	Condiciones físicas	82
4.2.3.	Abundancias químicas	82
4.2.4.	Abundancia de helio primordial	85
4.3.	Segunda Muestra de 10 Regiones HII de Baja Metalicidad	87
5.	Modelos de fotoionización para regiones HII	91
5.1.	Modelos CLOUDY	91
5.1.1.	Modelos prueba	92
5.1.2.	Modelos para regiones HII	93
5.2.	Comparación con Otras Regiones HII	101
5.2.1.	Base de datos 3MdB	101
5.2.2.	Nuevo conjunto de modelos	106
6.	Conclusiones e Investigaciones Futuras	107
6.1.	Conclusiones	107
6.1.1.	NGC346	107
6.1.2.	Otras Regiones Observadas	109
6.1.3.	Modelos Numéricos y el ICF de Helio	110
6.2.	Investigaciones Futuras	110

Acrónimos

ADF	Abundance Discrepancy Factor
AGB	Asymptotic Giant Branch
AGN	Active Galactic Nucleus
ALFALFA	Arecibo Legacy Fast ALFA
ALMA	Atacama Large Millimeter Array
BBN	Big Bang Nucleosynthesis
BCD	Blue Compact Dwarf
CBM	Cosmic Microwave Background
CELS	Collisional Excitation Lines
ESA	The European Space Agency
HST	Hubble Space Telescope
ICF	Ionization Correction Factor
IMF	Initial Mass Function
ISM	Interstellar Medium
LBT	Large Binocular Telescope
LIGO	Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory
NASA	The National Aeronautics and Space Administration
NGC	New General Catalogue
Proplyd	Protoplanetary disk

RLs	Recombination Lines
SBBN	Standard Big Bang Nucleosynthesis
SED	Spectral Energy Distribution
LTE	Local Thermodynamic Equilibrium
SDSS	Sloan Digital Sky Survey
SHIELD	Survey of H I in Extremely Low-mass Dwarfs
SMC	Small Magellanic Cloud
SNR	Supernova Remnant
SSC	Super-Star Clusters
SSP	Single Stellar Populations
VLT	Very Large Telescope Facility
WMAP	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe
XMD	Extremely Metal-Deficient

CAPÍTULO 1

Introducción

La astronomía es una de las ciencias naturales más antiguas. Desde sus inicios, el ser humano ha mirado hacia arriba, tratando de entender lo que ve en el cielo y de explicar nuestro lugar en el Universo. La astronomía siempre ha tenido un impacto significativo en nuestra visión del mundo. Al inicio de la historia, la astronomía solo consistía en la observación y predicción del movimiento de los objetos visibles a simple vista, sin embargo, la invención del telescopio como instrumento científico y posteriormente la fotografía, contribuyeron decisivamente en el estudio de los objetos y fenómenos astronómicos, convirtiendo así a la astronomía en una ciencia moderna.

Con el paso del tiempo, a medida que nuestra comprensión del mundo progresa, nuestra visión está aún más entrelazada con lo que hay más allá de la Tierra. El descubrimiento de que los elementos básicos que encontramos en las estrellas, así como el gas y el polvo que las rodea, son los mismos elementos que conforman nuestro cuerpo, ha profundizado aún más la conexión entre nosotros y el cosmos.

La astrofísica surge al aplicar física a la astronomía, en un esfuerzo por explicar la naturaleza de los objetos astronómicos, el lugar de sus posiciones o movimientos en el espacio, así como los fenómenos que ocurren en ellos y su evolución. En esta ciencia los experimentos directos son prácticamente imposibles y por lo tanto impide probar la validez de cualquier mecanismo que tenga como objetivo explicar un conjunto de observaciones. A pesar de esta limitación, se han logrado grandes avances, en gran medida debido a que, en la actualidad podemos observar cualquier objeto en prácticamente todo el rango del espectro electromagnético.

Desde el siglo XX, el campo de la astrofísica se dividió en dos ramas: observacional y teórica. La rama observacional se enfoca en adquirir y analizar datos, utilizando frecuentemente principios físicos y estadísticos. Por otro lado, la llamada rama teórica se ha enfocado en las últimas décadas en el desarrollo de modelos computacionales y analíticos para describir fenómenos y objetos astronómicos. Ambos campos se complementan entre sí, las teorías buscan explicar los resultados observacionales y las observaciones se utilizan para confirmar los resultados teóricos.

Los astrónomos observacionales buscan cada vez tener mejor información de sus objetos de estudio. Con el paso del tiempo, los telescopios han mejorado en tamaño y en calidad, dando paso a nuevos descubrimientos. Además se han logrado crear observatorios con telescopios capaces de captar longitudes de onda fuera del espectro visible. De igual manera, el desarrollo en la fotografía ha contribuido de manera significativa en la astronomía observacional, ya que inicialmente fue fotografía tradicional y ahora es digital. La fotografía digital es muy eficiente, ya que capta casi el 100% de los fotones. Este importante hecho de tener fotografías digitales, hizo que la astronomía madurara como ciencia, mejorando nuestra habilidad para recordar, cuantificar y compartir las mediciones. Y gracias a esta eficiencia la astrofísica se desarrolló aun más a fines del siglo XX.

Otras contribuciones importantes han sido el uso de la espectroscopía, ya que gracias a esta tecnología, se ha logrado un gran avance en la astrofísica. Por ejemplo, las estrellas demostraron ser similares al Sol (del mismo tipo espectral), pero con una amplia gama de temperaturas, masas y tamaños (Berry, 1961). La recesión observada de galaxias condujo al descubrimiento de la expansión del Universo (Riess et al., 1998). La astronomía teórica condujo a especulaciones sobre la existencia de objetos como los agujeros negros y las estrellas de neutrones (Michell, 1784), que se han utilizado para explicar fenómenos observados como cuántares, púlsares, blazars y radio galaxias. La cosmología física hizo grandes avances durante el siglo XX. A principios de la década de 1900, el modelo de la teoría del Big Bang fue formulado (Lemaître, 1927), fuertemente evidenciado por la radiación de fondo de microondas cósmica (Gamow, 1946; Alpher & Herman, 1948), la ley de Hubble (Hubble, 1929) y la abundancia cosmológica de los elementos (Alpher et al., 1948). Los telescopios espaciales han permitido mediciones en partes del espectro electromagnético que por lo general son bloqueadas o interferidas por la atmósfera terrestre. Uno de los descubrimientos más recientes se reveló con el proyecto LIGO, el cual detectó evidencia de ondas gravitacionales (Abbott et al., 2016), que no es parte del espectro electromagnético.

Todavía hay muchas preguntas abiertas, pero los astrónomos continuamos estudiando el cosmos para encontrar respuestas. Seguir estas preguntas es una parte fundamental del ser humano, desafortunadamente en el mundo de hoy hay dificultades para describir la importancia de seguir investigando. Actualmente es muy importante poder justificar a la sociedad la búsqueda de las respuestas. Es cierto que las investigaciones en astrofísica rara vez contribuye directamente con resultados tangibles en una escala de tiempo corta, sin embargo las investigaciones que se llevan a cabo requieren tecnología de vanguardia y métodos que puedan hacerlo en una escala de tiempo más larga, a través de su aplicación más amplia que marque la diferencia. Los frutos del desarrollo científico y tecnológico de la astrofísica, especialmente en áreas como la óptica y la electrónica, se han vuelto esenciales para nuestra vida cotidiana, con aplicaciones como computadoras personales, satélites de comunicación, teléfonos móviles, sistemas de posicionamiento global, etc.

La astrofísica ha revolucionado y continúa revolucionando nuestro pensamiento a escala mundial. Las principales contribuciones de la astronomía no son solo las aplicaciones tecnológicas y médicas, sino una perspectiva única que extiende nuestros horizontes y nos ayuda a descubrir la grandeza del Universo y nuestro lugar dentro de él. Por ejemplo es el descubrimiento accidental del CBM por Arno Penzias y Robert Wilson (Penzias & Wilson, 1965), quienes ganaron el Premio Nobel en Física de 1978 y este año 2019 la astrofísica volvió a ganar el Premio Nobel en Física por contribuciones a nuestra comprensión de la evolución del Universo y el lugar de la Tierra en el cosmos. El premio fue para James Peebles, por descubrimientos teóricos en cosmología (e.g., Peebles & Dicke, 1968; Peebles, 1969; Peebles & Yu, 1970) y conjuntamente para Michel Mayor y Didier Queloz, por el descubrimiento de un exoplaneta que orbita una estrella de tipo solar (Mayor & Queloz, 1995).

1.1. Medio Interestelar

En la astrofísica existe una gran variedad de temas, todos con gran importancia. En particular el medio interestelar (ISM) ha cautivado a los astrónomos desde el siglo pasado y la necesidad de comprender su naturaleza, nos ha llevado a estudiarlo con detalle. Algunos de los objetos que forman parte del ISM son: las nebulosas planetarias, las regiones H II, los objetos Herbig–Haro, etc. Para su estudio, las observaciones espectroscópicas son de vital importancia. Este tipo de observaciones, pudieron llevarse a cabo gracias a J. von Fraunhofer, quien en el siglo XIX hizo incidir por primera vez la luz del sol a través de un espectroscopio, dando como resultado la descomposición de la luz.

El ISM se puede estudiar desde la Tierra usando telescopios ópticos mediante la espectroscopía. Esta técnica utiliza una rejilla de difracción que separa la luz en las longitudes de onda que la componen. El análisis espectral lleva eso un paso más allá: las líneas de absorción en el espectro de otro modo continuo muestran que parte de la luz está siendo absorbida en su viaje entre la fuente de luz y nosotros y la posición de la línea indica el elemento que ha absorbido la luz. También se puede determinar el tamaño y la ubicación del gas interestelar frío mediante la realización de observaciones electromagnéticas: las nubes de gas interestelar son capaces de producir radiación, que se detecta en forma de una onda de radio de 21 cm de longitud de onda.

El ISM es uno de los componentes más importantes de las galaxias, ya que es el responsable de la formación estelar, que a su vez son las fuentes dominantes de energía. A medida que las galaxias evolucionan, el ISM se convierte gradualmente en estrellas. El ISM es la materia y la radiación que existe en el espacio entre los sistemas estelares en una galaxia y como caso particular está el medio intergaláctico, que se encuentra entre las galaxias. Algunas de las partículas que lo forman provienen de distintos eventos, por ejemplo, una parte del gas y polvo son producidos por la muerte de estrellas, otra parte del material proviene de estrellas que todavía están experimentando reacciones de fusión estables. Nuestro propio sol envía corrientes de partículas y radiación que interactúan con todo el sistema solar. De esta manera, todas las estrellas estables también producen una corriente similar y una parte sustancial del medio interestelar se puede explicar de esta manera. Otra fracción de partículas del gas nunca ha pertenecido a ninguna estrella, es decir, es gas primordial.

La composición del ISM consiste principalmente de gas, polvo y rayos cósmicos. Además de energía en forma de radiación electromagnética, es el campo de radiación interestelar y un campo magnético. El ISM desempeña un papel crucial en la astrofísica debido a su papel intermedio entre las escalas estelar y galáctica.

1.2. Ingredientes del Medio Interestelar

1.2.1. Gas

La existencia de gas interestelar comenzó a sospecharse en la primera década del siglo XX, cuando en 1904 Johannes Hartmann observó que algunas líneas de absorción en los espectros de ciertas estrellas binarias no eran Doppler desplazadas por los movimientos de las estrellas como las otras líneas ([Hartmann, 1904](#)). Se concluyó que estas líneas de absorción se formaron en nubes de gas en el espacio entre la Tierra y las estrellas.

Este gas se compone de átomos neutros y moléculas, así como de partículas cargadas, como iones y electrones, por lo tanto, se puede encontrar en forma iónica, atómica y molecular. Sobre la base de las líneas ópticas y ultravioletas, se ha encontrado que muchos átomos están ionizados en el espacio interestelar. Esta ionización se debe principalmente a la radiación ultravioleta de las

estrellas y en cierta medida, a la ionización de los rayos cósmicos. Dado que la densidad de la materia interestelar es muy baja, los electrones libres rara vez encuentran iones y el gas permanece ionizado. Aproximadamente el 99 % de la masa del ISM está en forma de gas, en el caso de galaxias como la Vía Láctea, aproximadamente el 70 % de este gas es hidrógeno (ya sea molecular o atómico), el 28 % como helio, el 1 % de elementos pesados que son significativamente menos abundantes y el 1 % que no es gas, está en forma de polvo, que a su vez está formado principalmente por elementos pesados, por ejemplo, oxígeno, silicio, carbono, hierro, entre otros. A través de las observaciones de las líneas de absorción en las regiones visible y ultravioleta, se han descubierto alrededor de treinta elementos.

El gas en el ISM está extremadamente diluido, con una densidad promedio de aproximadamente 1 átomo por centímetro cúbico. Sin embargo, la cantidad de materia se acumula a lo largo de las vastas distancias entre las estrellas.

Dado que el hidrógeno es el principal componente, el gas se describe de la forma en la que se encuentra el H. Típicamente el H se pueden encontrar tres formas:

- a) Molecular, que generalmente son nubes frías de hidrógeno. Dentro de estas nubes se pueden formar zonas con mayor densidad, las cuales son el comienzo de formación de estrellas. Para que esto suceda la gravedad debe superar la alta densidad y como consecuencia se genera un colapso. Este tipo de gas emiten radiación en la banda de radio del espectro electromagnético.
- b) Atómico, se pueden encontrar en 1) nubes frías neutras que se distribuyen en filamentos densos y se detectan mediante la medición de H I en absorción, 2) en nubes tibias neutras, las cuales proporcionan la mayor parte las mediciones de emisión en H I observadas.
- c) Ionizado, este gas se encuentra cerca de estrellas jóvenes calientes, las cuales se produce cuando grandes estrellas recién formadas liberan grandes cantidades de radiación ultravioleta. Esta radiación ioniza las nubes circundantes de gas. Además de las estrellas jóvenes, existen otro tipo de fuentes de ionización como: estrellas Post-AGBs, AGNs, SNR, choques, entre otras.

1.2.2. Polvo

La masa de gas en el espacio interestelar es cien veces más grande que la del polvo y aunque hay más gas, se observa con menos facilidad ya que el polvo muestra su presencia al calcular la extinción en la luz.

La primera evidencia clara de la existencia de polvo interestelar se obtuvo alrededor de 1930. Antes de eso, se pensaba que el espacio estaba vacío y era completamente transparente, por lo que la luz se podía propagar indefinidamente sin extinción. En 1930, Robert Trumpler publicó su estudio de la distribución espacial de los grupos abiertos de estrellas ([Trumpler, 1930](#)). Las magnitudes absolutas (M) de las estrellas más brillantes podrían estimarse sobre la base del tipo espectral, por lo tanto, la distancia (R) a los grupos podría calcularse a partir de las magnitudes aparentes (m) observadas de las estrellas brillantes $m - M = 5 \log(R/10\text{pc})$. Trumpler también estudió los diámetros de los grupos y se dio cuenta que los grupos más distantes parecían ser sistemáticamente más grandes que los más cercanos. Sin embargo, esto difícilmente podría ser cierto, por lo que las distancias de los grupos más distantes debieron haber sido sobrestimadas, de esta manera Trumpler concluyó que el espacio no era completamente transparente. Luz de una estrella estaba atenuada por algún material intermedio. Antes del siglo XX, se pensaba que la Vía Láctea estaba formada solo por estrellas en el vacío. Herschel y otros astrónomos de la época ([Herschel, 1786](#)), se dieron

cuenta que había otros constituyentes además de las estrellas que parecían nubes interestelares, a los que llamaron nebulosas.

La luz que pasa a través de una nube de polvo no está completamente bloqueada, ya que se atenúa poco o mucho dependiendo de la longitud de onda y este fenómeno se conoce como extinción. La extinción es causada por la luz que se dispersa debido a las partículas de polvo fuera de nuestra línea de visión, evitando que la luz nos alcance. El polvo varía fuertemente con la dirección, por esta razón la luz que proviene del centro de la Vía Láctea se atenúa y no puede observarse en longitudes de onda ópticas. La extinción se debe a que los granos de polvo que tienen diámetros cerca de la longitud de onda de la luz, de manera que las partículas dispersan la luz de manera extremadamente eficiente. Por ejemplo, el gas también puede causar la extinción por dispersión, pero su eficiencia por unidad de masa es mucho menor. Las partículas interestelares pueden causar la extinción de dos maneras: a) en absorción, la energía radiante se transforma en calor, que luego se vuelve a irradiar en longitudes de onda infrarrojas correspondientes a la temperatura de las partículas de polvo y b) en dispersión, la dirección de la propagación de la luz cambia, lo que conduce a una intensidad reducida en la dirección original de propagación.

Además de la extinción, hay otro fenómeno observable causado por el polvo interestelar: el enrojecimiento (*reddening*) de la luz de las estrellas. Este se debe al hecho de que la cantidad de extinción se hace más grande para longitudes de onda más cortas, desde el radio hasta la luz ultravioleta. Por esta razón la luz de las estrellas distantes es más roja de lo que se esperaría. La cantidad de luz que se atenúa depende de algunos factores, incluido el grosor y la densidad de la nube, así como de la longitud de onda.

Finalmente, la polarización de la luz de las estrellas es otro fenómeno observado causado por el polvo. Las partículas de polvo son de forma irregular y aunque a veces se modelan con formas esféricas, la existencia de la polarización de la luz nos sugiere que, en general, no lo son. Ante la presencia de campos magnéticos ordenados, las partículas de polvo en una nube pueden alinearse a grandes escalas, polarizando la radiación que pasa a través de la nube. El grado de polarización y su dependencia de la longitud de onda proporcionan información sobre las propiedades, del campo magnético y del polvo, y con esta información se puede mapear la estructura del campo magnético galáctico al estudiar su dirección. En la Vía Láctea y otras galaxias espirales, el polvo interestelar tiene una distribución que se concentra fuertemente al plano galáctico. El Sol está ubicado cerca del plano central de la capa de polvo, por lo que la extinción en esa dirección es muy grande.

El polvo interestelar se ha acumulado durante miles de millones de años y es una mezcla variada de compuestos y elementos. Estos granos de polvo se forman en las atmósferas de estrellas de tipos espectrales tardíos (K, M), donde el gas se condensa en granos, de manera semejante a las gotas de agua en la atmósfera de la Tierra. Los granos son expulsados al espacio interestelar por la presión de radiación. Las semillas de los granos se forman en las atmósferas de gigantes M, pero también pueden crecer/acretar en las nubes interestelares; de hecho la mayor parte del material de los granos provienen de dichas nubes, pero estas realmente no pueden crear granos a partir del gas. El polvo está formado de partículas con formas irregulares, sus tamaños se pueden deducir de sus propiedades de dispersión y por lo general son más pequeños que un micrómetro, $1\mu\text{m}$. Respecto a su composición química: contienen hielos de agua, amonía y metano (entre otros), silicatos, carbono e hierro. Cuando la luz de algunas estrellas pasa a través del polvo, suceden algunos fenómenos y esto da lugar a las nebulosas oscuras y de reflexión, sin embargo, cuando la luz pasa a través del gas se genera una nebulosa brillante de emisión.

1.2.3. Otros ingredientes

Rayos cósmicos. Son partículas cargadas sumamente energéticas, con energías típicas del orden de 1 GeV. Están formados de partículas elementales y de núcleos atómicos. Se encuentran a lo largo del espacio interestelar con una densidad de energía del mismo orden de magnitud que la de la radiación de las estrellas. Dado que son partículas con carga, su dirección de propagación en el espacio cambia constantemente por la presencia del campo magnético. Sus propiedades más importantes como la composición de partículas y su distribución de energía, pueden ser observadas desde la Tierra. A diferencia de otro tipo de observaciones astronómicas, estas deben realizarse en la atmósfera superior o desde satélites, ya que las partículas de rayos cósmicos se destruyen al contacto con la atmósfera. En el ISM son otro componente importante, ya que contribuyen a la ionización y el calentamiento del gas interestelar.

El principal constituyente de los rayos cósmicos ($\sim 90\%$) son núcleos de hidrógeno (protones), el segundo componente ($\sim 9\%$) son los núcleos de helio (partículas α) y el resto de las partículas que los forman son núcleos de elementos pesados y electrones solitarios. El espectro de energía de los rayos cósmicos se extiende más allá de 10^{20} eV (los aceleradores de partículas más grandes alcanzan energías de 10^{12} eV) y su distribución de energía alcanza un máximo en 0.3 GeV. De las observaciones, se ha visto que una gran fracción de los rayos cósmicos provienen de las supernovas, ya que una explosión de tal magnitud da lugar a partículas energéticas. Esto se concluye de la observación de picos individuales alrededor de remanentes de supernova.

Un dato importante que podemos obtener a partir del estudio de los rayos cósmicos, es la distancia que han recorrido antes de llegar a la Tierra. A través del estudio de sus protones, se ha encontrado que típicamente han viajado por un período de unos pocos millones de años desde su punto de origen.

Los rayos cósmicos son un componente importante, probablemente tomen parte activa en la dinámica de las estructuras. Producen una fuerza a través de su gradiente de presión sobre el fluido magnetizado. Generan ondas de plasma y turbulencia magnética. Esta turbulencia tiene a su vez un papel clave en la evolución del gas molecular y en el ciclo de formación estelar. A altas energías, los rayos cósmicos se identifican por su interacción con el gas molecular. También son responsables de la nucleosíntesis de elementos ligeros, estables y radioactivos. Además de las explosiones de supernova, las estrellas masivas, su evolución y la forma en que configuran su entorno también parecen tener un papel central en la producción de rayos cósmicos. Finalmente, los rayos cósmicos se convirtieron en un ingrediente clave para entender la dinámica local y global del ISM. Los modelos actuales de la evolución del ISM, incorporan el componente de rayos cósmicos.

Campo magnético interestelar. Es otro componente importante del ISM. Su fuerza y dirección son difíciles de determinar, ya que las mediciones directas son imposibles y los campos magnéticos de la Tierra y el Sol son mucho más fuertes. Sin embargo, utilizando observaciones indirectas ha sido posible deducir su existencia y su fuerza. Uno de los estudios que permitió inferirlo fue la polarización de los granos de polvo, ya que estos al polarizar la luz, deben tener una orientación similar y esto sólo se puede lograr mediante un campo magnético general. También se pueden obtener estimaciones más precisas de la fuerza del campo magnético a partir de el efecto de la rotación de Faraday en el plano de polarización de las fuentes de radio distantes; esta rotación es proporcional a la fuerza del campo magnético y a la densidad electrónica. Finalmente, otro método es medir la división Zeeman de la línea de radio de 21cm, estas mediciones han dado un valor para la fuerza del campo bastante constante (aproximadamente una millonésima parte del campo interplanetario en el sistema solar).

1.3. Nebulosas en el ISM

1.3.1. Nebulosas oscuras

Si el polvo es lo suficientemente espeso, la luz quedará completamente bloqueada, lo que dará lugar a áreas oscuras. Estas nubes oscuras son tan densas que impiden el paso de la luz visible de las estrellas de fondo (respecto a nuestra línea de visión). En general, se pueden considerar como una acumulación de gas y polvo interestelar, no relacionado con ninguna estrella o alejado de estas, de tal forma que ninguna estrella es perturbada por su energía. En este caso la nebulosa no emite ni refleja ninguna luz por estar lejos de las estrellas, pero sí absorbe la luz de objetos que están detrás de ella. Por lo tanto, su existencia se deduce por la presencia de una región oscura que destaca sobre el fondo de cielo estrellado (ver Figura 1.1).



Figura 1.1: Nebulosa oscura NGC 2023. ©ESA

A veces las nebulosas oscuras forman bandas sinuosas extendidas y a veces objetos pequeños, casi esféricos. Los objetos de este último tipo son más fáciles de ver en un fondo brillante y fueron llamados glóbulos por Bart J. Bok, quien propuso la hipótesis de que son nubes que están empezando a contraerse para formar estrellas (Bok, 1977). La extinción de la luz es causada principalmente por el polvo que bloquea el paso de la luz en las longitudes de onda visibles, los grandes complejos de nebulosas oscuras se asocian a nubes moleculares gigantes. En el caso de la Vía Láctea, estos son especialmente prominentes en las regiones más brillantes.

1.3.2. Nebulosas de emisión

El gas que compone este tipo de nebulosas brilla como consecuencia de la transformación que sufre por la intensa radiación ultravioleta de estrellas vecinas calientes. En astrofísica, algunos ejemplos de estos objetos son las Regiones H II (ver Figura 1.2) y las Nebulosas Planetarias. Estos objetos son fundamentales a la hora de analizar la composición química de las galaxias en las que se encuentran y para ello se realizan estudios a través de su espectro, el cual está constituido por una multitud de líneas de emisión de los elementos químicos que albergan en ellos.

Dependiendo de la naturaleza de la nebulosa de emisión, se subdividen en:

- a) Las nebulosas de emisión asociadas a regiones de formación estelar, es decir, en presencia de estrellas muy jóvenes, incluso en proceso de formación (*proplyd* y objetos Herbig-Haro) y a



Figura 1.2: Nebulosa de emisión N 159. ©NASA/ESA HST

nubes moleculares.

- b) Ionización alrededor de estrellas muy evolucionadas, se denominan nebulosas planetarias. En ellas, el gas es excitado por un objeto muy pequeño y caliente, una pre enana blanca, que es el núcleo expuesto de la estrella muerta.
- c) Las nebulosas que se pueden ionizar por ondas de choque, las cuales provienen por ejemplo de la explosión de una supernova. Los remanentes de supernova son el resultado del material liberado en la explosión que pone fin a las estrellas masivas. El gas de este tipo de nebulosas puede ser afectado tanto por la propia energía entregada por la supernova, como por la emisión de una posible estrella de neutrones (un púlsar) en su centro.
- d) Finalmente, se pueden generar una nebulosa al ionizar gas a través de los fotones que se escapan de regiones asociadas a estrellas de tipo O y B.

1.3.3. Nebulosas de reflexión

Además de pasar a través del polvo, o ser bloqueado de él, la luz también puede reflejarse. Si una nube de polvo está cerca de una estrella brillante, la luz de esta se dispersará. Así, las nubes de polvo individuales a veces se pueden observar como zonas iluminadas llamadas nebulosas de reflexión. Estas nebulosas reflejan la luz de estrellas cercanas que no son lo suficientemente calientes como para emitir la radiación ultravioleta necesaria para ionizar el gas de la nebulosa. Generalmente, están formadas por los residuos del gas que dio origen a la estrella y su espectro es similar al de las estrellas cuya luz reflejan (ver Figura 1.3).

En 1922, Edwin Hubble publicó una investigación fundamental de nebulosas brillantes en la Vía Láctea (Hubble, 1926). Sobre la base de extensas observaciones fotográficas y espectroscópicas, pudo establecer dos relaciones interesantes. Primero, descubrió que las nebulosas de emisión solo ocurren cerca de estrellas con clase espectral anterior a B0, mientras que las nebulosas de reflexión pueden encontrarse cerca de estrellas de clase espectral B1 y posteriores. En segundo lugar, Hubble descubrió una relación entre el tamaño angular R de la nebulosa y la magnitud aparente m de la estrella iluminadora: $5 \log(R) = -m + K$, donde K es una constante que depende del límite de brillo de la superficie de la estrella. Por lo tanto, el diámetro angular de una nebulosa de reflexión es más grande para una estrella iluminadora más brillante. El tamaño medido de una nebulosa



Figura 1.3: Nebulosa de reflexión NGC 2068. ©ESA

generalmente aumenta para exposiciones más largas, es decir, más débil limitando el brillo de la superficie. La relación de Hubble puede derivarse teóricamente si se supone que la iluminación de una nube de polvo es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia a la fuente de luz y que las nubes de polvo se distribuyen uniformemente en el espacio.

1.4. Medio Interestelar Primordial

El medio interestelar primordial se formó en el Big Bang. La materia en el Universo producida en este evento no era muy diversa, estaba compuesta principalmente de hidrógeno y helio, con trazas muy pequeñas de litio, berilio y boro del orden de 1×10^{-7} (Coc et al., 2014). Las primeras estrellas se formaron con estos elementos primordiales y eran muy masivas. Como consecuencia de su tamaño, tenían una vida útil muy corta y al final de su evolución explotaban como supernovas. Durante su evolución formaron nuevos elementos al fusionar los más ligeros y estos nuevos elementos enriquecieron el medio interestelar primitivo al ser lanzados durante las explosiones de supernovas. Así las nuevas generaciones de estrellas se formaron con el medio interestelar que ahora contenía pequeñas trazas de muchos elementos nuevos. Sin embargo, una parte importante del medio interestelar de hoy aún está formado por elementos primordiales.

1.5. Regiones H II

Como se mencionó en secciones anteriores, en muchas partes del espacio, el hidrógeno no se presenta como átomos neutros sino que está ionizado. Esto es cierto en particular alrededor de las estrellas calientes tipo O, que irradian fuertemente en el ultravioleta. Si hay suficiente hidrógeno alrededor de tal estrella, será visible como una nebulosa de emisión de hidrógeno ionizado o Región H II. Estos objetos llaman la atención por parecer nubes de gas difusas en forma irregular, las cuales se ubican normalmente en el plano de las galaxias. A diferencia de una estrella, una nube de gas ionizado tiene un espectro dominado por líneas de emisión estrechas. El espectro continuo de las regiones H II es débil y en la región visible, las líneas de emisión de hidrógeno de Balmer son particularmente fuertes. El estudio de estos objetos a través de su espectro nos ha permitido estudiar la evolución de los elementos y la historia de la formación estelar en las galaxias. Además,

también se pueden revelar detalles sobre las primeras generaciones de nacimientos de estrellas y la formación de elementos pesados en el Universo joven.

Las regiones H II son zonas del ISM compuestas esencialmente de gas y polvo. Son llamadas así porque el hidrógeno domina la cantidad total de elementos presentes, estos se encuentran ionizados; esta ionización se debe a fotones ultravioleta provenientes de estrellas de tipo espectral O–B con temperaturas efectivas T_* entre 20,000 – 50,000 K. Debido a que el hidrógeno neutro absorbe la radiación ultravioleta de manera tan eficiente, el límite entre la región H II y el gas neutro es muy agudo. La temperatura de una región H II es más alta que la del gas circundante y por lo tanto, tiende a expandirse. Después de millones de años, se habrá vuelto extremadamente difuso y eventualmente se diluirá con el medio interestelar general. La geometría de estas nubes es bastante compleja en todas las escalas y proviene de la estructura de la nube molecular progenitora.

Estas nubes se encuentran confinadas típicamente en los discos de galaxias espirales, principalmente en los brazos (Ver Figura 1.4). Pueden extenderse a lo largo de varias decenas de parsecs, conocidas como Regiones H II gigantes o ser muy compactas que ni siquiera se extienden medio parsec, conocidas como Regiones H II ultra-compactas. Como consecuencia tienen un rango amplio de condiciones físicas, por ejemplo, su densidad va desde unas decenas de átomos por cm^3 hasta cientos de miles de átomos por cm^3 (en regiones ultra-compactas). Algunas veces las galaxias pueden contener una gran cantidad de zonas de formación estelar, por lo que se puede ionizar una fracción significativa del gas total. También hay zonas de formación estelar muy grandes, las cuales abarcan una fracción importante del material de una galaxia y esto ocurre sobre todo en galaxias relativamente pequeñas. A este tipo de objetos se les conoce como galaxias H II.

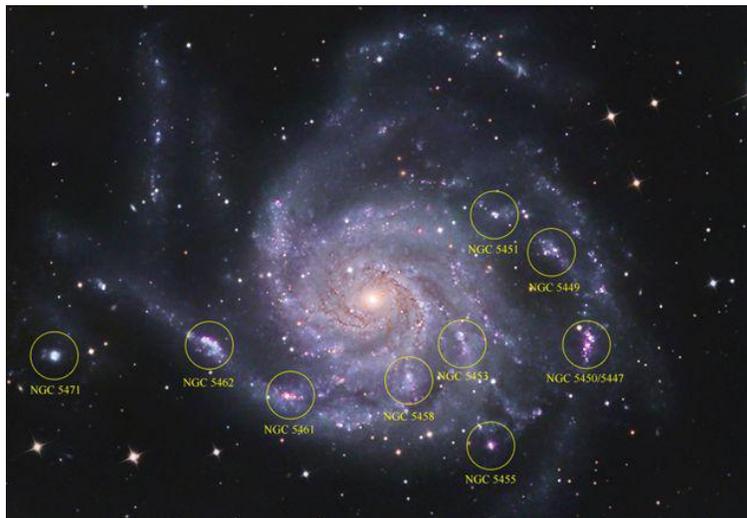


Figura 1.4: Regiones H II en la Galaxia M 101. ©NASA

Un modelo simple estacionario de una región H II se construye suponiendo los siguientes procesos físicos: a) el *equilibrio de fotoionización* (un balance entre la fotoionización y la recombinación), esto determina la estructura de los estados iónicos de los elementos en la nebulosa y b) el *equilibrio térmico* (entre calentamiento y enfriamiento), el calentamiento se debe principalmente a los electrones resultantes de la ionización del hidrógeno y el helio (también la fotoionización de los granos de polvo contribuye al calentamiento pero en menor medida) y el enfriamiento es principalmente debido a colisiones electrónicas seguidas por la emisión de líneas prohibidas; estas líneas generadas

por enfriamiento son las que dan el espectro característico de las regiones H II.

Los espectros de una región H II se pueden estudiar de dos maneras; a través de espectrógrafos de rendija larga o de espectrógrafos *Echelle*. Los espectros obtenidos con espectrógrafos de rendija larga están dominados por líneas de emisión, las cuales se producen debido a las transiciones entre niveles de energía de los átomos. La mayoría de las líneas más brillantes resultan ser prohibidas, sin embargo, también se pueden observar líneas permitidas como las líneas de Balmer del hidrógeno (las cuales son particularmente intensas) y líneas de helio. En el caso de un espectrógrafo *Echelle*, dado que se presentan mayor número de órdenes de difracción, se obtiene una mayor eficiencia y es posible observar líneas permitidas de elementos pesados. Las líneas prohibidas son el resultado de las condiciones extremas del medio interestelar (en específico la baja densidad del gas), las colisiones de los iones con electrones térmicos excitan los iones a niveles superiores al estado base y posteriormente tienden a desexcitarse, volviendo al estado fundamental a través de una secuencia de transiciones radiativas. Por otra parte hay muchos iones donde los primeros 4 o 5 niveles excitados no tienen transiciones permitidas al estado base, por lo que estas transiciones post-colisión son prohibidas y como consecuencia, las transiciones prohibidas requieren (relativamente) mucho tiempo para ocurrir (minutos), pero las colisiones con alguna otra partícula que los desexcite colisionalmente requiera más tiempo (horas o días). Bajo condiciones normales, los átomos de hidrógeno en una región H II permanecen ionizados durante varios cientos de años. Después de la recombinación, permanecen neutrales durante algunos meses, antes de ser ionizados nuevamente por fotones de una estrella cercana. La Figura 1.5 muestra las líneas de emisión del espectro óptico de la nebulosa de Orión.

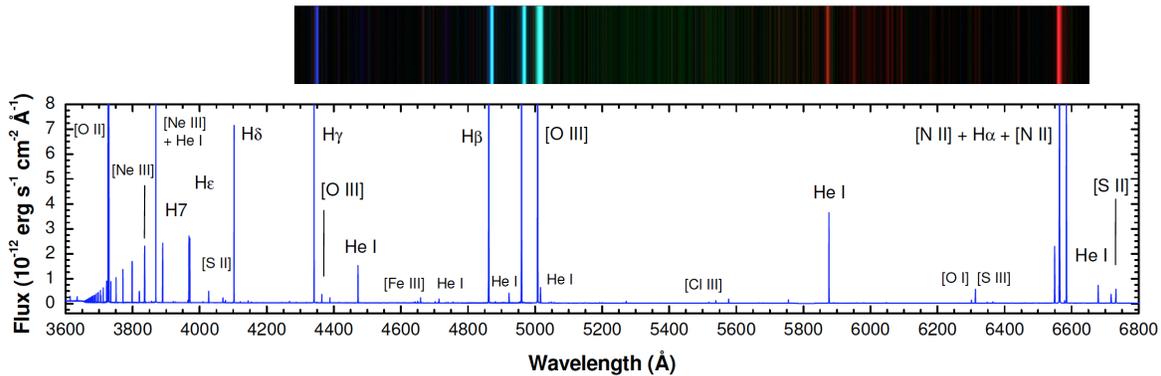


Figura 1.5: Espectro óptico de la Nebulosa de Orión obtenido con el VLT. (Esteban et al., 2004).

En casi todos los casos, el hidrógeno es completamente ionizado y la mayoría de las recombinaciones incluyen la transición $n = 3 \rightarrow 2$, es decir conducirá a la emisión de un fotón $H\alpha$. Así el brillo de la superficie de una nebulosa en la línea $H\alpha$ será proporcional a la medida de emisión (intensidad de la línea).

Algunos de los resultados más importantes de esta tesis se enfocan en la abundancia de helio, por lo que es necesario que le pongamos particular atención: La ionización del átomo de helio requiere más energía que la ionización del átomo de hidrógeno, por otro lado al haber menos helio (una décima parte) que hidrógeno, basta con una modesta fracción de fotones que puedan ionizar el helio comparado con la cantidad de fotones que puedan ionizar el hidrógeno y, dependiendo de la temperatura de las estrellas ionizantes, el He se puede encontrar de distintas formas en una región H II:

- Una región H II con una zona central pequeña formada de He^+ o He^{++} y al borde hay He^+ . En este tipo de objetos la cantidad de He^0 es muy pequeña y puede ser despreciable. Estas regiones se forman alrededor de las estrellas más calientes.
- Una región H II con estrellas centrales muy calientes, con He^+ que cubre la totalidad de la región y llega hasta el borde. Además tiene una pequeña región al centro que con He^{++} .
- Una región H II con estrellas centrales calientes, donde el He^+ cubre casi la totalidad de la región H II, ya sea con o sin un poco de He^{++} al centro.
- Una región H II con estrellas centrales medio frías o templadas, con una fracción importante de He^+ al centro.
- Una región H II con estrellas centrales muy frías, sin He^+ y donde todo el He es neutro.

Aunque el hidrógeno y el helio son los principales constituyentes de las nubes, sus líneas de emisión no son las más intensas en el espectro. A principios del siglo pasado, no se entendían algunas líneas intensas en los espectros de las nebulosas y para explicar su presencia, se sugirió la existencia de un nuevo elemento que llamaron *nebulium*. Sin embargo, Ira S. Bowen demostró que eran líneas prohibidas de O^+ , O^{++} y N^+ (Bowen, 1927). Dichas líneas son extremadamente difíciles de observar en el laboratorio porque, aún cuando algún ion esté en el nivel explícito adecuado, sus probabilidades de transición son tan pequeñas que en las densidades de laboratorio los iones son desexcitados por colisiones antes de que hayan tenido tiempo de irradiar. Por el contrario, en el gas interestelar extremadamente difuso, las colisiones son mucho menos frecuentes y por lo tanto, existe la posibilidad de que un ion excitado realice la transición a un estado inferior emitiendo un fotón.

Las líneas de emisión más intensas que caracterizan el espectro de una región H II son: el doblete de líneas nebulares de $[\text{O III}] \lambda\lambda 4959, 5007$; las líneas de $[\text{N II}] \lambda\lambda 6548, 6583$; el doblete de $[\text{O II}] \lambda\lambda 3726, 3729$, que aparece como una sola línea $\lambda 3727$ en espectros de baja dispersión; las líneas de la serie de Balmer del hidrógeno $\text{H}\alpha \lambda 6563$, $\text{H}\beta \lambda 4861$, $\text{H}\gamma \lambda 4340$, etc.; para el caso del helio se puede observar la línea de $\text{He I} \lambda 5876$ y cuando la región es altamente excitada, es decir, la estrella ionizada es muy caliente y capaz ionizar al helio dos veces He^{++} , se observa la línea de $\text{He II} \lambda 4686$. Además de las líneas de emisión, los espectros de estas regiones presentan un continuo débil que proviene principalmente de la luz estelar. El continuo estelar está formado por la componente atómica que se emite por transiciones libre-ligado ($\lambda < 8245$ en el continuo de Paschen y $\lambda < 3648$ en el continuo de Balmer) y la componente de reflexión que proviene de luz estelar dispersada por el polvo. Además el gas mismo de la nebulosa produce un continuo tenue, que también incluye las componentes de Balmer y Paschen, así como transiciones libre-libre (o *bremssstrahlung*) y continuo de dos fotones.

En el caso de la Vía Láctea, debido a la extinción interestelar sólo se pueden estudiar en luz visible las regiones H II más cercanas. Sin embargo con el avance tecnológico actual, también es posible estudiar regiones mucho más distantes, por ejemplo, en el infrarrojo y en las longitudes de onda de radio. A diferencia de las regiones H II extragalácticas, que se pueden estudiar en casi todo el rango del espectro. Las propiedades físicas de las regiones H II también pueden ser estudiadas mediante su emisión continua de radio, por ejemplo, la radiación en radio se debe a la emisión *bremssstrahlung* o libre-libre de los electrones y la intensidad de esta radiación es proporcional a la medida de emisión. En el caso del estudio en emisión infrarrojo, esto se debe a la radiación térmica del polvo dentro de la nebulosa.

1.5.1. Abundancias químicas en regiones HII

Para determinar la abundancia química de una nebulosa, se pueden usar distintos métodos empíricos, en los que típicamente no se realiza ninguna comprobación de la consistencia de las abundancias derivadas con las propiedades observadas de estos objetos. Estos métodos se pueden subdividir esquemáticamente en directos¹ y estadísticos.

Método directo. La relación entre la abundancia de dos iones se obtiene a partir de la relación entre sus intensidades observadas, esto a partir de las líneas emitidas por estos iones. En el proceso de la determinación de las abundancias, es importante considerar las condiciones físicas del objeto, ya que la emisión de las líneas depende de la temperatura T_e y la densidad n_e a la que se encuentre. Para estimar la temperatura T_e , se puede utilizar la relación de dos líneas del mismo ion que tengan potenciales de excitación muy diferentes, por ejemplo, las líneas que más se usan son [O III] $\lambda 4363$ y [O III] $\lambda 5007$. También se pueden usar otras relaciones de línea como indicadores de temperatura. Los saltos de Balmer y Paschen, el continuo de radio y las líneas de recombinación de radio también permiten estimar la temperatura electrónica, pero las mediciones son más difíciles y por lo tanto casi no se usan. Para el caso de la densidad n_e , se usan relaciones de intensidad de dos líneas del mismo ion que tengan la misma energía de excitación, pero con diferentes tasas de deexcitación colisional. La relación más común es [S II] $\lambda 6731/\lambda 6717$ (pero también se usan frecuentemente líneas de [O II] $\lambda 3729/\lambda 3726$, [Cl III] $\lambda 5538/\lambda 5518$ y [Ar IV] $\lambda 4740/\lambda 4711$), cada par de líneas es sensible en un rango de densidad dado. La densidad electrónica también se puede obtener mediante la relación de líneas de recombinación de hidrógeno de alto orden y de las líneas del infrarrojo lejano. El cálculo de abundancias por cualquier método, requiere conocer bien las condiciones físicas del objeto de estudio, ya que la sensibilidad a estas condiciones varía fuertemente dependiendo del método directo elegido.

La abundancia total de un elemento está definida en relación con el hidrógeno y para obtenerla se deben sumar las abundancias de todos sus iones. Sin embargo, en la práctica, son pocos los elementos a los que se les pueden observar todos los estados de ionización y sobre todo en un intervalo espectral como el visible. Por tal razón, se deben corregir los iones que no se observan utilizando factores de corrección de ionización (ICF). Inicialmente los ICF's se obtenían usando iones con potenciales de ionización similares, lo que llevó a expresiones simples. Sin embargo, actualmente se calculan usando *grids* de modelos de fotoionización, los cuales son más confiables (e.g., Gruenwald & Pequignot, 1989; Mathis & Rosa, 1991; Stasińska, 2000; Delgado-Inglada et al., 2014). Por otra parte, es importante tener en cuenta que los ICF's obtenidos de modelos, también pueden ser riesgosos, ya que aún no se conoce bien la física atómica de todos los iones, y tampoco conocemos bien la estructura de densidad (ni la de temperatura) de los objetos que estamos estudiando. A pesar de las incertidumbres debidas a estos factores (ICF's), se obtienen abundancias más precisas que sumando las abundancias iónicas obtenidas combinando diferentes técnicas en los dominios óptico, ultravioleta e infrarrojo.

En el caso particular del helio, aún no existe una forma empírica sólida de corregir por helio neutro y obtener su abundancia total. El problema principal es que el helio neutro es invisible y no hay iones que podamos medir para determinar la cantidad que hay. Además de que es necesario tener una calidad mayor en su determinación, comparado con iones de elementos pesados.

Hasta hace poco, las abundancias se derivaban principalmente de líneas observadas en el rango visible del espectro, sin embargo, al ampliar el espectro se incluyen datos de iones de los que antes

¹Nota, entre los métodos que yo llamo directos incluyo el método que tradicionalmente se llama método directo, pero incluyo también los métodos de líneas de recombinación al considerarlos aún más directos que el método directo tradicional.

no se tenía información. Por ejemplo, las líneas en el rango infrarrojo de los iones que ya se conocían, frecuentemente dependen menos de la temperatura (aunque frecuentemente dependen más de la densidad). Además permiten sondear regiones altamente oscurecidas por el polvo. Finalmente la determinación de abundancias utilizando líneas de recombinación de elementos pesados, ha recuperado el interés en los últimos años. Este tipo de determinaciones requieren una mejor resolución espectral y alto nivel de señal a ruido, ya que las intensidades de las líneas de recombinación de los elementos pesados son típicamente del orden de 0.1 % de las líneas de hidrógeno de Balmer.

El resultado de la determinación de abundancias por líneas de recombinación plantean uno de los principales problemas en la astrofísica nebular. Se sabe desde hace varias décadas que las líneas de recombinación (RLs) ópticas indican mayores abundancias que las obtenidas a través de las líneas colisionalmente excitadas (CELs) (Liu, 2002), esto da lugar al llamado factor de discrepancia de abundancia (ADF). Las abundancias de RLs son mayores que las abundancias de CELs por un factor de aproximadamente 2 para la mayoría de las regiones H II, mientras que para nebulosas planetarias este factor alcanza valores de 20 o más (Liu, 2002). Para una nebulosa dada, las discrepancias para los elementos individuales C, N, O, Ne, se encuentran aproximadamente de la misma magnitud. Las explicaciones más frecuentemente son: 1) fluctuaciones de temperatura (Peimbert, 1967; Peimbert & Costero, 1969), 2) inhomogeneidad de densidad (Tsamis et al., 2011), 3) inhomogeneidades químicas (Torres-Peimbert et al., 1989; Liu et al., 2000), 4) distribución κ en las velocidades de los electrones (Nicholls et al., 2012), 5) datos atómicos incorrectos (Juan de Dios & Rodríguez, 2017), 6) excitación fluorescente (Stasińska, 2002), 7) sesgo hacia arriba en la medición de las intensidades de línea débiles (Mathis & Liu, 1999), 8) combinación con otras líneas (Stasińska, 2002). Hasta el momento, ninguna es completamente satisfactoria, pero la más estudiadas son 1), 2) y 3). Para el caso particular del helio, las abundancias se obtienen sólo por líneas de recombinación.

Método estadístico o de líneas fuertes. Cuando no se puede determinar la temperatura electrónica T_e en un objeto, debemos recurrir a los métodos estadísticos. Algunas veces las observaciones no cubren el rango espectral apropiado o no se pueden observar las líneas sensibles a la temperatura (es el caso de [O III] λ 4363). Estos métodos han sido introducidos por primera vez por Pagel et al. (1979) para derivar la metalicidad en regiones H II gigantes extragalácticas. Desde entonces, han sido reconsiderados y recalibrados por muchos autores, entre ellos Skillman et al. (1989), McGaugh (1991, 1994), Pilyugin (2000, 2001), Marino et al. (2013).

Este método se basa en los siguientes puntos:

- 1-a.** La intensidad de las líneas está relacionada con la abundancia de los iones específicos y con la temperatura.
- 1-b.** La temperatura está relacionada directamente con la metalicidad.
- 1-c.** La abundancia de los iones está relacionada con la metalicidad y el grado de ionización.
- 1-d.** La intensidad de las líneas está relacionada con la metalicidad y el grado de ionización.
- 1-e.** Si incluyo líneas de los distintos estados de ionización puedo eliminar la dependencia en el grado de ionización del objeto.
- 1-f.** La intensidad de la suma de las líneas (correctas) solo depende de la metalicidad.
- 2-I.** Todo lo mencionado anteriormente respecto a la metalicidad se puede referir a cualquier elemento, en particular al oxígeno.
- 2-II.** El enfriamiento depende fuertemente del oxígeno, pues es el elemento pesado más abundante.
- 2-III.** El enfriamiento depende fuertemente del oxígeno porque tiene las líneas de enfriamiento más importantes.

2-IV. Las líneas de oxígeno son muy fáciles de ver porque son muy brillantes y dado que son muy intensas resultan ser unos de los mejores enfriadores.

Pagel et al. (1979) propusieron usar las líneas: $H\alpha$ $\lambda 6563$, $H\beta$ $\lambda 4861$, $[O II]$ $\lambda 3727$ y $[O III]$ $\lambda 4959$, $\lambda 5007$ que son las más fuertes de O y H. Los principales parámetros que rigen las intensidades de las líneas de emisión en una nebulosa son: la temperatura media efectiva de la fuente de ionización $\langle T_* \rangle$, la distribución de densidad de gas y la metalicidad (representada por O/H). Por otra parte, el oxígeno es el principal enfriador en las nebulosas y el elemento cuya abundancia está más directamente relacionada con la evolución química de las galaxias. Por lo tanto, al tomar dos relaciones de líneas independientes, $[O II] \lambda 3727/H\beta$ y $[O III] \lambda 4959 + \lambda 5007/H\beta$, permanecen para determinar tres cantidades. Los métodos estadísticos se basan en el supuesto de que $\langle T_* \rangle$ está estrechamente vinculados a la metalicidad y que es la metalicidad la que impulsa las relaciones de línea observadas. De esta manera, Pagel, et al. basándose en los *grids* de modelos de fotoionización, mostraron que $([O II] \lambda 3727 + [O III] \lambda 4959 + \lambda 5007)/H\beta$, llamado O_{23} o R_{23} , podría usarse como un indicador de O/H al determinar la metalicidad por encima de la mitad solar. La precisión esperada de los primeros métodos estadísticos era típicamente de 0.2 a 0.3 dex, siendo este un método particularmente insensible en la región alrededor de $O/H \sim 3 \times 10^{-4}$, ahora la precisión es del orden de 0.05 dex. La emisión de líneas prohibidas es fuerte por dos razones: son fácilmente excitadas y son poco numerosas. Por lo tanto, concentran el enfriamiento en pocas líneas. En el caso de la recombinación los niveles energéticos son mayores (desde el estado base) y distribuyen la energía entre muchas más líneas.

Se han propuesto más de una docena de otros métodos, por ejemplo el método S_{23} propuesto por Vilchez & Esteban (1996) y Díaz & Pérez-Montero (2000), el cual se basa en los mismos principios que el método O_{23} , pero utiliza las líneas: $[S II] \lambda 6716, \lambda 6731 + [S III] \lambda 9069, \lambda 9532 / H\beta$. Una ventaja sobre el método O_{23} es que las relaciones de estas línea se ven menos afectadas por el enrojecimiento, además, los niveles de excitación de las líneas $[S II] \lambda 6716, \lambda 6731$ y $[S III] \lambda 9532$ son más bajos que los de las líneas de $[O II] \lambda 3727$ y $[O III] \lambda 5007$. De esta manera, S_{23} aumenta con la metalicidad en un rango más amplio ($O/H \sim 10^{-3}$). En trabajos más recientes se usan alrededor de 13 calibradores para hacer estudios de la relación entre la masa y metalicidad de galaxias observadas con espectroscopia de campo integral (Sánchez et al., 2019).

Los métodos estadísticos para determinar la abundancia suponen que las nebulosas forman una familia de un solo parámetro. Esta es la razón por la que funcionan razonablemente bien en las regiones H II gigantes. Por ejemplo, no se espera que funcionen en nebulosas planetarias, donde las temperaturas efectivas oscilan entre 20,000 K y 200,000 K.

A pesar de los problemas que aún existen en la determinación de abundancias químicas, las regiones H II siguen teniendo la característica de ser objetos ideales para determinar las abundancias de elementos como: He, O, N, Ne, S, Ar y Cl, entre otros. A diferencia de las estrellas, en las cuales hay dificultad para determinar la abundancia de elementos y frecuentemente sólo funcionan para algunos metales. Por lo tanto, la determinación de abundancia es mejor en el ISM que en las estrellas.

En astrofísica es común usar las letras X , Y y Z para denotar la fracción de material (por unidad de masa) que se compone de hidrógeno, helio y todos los demás elementos, respectivamente. La composición química se normaliza por medio de la relación $X + Y + Z = 1$.

1.6. Nucleosíntesis del Big Bang

La mayoría de los astrónomos hoy teorizamos que el Universo, tal como lo conocemos, comenzó a partir del Big Bang. La evidencia que conduce a esta teoría inusual se descubrió por primera vez en 1929, cuando Edwin Hubble hizo el sorprendente anuncio de que había descubierto que todas las galaxias distantes en el Universo se estaban alejando de nosotros. Desde entonces, se han rastreado la expansión hasta un momento en que todo el Universo era más pequeño que un átomo. El Universo primitivo contenía lo que se convertiría en toda la materia y energía que vemos hoy. Sin embargo, dado que todo existía en un espacio tan pequeño, el Universo era extremadamente denso. Esto significa que la temperatura también era increíblemente alta, mayor a 10^{32} K. La materia que conocemos hoy no existía, porque los protones, neutrones y electrones habrían sido aplastados por esta alta densidad y temperatura (Gamow, 1946).

Al inicio, el Universo era una “sopa” de materia y energía. De manera que la teoría del Big Bang trata de describir cómo se expandió el Universo desde este punto y cómo se formaron los primeros elementos. El “Big Bang” es el momento en que comenzó la expansión del Universo. En el primer segundo después del Big Bang, la temperatura descendió considerablemente, pero aún estaba muy caliente ($\sim 10^{11}$ K). Sin embargo, con esta temperatura se habían formado protones, electrones y neutrones. A medida que el Universo se expandió, la temperatura siguió descendiendo. En este punto, los protones y los electrones ya no tenían suficiente energía para colisionar y formar neutrones, como consecuencia la fracción de protones y neutrones se estabilizó. Aproximadamente 100 segundos después del Big Bang, la temperatura había caído 10^9 K, a esta temperatura, los neutrones y los protones podían unirse. De esta manera, los primeros núcleos atómicos se formaron en este punto. Los primeros pares protón-neutrón formaron núcleos de deuterio (uno de los isótopos de hidrógeno; ^2H). Las colisiones de los núcleos de deuterio comenzaban a formar tritio (^3H) y ocasionalmente colisionaban a gran velocidad para formar un núcleo de helio, incluso en raras ocasiones hubo suficientes colisiones del deuterio para formar litio. Debido a la continua expansión, la temperatura siguió bajando rápidamente y en este punto, el Universo tenía poco más de unos pocos minutos y estaba constituido por tres elementos: hidrógeno, helio y litio. La alta fracción de protones en el Universo temprano hizo que el hidrógeno fuera el elemento dominante: de acuerdo a las últimas investigaciones (e.g., Coc et al., 2014; Cyburt et al., 2016), el $\sim 92\%$ de los átomos en el Universo eran hidrógeno, el $\sim 8\%$ eran de helio, con aproximadamente 1×10^{-7} átomos de litio. Estos fueron los únicos elementos formados en los primeros minutos después del Big Bang y se les conoce como elementos primordiales.

En la década de 1940, a través de los cálculos de George Gamow, comenzó la historia de la nucleosíntesis del Big Bang (BBN). Gamow y Alpher publicaron el artículo *The Origin of Chemical Elements* (Alpher et al., 1948), en el que describía la teoría de la producción de elementos ligeros en el Universo primitivo. Sin embargo, durante la década de 1970, hubo un gran enigma en cuanto a la densidad de bariones calculada por la BBN, ya que era mucho menor que la masa observada del Universo basada en las mediciones de las curvas de rotación de las galaxias y la dinámica del cúmulo de galaxias. Este enigma fue resuelto en gran parte postulando la existencia de materia oscura. Los cálculos del BBN se ha convertido en una de las tres evidencias históricas del modelo del Big Bang, junto con la expansión del Universo y el fondo cósmico de microondas. Una característica es que el proceso de nucleosíntesis está determinado por las condiciones al inicio de esta fase de la vida del Universo y se desarrolla independientemente de lo que sucedió antes. En términos generales, esta teoría predice las abundancias universales de ^2H o D, ^3He , ^4He y ^7Li . Las predicciones de las abundancias de los elementos primordiales (obtenidas por ejemplo a partir de las fluctuaciones de temperatura observadas por WMAP o por PLANCK) concuerdan en general con las abundan-

cias obtenidas de los datos observacionales, esto sugiere que probablemente el Big Bang estándar es correcto en términos generales.

Para analizar estas abundancias observacionales es necesario recordar que se observan abundancias en épocas muy posteriores, una vez que ha comenzado la nucleosíntesis estelar. Esto produce elementos pesados como C, N, O y Fe, los restos expulsados de este procesamiento estelar altera la abundancia de elementos ligeros de sus valores primordiales. Por lo tanto, para obtener mejores mediciones, uno busca sitios astrofísicos con poca abundancia de elementos pesados para medir las abundancias de elementos ligeros que están más cerca de lo primordial. Para todos los elementos ligeros, los errores sistemáticos son la limitación dominante de la precisión con la que se pueden inferir las abundancias primordiales.

1.6.1. Helio primordial

La BBN comenzó aproximadamente 10 segundos después del Big Bang, cuando el Universo se había enfriado lo suficiente como para permitir que los núcleos de deuterio sobrevivieran a los fotones de alta energía. Este tiempo es esencialmente independiente del contenido de materia oscura, ya que el Universo estuvo altamente dominado por la radiación hasta mucho más tarde y este componente dominante controla la relación temperatura/tiempo. En este momento había alrededor de seis protones por cada neutrón, pero una pequeña fracción de los neutrones se descompone antes de fusionarse en los siguientes cientos de segundos, por lo que al final de la nucleosíntesis hay alrededor de siete protones por cada neutrón, los cuales corresponden a los núcleos de ^4He .

A medida que el Universo se enfría, los neutrones libres son menos estables que los núcleos de helio y los protones y neutrones tienen una fuerte tendencia a formar ^4He . Sin embargo, la formación de ^4He requiere la etapa intermedia de formación de deuterio. Antes de que comenzara la nucleosíntesis, la temperatura era lo suficientemente alta para que muchos fotones tuvieran una energía mayor que la energía de enlace del deuterio; por lo tanto, cualquier deuterio que se formó se destruyó inmediatamente. Por lo tanto, la formación de ^4He se retrasa hasta que el Universo se enfría lo suficiente como para que el deuterio sobreviva, después de lo cual hubo una repentina formación de isótopos. Sin embargo, poco después, unos diez minutos después del Big Bang, la temperatura y la densidad se volvieron demasiado bajas para que se produjera una fusión significativa. En este punto, las abundancias elementales estaban casi fijas y los únicos cambios significativos fueron el resultado de la desintegración radiactiva de los dos principales productos inestables de BBN, tritio (T) y ^7Be (ver Figura 1.6).

La abundancia primordial de ^4He (descrita por Y_{P}) se determina mejor a través de las líneas de emisión de recombinación de He y H en las regiones H II más pobres en metales. Estos datos confirman que la pequeña contribución estelar a la abundancia de helio se correlaciona positivamente con la producción de metal, por lo que la extrapolación a una metalicidad cero da como resultado Y_{P} . Sin embargo, las regiones H II son sistemas complejos y varios parámetros físicos entran en la determinación de He/H, en particular la densidad de los electrones y la temperatura, así como el enrojecimiento. Por lo tanto, los efectos sistemáticos dominan las incertidumbres en la determinación de la abundancia. Un gran paso adelante ha sido la inclusión de la línea de emisión infrarroja de He, $\lambda 10,830\text{\AA}$ que muestra una fuerte dependencia de la densidad electrónica y por lo tanto, es útil para romper la degeneración con la temperatura, lo que permite una determinación de la abundancia de helio más robusta.

El estudio de regiones H II de baja metalicidad basado en observaciones permitió determinar por primera vez Y_{P} por Peimbert & Torres-Peimbert (1974). En este primer trabajo el resultado

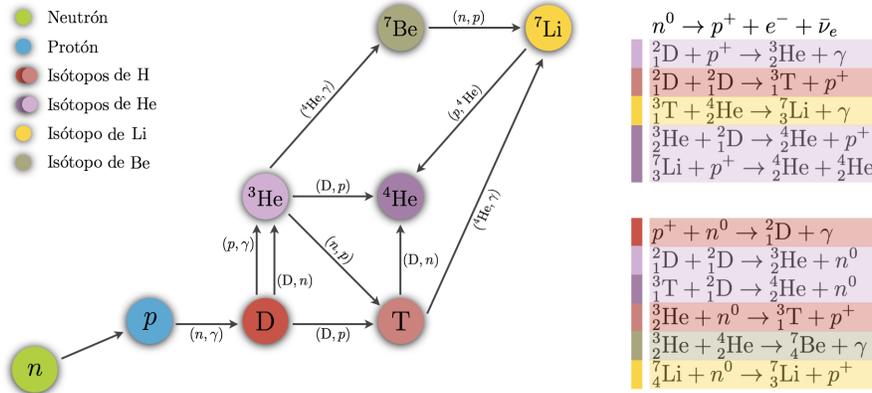


Figura 1.6: Esquema de los elementos primordiales en la nucleosíntesis del Big Bang.

fue $Y_{\text{P}} = 0.069 \pm 0.008$, donde la incertidumbre nominal es del 1.2%, en ese momento todavía no se entendían algunos errores, los cuales representan un porcentaje importante del error total. Actualmente tenemos el deseo de tener determinaciones mejores que el 1%, ya que una determinación altamente precisa juega un papel importante en la comprensión del Universo. En particular, es extremadamente importante para restringir: los modelos de la nucleosíntesis del Big Bang, la física de partículas elementales y el estudio de la evolución química galáctica.

Osterbrock y Rogerson fueron los primeros astrónomos en sugerir que la mayor parte del helio actual se originó en la creación del Universo (Osterbrock & Rogerson, 1961). A partir de los años 70's se han hecho determinaciones de helio primordial, para ello es necesario obtener los valores de X y Y (abundancias de H y He por masa) los cuales se han derivado de espectrofotometría nebular. Los valores de Y_{P} que obtenían en los 70's utilizaban tres cifras significativas, sin embargo no todas las intensidades de emisión de línea de H I y He I permitían obtener una alta precisión al determinar Y_{P} . Osterbrock propuso que había más o menos un 10% de error individual en las determinaciones de líneas de emisión He/H y por lo tanto es importante identificar las fuentes de error que afectan las determinaciones de He/H en regiones H II, así como cuantificar su tamaño y establecer prioridades para reducirlas al nivel necesario para la cosmología.

La determinación de Y_{P} se conecta con varios campos de la astrofísica y la física de partículas. En astrofísica se tiene la contribución a la evolución química estelar y de galaxias, pero también se puede conectar con distintas ramas de la física, principalmente con la cosmología, la física de altas energías y partículas elementales.

De acuerdo con el escenario estándar, el Universo nació con metalicidad cero, $Z = 0$, de esta manera Y_{P} se puede determinar extrapolando a $Z = 0$ en la relación entre Z y la abundancia de ${}^4\text{He}$ (Y) para una muestra de objetos. En la práctica no se trabaja con Z si no con una abundancia representativa de elementos pesados la cual se pueden medir a partir de las observaciones. Para obtener la extrapolación se determina la pendiente dY/dZ de la curva Y vs Z la cual se supone lineal, considerando que $\Delta Y = Z(dY/dZ)$ y $Y_{\text{P}} = Y - \Delta Y$. La incertidumbre que afecta a Y_{P} depende directamente de las incertidumbres que afectan a cualquiera de los valores dY/dZ y el conjunto de puntos (Y, Z).

Para minimizar el efecto de la extrapolación y tener un mejor resultado se debe hacer un análisis con objetos de metalicidad extremadamente baja (e.g. las enanas irregulares y las galaxias enanas

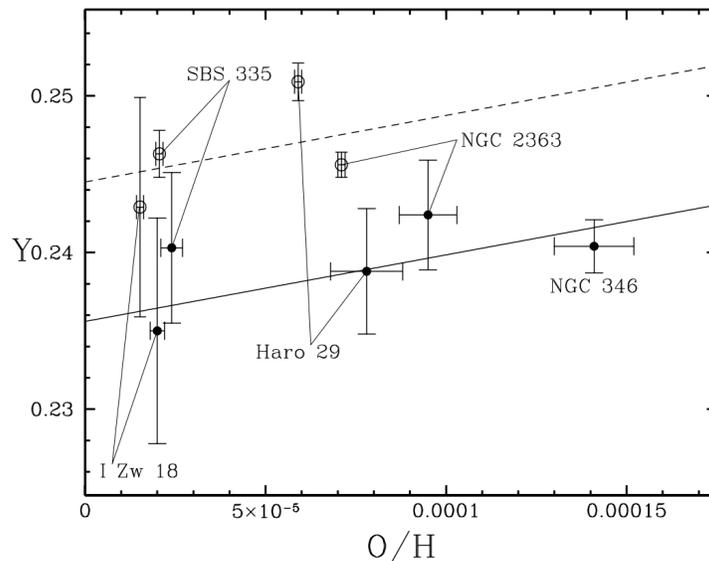


Figura 1.7: Diagrama de Y vs O/H . Los círculos sin relleno representan los resultados de O/H para $t^2 = 0.00$ con sus respectivos errores reportados en Izotov & Thuan (1998). Los círculos negros representan los resultados de O/H para $t^2 \neq 0.00$ con sus respectivos errores reportados en Peimbert et al. (2002). Las líneas representan los mejores ajustes para los datos suponiendo una pendiente de $\Delta Y/\Delta O = 3.5 \pm 0.9$ (Peimbert et al., 2002).

compactas azules), ya que estos minimizan la incertidumbre asociada a $\Delta Y/\Delta Z$. La extrapolación originalmente se hizo en el espacio (Y, Z) , asumiendo una pendiente, $\Delta Y/\Delta Z$ (Peimbert & Torres-Peimbert, 1974), pero actualmente se hace normalmente en el plano Y vs O con pendiente $\Delta Y/\Delta O$, donde O es la abundancia del oxígeno por unidad de masa. Esto se hace ya que el O representa la mitad de Z y es más fácil de determinar. La figura 1.7 muestra el resultado obtenido en Peimbert et al. (2002).

La Figura 1.8 presenta la evolución en las determinaciones de Y_P y sus incertidumbres publicadas. Los resultados han sido obtenidos a partir del estudio de regiones H II con pequeñas cantidades de elementos pesados. Como se ve en la gráfica, la historia de las mediciones ha tenido algunas imperfecciones y con las excepciones de los trabajos del grupo de Izotov et al. (2014), durante los últimos 15 años parece haber consenso en que las incertidumbres dominantes son sistemáticas, por tal razón, gran parte del esfuerzo reciente se ha centrado en comprender esos efectos.

Después de la primera determinación de Y_P a través de regiones H II, surgieron muchos trabajos para obtener una mejor abundancia. Sin embargo, las dificultades para tener una medición precisa están bien establecidas (e.g., Olive & Skillman, 2001, 2004; Izotov et al., 2007). Un trabajo controvertido es el de Izotov et al. (2007), ya que señalan que las mediciones modernas son indicativas de la evidencia de una nucleosíntesis de Big Bang no estándar y el valor que obtienen a partir del análisis de 86 regiones H II extragalácticas es $Y_P = 0.2565 \pm 0.0010$ (sin embargo, los otros grupos consideran que su determinación incluye un error sistemático de 0.0050), y como ignoran la importancia de los errores sistemáticos de su determinación, afirman que este valor es más alto en el nivel de 2σ que el valor dado por la nucleosíntesis de Big Bang estándar.

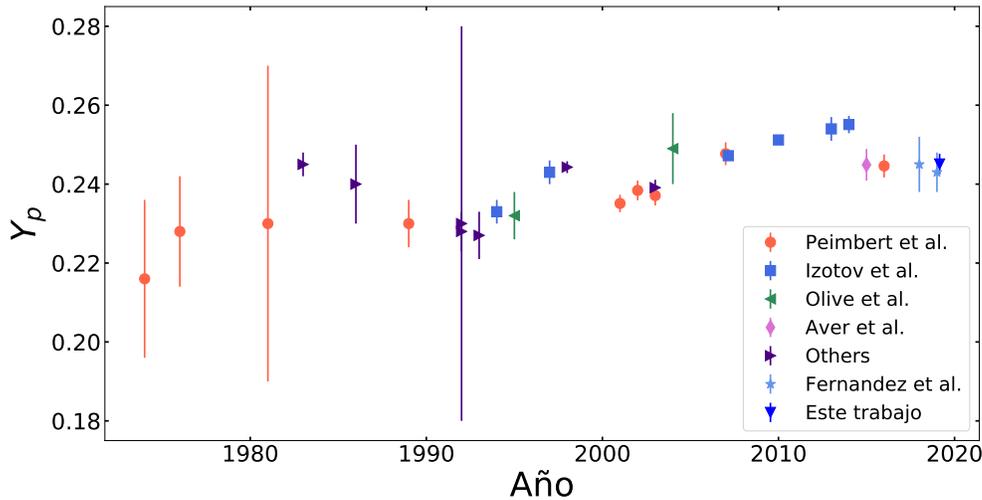


Figura 1.8: La gráfica muestra una historia de las determinaciones de la fracción de masa de helio primordial en función del tiempo.

El uso de las mediciones de Y_p para promover las desviaciones de la nucleosíntesis de Big Bang estándar se puede abordar con una medida de escepticismo, esto debido a la ya mencionada imprecisión de las incertidumbres en Y_p .

1.6.2. WMAP y PLANCK

Los satélites WMAP y Planck tienen como fin estudiar la radiación cósmica de fondo, un remanente del Big Bang (ver Figura 1.9). Estas sondas han obtenido medidas de muchos parámetros cosmológicos con alta precisión y han tenido un impacto que transformó el campo de la cosmología. Las mediciones provenientes de la radiación de fondo de microondas nos dan información de algunas constantes físicas y cosmológicas fundamentales. Las observaciones de la radiación de fondo se comparan con modelos de Universos sintéticos que se construyen en función de las constantes físicas conocidas y no conocidas, ajustando sus valores hasta obtener modelos que reproduzcan las características del Universo observado.

A pesar de tener cada vez más información sobre el Universo, aún existen parámetros desconocidos e.g.: la masa bariónica, la masa total y la energía oscura, entre otros. Hay algunos parámetros de los cuales se tiene una idea de como son, pero es difícil analizarlos porque hay poco espacio para explorar, los más llamativos son el número de familias de neutrinos ligeros (en la época que se desacoplan de los bariones), la vida media del neutrón, el cociente de bariones a fotones y muy notablemente en la lista se encuentra la determinación de Y_p . Además de esto hay algunas cuantas opciones más exóticas como: si la constante gravitacional G , es realmente constante y algunos otros aspectos.

Uno de los parámetros de nuestro interés es Y_p y con los datos obtenidos de éstos satélites se puede estimar su valor, si se supone que la nucleosíntesis del Big Bang es Estándar (SBBN). En particular en este momento no es claro si hay 3 o 4 familias de neutrinos ligeros. Sin embargo, con el estudio de regiones H II de baja metalicidad se puede hacer una estimación de Y_p e incluso dar

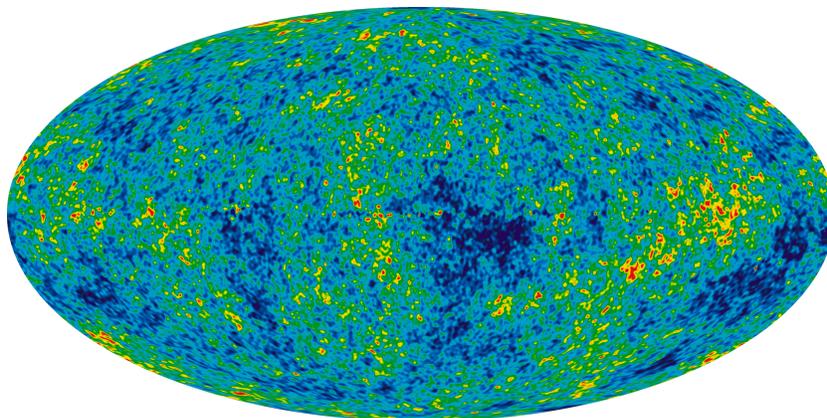


Figura 1.9: Radiación de fondo de microondas (CMB). Fluctuaciones de la temperatura de fondo cósmico de microondas de los datos de la sonda WMAP. La imagen es una proyección de las variaciones de temperatura sobre la esfera celeste, con una temperatura promedio de 2.725 K.

©NASA/WMAP

una determinación del número de familias de neutrinos, a través de este método se han obtenido valores como $Y_{\text{P}} = 0.2449 \pm 0.0040$ (Aver et al., 2015), $Y_{\text{P}} = 0.2446 \pm 0.0029$ (Peimbert et al., 2016) y $Y_{\text{P}} = 0.245 \pm 0.007$ (Fernández et al., 2018). Una buena determinación de Y_{P} reduce el espacio fase válido para los Universos sintéticos; equivalentemente una buena determinación de Y_{P} ayuda a poner restricciones en la estimación de la vida media del neutrón y del número de familias de neutrinos ligeros.

PLANCK puede determinar de manera independiente Y_{P} , usando directamente del número de electrones libres y este valor da $Y_{\text{P}} = 0.24672^{+(0.00011)0.00061}_{-(0.00012)0.00061}$ (Planck Collaboration et al., 2018). Para obtener este valor, además se deben considerar algunos parámetros como el número de familias de neutrinos ligeros (usando 3 familias), sin embargo no se sabe con certeza cuántas son (esta disparidad entre tomar 3 o 4 familias representa una diferencia de $\Delta Y_{\text{P}} \sim 0.0100$). Otro parámetro a tomar en cuenta es la vida media del neutrón, la cual tampoco se sabe con certeza (las determinaciones de este valor hechas por distintos grupos representan un $\Delta Y_{\text{P}} \sim 0.0030$). Además se considera que el BBN es estándar y esto implica que los errores se incrementan significativamente al considerar estos casos. Por otra parte, la obtención de Y_{P} a través de regiones H II es una determinación directa del helio y no depende de si el BBN fue estándar o no.

1.7. Modelos de Fotoionización

La mayor parte de la información cuantitativa acerca del Universo proviene de espectroscopía. En muchos entornos astronómicos la densidad es demasiado baja para aplicar el equilibrio termodinámico, por lo tanto la ionización, los niveles de población, la temperatura cinética y el espectro obtenido son el resultado de una serie de procesos microfísicos. Frecuentemente sólo contamos con el espectro integrado de todo el objeto, y si queremos entender la estructura del objeto necesitamos hacer modelos; estos modelos son útiles incluso cuando se tienen espectros de distintas secciones del objeto donde la luz de cada pixel se suma sobre secciones del objeto con distintas densidades, temperaturas y grados de ionización. Y para completar más propiedades recurrimos a modelos, en los cuales se deben incluir muchos detalles complejos. Los resultados analíticos sólo son posibles en

ciertos límites, por lo que muchas veces es útil usar simulaciones numéricas.

Los modelos numéricos se usan para obtener distintos parámetros que hacen falta para tener un resultado consistente. En particular, los códigos de fotoionización se usan para resolver las ecuaciones de equilibrio de ionización y térmico para partículas de gas y polvo, con ello se calcula la transferencia de radiación. Esto permite la determinación de abundancias iónicas, temperatura, densidad y la emisividad de líneas y del continuo en cada celda del modelo. Un código de fotoionización muestra un resumen cuantitativo detallado de nuestro conocimiento de la interacción gas–fotones en el medio interestelar.

A lo largo de los años se han construido varios códigos de fotoionización independientes y las principales diferencias son: el tratamiento numérico de la transferencia de los fotones ionizantes producidos en la nebulosa y la capacidad de manejar diferentes geometrías. La mayoría de los códigos se construyen considerando aproximaciones esféricas o plano paralelo, pero también se construyen modelos en 3D. Si bien los códigos 3D son más adecuados para representar la distribución de densidad en las nebulosas reales, su uso se ve obstaculizado por el hecho de que el número de parámetros libres es extremadamente grande. Los códigos de fotoionización más conocidos en la actualidad son: **CLOUDY** (Ferland et al., 2013, 2017) que es un código unidimensional y estático, **MOCASSIN** es un código 3D (Ercolano et al., 2003, 2008) y **MAPPINGS IV** es un código donde es posible considerar choques (Dopita et al., 2013). La instalación de los dos últimos es más complicada, los requerimientos de CPU son mayores, la documentación es menor y el soporte técnico no es comparable con el primero. Además la cantidad de transiciones atómicas (fotones) consideradas por **CLOUDY** es superior a las que se consideran para cualquiera de los otros dos códigos. **CLOUDY** es el código que cuenta con más recursos para modelar regiones fotoionizadas.

CAPÍTULO 2

Marco Teórico

2.1. Modelos Teóricos de Regiones Fotoionizadas

Una región fotoionizada se forma cuando una fuente estelar de radiación ultravioleta, con valores superiores a los 13.6eV ioniza las partículas de gas de la nube que la rodea. La energía necesaria para remover un electrón del estado base del átomo de hidrógeno $n = 1$, significa que hay que excitarlo hasta $n = \infty$ y la energía de ionización es 13.6eV, que además, es el valor de la energía del primer nivel del electrón en el átomo hidrógeno. Una vez ionizados, los iones tienden a recombinarse con los electrones libres y finalmente se establece una etapa de equilibrio, de manera que la tasa de ionización es aproximadamente igual a la tasa de recombinación para cada especie. Cerca de la fuente de radiación, la densidad de fotones que ioniza el hidrógeno es mayor, de manera que la cantidad de hidrógeno ionizado sube del 99 % al 99.9999 %. Por otra parte, la dureza de la radiación tiene como efecto que elementos como el oxígeno puedan ionizarse hasta tres veces (comparado con una sola vez en las partes más externas).

El hidrógeno, al ser el elemento más abundante, absorbe la mayoría de los fotones continuos de Lyman de la fuente de radiación, esto da como resultado el tamaño de la región ionizada. Considerando una nebulosa delimitada por ionización puramente compuesta de hidrógeno y suponiendo un estado estacionario, el número total de recombinaciones por unidad de tiempo equilibra el número total de fotones con energías por encima de 13.6 eV emitidas por unidad de tiempo y tenemos como resultado el equilibrio de fotoionización. Dado que las nebulosas no solo contienen hidrógeno, debemos considerar los demás elementos. Por ejemplo, al considerar el equilibrio de fotoionización del hidrógeno y el helio es necesario considerar la aproximación *on the spot*. Al considerar estos dos átomos, el cálculo de los fotones producidos en la nebulosa que son capaces de ionizar nuevos átomos se vuelve más complejo; en particular, los fotones por recombinación del helio son capaces de ionizar el hidrógeno.

Cuando la energía de los fotones emitidos por la fuente de radiación es mayor al potencial de ionización del H, el exceso se manifiesta como energía cinética del fotoelectrón liberado y esta es la principal fuente de calentamiento de la nebulosa. Sin embargo las colisiones entre electrón—electrón

y electrón–ion, dan lugar a una distribución Maxwelliana de velocidades y esto define la temperatura electrónica T_e de la nebulosa (como temperatura típica de la distribución).

A continuación se describen algunos fenómenos físicos que son necesarios para comprender los procesos que se llevan a cabo en las regiones fotoionizadas. Se enfatizan las propiedades a tener en cuenta para determinar sus abundancias químicas.

2.1.1. Equilibrio de fotoionización

Como se mencionó anteriormente, las regiones fotoionizadas son el resultado de la transferencia de energía por medio de fotoionización. En cada punto de la nube hay un balance entre las fotoionizaciones y recombinaciones de los electrones y los iones. La mayoría de las características importantes de estas nubes provienen de la presencia de hidrógeno, que como ya se mencionó es el elemento más abundante y por lo tanto como primera aproximación se considera una nebulosa constituida sólo con hidrógeno y una estrella en su centro. En este modelo, la tasa de fotoionizaciones se equilibra con la tasa de recombinaciones en cada elemento de volumen, lo cual se representa con la siguiente ecuación:

$$n(\text{H}^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \phi_{\nu} a_{\nu}(\text{H}^0) d\nu = n_e n_p \alpha(\text{H}^0, T) \quad [\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}], \quad (2.1)$$

donde $\phi_{\nu} = 4\pi J_{\nu}/h\nu$ es el número de fotones incidentes por unidad de área, por unidad de tiempo, por unidad de intervalo de frecuencia (J_{ν} es la intensidad media de radiación a una frecuencia dada ν_0 en cada punto) y $a_{\nu}(\text{H}^0)$ es la sección transversal de ionización de H para fotones con energía $h\nu$ (superior al umbral $h\nu_0$). Las densidades de H^0 , protones y electrones son $n(\text{H}^0)$, n_p y n_e respectivamente y $\alpha(\text{H}^0, T)$ es el coeficiente de recombinación (Osterbrock & Ferland, 2006).

Siguiendo con el modelo simple, una estrella con una tasa de fotones ionizantes S_* , la cual se encuentra inmersa en un medio homogéneo de temperatura T y densidad numérica n_{H} , crea un volumen esférico con el gas que la rodea conocido como la *esfera de Strömgren*; la cual tiene una zona de transición $\Delta R \ll R_S$. Esta esfera se define como el volumen máximo que puede ionizar la estrella, suponiendo que la tasa de recombinación es igual a la producción de fotones ionizantes producidos por la estrella. La ecuación de equilibrio que determina el tamaño de la esfera es:

$$R_S = \left[\frac{3S_*}{4\pi n_{\text{H}}^2 \alpha(T)} \right]^{1/3}, \quad (2.2)$$

donde R_S es el radio de la esfera, conocido como *radio de Strömgren* y $\alpha(T)$ es el coeficiente de recombinación. En este caso particular, un primer intento para balancear la ecuación sería la suma de las capturas de todos los niveles:

$$\alpha_A(T) = \sum_{n,L} \alpha_{n^2L}(\text{H}^0, T) = \sum_n \alpha_n(\text{H}^0, T) \quad [\text{cm}^3 \text{s}^{-1}], \quad (2.3)$$

donde α_n es el coeficiente de recombinación para todos los niveles con número cuántico principal n . Es importante mencionar que algunos electrones se recombinan directamente al estado base ($n = 1$) y que estas recombinaciones emiten fotones (continuo de Lyman) con energías superiores a 13.6 eV. capaces de ionizar a otro átomo de hidrógeno. Estos fotones contribuyen a la tasa de fotoionización y a menudo se considera que tales fotones nunca se generaron, o más físicamente que fueron absorbidos muy cerca del punto donde se generaron (aproximadamente *on-the-spot*). Debido a esto, una mejor aproximación del coeficiente de recombinación es no considerar estas recombinaciones al estado base,

ya que son ineficientes y conducen a una nueva fotoionización dentro de la esfera. En la literatura se llama Caso A cuando se consideran las recombinaciones al estado base y Caso B cuando se ignoran, dicho de otra forma, se interpreta el caso A como una opacidad baja en las líneas generadas por recombinación a $n = 1$, mientras que el caso B implica una opacidad infinita en estas líneas, de esta manera tenemos:

$$\alpha_B(\text{H}^0, T) = \alpha_A(\text{H}^0, T) - \alpha_1(\text{H}^0, T) = \sum_2^{\infty} \alpha_n(\text{H}^0, T). \quad (2.4)$$

Físicamente en una región ópticamente gruesa, las recombinaciones al estado base generan fotones ionizantes que se absorben en otras partes de la nube y no tienen efecto sobre el balance global de ionización. Globalmente, la ionización causada por todos los fotones de las estrellas se equilibran con la recombinación a los estados excitados de H en toda la nebulosa.

Por otro lado, es importante mencionar que los otros elementos presentes en la nebulosa también tienen balance entre la ionización y la recombinación. Sin embargo se deben tener en cuenta otros detalles como:

a) La posibilidad de tener más grados de ionización

- en el caso particular del He, es posible encontrarlo en tres estados: He^0 , He^+ o He^{++}
- en el caso de los elementos pesados, es posible encontrarlos 1, 2 y 3 veces (incluso 4 veces) ionizados en regiones H II, aún más en nebulosas planetarias (y mucho más en AGNs)

b) Balance de fotones

- en el caso del He, se requiere contabilizar el número de fotones, ya que al estar cerca de la fuente de ionización, hay más fotones y la velocidad de recombinación es más rápida.
- en el caso de los elementos pesados, se requieren fotones lo suficientemente energéticos que lleguen hasta las zonas donde se encuentran estos. Además al estar más lejos que el He, la recombinación es más lenta y hay menos fotones.

En regiones H II, los metales tienen una abundancia baja en relación con el hidrógeno y el helio ($X/\text{H} \ll 1$), por lo que la absorción por las diferentes etapas de ionización de los metales no modifica significativamente el campo de radiación de las nebulosas de baja densidad. La baja abundancia relativa de los metales significa que H es la fuente principal de electrones en la nebulosa, seguida de electrones de la ionización de He. Por lo tanto, en las regiones H II típicas, la densidad electrónica n_e , está acoplada principalmente a la densidad de H+He con contribuciones insignificantes de los metales.

2.1.2. Equilibrio térmico

Los procesos de equilibrio de fotoionización en una nebulosa toman el tiempo suficiente de manera que los electrones no tienen problema en llegar al equilibrio térmico, con desviaciones de menos de una parte en 10^8 s. Por tal razón, la temperatura del electrón en cada punto está determinada por la condición de equilibrio térmico local, es decir, la velocidad de calentamiento local es igual a la velocidad de enfriamiento local.

La ionización del H es lo primero que se debe considerar, por ser lo más importante (que representa aproximadamente el 90 % del calentamiento) y los demás elementos junto con otros factores que se mencionan más adelante, contribuyen con un poco más al calentamiento. Cuando un fotón de energía $h\nu$ se absorbe e ioniza el H, el fotoelectrón producido tiene una energía inicial

$\frac{1}{2}mv^2 = h(\nu - \nu_0)$, donde se puede pensar en la generación de un electrón con la misma energía. Estos electrones producidos se termalizan rápidamente y considerando que también se lleva a cabo el equilibrio de ionización, las fotoionizaciones se equilibran con las recombinaciones. En cada recombinación, un electrón térmico con energía $\frac{1}{2}mv^2$ desaparece y un promedio de esta cantidad representa la energía media que desaparece por recombinación. La diferencia entre la energía media de un fotoelectrón recién creado y la energía media de un electrón de recombinación representa la ganancia neta en energía por el gas de electrones por proceso de ionización. En equilibrio, esta ganancia de energía neta se equilibra por la energía perdida por la radiación, principalmente por la excitación por colisiones de electrones de niveles ligados de iones abundantes, seguida por la emisión de fotones que pueden escapar de la nebulosa.

En equilibrio térmico local se tiene que:

$$G = L, \quad (2.5)$$

donde G es la ganancia de energía y L es la pérdida de energía, ambos del gas.

Los procesos de calentamiento aumentan la energía térmica (cinética media) de los electrones. Esto solo puede ocurrir por colisiones de partículas con algún componente no térmico. Algunos ejemplos son a) fotones al ionizar o disociar el gas: se produce una partícula supratérmica, por ejemplo un fotoelectrón o un átomo de H disociado que calienta el gas en las colisiones con las partículas térmicas del ambiente. Por lo general, los fotones están en las bandas de UV a rayos X. El calentamiento fotoeléctrico también puede ser generado por fotones absorbidos por partículas de polvo o por moléculas grandes, b) rayos cósmicos: las partículas de alta energía se frenan ionizando y estimulando el H y He (y por colisiones directas con electrones del medio). Los electrones rápidos eyectados calientan el gas por colisiones, c) la interacción de fotones–polvo–gas: el polvo impide que salgan algunos fotones y que, cuando se llega a calentar más que el gas, puede ayudar a calentarlo, d) calentamiento mecánico: correspondiente a disipación en choques y turbulencias, e) calentamiento magnético: debido a las colisiones entre iones a medida que los campos se deslizan a través del gas, f) la reconexión magnética: que es capaz de liberar grandes cantidades de energía en volúmenes relativamente pequeños. En la práctica el proceso dominante es la fotoionización de H I. La fotoionización del hidrógeno es el principal mecanismo que aumenta la energía de la nube. Dado que el potencial de ionización del H es $h\nu_0 \sim 13.6\text{eV}$, los fotones con mayor energía son absorbidos. Por otra parte el electrón liberado adquiere energía cinética proveniente del exceso de energía de cada fotón sobre el potencial de ionización $-h(\nu - \nu_0)$ y el calentamiento de la nube se debe principalmente a esta energía cinética. También se tienen contribuciones más pequeñas debido a la fotoionización de He I y He II, los cuales después se termalizan y siguen una distribución maxwelliana. Incluso los granos de polvo contribuyen al calentamiento (pero en menor medida) por efecto fotoeléctrico.

Los procesos de enfriamiento son principalmente por radiación, especialmente líneas, por ejemplo:

- Radiación de línea: la energía térmica se consume en excitar los iones, cuya re–radiación enfría el gas si se escapa.
- Radiación continua: el enfriamiento por recombinación, donde la recombinación de las partículas se acompaña de un fotón continuo y la radiación libre–libre o bremsstrahlung, que genera un fotón IR.
- Intercambio de energía por colisiones de polvo y gas: esto conduce al enfriamiento del gas cuando el polvo es más frío.

- Enfriamiento por expansión: esta forma de enfriamiento mecánico ocurre cuando el gas se expande.

2.1.3. Espectro emitido

A través del espectro de una región H II se puede obtener información como: la densidad electrónica, la temperatura electrónica, la abundancia química de distintos iones, así como la abundancia total de los elementos, la velocidad de recesión, etc. Estos espectros tienen tres componentes; gas + estrellas; estas a su vez tienen dos componentes cada una: a) estrellas, continuo estelar + líneas de absorción (que tratamos de evitar) y b) gas, líneas de emisión + continuo (que es muy débil). Todos ellos provenientes de distintos iones. Y la tercer componente es el continuo del espectro de una región H II, la cual es débil y consta de una parte atómica, que se emite por transiciones libre-ligado (principalmente en el continuo de Paschen). También se tiene una componente adicional en la parte de reflexión, que consiste en luz estelar dispersada por polvo.

Las características espectrales más prominentes de una región H II son las líneas de emisión y muchas de ellas son líneas excitadas por colisiones, la Figura 2.1 muestra el ejemplo del espectro de una región H II típica. La mayoría de las líneas más importantes en el enfriamiento (por ejemplo del oxígeno), están en la región óptica y son fáciles de medir. Los astrónomos tienden a referirse a las principales líneas de emisión de las nebulosas gaseosas como líneas prohibidas (líneas prohibidas por las reglas de selección del dipolo eléctrico). Esto es debido a que los niveles excitados de los iones más abundantes, dentro de unos pocos voltios del nivel base, provienen de la misma configuración electrónica que el nivel base en sí.

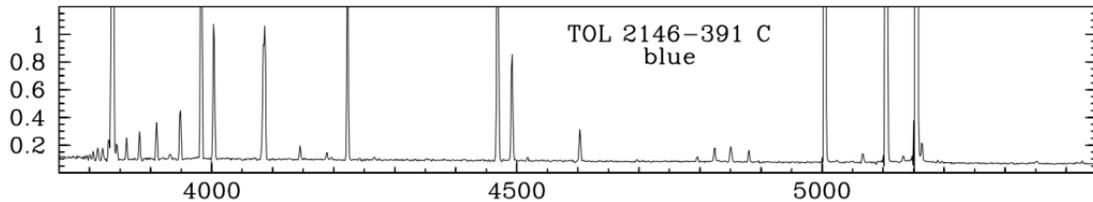


Figura 2.1: Espectro de emisión de una región H II (Peimbert et al., 2012). El espectro tiene un desplazamiento hacia el rojo debido a la velocidad del objeto.

Las transiciones son prohibidas por la regla de selección de paridad. Además de las líneas excitadas por colisiones, existen las líneas de recombinación de H I, He I y He II y de algunos elementos pesados como O II, las cuales también son rasgos característicos de los espectros de las nebulosas gaseosas. Estas líneas, son emitidas por átomos que experimentan transiciones radiativas en cascada hasta el nivel base después de recombinaciones a niveles excitados.

Líneas de recombinación (RLs)

Los electrones libres en el gas ionizado se recombinan con los iones. Después de la recombinación, se capturan los electrones en niveles altos porque esos permiten momento angular alto, después saltan a estados menos excitados y a medida que se produce cada salto se emite energía. Esta energía aparece como líneas de emisión en longitudes de onda específicas. Estas líneas espectrales se producen debido a que los electrones libres se recombinan con los iones y caen rápidamente en cascada al estado fundamental mediante la emisión de fotones.

La temperatura del gas se puede deducir a partir de las intensidades de las líneas, su anchura y las intensidades de las emisiones continuas del gas. La emisividad de la línea entre los niveles nL y $n'L'^1$ depende de la diferencia de energía entre los niveles de transición, de la densidad y de la temperatura electrónica. La emisividad se puede representar como función de las probabilidades de transición $A_{nL,n'L'}$ y de la población del nivel nL como:

$$j_\lambda = j_{nn'} = \frac{h\nu_{nn'}}{4\pi} \sum_{L=0}^{n-1} \sum_{L'=L\pm 1} N_{nL} A_{nL,n'L'}, \quad (2.6)$$

donde n y L son el número cuántico principal y el momento angular respectivamente. A partir del resultado de la ecuación de Boltzmann y considerando equilibrio termodinámico, se puede obtener la población de los niveles y por lo tanto estimar la emisividad, la cual se origina debido a la recombinación $X^{+p+1} + e^- \rightarrow X^{+p}$. Sin embargo para bajas densidades ($\lesssim 10^3 \text{ cm}^3$) no hay equilibrio termodinámico en muchos de los niveles atómicos, por lo tanto se debe usar una matriz de cascada para estimar la población de los niveles. Este tipo de cascadas da como resultado las series de Paschen y Balmer de H I, las cuales pueden observarse en los espectros de las nebulosas fotoionizadas.

La emisividad de las líneas de recombinación tiene dependencia con la temperatura, de manera que:

$$j_\lambda(T) \propto T_e^{-\alpha}, \quad (2.7)$$

donde α es el coeficiente de emisión-recombinación. Ajustando a un rango limitado de temperatura, se tiene que $\alpha \approx 1$ y $j_\lambda(T) \propto T_e^{-1}$. Pero α puede tomar valores de $0.6 < \alpha < 1.3$. Con $\alpha \approx 1$, las abundancias que se estimen a partir del cociente de dos líneas de recombinación dependen de la temperatura como T_e^{-1} .

Líneas colisionalmente excitadas (CELs)

Los niveles de energía más bajos de la mayor parte de los iones de elementos pesados, pueden ser excitados por las colisiones entre electrones e iones. Las transiciones necesarias hacia estos niveles inferiores no son permitidas por alguna regla de selección particular de la mecánica clásica y cuántica para la radiación de dipolo eléctrico. Sin embargo, existe una cierta probabilidad de que un estado excitado realice una transición prohibida a un estado de energía más bajo. Los niveles de más de una cierta energía tienen todas las transiciones permitidas y prohibidas, pero cuando ambas están disponibles, las transiciones prohibidas tienen por definición una probabilidad mucho menor que para cualquier transición permitida. Por lo tanto, si un estado puede desencadenarse a través de una transición permitida, es casi seguro que lo hará antes de que ocurra cualquier transición a través de una ruta prohibida. Visto de otra manera, en las transiciones permitidas solamente el electrón que hace la transición cambia de estado, mientras que para las transiciones prohibidas más de un electrón debe cambiar de estado (el otro cambia de spin).

Las transiciones prohibidas son relativamente poco probables y los estados que solo pueden decaer de esta manera, son llamados estados metaestables y generalmente tienen tiempos de vida de milisegundos a minutos, en comparación con menos de un microsegundo para el decaimiento mediante las transiciones permitidas. En una región fotoionizada los átomos permanecen sin ser perturbados el tiempo suficiente para emitir el fotón.

Para estimar la emisividad de una línea prohibida podemos usar la ecuación 2.6. Pero antes, es necesario obtener la población del nivel inicial y todos los procesos que intervienen. Considerando la estructura de niveles de baja energía para regiones fotoionizadas, es posible aproximar al ion

considerando solamente los niveles excitados que se encuentran a unos cuantos eVs del nivel base, frecuentemente basta con entre 5 y 8 niveles (incluyendo el nivel base), y resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico:

$$\sum_{j>i} n_j A_{j,i} + n_e \sum_{j\neq i} n_j q_{ji}(T) = n_i \sum \left[\sum_{j<i} A_{i,j} + n_e \sum_{j\neq i} q_{i,j}(T) \right], \quad (2.8)$$

donde i y j representan los niveles de interés, n_i es la población del nivel i (en cm^{-3}), A_{ij} y A_{ji} son las probabilidades de transición radiativas entre los niveles i y j (en s^{-1}), n_e es la densidad electrónica (en cm^{-3}) y q_{ji} , q_{ij} son los coeficientes de excitación ($j < i$) y desexcitación ($j > i$) colisional. Además hay que tomar en cuenta que $\sum_j n_j = n$, para considerar el número total de niveles.

Los coeficientes de excitación colisional son de la forma:

$$q_{i,j}(T) = \frac{\omega_j}{\omega_i} e^{-h\nu_{ji}/KT} q_{j,i}(T), \quad (2.9)$$

donde ω_i es el peso estadístico del nivel más bajo. Considerando los procesos que pueblan y despueblan los niveles, así como los procesos radiativos y las colisiones, se puede estimar la población de cada nivel y finalmente la emisividad de las líneas con la siguiente ecuación:

$$n_e n_i(X^{+p}) q_{i,j} = n_e n_i(X^{+p}) \frac{\omega_j}{\omega_i} e^{-h\nu_{ji}/KT} q_{j,i}(T), \quad (2.10)$$

donde $n_i(X^{+p})$ indica la población del nivel i del ion X^{+p} .

En el caso de las líneas colisionalmente excitadas, la dependencia con la temperatura es:

$$j_\lambda(T) \propto T_e^{-1/2} e^{-\Delta E/kT_e}, \quad (2.11)$$

esta dependencia con la temperatura es muy distinta que la de las líneas de recombinación y al hacer el cociente entre una CEL y H β llega a ser muy importante y dificulta la determinación de las abundancias relativas de los iones.

2.2. Estudios Observacionales de Regiones HII

La composición química del Universo y la naturaleza física de su materia constitutiva son temas que han ocupado a los científicos durante siglos. El estudio de nebulosas donde nacen y donde mueren las estrellas, ha permitido explorar la composición química del Universo a través de sus espectros. Cada elemento químico en el gas que compone una nebulosa emite radiación característica y única, la cual está formada por líneas espectrales en longitudes de onda específicas y cuyas base físicas son bien conocidas.

El estudio a través de espectros observados de estas nebulosas han permitido determinar con precisión sus propiedades físicas y composición química. El análisis tradicional para determinar las condiciones físicas es a través de las emisividades de las líneas debido a la dependencia tanto con la temperatura como con la densidad. Generalmente se usan cocientes entre líneas, en algunos casos la dependencia de una variable (temperatura o densidad) es similar y el cociente se vuelve independiente de esta y sensible a la otra.

2.2.1. Determinación de condiciones físicas

Es posible determinar las condiciones físicas de una región fotoionizada a través del cociente de intensidades de algunas líneas. Para estimar la densidad, los cocientes que se usan generalmente son $[S \text{ II}] \lambda 6717/\lambda 6731$, $[O \text{ II}] \lambda 3726/\lambda 3729$, $[Cl \text{ III}] \lambda 5518/\lambda 5538$ y $[Ar \text{ IV}] \lambda 4711/\lambda 4740$. Estas líneas provienen del mismo ion y se originan en niveles de energía similares. Si los dos niveles de energía tienen diferentes tasas de desexcitación colisional, la población relativa de esos niveles dependerá de la densidad electrónica, por lo tanto el cociente de las intensidades también dependerá de la densidad. Adicionalmente, estos pares de líneas provienen de niveles superiores con una energía de excitación muy semejante y por lo tanto su cociente depende muy poco de la temperatura en base a la ecuación 2.11.

La temperatura que proviene de la distribución de energía de los electrones está dada por el equilibrio térmico de la región fotoionizada. Los cocientes que se usan generalmente son $[N \text{ II}] (\lambda 6548 + \lambda 6584)/\lambda 5755$, $[O \text{ III}] (\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$, $[S \text{ III}] (\lambda 9069 + \lambda 9531)/\lambda 6312$ y $[O \text{ II}] (\lambda 3726 + \lambda 3729)/(\lambda 7319 + 20 + \lambda 7330 + 31)$. Estas líneas provienen del mismo ión, pero tienen niveles de energía diferentes y esto implica que exista una dependencia de sus poblaciones relativas con la temperatura debida a su excitación por colisiones con electrones. Adicionalmente, en temperaturas y densidades típicas de regiones H II, estos cocientes de líneas tienen una dependencia muy pequeña en la densidad.

Es importante mencionar que las determinaciones corresponden a las condiciones físicas de los electrones, debido a los siguientes motivaciones e implicaciones:

- Son la única componente que se termaliza.
- La producción de líneas (ya sea por recombinación o excitación colisional) proviene de colisiones con electrones.
- El origen de la mayor parte de los electrones es el H por lo que esta densidad es muy semejante a la densidad de H^+ .
- Para ser más precisos, hay que considerar el He (0, 1, o 2 veces ionizado). Para los objetos de este trabajo, en particular el He, está una vez ionizado.
- El resto de los elementos no nos preocupan, pues su contribución (sumada) es del orden de una parte en mil.
- La densidad del O^+ (o la que corresponda) es realmente una densidad de electrones libres en el volumen ocupado por O^+ .
- La temperatura de O^{++} (o la que corresponda) es la temperatura del gas de electrones en el volumen ocupado por O^{++} .
- Los dos puntos anteriores implican por ejemplo, que la temperatura del O^+ y del N^+ deben ser iguales (salvo por una pequeñísima variación), porque están midiendo lo mismo, es decir, la temperatura del gas de electrones en el volumen ocupado por el O^+ y el N^+ que son (casi) idénticas.

Densidad

La densidad electrónica local puede estimarse midiendo la fuerza relativa de dos líneas de emisión. Para este efecto, comparamos dos líneas emitidas desde el mismo ión, que se originan a partir de

niveles de energía atómica con energía de excitación similar, para evitar los efectos de la temperatura de los electrones en la población (ver Figura 2.2). Si $\Delta E \ll kT$ (donde $\Delta E = E_{31} - E_{21}$), para el caso particular de un átomo de 3 niveles, se tiene:

$$\frac{I_3}{I_2} = \frac{n_3 A_{31} E_{31}}{n_2 A_{21} E_{21}} = \left[\frac{A_{21} \omega_2 T_e^{1/2} / (n_e C q_{21}) + 1}{A_{31} \omega_3 T_e^{1/2} / (n_e C q_{31}) + 1} \right] \frac{q_{31} A_{31} E_{31}}{q_{21} A_{21} E_{21}}. \quad (2.12)$$

El modelo mínimo necesario para describir estas transiciones requiere 3 niveles: el nivel base y 2 niveles excitados, de los cuales surgiran cada una de las 2 líneas del cociente que estudiamos. En el caso de la densidad buscamos que los dos niveles excitados tengan aproximadamente la misma energía. Y que el cociente de desexcitación colisional entre las 2 líneas q_{21}/q_{31} sea distinto al cociente de probabilidad de radiación espontánea A_{21}/A_{31} . Esta aproximación solo funciona a temperaturas moderadas (cuando los electrones excitados a los siguientes niveles son muy pocos) y cuando todos los decaimientos son al estado base; para cálculos más precisos y que funcionen para un mayor rango de condiciones físicas, es necesario incluir más niveles (entre 5 y 8 como indicamos en la sección 2.1.3).

Después de que el cociente de las líneas de emisión se haya determinado por observación, se puede asumir una temperatura electrónica representativa (o calculada si es posible) de las regiones H II. Si los datos de observación lo permiten, es posible determinar la intersección de los valores T_e y n_e que representan las líneas de emisión observadas.

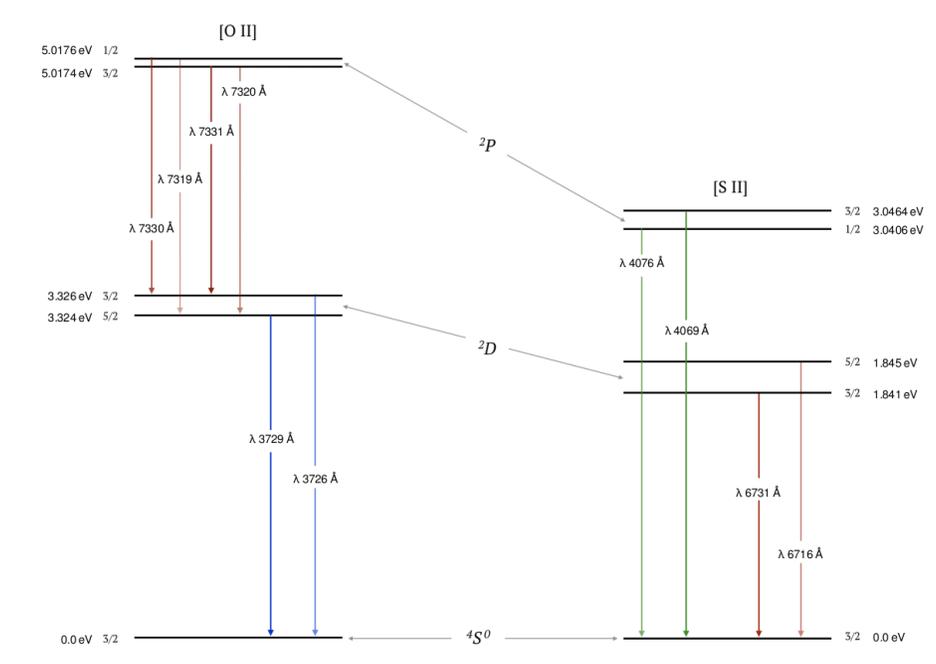


Figura 2.2: Diagrama Grotrian para O II y S II. Un diagrama de Grotrian muestra las transiciones electrónicas permitidas entre los niveles de energía de los átomos, tomando en cuenta las reglas de selección específicas relacionadas con los cambios en el momento angular del electrón.

En el límite de baja densidad, las desexcitaciones por colisiones son despreciables y el cociente de las líneas depende de la relación del peso estadístico de los niveles que originan las líneas. En el

límite de alta densidad, las colisiones se vuelven el mecanismo dominante de desexcitación, por lo que las poblaciones de nivel asumen una distribución de Boltzmann. Las densidades obtenidas son representativas del volumen ocupado por el ion empleado en el diagnóstico y por lo tanto, las zonas de baja ionización y alta ionización tienen cada una una densidad electrónica correspondiente.

Temperatura

La temperatura electrónica en una región H II se establece por el equilibrio entre el calentamiento debido a la fotoionización y el enfriamiento debido a la recombinación radiativa y la radiación por las líneas excitadas por colisiones. Algunos iones emiten líneas que son particularmente útiles para calcular la temperatura electrónica. Uno de los iones mejor comprendidos presentes en las regiones H II es O^{++} , cuyas líneas de emisión $\lambda 4363$, $\lambda 4959$ y $\lambda 5007$ proporcionan uno de los diagnósticos de temperatura más utilizados. Estas líneas son emitidas por niveles que pueden ser excitados por colisiones de electrones, pero tienen energías de excitación considerablemente diferentes. El $[O III]$ $\lambda 4363$ es producido por el nivel 1S del nivel superior, mientras que $\lambda 4959$ y $\lambda 5007$ se emiten desde el nivel 1D intermedio (ver Figura 2.3).

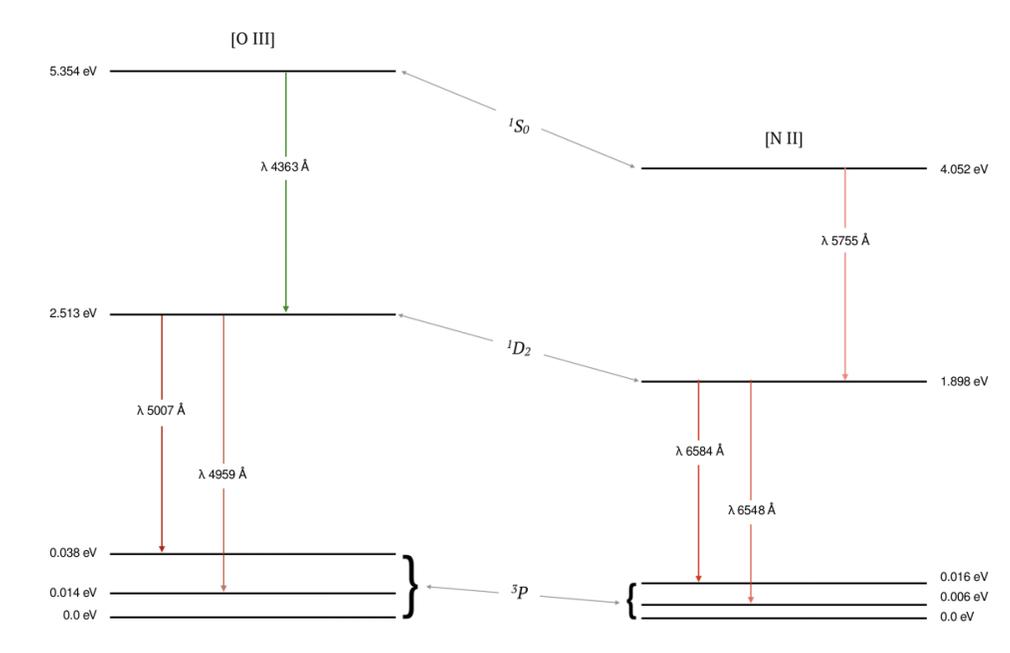


Figura 2.3: Diagrama Grotrian de $O III$ y $N II$. Un diagrama de Grotrian muestra las transiciones electrónicas permitidas entre los niveles de energía de los átomos.

En el límite de baja densidad, cada excitación al nivel 1D_2 da como resultado la emisión de un fotón $\lambda 4959$ o $\lambda 5007$, siendo este último tres veces más probable que el anterior. Por otro lado, cada excitación al nivel 1S es seguida por la emisión de un fotón $\lambda 4363$ o $\lambda 2321$; esta última transición no puede observarse desde la superficie de la Tierra, pero su intensidad se puede inferir ya que es proporcional a la de $\lambda 4363$ (cada elemento tiene una densidad crítica y para poder despreciar la excitación y desexcitación colisional, la densidad debe ser mucho menor que la densidad crítica).

2.2.2. Determinación de abundancias químicas

Abundancias iónicas

La composición química de una nebulosa se obtiene comparando la intensidad de sus líneas de emisión con las del hidrógeno, más específicamente con $H\beta$. Las abundancias químicas en una región fotoionizada pueden determinarse mediante dos métodos: ajustando ciertas cantidades observadas a través de modelos de fotoionización o utilizando métodos empíricos. Este último puede referirse a calibraciones empíricas basadas en muestras estadísticas, o a una derivación directa de la composición química, que solo es posible cuando las condiciones físicas (T_e y n_e) son bien conocidas; este último método se conoce como método directo. En una nube de gas, el brillo de una línea de emisión viene dado por:

$$I_i = \int n_i n_e \epsilon_l(T) ds, \quad (2.13)$$

a lo largo de la línea de visión, donde n_i es la abundancia del ion que emite la línea, n_e es la densidad electrónica y $\epsilon_l(T)$ representa el coeficiente de emisión a una temperatura específica.

Dado que las CELs son líneas prohibidas, el coeficiente de emisión es una función que es sensible a la temperatura y esta dado por la ecuación:

$$I_\nu = \frac{1}{4\pi} \int n_i n_e h\nu \frac{8.63 \times 10^{-6}}{T_e^{1/2}} \frac{\Omega_{12}}{\omega_1} e^{\Delta E/kT_e} b ds, \quad (2.14)$$

en el límite de baja densidad, donde b es la fracción de excitaciones al nivel 2 que es seguida por la emisión de un fotón de la línea observada.

Dado que el hidrógeno es el elemento más abundante en el Universo y que en este tipo de objetos se encuentra predominantemente ionizado, las abundancias iónicas se presentan en relación con H^+ , además de que muestrea por completo el gas ionizado. Por lo tanto, la abundancia de la etapa i de ionización de un elemento X se calcula como:

$$\frac{n(X^{+i})}{n(H^+)} = \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \frac{j(H\beta)}{j(\lambda)}, \quad (2.15)$$

donde j es la emisividad por unidad de volumen y se calcula teniendo en cuenta todos los mecanismos de excitación y desexcitación. Las abundancias son independientes de la distancia a la nebulosa.

Como se mencionó anteriormente, la intensidad de las líneas de recombinación tiene una dependencia de la temperatura que va como $I \propto T^\alpha$ (con $\alpha \approx 1$). Si las líneas de recombinación de elementos pesados están presentes en los datos observados, estimar su abundancia iónica es sencillo, debido a la poca dependencia en la temperatura. Debemos tener en cuenta que las líneas de recombinación del ion X^{+i} en realidad son representativas de la abundancia del ion X^{+i+1} ; por ejemplo la abundancia de O^{++} se infiere de las líneas de recombinación $O II$.

De esta manera, la intensidad relativa de una línea de recombinación es:

$$\frac{I(\lambda)}{I(\text{H}\beta)} = \frac{\int j(\lambda) ds}{\int j(\text{H}\beta) ds} = \frac{n_e n(X^{+i+1}) \alpha_{\text{eff}}(\lambda, T)}{n_e n(\text{H}^+) \alpha_{\text{eff}}(\text{H}\beta, T)}, \quad (2.16)$$

como primera aproximación hemos asumido que la densidad es constante a lo largo de la línea de visión y ambas líneas provienen del mismo volumen de gas. De esta manera es posible obtener la abundancia iónica con la siguiente ecuación:

$$\frac{n(X^{+i+1})}{n(\text{H}^+)} = \frac{\alpha_{\text{eff}}(\text{H}\beta, T)}{\alpha_{\text{eff}}(\lambda, T)} \frac{I(\lambda)}{I(\text{H}\beta)}. \quad (2.17)$$

Dado que el brillo de una línea de recombinación depende principalmente de la abundancia de su ion padre, el principal obstáculo para trabajar con ellos es que son débiles; las abundancias de los iones pesados son entre 1000 y 100,000 veces menores que las de H^+ . En cambio, las emisividades de las CELs son mayores. Por lo tanto, sólo usando los telescopios más grandes, equipados con detectores sensibles, pueden resolver las líneas de recombinación, con una relación señal–ruido (S/N) significativa.

Por otra parte, debido a limitaciones en los detalles de los niveles cuánticos, hay una gran cantidad de iones que no producen CELs, de hecho sólo se puede trabajar con un par de decenas de iones bien específicos y dependiendo de los detalles de las observaciones, frecuentemente sólo es posible trabajar con una fracción de esas. Aunque todos los iones son capaces de producir RLs en la práctica son contados los casos en los que se puede trabajar con más de media docena. En este trabajo en particular, se trabaja con 12 iones usando CELs y con 4 usando RLs (H^+ , He^+ , He^{++} y O^{++}).

Abundancias totales.

Una vez que se tienen las abundancias iónicas de los distintos elementos, se puede pensar en obtener las abundancias totales. La abundancia total de un elemento es la suma directa de la abundancia de todos sus iones (siempre que se encuentren dentro del volumen donde el hidrógeno está ionizado) y se pueden obtener mediante CELs o RLs.

$$\frac{X}{\text{H}} = \sum_i \frac{X^{+i}}{\text{H}^+}. \quad (2.18)$$

Uno de los primeros problemas para encontrar las abundancias totales es que, aunque existe una gran cantidad de iones que pueden observarse en el espectro visible, algunos emiten en otras longitudes de onda fuera de este intervalo y muchos iones simplemente no tienen líneas útiles puesto que no producen CELs y sus RLs son prohibitivamente débiles; por lo tanto, no es posible observar todas las etapas de ionización de un elemento examinando solo un intervalo de longitud de onda restringido. Para establecer la abundancia total de un elemento, se deben tener en cuenta las etapas de ionización no observadas, mediante la introducción de un factor de corrector de ionización (ICF), de manera que la abundancia total está dada por:

$$\frac{X}{\text{H}} = \text{ICF}(X) \sum_{i=i_{\text{obs}}} \frac{X^{+i}}{\text{H}^+}. \quad (2.19)$$

Una primera aproximación, usada mucho en el pasado, es utilizar relaciones semiempíricas basadas en los potenciales de ionización. En la actualidad las expresiones de ICFs se obtienen a partir de modelos de fotoionización, que representan una aproximación mejor. Aunque el problema con el uso de modelos teóricos para estimar los ICFs es que hay demasiados parámetros involucrados. Algunos de los parámetros teóricos implican: la estructura de temperatura y densidad, la fracción de fotones ionizantes estelares que se absorben dentro de la nebulosa, los fotones que se escapan y no ionizan el gas, la estructura de ionización que depende de la distribución de energía espectral del campo de radiación estelar y que difiere de un modelo a otro, el polvo que modifica el campo de radiación ionizante y los datos atómicos. Además un factor importante si el espectrógrafo capta la luz del objeto completo, todos los esquemas de los ICF's suponen esto y en realidad no sucede así. Por lo tanto, cuando el espectrógrafo observa una parte del objeto, la validez de los ICF's dependerá de las partes observadas.

2.3. Problemas en la Determinación de Abundancias

Una vez habiendo descrito estas estrategias, es importante mencionar que hay un problema básico con el método utilizado, las líneas que se observan en los espectros de estas nebulosas son básicamente de dos tipos: aquellas producidas por excitación colisional y las que se producen por recombinación. La composición inferida difiere según el mecanismo físico que se supone produce las líneas de emisión espectral, lo que plantea un grave problema para los astrofísicos y tiene implicaciones obvias en la medición del contenido químico del Universo, ya que en principio se esperaría que los dos tipos de mediciones coincidieran.

2.3.1. ADF

La discrepancia en la abundancia química es uno de los problemas que se encuentra en las observaciones de las nebulosas. La determinación de abundancias químicas derivadas a través de las líneas colisionalmente excitadas, que son las líneas más brillantes, ha sido uno de los métodos más usados. Sin embargo, la existencia de telescopios cada vez mejores ha permitido obtener espectros de mayor calidad donde las líneas de recombinación de elementos pesados han hecho presencia. La composición química obtenida utilizando las líneas de recombinación de los mismos elementos (que son ellos mismos más débiles) es diferente a la primera medición (usando CELs). Este efecto se encuentra tanto en las regiones H II como en las nebulosas planetarias, aunque la discrepancia en estas últimas tiende a ser mucho mayor.

El primer trabajo donde se observó este problema fue en el artículo de Wyse (1942), años más tarde Peimbert et al. (1993) también observaron el problema al determinar la abundancia de un elemento pesado (O^{++}) a partir de líneas de recombinación en la Nebulosa de Orión. De estos resultados, junto con muchos otros posteriores, se encontró que las abundancias determinadas usando líneas colisionalmente excitadas producen valores sistemáticamente más bajos que los derivados usando líneas de recombinación. Este es uno de los problemas claves en la física de las nebulosas fotoionizadas y se le conoce como el problema de la discrepancia de abundancias y se denota como ADF (*abundance discrepancy factor*).

El ADF nos indica qué tan grave es la discrepancia de abundancias y para un elemento X en la etapa de ionización i , se define como:

$$\text{ADF}(X^{+i}) = \frac{[X^{+i}/H^+]_{\text{RL}}}{[X^{+i}/H^+]_{\text{CEL}}}. \quad (2.20)$$

García-Rojas & Esteban (2007) hicieron un estudio de abundancias de O^{++} y C^{++} en regiones H II, donde encontraron que el ADF es sistemáticamente mayor que 1 con un promedio de 2 y típicamente en el intervalo 1.3–2.7. Este comportamiento es muy distinto en las nebulosas planetarias, ya que el ADF muestra un rango de valores mucho más amplio y llega a valores superiores a ~ 300 en algunas secciones de algunas nebulosas planetarias (e.g., Jones et al., 2016; Wesson et al., 2018). Los autores han concluido que las abundancias obtenidas a partir de CELs dependen en gran medida de la temperatura T_e , en comparación con las abundancias obtenidas a partir de RLs, las cuales dependen menos de T_e , esto nos lleva a pensar que las determinaciones más confiables son las que producen las RLs.

Actualmente se sigue trabajando en el problema del ADF tanto de regiones H II como de nebulosas planetarias y los múltiples trabajos siguen tratando de explicar los mecanismos físicos detrás de esta discrepancia.

Actualmente hay varias explicaciones que tratan de justificar la existencia del ADF:

- La presencia de inhomogeneidad térmica (e.g., Peimbert & Costero, 1969; Peimbert et al., 2005).
- La presencia de inhomogeneidad de densidad (e.g., Tsamis et al., 2011).
- La presencia de inhomogeneidades químicas (e.g., Torres-Peimbert et al., 1989; Liu et al., 2000).
- La presencia de una distribución κ de velocidad de electrones (e.g., Nicholls et al., 2012; Dopita et al., 2013).
- Los datos atómicos (e.g., Mathis, 1995).

3 de ellos sugieren que las abundancias obtenidas de las líneas de recombinación son las correctas (inhomogeneidad térmica, inhomogeneidad de densidad y distribución κ).

2.3.2. Inhomogeneidades de temperatura, t^2

Para entender la existencia del ADF se propone el formalismo de t^2 suponiendo homogeneidad química. Peimbert (1967) y Peimbert & Costero (1969) consideraron por primera vez la posibilidad de incluir inhomogeneidades térmicas (t^2) en los estudios de regiones fotoionizadas y posteriormente se hizo un estudio donde se estimó la magnitud del efecto en la determinación de las abundancias; ellos predicen una subestimación en un factor de ~ 2.5 (Peimbert & Costero, 1969) en todas las abundancias iónicas determinadas usando CELs y el método directo. Con el desarrollo de nuevos telescopios se han logrado obtener datos de mejor calidad y con ellos se ha podido introducir el factor t^2 para estudiar el ADF. Actualmente los autores que consideran que las abundancias correctas provienen de las líneas de recombinación, estiman que las determinaciones hechas con el método directo fallan por un factor de ~ 2 para regiones H II y ~ 3 para nebulosas planetarias García-Rojas & Esteban (2007).

El formalismo de t^2 supone que la temperatura de una región H II es inhomogénea. En presencia de variaciones de temperatura dentro de los volúmenes observados se puede definir la temperatura electrónica media T_0 de un ion y la fluctuación de la temperatura cuadrada t^2 . Para obtener la expresión de t^2 se hace una expansión en serie de Taylor en T para fluctuaciones pequeñas y se corta a segundo orden:

$$T_0(\text{ion}) = \frac{\int T_e(r)n_e(r)n_i(r)dV}{\int n_e(r)n_i(r)dV} \quad (2.21)$$

y

$$t^2(\text{ion}) = \frac{\int (T_e - T_0)^2 n_e n_i dV}{T_0^2 \int n_e n_i dV}, \quad (2.22)$$

donde n_e y n_i las densidades de electrones y del ion responsable por la línea de emisión observada y V es el volumen observado (Peimbert, 1967). Estas serán usadas para derivar las relaciones de abundancias iónicas.

Existen distintas técnicas para determinar t^2 , la manera más sencilla es usar dos métodos independientes para derivar T_e : a) uno que dependa del cociente de líneas que sean más brillantes en las zonas calientes (que le dará mayor peso a la temperatura de las zonas calientes) y otro que dependa de líneas que sean más brillantes en las zonas frías (y le de más peso a la temperatura de las zonas frías). En general las emisividades de las líneas colisionalmente excitadas son más intensas cuando T es mayor (por su dependencia con la temperatura, ver Ecuación 2.11), mientras que las emisividades de las líneas de recombinación son más intensas cuando T es menor (por la dependencia con la temperatura, ver Ecuación 2.7).

Otra posibilidad de determinar t^2 es mediante la estimación de abundancias a partir de RLs de un ion (X^{+i}) y de CELs del siguiente ion excitado (X^{+i+1}). Para ello es necesario considerar que ambas se originan de interacciones de la forma $X^{i+1} + e^-$ y que por lo tanto la abundancia $N_{\text{CEL}}(X^{+i+1})$ es igual a la abundancia $N_{\text{RL}}(X^{+i})$ (ver Ecuación 2.28). Por otra parte para obtener el valor de las abundancias correctas, es necesario usar la temperatura que representa a cada línea medida (Peimbert & Costero, 1969). De manera se determina la temperatura de línea T_{CEL} en función de T_0 y t^2 como:

$$T_{\text{RL}} = T_0 \left[1 - (1 - \alpha) \frac{t^2}{2} \right] \quad (2.23)$$

y

$$T_{\text{CEL}} = T_0 \left\{ 1 + \left[\frac{(\Delta E_{\text{CEL}}/kT_0)^2 - \Delta E_{\text{CEL}}/kT_0 + 3/4}{\Delta E_{\text{CEL}}/kT_0 - 1/2} \right] \frac{t^2}{2} \right\}, \quad (2.24)$$

donde α es la dependencia de la temperatura para una línea de recombinación (ver Ecuación 2.7) y ΔE_{CEL} es la diferencia de energía entre el nivel fundamental y el nivel excitado para una línea colisionalmente excitada. T_{CEL} corresponde a la temperatura para calcular la abundancia de una línea colisional particular, $T_{\text{CEL}} \neq T([\text{O III}])$.

Para la temperatura de la zona de alta ionización [O III] y la de baja ionización [O II] se tienen las siguientes dependencias:

$$T_{(4363/5007)} = T_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{91300}{T_0} - 3 \right) t^2 \right] \quad (2.25)$$

y

$$T_{(7325/3727)} = T_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{97800}{T_0} - 3 \right) t^2 \right], \quad (2.26)$$

determinar las temperaturas ignorando este efecto dará errores pequeños o moderados ($\sim 10-15\%$) al considerar la temperatura promedio, pero muy grandes (un factor de dos) al determinar las abundancias.

En general, para obtener el efecto de t^2 en el cociente entre dos iones, se usa la siguiente ecuación:

$$\left[\frac{N_{\text{CEL}}(X^{+i})}{N_{\text{RL}}(Y^{+j})} \right]_{t^2 \neq 0.00} = \frac{T_{\text{RL}}^\alpha T_{\text{CEL}}^{0.5}}{T_{(4363/5007)}^{\alpha+0.5}} \times \exp \left[-\frac{\Delta E_{\text{CEL}}}{kT_{(4363/5007)}} + \frac{\Delta E_{\text{CEL}}}{kT_{\text{CEL}}} \right] \times \left[\frac{N_{\text{CEL}}(X^{+i})}{N_{\text{RL}}(Y^{+j})} \right]_{t^2=0.00}, \quad (2.27)$$

obtenida por Peimbert & Costero (1969). Donde $[N_{\text{CEL}}/N_{\text{RL}}]_{t^2=0.00}$ es la razón de abundancia basada en la temperatura obtenida a partir de $I(4363)/I(5007)$ y suponiendo que $t^2 = 0.00$ (método directo). En particular, dado que las CELs y las RLs de iones consecutivos de un elemento corresponden a la misma abundancia:

$$\left[\frac{N_{\text{CEL}}(X^{+i+1})}{N_{\text{RL}}(X^{+i})} \right]_{\text{real}} \equiv 1, \quad (2.28)$$

en muchos objetos del medio interestelar se encuentra que este cociente es menor que la unidad y es posible explicarlo con inhomogeneidades térmicas.

Peimbert et al. (2012) hacen un estudio muy detallado con 27 regiones H II (8 galácticas y 19 extragalácticas), las cuales tienen buenas determinaciones de t^2 , ya sea por ADF de O^{++} o por diferencia entre $T_{\text{RL}}(\text{He}^+)$ (líneas permitidas de He I). Del análisis obtienen el diagrama de la Figura 2.3, el cual presenta t^2 vs la abundancia $\text{O}^{++}/(\text{O}^+ + \text{O}^{++})$ para todas las regiones H II estudiadas.

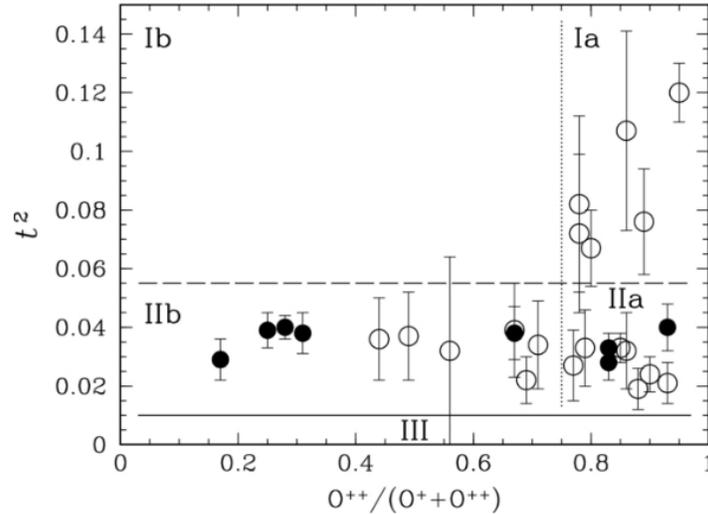


Figura 2.4: Gráfica del grado de ionización de $\text{O}^{++}/\text{O}^+ + \text{O}^{++}$ vs el valor de t^2 . Los círculos rellenos son regiones H II galácticas y los círculos abiertos son las regiones H II extragalácticas (Peimbert et al., 2012).

Como resultado del análisis se dividió el plano en 5 zonas: zona Ia $t^2 \geq 0.055$, $\text{O}^{++}/(\text{O}^+ + \text{O}^{++}) \geq 0.75$, zona Ib $t^2 \geq 0.055$, $\text{O}^{++}/(\text{O}^+ + \text{O}^{++}) < 0.75$, zona IIa $0.010 < t^2 < 0.055$, $\text{O}^{++}/(\text{O}^+ + \text{O}^{++}) \geq 0.75$, zona IIb $0.010 < t^2 < 0.055$, $\text{O}^{++}/(\text{O}^+ + \text{O}^{++}) < 0.75$ y zona III $0.000 < t^2 < 0.010$, sólo 3 de las cuales tienen objetos. Posteriormente se dividió a las regiones H II como regiones H II de tipo Ia, tipo IIa y tipo IIb. Se consideró que esta división tiene significado astrofísico y puede ser útil para el estudio de regiones H II.

Este trabajo se enfoca en el análisis de inhomogeneidades térmicas. La validez de la división de estas secciones tiene implicaciones astrofísicas y el definir las fronteras del área puede darnos información sobre el origen de t^2 . Por otra parte se considera la zona IIa como región óptima para la determinación de helio primordial debido al alto grado de ionización de las regiones, ya que si no son de alto grado puede haber He^0 el cual es difícil de determinar, además al trabajar con t^2 , es preferible hacerlo con t^2 pequeñas y con errores pequeños.

Como se mencionó anteriormente el ADF indica que hay una inconsistencia entre las abundancias determinadas a partir de diferentes métodos, a continuación se tienen distintos casos del valor de t^2 que involucran al ADF, donde σ_T es la desviación estándar.

- Si $t^2 < 0.005$ tiene un efecto mínimo sobre las abundancias y se considera que es de un tamaño menor a las barras de error típicas.
- Si $\sigma_T/T_0 \approx 0.07$ (7%) $\Rightarrow t^2 = 0.005$. Para esta t^2 se tienen valores típicos de $\log(\text{ADF}) \sim 0.04$ dex, que en muchas circunstancias pueden ser ignorados.
- Si $\sigma_T/T_0 \approx 0.15$ (15%) $\Rightarrow t^2 = 0.022$. Para esta t^2 los valores de $\log(\text{ADF}) \sim 0.16$ dex, los cuales ya no son despreciables.
- Se han medido $t^2 \approx 0.1000$ que corresponden a $\sigma_T/T_0 \sim 30\%$ y $\log(\text{ADF}) \sim 0.45$ dex que muestran lo grave que puede llegar a ser este problema.

La estructura de fotoionización da lugar a inhomogeneidades de temperatura pequeñas. Estos valores son esperados por todos y no afectan de manera significativa la determinación de abundancias, para modelos de regiones H II. Frecuentemente la $t^2 < 0.004$, por ejemplo [Stasińska et al. \(2013\)](#).

Las t^2 medianas requieren un mecanismo adicional para la variación de temperatura, y para ello se ha propuesto la presencia global de ondas de choque con número de Mach pequeño ($M = V/V_s$, donde V es la velocidad de un objeto y V_s es la velocidad del sonido en el medio en que se mueve dicho objeto) acompañadas de sombras (regiones detrás de nubes de más alta densidad, de un factor de 10 hasta 100) que ocupan una fracción importante del volumen. A pesar de ser perturbaciones pequeñas, al ser muchas (muchos choques pequeños, sombras pequeñas por todos lados) contribuyen de manera significativa a la determinación de abundancias [O'Dell et al. \(2003\)](#).

Finalmente t^2 grandes requieren procesos más violentos (extremos) como ondas de choque con número de Mach grande, grandes inhomogeneidades químicas, radiación de rayos X debido a la presencia cercana de gas a temperaturas muy elevadas $\sim 1 \times 10^6$ K, por ejemplo [Peimbert & Peimbert \(2011\)](#).

El problema de la discrepancia de abundancias no afecta directamente el estudio en la determinación de helio primordial, sin embargo es importante en la determinación de la abundancia de el oxígeno, ya que este elemento se toma de referencia en modelos de evolución química y al no ser preciso afecta el resultado final de Y_P , así como sus incertidumbres.

2.3.3. ICF(He)

La historia del estudio del ICF de helio se extiende a lo largo de varias décadas y los diferentes estudios llegan a las mismas conclusiones generales. En la búsqueda de Y_P , una preocupación clave para determinar la abundancia de He ha sido el potencial de ionización, ya que el helio neutro invisible puede acechar en aquellas partes de las regiones H II donde el hidrógeno todavía está

completamente ionizado, lo cual implica un $ICF(He) > 1$. En una región H II, a medida que disminuye la metalicidad de la población estelar, se espera que las estrellas que proporcionan la radiación ionizante sean más calientes y con espectros más duros. Como consecuencia, las zonas de ionización de He e H coinciden más y por lo tanto la corrección se minimiza, lo cual implica tener un $ICF(He) \sim 1$. Finalmente, cuando una población estelar con estrellas jóvenes y calientes genera una radiación suficientemente fuerte, la corrección de ionización en realidad puede revertirse, ya que el H^0 estaría presente en aquellas partes donde el He todavía está ionizado (en estos casos se pierde el sentido de región H II), lo cual implicaría un $ICF(He) < 1$ y en estas etapas se encontraría frecuentemente He^{++} . (Viegas et al., 2000).

Una expresión general para la determinación de abundancia de helio es:

$$\begin{aligned} \frac{N(He)}{N(H)} &= \frac{\int N_e N(He^0) dV + \int N_e N(He^+) dV + \int N_e N(He^{++}) dV}{\int N_e N(H^0) dV + \int N_e N(H^+) dV} \\ &= ICF(He) \frac{\int N_e N(He^+) dV + \int N_e N(He^{++}) dV}{\int N_e N(H^+) dV}, \end{aligned} \quad (2.29)$$

donde dV es el volumen donde H y He se encuentran ionizados, adoptando el volumen más grande. Para los objetos de bajo grado de ionización es necesario considerar la presencia de He^0 dentro de la zona de H^+ , mientras que para objetos de alto grado de ionización es necesario tener en cuenta la posible presencia de una fracción de He^+ afuera de la zona de H^+ , en estos casos es importante mencionar que para el primer caso, el factor de corrección $ICF(He)$ puede ser mayor, incluso mucho mayor que 1.00 (en algunos objetos se tiene 1.01, en otros 40 y hasta 100, los dos últimos son inadecuados para determinar Y_P). Sin embargo, para el segundo caso de alta ionización se puede tener un $ICF(He)$ ligeramente menor a 1.00, por ejemplo en Peimbert et al. (2002) se tienen $ICF(He) \sim 0.993$ y 0.998 , de manera que si todos los objetos son de esta manera, al final se tendría un a subestimación de He. Para obtener las abundancias totales, es necesario determinar un $ICF(He)$ dado que se busca precisión con calidad del 1 al 2% y debido a que cada región H II es diferente y debemos tener alta precisión.

2.4. Determinación de Y_P

Casi todos los átomos de helio en el Universo se crearon solo unos minutos después del Big Bang a través de la nucleosíntesis del Big Bang (sin tomar en cuenta el He que se encuentra en los remanentes estelares). La cantidad de helio que se produjo durante esta etapa se determina mediante la combinación de física de partículas y cosmología. Las principales medidas actuales de la abundancia de helio primordial (Y_P) se basan en las fuerzas relativas de las líneas de emisión de H I y He I que emanan de las regiones de formación estelar pobres en metales. A lo largo de los años, el aumento de la precisión de la abundancia de Y_P ha llevado a una mejor comprensión del universo. Sin embargo, a medida que los errores estadísticos en estas mediciones mejoran, es esencial realizar pruebas sistemáticas mediante el desarrollo de técnicas independientes para obtener un valor final.

El estudio de las regiones H II pobres en metales han permitido estimar la abundancia de helio primordial, con incertidumbres estadísticas muy pequeñas ($< 2\%$). Sin embargo, debido a las numerosas incertidumbres sistemáticas, obtener una precisión mejor al $\sim 1.5\%$ para objetos individuales sigue siendo un desafío.

Como se mencionó en la Sección 1.6.1, Y_P se determina mediante una extrapolación a $Z_O = 0$ de los valores de Y determinados por observación de una muestra de objetos y asumiendo una

pendiente de $\Delta Y/\Delta O$, donde O es la abundancia de oxígeno por unidad de masa. La abundancia de O en las regiones H II pobres en metales corresponde aproximadamente al 53 % del valor total de Z (equivalente usar $\Delta Y/\Delta O$ o $\Delta Y/\Delta Z$).

Para obtener el valor Y_P , es necesario calcular la fracción de helio presente en el medio interestelar producido por la evolución química galáctica, de manera que se considera la siguiente ecuación:

$$Y_P = Y - O \frac{\Delta Y}{\Delta O}, \quad (2.30)$$

donde O y Y son las abundancias de la región observada. A partir de los modelos de evolución química de diferentes galaxias, se encuentra que $\Delta Y/\Delta O$ depende de la tasa de formación estelar, la función de masa inicial (IMF), la edad y la abundancia de O . Estudios previos han encontrado que el valor de $\Delta Y/\Delta O$ resulta semejante para los objetos que en el presente tienen poca evolución química (Peimbert et al., 2007b).

Para determinar la abundancia de helio primordial con alta precisión, es necesario tener una determinación confiable de $\Delta Y/\Delta O$ y de la abundancia de helio. El resultado más actual $\Delta Y/\Delta O = 3.3 \pm 0.7$ es el obtenido por Peimbert et al. (2016), que se obtuvo a partir de la muestra de Izotov & Thuan (2004). Pero no solo el valor central es importante, también debemos tener en cuenta la estimación de los errores.

En los últimos años las determinaciones de Y_P se presentan en diezmilésimas de la fracción de masa (aunque los errores utilizados siempre representan unas cuantas milésimas). Sin embargo las diferencias siguen siendo importantes desde el punto de vista de la cosmología. Por lo tanto, para obtener un mejor valor, se deben tomar en cuenta todas las posibles fuentes de error que afectan tanto en la exactitud como en la precisión de las determinaciones de Y_P . Peimbert et al. (2007a) presentan una lista de 13 fuentes de error independientes que están presentes al momento de determinar Y_P (ver Tabla 2.1).

	Problema	Error estimado	Tipo de error
1	Excitación colisional de líneas de H I	± 0.0015	sistemático
2	Estructura de temperatura	± 0.0010	estadístico
3	Corrección $O(\Delta Y/\Delta O)$	± 0.0010	sistemático
4	Coefficiente de recombinación de líneas de He I	± 0.0010	sistemático
5	Excitación colisional de líneas de He I	± 0.0007	estadístico
6	Absorción subyacente en líneas de He I	± 0.0007	estadístico
7	Corrección por enrojecimiento	± 0.0007	sistemático
8	Coefficiente de recombinación de líneas de H I	± 0.0005	sistemático
9	Absorción subyacente en líneas de H I	± 0.0005	estadístico
10	Factor de corrección por ionización de He ICF(He)	± 0.0005	estadístico
11	Estructura de densidad	± 0.0005	estadístico
12	Profundidad óptica del triplete de He I	± 0.0005	estadístico
13	Intensidad de líneas de He I y H I	± 0.0005	estadístico

Tabla 2.1: Fuentes de error en la determinación de Y_P y sus magnitudes (Peimbert et al., 2007a).

Los errores estadísticos afectan de manera diferente la determinación de Y_P para cada objeto, al aumentar el número de objetos se reduce la magnitud del error. Sin embargo, los errores sistemáticos son tales que para cada uno de ellos, la falta de comprensión desplaza Y_P de cada objeto en la misma

dirección, por lo que se produce un error que no se puede reducir al aumentar el número de objetos.

Estas 13 fuentes de error se pueden dividir en 3 familias:

1. Fuentes de error en la física atómica, donde la determinación es ajena. Pero el valor obtenido se vuelve parte del campo de las regiones fotoionizadas (e.g. la física atómica del He o la curva de enrojecimiento).
2. Fuentes de error en los parámetros típicamente estudiados en el campo de regiones fotoionizadas (e.g. error en la medición de las líneas, absorción subyacente).
3. Fuentes de error que pertenecen al campo de las regiones fotoionizadas, pero no son estudiadas típicamente en el análisis de dichas regiones (e.g. excitación colisional de líneas de HII, estructura de temperatura).

Al momento de hacer la determinación de Y_P es importante poner énfasis en el análisis de los parámetros. En el caso de la primer familia de errores, aunque son importantes, aún deben ser mejorados, pero esto queda fuera de nuestra área. Los errores de la segunda familia siempre se toman en cuenta. Y finalmente la tercer familia de errores, en ocasiones son ignorados o subestimados, pero en este caso, estos errores sí corresponden a esta área de astrofísica.

Para abordar el problema de estructura de temperatura recurrimos al formalismo de t^2 propuesto por Peimbert (1967) y revisado por Peimbert et al. (2002) y Peimbert et al. (2005), el cual relaciona las temperaturas de $T[\text{O III}]$ y $T[\text{O II}]$ con $T(\text{He II})$. Así como en todos los estudios anteriores que modelan t^2 en este campo (Peimbert et al., 2005; Esteban et al., 2004; García-Rojas et al., 2004), en todos mis trabajos obtengo $T(\text{He}^+) < T(\text{O}^{++})$. Por otra parte $T[\text{O II}]$ suele ser menor que $T[\text{O III}]$ para objetos con $T[\text{O III}]$ mayor que 13,000 K. El uso del formalismo de t^2 da como resultado una diferencia importante al momento de la determinación de Y_P , ya que su efecto disminuye en aproximadamente 0.0040 su valor.

Para obtener la abundancia total de He debemos usar un $\text{ICF}(\text{He})$, esto debido a que deseamos tener una determinación de Y_P con calidad mayor al 1.5%. Por otra parte, para obtener un buen $\text{ICF}(\text{He})$ lo ideal es hacer un modelo personalizado de la región H II en estudio, de esta manera los modelos de fotoionización son invaluable.

Finalmente, el error proveniente de la contribución de las líneas de hidrógeno debido a excitación colisional, generalmente no se toman en cuenta para regiones H II con una temperatura $T_e \sim 8000$ K, ya que esta no es suficiente para tener contribución por excitación colisional de H. Sin embargo, para regiones de baja metalicidad donde T_e adopta valores entre 15,000–20,000 K, sucede que algunos de los electrones más rápidos llegan a tener energía suficiente para excitar colisionalmente y por lo tanto hay que tomar en cuenta estas contribuciones. En este caso, los modelos de fotoionización también son invaluable. Adicionalmente, un factor importante es saber si la región H II fue observada por partes o completa.

Un análisis adicional para la determinación de abundancia de He es la incorporación de líneas infrarrojas (particularmente la línea de He a 10,830Å) como en los trabajos de Izotov et al. (2014) y Aver et al. (2015). Esta línea se busca porque no depende mucho de la temperatura. Sin embargo es afectada fuertemente por la densidad electrónica, aunque también es afectada por opacidad (causada por el nivel metaestable 2^3S). Pero es difícil incorporarla en determinaciones de alta calidad, pues la normalización de la intensidad medida es incierta, esto es debido a que las líneas infrarrojas están cerca del límite de sensibilidad de los detectores y por lo tanto hay consecuencias en la calibración de los flujos.

En la Tabla 2.2, se muestran los valores más recientes de los grupos que obtienen valores más precisos en la determinación de Y_{P} , usando regiones H II. Debido a que la mayoría de las determinaciones están dominadas por errores sistemáticos en lugar de errores estadísticos, las diferencias entre todas las determinaciones se deben principalmente a estos errores.

Fuente	Y_{P}
Izotov et al. (2014)	0.2551 ± 0.0022
Aver et al. (2015)	0.2449 ± 0.0040
Peimbert et al. (2016)	0.2446 ± 0.0029
Fernández et al. (2018)	0.245 ± 0.007
Este trabajo	0.2451 ± 0.0026

Tabla 2.2: Determinaciones más recientes de Y_{P} .

Es importante mencionar que el valor obtenido por [Fernández et al. \(2018\)](#) se obtiene a partir de una regresión multivariable usando oxígeno, nitrógeno y azufre. Dado que el nitrógeno y el azufre no tienen la misma calidad que el oxígeno, el error es mayor respecto a las otras determinaciones (que sólo usan oxígeno).

Implicaciones cosmológicas

El valor Y_{P} restringe la física no estándar, la cual ha sido discutida por muchos autores. [Cyburt et al. \(2005\)](#), [Coc et al. \(2007\)](#) y [Gañer & Lesch \(2008\)](#) han presentado la relevancia de Y_{P} y autores como [Uzan \(2003\)](#), [García-Berro et al. \(2007\)](#) y [Yao et al. \(2006\)](#) han presentado revisiones generales sobre la variabilidad de las constantes fundamentales proporcionadas por los datos astronómicos. El valor Y_{P} proporciona restricciones importantes para algunas predicciones de cosmologías no estándar (e.g., [Esteban et al., 2004](#); [García-Rojas et al., 2004](#); [Peimbert et al., 2005, 2007a](#); [Valerdi et al., 2019](#)), como:

- 1) El número de familias de neutrinos ligeros (N_{ν}) en el momento de la BBN.
- 2) La variación de la vida media del neutrón.
- 3) La presencia de energía de vacío durante la nucleosíntesis del Big-Bang
- 4) La presencia de partículas en descomposición durante la BBN que podrían haber afectado la producción de elementos ligeros.
- 5) Variaciones de tiempo en constantes fundamentales como la constante de Newton G , la constante de estructura fina α , la relación de masa protón a electrón, la vida útil de los neutrones (τ_n) y la diferencia de masa neutrón-protón.

Uno de los parámetros que se pueden calcular a través de Y_{P} es el número de familias de neutrinos ligeros. Se estima combinando los valores observados de Y_{P} y D_{P} . La Figura 2.5 muestra la fracción de masa de ${}^4\text{He}$ primordial en función de la abundancia de D (ambas determinaciones predichas por la nucleosíntesis del Big-Bang), para tres opciones de N_{ν} . El ancho de la línea representa la incertidumbre teórica, en gran parte debido a la vida media de los neutrones, τ_n , considerando que $\tau_n = 885.7 \pm 0.8$ s ([Arzumanov et al., 2000](#)).

La Tabla 2.3 muestra una estimación del número de familias de neutrinos y de la vida media del neutrón usando los valores de Y_{P} de la Tabla 2.2. Se puede observar que los valores de [Aver et al.](#)

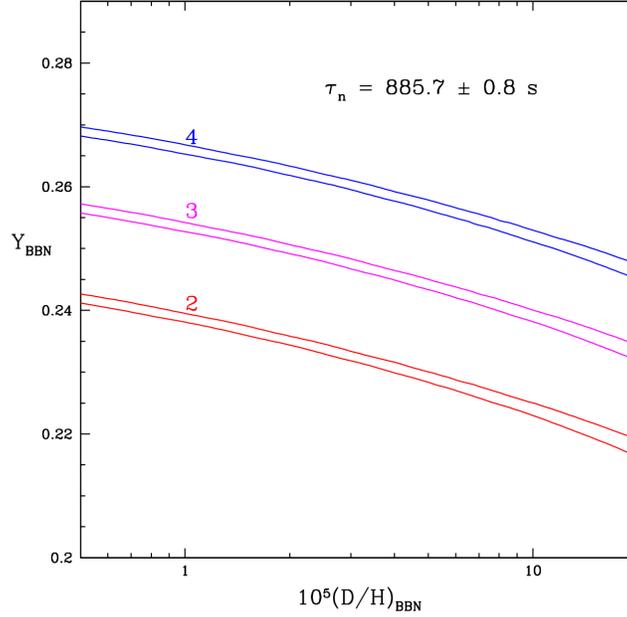


Figura 2.5: Fracción de masa de Y_{P} predicha por la BBN como una función de la abundancia de D_{P} predicha por la BBN (por número en relación con el H) para tres opciones de N_{ν} (Steigman, 2002).

(2015), Peimbert et al. (2016), Fernández et al. (2018) y este trabajo son consistentes y concuerdan con la presencia de tres familias de neutrinos y esto a su vez es consistente con las determinaciones de laboratorio que corresponden a $N_{\nu} = 3.046$ (Mangano et al., 2005). Por otro lado los valores obtenidos de Izotov et al. (2014) sugieren la presencia de una cuarta familia de neutrinos, que no sería completamente ultrarelativista en el momento del desacoplamiento de los neutrinos. En el caso de las estimaciones de la vida media del neutrón, se puede observar que los valores de Aver et al. (2015), Peimbert et al. (2016), Fernández et al. (2018) y este trabajo, están dentro de 1σ del valor presentado por Tanabashi et al. (2018) que corresponde a $\tau_{\nu} = 880.2$ s. Sin embargo, el valor obtenido a partir de los resultados de Izotov et al. (2014), predicen un valor de τ_n que difiere en más de 3σ de la determinación del laboratorio. En este resultado es importante mencionar que 10 segundos de diferencia en la determinación de la vida media del neutrón, implica una diferencia de ~ 0.0020 en la abundancia de Y_{P} .

Tabla 2.3: Estimación de N_{ν} y τ_n a partir de Y_{P} .

Fuente	Y_{P}	^a N_{ν}	^b τ_n (s)
Izotov et al. (2014)	0.2551 ± 0.0022	3.58 ± 0.16	921 ± 11
Aver et al. (2015)	0.2449 ± 0.0040	2.91 ± 0.30	872 ± 19
Peimbert et al. (2016)	0.2446 ± 0.0029	2.89 ± 0.22	870 ± 14
Fernández et al. (2018)	0.245 ± 0.007	2.92 ± 0.55	872 ± 33
Este trabajo	0.2451 ± 0.0026	2.92 ± 0.20	873 ± 13

^a Asumiendo $\tau_n = 880.2$ s Tanabashi et al. (2018).

^b Asumiendo $N_{\nu} = 3.046$ Mangano et al. (2005).

2.5. Modelos Numéricos de Regiones Fotoionizadas

Los datos espectroscópicos de la nebulosa de emisión se analizan con las herramientas de la física atómica y los modelos de extinción interestelar. Los resultados que se obtienen del análisis son por ejemplo la densidad y temperatura a lo largo de la línea de visión, abundancias químicas, grado de ionización, velocidad, entre otros. Sin embargo, esta estrategia no nos permite estudiar la estructura física de la nebulosa, o la fracción de elementos ionizados en iones no observados; para estudiar otros parámetros es que muchos astrónomos complementan las observaciones con modelos de fotoionización. Los modelos no son una representación directa y exacta de la realidad, pero pueden ayudar a ampliar o reconstruir nuestra comprensión de la misma.

Los modelos se pueden usar haciendo ajustes “personalizados” a nebulosas individuales, o como familias que permitan estudiar tendencias (el ajuste de modelos individuales llega a ser muy difícil). Estos modelos permiten derivar cantidades físicas como temperatura y densidad, composición química y grado de ionización del gas, así como las propiedades de la fuente de emisión. La calidad de los datos introducidos en los parámetros de entrada del modelo, así como un conocimiento competente de las suposiciones que se hacen son igualmente importantes para mejorar nuestro entendimiento.

Al hacer un ajuste de observaciones con un modelo, es importante tener en cuenta que cuando el número de restricciones fuertes no es suficiente, especialmente cuando no hay disponible ningún indicador de T_e . Entonces algunas familias de modelos pueden ser igualmente compatibles con las observaciones, ya que pueden reproducir no solo los cocientes de líneas observadas, sino también el tamaño nebular y el flujo total de $H\beta$. Las abundancias no se determinan necesariamente mejor a partir del ajuste de modelos. Sin embargo, si el modelo se realiza con un número suficiente de restricciones, el ajuste del modelo proporciona por ejemplo, factores de corrección de ionización relevantes para el objeto.

Los códigos de fotoionización tratan de tener en cuenta todos los procesos físicos principales que rigen la estructura de ionización y temperatura de las nebulosas. Los procesos más importantes a considerar son: fotoionización, recombinación, radiación libre, excitación por colisiones, ionización por colisiones, reacciones de intercambio de carga, estructura de temperatura, estructura de densidad, entre otros. La mayoría los códigos están diseñados para estudiar nebulosas que están en estado estacionario, por lo tanto asumen que el gas está en equilibrio de ionización y equilibrio térmico. Uno de los códigos de fotoionización más usados es CLOUDY el cual fue introducido por Gary Ferland (Ferland et al., 1998) y actualmente sigue en desarrollo por él y sus colaboradores (Ferland et al., 2017).

2.5.1. CLOUDY

La primera versión de CLOUDY fue presentada en 1978. En los 80 surgieron las primeras versiones públicas y desde los 90 ha sido el código más usado. Originalmente CLOUDY fue diseñado para simular el gas denso que se encuentra cerca de los agujeros negros y el disco de acreción en los AGN (Ferland et al., 1998), posteriormente se aumentó su rango de condiciones físicas para modelar distintos tipos de regiones fotoionizadas. Actualmente sigue en desarrollo, la última versión es C17.01 y está disponible en su página oficial (www.nublado.org).

El código está diseñado para simular una gran cantidad de condiciones físicas dentro de las nubes interestelares; estas condiciones van desde el medio intergaláctico hasta densidades de 10^{15} cm^{-3} . Predice la estructura térmica, de ionización y química de una nube y predice el espectro observado. En el Universo, se encuentran muchos entornos en los cuales el gas es calentado e ionizado por el

campo de radiación que ilumina el gas; en estas circunstancias, es posible predecir las condiciones físicas como la distribución de la ionización, la densidad y la temperatura, a través de la nube y su espectro resultante. Para realizar esto, el código resuelve las ecuaciones de equilibrio ionización y térmico simultáneamente, las cuales equilibran los procesos de recombinación y de ionización, así como los procesos de calentamiento y enfriamiento, respectivamente.

El objetivo del código es simular la ionización, la población de niveles, el estado molecular y el estado térmico de las nubes de gas interestelar, para esto se incorporan procesos físicos desde los primeros principios, tanto como sea posible. Debido a la gran variedad de parámetros que se pueden usar para crear un modelo, notamos la diversidad de problemas que se pueden abordar, siendo esto un testimonio de la utilidad de tratar la física atómica en un nivel elemental.

Para ejecutar un modelo de fotoionización es necesario dar una descripción de la nebulosa que se va a modelar. Uno de los componentes más importantes es el tipo de fuente de radiación, así como algunas propiedades del gas. En el caso de la fuente de radiación, es necesario introducir su intensidad y la forma del continuo estelar, el tipo de fuente puede ser desde un cuerpo negro simple hasta un resultado más complejo modelando poblaciones estelares (para el caso de regiones H II). Para este caso, se puede elegir una función de masa inicial (IMF), por ejemplo la IMF de [Salpeter \(1955\)](#) o [Kroupa \(2002\)](#), e incluirla en un código que genera espectros sintéticos como [PopStar \(García-Vargas et al., 2013\)](#), con estos elementos también se puede elegir una edad y metalicidad de la población. Por otra lado, para las características del gas ionizado, se debe especificar la densidad n_H , la abundancia química, la masa total del gas, la distancia a la que se encuentra el gas respecto a la fuente. Algunas veces se puede proporcionar un campo de velocidades para comparar con los perfiles de línea de emisión o con diagramas posición–velocidad.

El avance de los modelos de regiones fotoionizadas ha sido grande, sin embargo aún hay algunas limitaciones. En general se tiene una limitación en los ingredientes de los modelos. Por ejemplo, la distribución espectral de energía (SED) se obtiene a partir de modelos; los datos atómicos aún están incompletos y sufren inconsistencias entre diferentes autores; la presencia de procesos físicos adicionales que no siempre se tienen en cuenta (t^2 , distribución κ , reconexión magnética, ondas de choque, entre otros) los cuales pueden explicar algunas discrepancias ([Morisset, 2017](#)). Además la potencia de los procesadores siempre ha limitado nuestra capacidad para simular una microfísica detallada; pero a pesar de esto, las computadoras mejoradas y los avances en física atómica y molecular permiten una mejor simulación. Los métodos numéricos mejorados o las técnicas de codificación hacen que las soluciones sean más robustas. Estos avances dan fidelidad de la simulación y mejoran nuestra comprensión del funcionamiento interno de los objetos astronómicos. Debido a estos cambios, CLOUDY, como la mayoría de los programas va pasando constantemente por ciclos de desarrollo.

Entrada

Para tener un buen modelo, es importante construir unos buenos parámetros de entrada que describan el objeto. Algunos de los parámetros más importantes son: geometría, densidad, SED, composición química, factor de llenado, entre otros. Más adelante se detallará cada parámetro.

El equipo de CLOUDY realizó un gran esfuerzo para definir un formato para datos atómicos ([Lykins et al., 2015](#)). Por lo tanto, es posible elegir un conjunto de datos atómicos de la lista que contiene el código. Esto incluye secciones transversales de fotoionización, coeficientes de recombinación que incluyen procesos dielectrónicos, probabilidades de transición, fuerzas de colisión, coeficientes de intercambio de carga, tasas de formación y disociación molecular, así como propiedades de polvo.

Salida

Los resultados de un código de fotoionización son: la temperatura electrónica, las fracciones iónicas, el continuo y las emisividades de cada línea y las temperaturas de los granos de polvo; para todos estos parámetros, los valores se determinan para cada una de las secuencias de celdas que el código va calculando para la nebulosa.

Es importante resaltar que la temperatura electrónica es un resultado del código, no una entrada. Si las relaciones de línea de los diagnósticos de temperatura no se reproducen, se debe cambiar algo en el modelo: puede ser la dureza de la SED (que modifica el calentamiento), o las abundancias que actúan sobre el enfriamiento, o considerar un proceso adicional que modifica el calentamiento o el enfriamiento. Cuando la salida de un modelo no reproduce las líneas observadas sabemos que la entrada del código no representará las características físicas y/o químicas del objeto y por lo tanto no tiene sentido que tratemos de utilizarlo para obtener valores que lo representen.

2.5.2. Modelos CLOUDY para regiones H II

El estudio de regiones H II ha tenido gran impacto en la teoría de formación estelar y sobre todo en la determinación de abundancias químicas. Sin embargo, los datos observacionales muchas veces no tienen la calidad suficiente para realizar un estudio completo del objeto que se está estudiando. Los códigos de fotoionización nos permiten modelar estos objetos en términos de un conjunto de parámetros de entrada, obteniendo propiedades que pueden compararse con las observaciones.

En los modelos de fotoionización es importante tener en cuenta la diferencia entre la realidad y el modelo (entre la absoluta versatilidad de la realidad y la limitada versatilidad del modelo). Las nebulosas se tratan de modelar y cada modelo busca empatar con algunos parámetros observados. Sin embargo, tampoco podemos obtener toda la información de las observaciones. Cada modelo debe especificar al menos los siguientes parámetros (Byler et al., 2017):

- Geometría: generalmente se adopta una geometría esférica, donde se asume que la radiación ionizante es producida por una fuente puntual en el centro. La distancia desde la fuente de ionización central hasta la cara interna de la nube de gas se fija R_{inner} y se considera una densidad constante de gas n_{H} (en CLOUDY este parámetro es fundamental).
- Contenido químico de la nube de gas: se pueden adoptar abundancias típicas para regiones H II, las cuales ya están incluidas en el código o se pueden introducir valores específicos de las abundancias de cada elemento observado.
- Espectro: para el caso de regiones H II se usan poblaciones estelares obtenidas de POPSTAR (?García-Vargas et al., 2013), las cuales incluyen prescripciones analíticas para la emisión nebulosa y suponen que todos los fotones estelares con energía superior a 13.6 eV se convierten en emisión nebulosa. Además se pueden elegir distintas funciones de masa inicial (IMFs).
- Intensidad de la fuente de radiación ionizante: este parámetro es importante, ya que se debe cuantificar la intensidad de cada espectro ionizante con Q_{H} , que corresponde al número total de fotones emitidos que son capaces de ionizar hidrógeno.
- Polvo: aunque es poco común usarlo en modelos de regiones H II con pocos metales, CLOUDY permite agregar la descripción del contenido de polvo.

En el caso particular de la fuente de ionización, se establece su intensidad a través del parámetro de ionización U , una cantidad adimensional que indica la proporción de fotones ionizantes de hidrógeno a la densidad de hidrógeno total:

$$U \equiv \frac{Q_{\text{H}}}{4\pi R^2 n_{\text{H}} c}, \quad (2.31)$$

donde R es el radio interno de la región ionizada, n_{H} la densidad numérica del hidrógeno (cm^{-3}) y c la velocidad de la luz. U se calcula en donde se equilibran las tasas de ionización y recombinación en equilibrio térmico. Este equilibrio se tiene a una distancia que corresponde radio de Strömgen. En el caso de los modelos CLOUDY el valor que usa para caracterizar este parámetro es el valor más interno.

Generalmente se construyen conjuntos de modelos, pero la determinación de los valores de los parámetros a partir de las observaciones no es trivial y como consecuencia la solución en ocasiones puede no ser única y en otras ocasiones incluso no existir.

2.5.3. Modelos CLOUDY para ICFs

Uno de los problemas más importantes en regiones fotoionizadas es la determinación de abundancias y para obtenerlas se deben usar ICFs, como se indicó en la sección 2.2.2. Los códigos de fotoionización cuentan con suficiente información de alta calidad y están respaldados por las mejores técnicas físicas y numéricas posibles, esto permite obtener mejores expresiones de ICFs para los distintos elementos. Para obtener la composición química de un objeto a través de un modelo, es importante usar parámetros iniciales como densidad y una fuente de radiación, así como las líneas de emisión del objeto y con ellos es posible estimar las concentraciones de iones. Una vez que se tienen las abundancias iónicas, se usan ICFs para cada elemento, los cuales sirven para compensar los iones cuya abundancia no se puede determinar a partir de los datos de observación. En la literatura es posible encontrar distintos trabajos donde se proponen expresiones para ICFs (e.g., [Vilchez, 1989](#); [Mathis & Rosa, 1991](#); [Viegas et al., 2000](#); [Delgado-Inglada et al., 2014](#)). Sin embargo, la precisión que se puede obtener de un ajuste genérico puede generar errores que al ser propagados nos den incertidumbres mayores que las que podemos tolerar en nuestra búsqueda. En muchos casos es necesario tener modelos de fotoionización personalizados, los cuales proporcionan parámetros más precisos. Esto es posible cuando las restricciones son lo suficientemente numerosas y si el ajuste del modelo resulta adecuado. Pero se necesita tener un código de fotoionización que trate correctamente todos los procesos físicos relevantes y utilice datos atómicos precisos. Estas condiciones rara vez se cumplen en la práctica y por lo tanto es importante saber cuál es el objetivo que se persigue.

Como se mencionó en la Sección 2.3.3, uno de los ICFs que requiere una mención especial es el de He, para los objetivos de esta tesis. Las buenas abundancias de oxígeno, frecuentemente se presentan con incertidumbres de 5 – 10 % (0.02 – 0.04dex). Para los demás elementos, la calidad suele ser del 10 – 15 % (0.04 – 0.06dex). Sin embargo, para el caso particular de estudios de helio primordial es necesario tener una incertidumbre mucho menor (del orden de 1 o 2 %; 0.004 – 0.008 dex). En la literatura, las abundancias de helio deben considerarse con cautela, debido a los diferentes tratamientos adoptados por varios autores.

La determinación de la abundancia de helio sigue los mismos principios que los elementos pesados, pero hay más exigencia sobre la precisión. Para seguir la producción de helio en las estrellas y la evolución del contenido de helio en el medio interestelar no basta con tener una precisión del 10 %. En la literatura, las abundancias de helio deben considerarse con cautela, debido a los diferentes

tratamientos adoptados por varios autores. En el estudio de la abundancia de helio primordial, la precisión requerida es mucho mayor, ya que se predicen parámetros cosmológicos.

Debido a que el He compite en gran medida con el H por los mismos fotones ionizantes, es importante modelar la interconexión entre los dos elementos. Dado que estamos rastreando pequeñas desviaciones en la abundancia de He, es importante explorar este efecto adoptado en las predicciones de modelos para el $\text{ICF}(\text{He})$. En la mayoría de las regiones H II utilizadas para inferir la abundancia de helio primordial, el $\text{ICF}(\text{He})$ tiene desviaciones significativas de la unidad. Dados los errores indicados por varios autores, se necesitan valores menores de 0.8–1.6%. Sin embargo es importante que sea aun menor (un error promedio menor al 0.3–0.5%), ya que esta incertidumbre es una de las 13 fuentes de error a considerar para el error final.

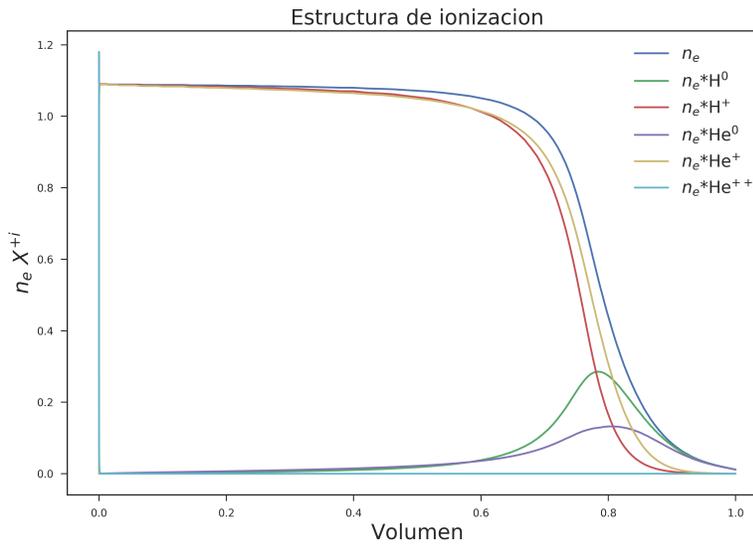


Figura 2.6: Estructura de ionización para H y He de una región H II típica. La gráfica muestra el volumen vs la densidad electrónica, n_e multiplicada por los iones H^0 , H^+ , He^0 , He^+ y He^{++}

La Figura 2.6 muestra la estructura de ionización de hidrógeno y helio en función del volumen¹. La Figura 2.7 muestra una sección ampliada de la misma figura de las partes más externas de la estructura de ionización y se puede observar que la curva morada que representa al He^0 se encuentra más allá de las curvas de H^+ y He^+ y esta región que sale representa el $\text{ICF}(\text{He})$.

Para el estudio de la abundancia de helio, es importante tener en cuenta algunas cuestiones como la obtención de valores intrínsecos de las intensidades de las líneas de helio e hidrógeno en un espectro observado. Si el espectro contiene luz estelar, como en el caso de las regiones gigantes H II, se deben corregir las intensidades observadas para la absorción estelar subyacente. También se deben corregir las relaciones de intensidad por los efectos de enrojecimiento y un valor intrínseco dadas las relaciones de las intensidades de las líneas de hidrógeno. Esto último depende principalmente de la temperatura electrónica, que puede estimarse a partir de la relación $[\text{O III}]\lambda 4363/\lambda 5007$, con una corrección debida al hecho de que la región de O^{++} es solo una parte de la región H^+ . Usando

¹Nota, en este trabajo las gráficas no son abundancia vs radio. El eje horizontal ha sido cambiado por R^3 para darle más peso visual a las regiones que representan más volumen.

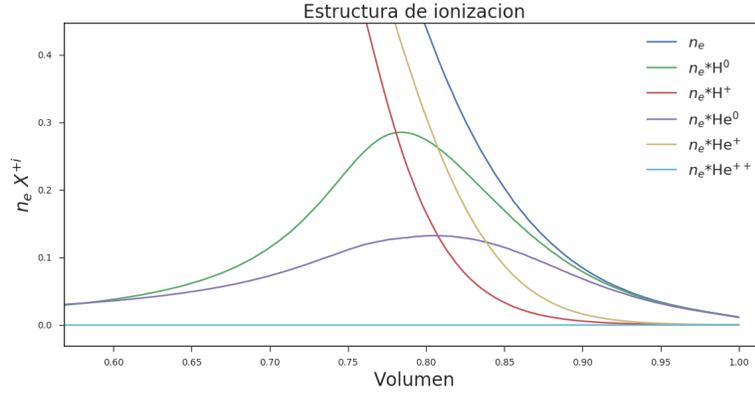


Figura 2.7: Ampliación de la figura anterior en la región donde se observa H^0 y He^0 .

un número apropiado de líneas se puede estimar iterativamente el enrojecimiento y la corrección de la absorción subyacente. Sin embargo, la excitación colisional de las líneas de Balmer de H, es importante, especialmente en regiones con una alta T_e . Hasta ahora, pocos autores consideran este efecto en la determinación de la abundancia de helio primordial (e.g., Peimbert et al., 2007a, 2016; Valerdi et al., 2019). Cuando no se considera, es probable tener una sobreestimación del enrojecimiento y por lo tanto, una subestimación de la abundancia de He^+ hasta un 5% (Stasińska & Izotov, 2001). La importancia de este efecto depende de la abundancia de H^0 residual.

CAPÍTULO 3

Determinación de Y_P en NGC 346

3.1. NGC 346 una Región HII en la SMC

La Pequeña Nube de Magallanes (SMC), pobre en metales, con su línea de visión despejada, su pequeña extinción y su característica formación estelar, constituye uno de los mejores laboratorios para estudiar la interacción entre la formación de estrellas masivas y su entorno. Es ideal para investigar los procesos de formación de estrellas, la evolución química en las galaxias y, debido a sus abundancias químicas sub-solares, permite estudiar el proceso de formación de estrellas en un entorno rico en gas que se aproxima al Universo primordial.

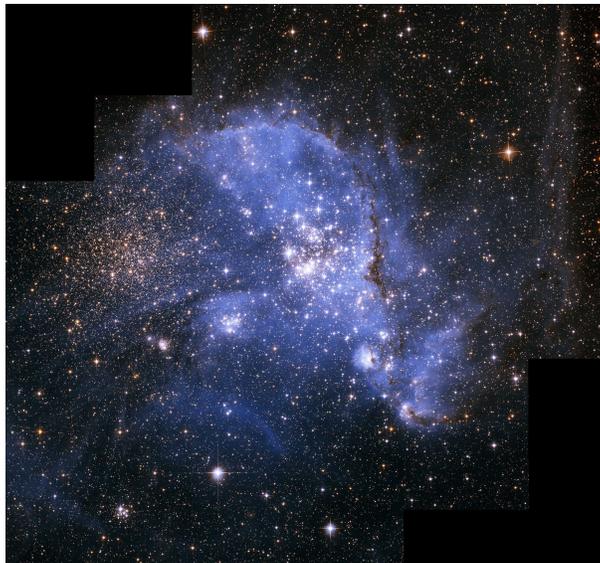


Figura 3.1: NGC 346 una región H II en la Nube Menor de Magallanes. ©NASA/ESA HST

La SMC alberga NGC 346 (ver Figura 3.1), una región H II de baja metalicidad. Este objeto es un excelente punto de referencia para los estudios de formación de estrellas ya que es extremadamente joven (3 Myr, Bouret et al. (2003)), además contiene una fracción importante de las estrellas O conocidas en toda la SMC (e.g., Walborn & Blades, 1986; Niemela et al., 1986; Massey et al., 1989), las cuales excitan el gas que las rodea y crean la región H II más grande y brillante de la SMC (Relaño et al., 2002).

Peimbert et al. (2000) usaron por primera vez esta región para determinar la abundancia de helio primordial, obteniendo un valor de $Y_P = 0.2345 \pm 0.0026$ (1σ). Años más tarde, Peimbert et al. (2002) obtuvieron un nuevo valor de Y_P usando 5 regiones H II de baja metalicidad (incluyendo NGC 346) dando como resultado $Y_P = 0.2356 \pm 0.0020$ usando el promedio de las 5 regiones (ver Figura ??). En Peimbert et al. (2007a) usando la misma muestra que en 2002 y usando nuevos datos atómicos de los coeficientes de recombinación de He I y de la excitación colisional de las líneas Balmer de H I, junto con observaciones y modelos de fotoionización de regiones extragalácticas pobres en metales, obtuvieron $Y_P = 0.2477 \pm 0.0018 \pm 0.0023$ de la muestra total (y para NGC 346 $Y_P = 0.2453 \pm 0.0027 \pm 0.0019$). Finalmente en Peimbert et al. (2016) usando los nuevos cálculos de los coeficientes de recombinación de las líneas de He I de Porter et al. (2013) para la misma muestra obtuvieron $Y_P = 0.2446 \pm 0.0019 \pm 0.0021$ para la muestra total (y para NGC 346 $Y_P = 0.2433 \pm 0.0028 \pm 0.0019$).

En los últimos 15 años se han publicado más de una decena de artículos para determinar Y_P en base a observaciones de regiones H II: Izotov & Thuan (2004, 2010); Izotov et al. (2007, 2009, 2013, 2014), Aver et al. (2010, 2011, 2012, 2013, 2015), Peimbert et al. (2002, 2007a,c, 2016), Fernández et al. (2018, 2019), Valerdi et al. (2019). En estos se busca determinar Y_P con una precisión mejor que el 1% lo cual desafía tanto las observaciones como la teoría (Ferland et al., 2010). Es importante reconocer que las principales fuentes de incertidumbre en las determinaciones de abundancia de helio son sistemáticas, no estadísticas. Ni el error estadístico ni la extrapolación a metalicidad cero limitan la precisión de la estimación actual de Y_P y las restricciones cosmológicas que se derivan de ella. Para ilustrar la importancia de un esfuerzo de observación (y teórico) y limitar los errores sistemáticos, Gary Steigman sugirió el valor de unas pocas determinaciones (potencialmente una, en especial NGC 346 (Ferland et al., 2010)) de abundancia de helio precisas, las cuales serían cosmológicamente significativas y esto estableció un objetivo realizable.

Como se mencionó anteriormente en la sección 2.4, hay al menos 13 fuentes de error en la determinación de Y_P ; por lo que, hay al menos 13 cosas que deben analizarse con cuidado (un análisis número 14 sería si este modelo no está omitiendo alguna fuente de error). De estas 13 fuentes de error, queremos llamar la atención sobre 3: a) la estructura de la temperatura, b) la estructura de ionización y c) la excitación colisional de las líneas de hidrógeno, las cuales no son analizadas cuidadosamente en la mayor parte de los artículos que determinan Y_P .

En este trabajo usamos solamente la región H II NGC 346 para determinar una nueva abundancia de helio primordial. Este objeto es de gran importancia por varias razones:

- a) Dada su distancia es posible hacer observaciones evitando las estrellas más brillantes. Gracias a esto la corrección de absorción subyacente se minimiza.
- b) Está poco afectada por enrojecimiento.
- c) La temperatura electrónica es generalmente más pequeña que la de las regiones H II más pobres en metales. Esto permite reducir el efecto de la excitación colisional del nivel 2^3S metaestable de He I. Gracias a esto:

- Es posible elegir las mejores regiones de extracción y sumarlas, para obtener un objeto en el que se maximice la señal (por la suma) y se elimine el ruido (al evitar las regiones problemáticas o contaminadas).
- Se pueden hacer observaciones de la misma región en diferentes líneas de visión; dado que se pueden tener varias ventanas de extracción, es posible analizar cada una, obtener un resultado independiente y comparar los resultados derivados en diferentes puntos.

Una desventaja es la corrección debido a la evolución química de la SMC, que general es mayor que en los otros sistemas (Peimbert et al., 2000). El análisis detallado del He en NGC 346 demostrará que esta desventaja resultará opacada por las ventajas que hay en la determinación obtenida de Y_p . En el artículo que se presenta a continuación se muestra el análisis detallado de las observaciones y la obtención de una nueva determinación de la abundancia de helio primordial.

3.2. Artículo: Primordial Helium Abundance

En esta sección se presenta el artículo publicado:

- *The Astrophysical Journal, Volume 876, Issue 2, article id. 98, 9 pp. (2019).*
- *Determination of the Primordial Helium Abundance Based on NGC 346, an HII Region of the Small Magellanic Cloud*
- *9 pages, 6 figures, 9 tables*
- *DOI: 10.3847/1538-4357/ab14e4*



Determination of the Primordial Helium Abundance Based on NGC 346, an H II Region of the Small Magellanic Cloud

Mabel Valerdi , Antonio Peimbert, Manuel Peimbert, and Andrés Sixtos

Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70-264 Ciudad Universitaria, México; mvalerdi@astro.unam.mx

Received 2019 January 21; revised 2019 March 28; accepted 2019 March 29; published 2019 May 8

Abstract

To place meaningful constraints on Big Bang Nucleosynthesis models, the primordial helium abundance determination is crucial. Low-metallicity H II regions have been used to estimate it because their statistical uncertainties are relatively small. We present a new determination of the primordial helium abundance, based on long-slit spectra of the H II region NGC 346 in the small Magellanic cloud. We obtained spectra using three $409'' \times 0.51''$ slits divided into 97 subsets. They cover the range $\lambda\lambda 3600\text{--}7400$ of the electromagnetic spectrum. We used `PyNeb` and standard reduction procedures to determine the physical conditions and chemical composition. We found that for NGC 346 $X = 0.7465$, $Y = 0.2505$, and $Z = 0.0030$. By assuming $\Delta Y/\Delta O = 3.3 \pm 0.7$ we found that the primordial helium abundance is $Y_p = 0.2451 \pm 0.0026$ (1σ). Our Y_p value is in agreement with the value of neutrino families, N_ν , and with the neutron half-life time, τ_n , obtained in the laboratory.

Key words: galaxies: ISM – H II regions – ISM: abundances – Magellanic Clouds – primordial nucleosynthesis

1. Introduction

A highly accurate ($\lesssim 1\%$) primordial helium abundance (Y_p) determination plays an important role in understanding the Universe. In particular, it is extremely important to constrain Big Bang Nucleosynthesis models, elementary particle physics, and the study of galactic chemical evolution.

To obtain a value for Y_p using H II regions, it is necessary to use the relation between the helium mass fraction (Y) and the heavy element mass fraction (Z). The relation is then extrapolated to zero metallicity to estimate the primordial mass fraction of helium. The first determination of Y_p based on observations of H II regions was carried out by Peimbert & Torres-Peimbert (1974). Since then, many estimations have been done using this technique (e.g., Izotov et al. 2014; Aver et al. 2015). This method has been modified to use the O abundance instead of Z , because measuring other chemical elements becomes impractical, although some groups seek alternatives to O, like using N or S (e.g., Pagel et al. 1992; Fernández et al. 2018).

In recent years, careful studies with high-quality determinations of Y_p have been done by Izotov et al. (2014), Aver et al. (2015), Peimbert et al. (2016), and Fernández et al. (2018). To diminish the uncertainties most determinations use many objects, but large samples only diminish the contribution of statistical errors, while systematic errors are not diminished; in fact, if one is not careful, systematic errors can be more significant for large samples, because low-quality objects/observations are often included (e.g., Peimbert et al. 2000, 2007; Ferland et al. 2010).

Low-metallicity H II regions have been permitted to estimate the primordial helium abundance, whose statistical uncertainties are very small ($\lesssim 1\%$) (e.g., Izotov et al. 2014); nevertheless, due to the numerous systematic uncertainties, obtaining better than 1% precision for individual objects remains a challenge.

The Small Magellanic Cloud (SMC) hosts the region NGC 346, which is the best H II region to determine Y_p . This is the brightest and largest H II region of the SMC. Its $H\alpha$

intensity places it on the boundary between normal and giant extragalactic H II regions. In addition, its proximity, at a distance of 61 ± 1 Kpc (Hilditch et al. 2005), makes it possible to resolve individual stars and to avoid their contributions to the observed nebular spectra. We also note that NGC 346 hosts the largest sample of O-type stars throughout the SMC (Massey et al. 1989).

NGC 346 possesses some definite advantages over other H II regions. As it is a nearby object, the underlying absorption correction (due to the stellar absorption of the H and He lines) can be reduced significantly, at least by an order of magnitude; another advantage of its proximity is that it can be observed in different lines of sight. This feature has been used to rule out the presence of a significant helium ionization correction factor (ICF; e.g., Vilchez 1989; Mathis & Rosa 1991; Peimbert et al. 1992; Viegas et al. 2000; Zhang & Liu 2003). Another important characteristic is that the electronic temperature is smaller than that in the less metallic H II regions, which reduces the effect of collisional excitation of the ground level of H^0 ; its metallicity ($Z \sim 0.003$; $\sim 20\%$ of solar) requires a small extrapolation to derive Y_p . However, it has the disadvantage that the correction for its chemical evolution is larger than that in many other objects used for the determination of Y_p (Peimbert et al. 2000). Overall, there is no H II region that is simultaneously at least as close, as large, and with a metallicity as low as NGC 346.

In this paper, we present a very precise primordial helium abundance determination. For this we use a single H II region, NGC 346, which is probably the best object for this determination, for the reasons mentioned before (see the comment by Steigman in Ferland et al. 2010). Additionally, we include a detailed study of the sources of error involved in this determination, along with a justification for using a single H II region to determine Y_p .

The paper is organized as follows. Section 2 presents the characteristics of the observations and the data reduction. The line intensity corrections due to extinction and the underlying absorption are presented in Section 3. Section 4 shows the

Table 1
Observation Settings

Grism	Filter	λ (\AA)	Resolution ($\lambda/\Delta\lambda$)	Exp. Time (s)
600B+12	...	3560–5974	1300	720×3
600R+14	GG435	5330–7485	1700	600×3
300V	GG375	3440–7600	700	120×3

determination of physical conditions, using both recombination lines (RLs) and collisional excitation lines (CELs). Sections 5 and 6 show the determination of chemical abundances, the determination of ionic abundances, and of total abundances, respectively. Finally, the determinations of the primordial helium abundance and the conclusions are shown in Sections 7 and 8.

2. Spectroscopic Observations

We obtained long-slit spectra with the Focal Reducer Low Dispersion Spectrograph FORS1, the night of 2002 September 10 at the Very Large Telescope Facility, located at Melipal, Chile for the H II region NGC 346 ($\alpha = 00^{\text{h}}59^{\text{m}}05^{\text{s}}.0$ $\delta = -72^{\circ}10'38''$). We used three grism configurations: GRIS-600B+12, GRIS-600R+14 with the filter GG435, and GRIS-300V with the filter GG375.

Table 1 shows the resolution and wavelength coverage for the emission lines observed with each grism. We chose this resolution as a compromise: seeking high resolution without breaking the spectra into too many segments.

The slit width and length were $0.51''$ and $410''$ respectively. We have three different positions of the slit in the nebula; see Figure 1. From the first position A (slit position $\alpha = 00^{\text{h}}59^{\text{m}}06^{\text{s}}\delta = -72^{\circ}10'29''.3$), we defined 32 extraction windows; from the second position B (slit position $\alpha = 00^{\text{h}}59^{\text{m}}06^{\text{s}}\delta = -72^{\circ}10'37''.3$), we defined 31 extraction windows; and from the last position C (slit position $\alpha = 00^{\text{h}}59^{\text{m}}19^{\text{s}}\delta = -72^{\circ}10'0''.7$), we defined 34 extraction windows. The limits for each window were selected to avoid regions with qualitatively different spectra (e.g., stars or clouds) or to break long regions into more homogeneous bits. To keep the same observed region within the slit, we used the LACD (linear atmospheric dispersion corrector) regardless of the air mass value.

We used IRAF to reduce the spectra, following the standard procedure: bias, dark, and flat correction, wavelength calibration, flux calibration, then spectra extraction. We use the low-resolution data to tie the calibration of the blue and red spectra by calibrating the brightest (blue and red) lines to the low-resolution spectra. For the flux calibration we used the standard stars LTT 2415, LTT 7389, LTT 7987, and EG 21 by Hamuy et al. (1992, 1994). We did an analysis of the full sample, for each spectrum, in the three slit positions A, B, and C.

We did a rough analysis of each of our 97 windows; in it we measured $H\beta$ (as a measure of the overall intensity), $[O II] \lambda 3727$ (as a measure of O^+), $[O III] \lambda 5007$ (as a measure of O^{++}), $[O III] \lambda 4363$ (as a measure of the quality of the temperature), and $[S II] \lambda 6717+31$ (as a measure of the quality of the density); see Figure 2. We also present the equivalent width (EW) of $H\beta$ in emission (to estimate the influence of the underlying absorption); see Figure 3. In a future paper, we will present the line intensities for each of the 97 windows.

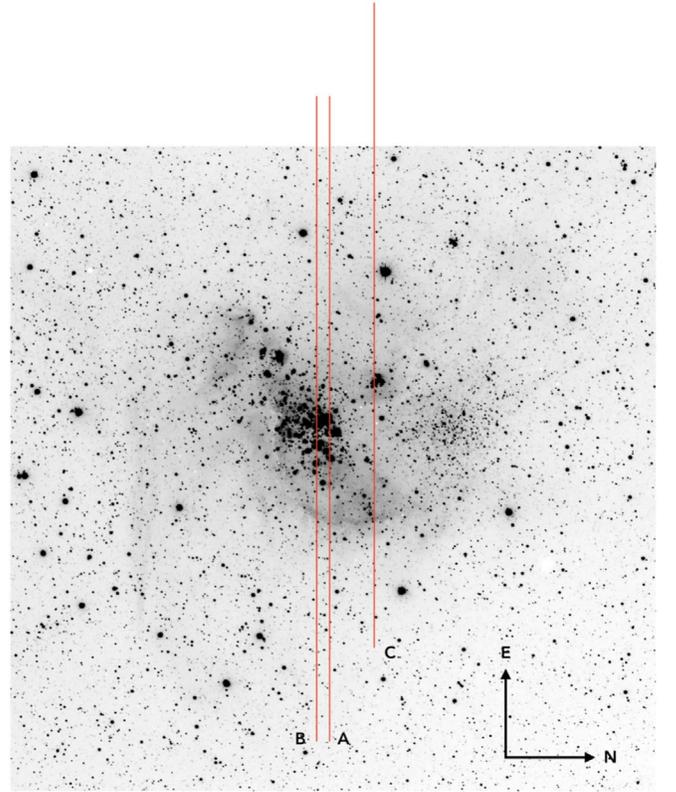


Figure 1. VLT images of NGC 346 in the SMC. This object is located at $\alpha = 00^{\text{h}}59^{\text{m}}05^{\text{s}}.0$, $\delta = -72^{\circ}10'38''$.

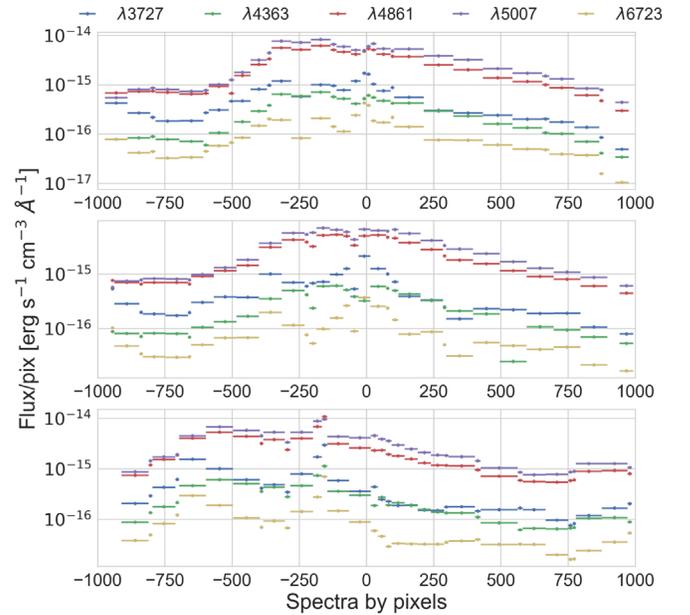


Figure 2. Intensity of the five emission lines ($\lambda 3727$, $\lambda 4363$, $\lambda 4861$, $\lambda 5007$, and $\lambda 6717+31$) in the 97 windows for slits A, B and C (up, middle, and down, respectively). On the x axis, the bar corresponds to the number of pixels that each window contains. The slits are centered on pixel zero.

We want to select the windows that cover the brightest parts while avoiding regions where there is too much stellar continuum (i.e., we remove the brightest stars to avoid the effects of underlying stellar absorption; see Figure 1).

To minimize the errors of the emission lines we define a new region, Region I, summing the windows with the best data. We

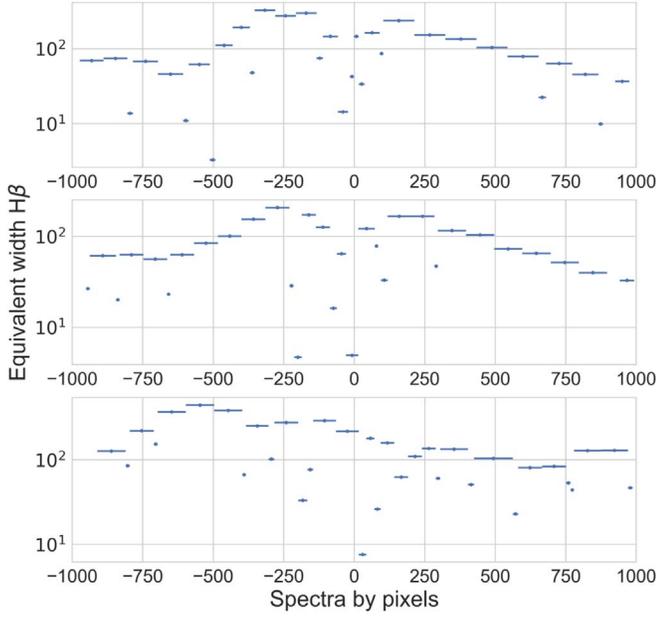


Figure 3. EW(H β) for each window in three slit positions: sections A, B, and C (up, middle, and down, respectively). On the x-axis, the bar corresponds to the number of pixels that each window contains. The slits are centered on pixel zero.

selected windows to include in Region I using two criteria: they needed to be bright, and to have a high EW in emission to diminish the contribution due to stellar contamination. We find that windows with a high EW in emission are brighter than $I(\text{H}\beta) = 2 \times 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ per pixel.

Finally, we are left with regions that have $\text{Eqw}(\text{H}\beta) > 150$, and that do not show Wolf-Rayet contamination in He II $\lambda 4686$. Region I was composed of 20 windows (A10, A12, A13, A14, A21, A23, A24, B10, B11, B14, B22, B23, C3, C5, C6, C7, C9, C11, C14, and C15). In Figures 4, and 5, we show the blue and red spectra of Region I.

3. Line Intensities and Reddening Correction

Emission line flux measurements were made with the SPLLOT routine of the IRAF package. These were measured by integrating all the flux in the line between two given limits and by subtracting the local continuum estimated by eye. Partially blended lines were deblended with two or three Gaussian profiles to measure the individual line fluxes and we forced the lines to have the same widths.

We derived the reddening by fitting the observed flux ratios of the brightest Balmer lines to the theoretical values normalized to the H β flux. We estimated the theoretical Balmer decrement using the data by Storey & Hummer (1995) assuming $T_e = 12500 \text{ K}$, and $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$. We used the extinction law of Seaton (1979). We assumed that the underlying absorption had the form $\text{EW}_{\text{abs}}(\text{H}n) = \text{EW}_{\text{abs}}(\text{H}\beta) \times g(\text{H}n)$, where $g(\text{H}n)$ was obtained from Table 2 of Peña-Guerrero et al. (2012). We produced a stellar template normalized to $\text{EW}_{\text{abs}}(\text{H}\beta)$ based in the low-metallicity instantaneous burst models from González Delgado et al. (1999), to correct for the underlying absorption EWs for the Balmer lines. The percent error for each line includes the uncertainties in the reddening correction and the uncertainties in underlying absorption.

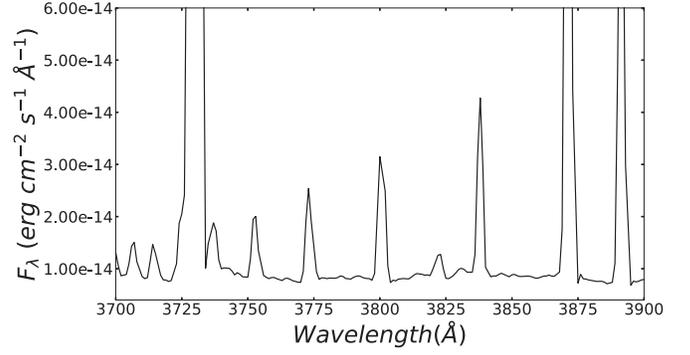


Figure 4. Plot of a fraction of the observed wavelength blue range for the high-resolution spectrum of the chosen extractions.

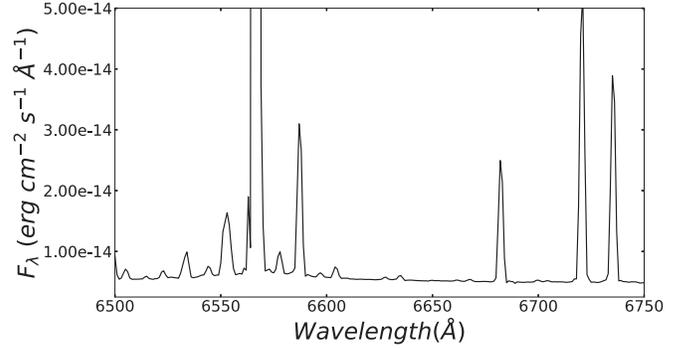


Figure 5. Plot of a fraction of the observed wavelength red range for the high-resolution spectrum of the chosen extractions.

The underlying absorption, reddening correction, and a renormalization of H β were done simultaneously with the equation

$$\frac{I(\lambda)}{I(\text{H}\beta)} = \frac{F(\lambda)}{F(\text{H}\beta)} 10^{f(\lambda)C(\text{H}\beta)} \left(1 - \frac{\text{EW}_{\text{abs}}(\lambda)}{\text{EW}(\lambda)} \right) \times \left(1 - \frac{\text{EW}_{\text{abs}}(\text{H}\beta)}{\text{EW}(\text{H}\beta)} \right)^{-1} \frac{100}{\eta}, \quad (1)$$

where $C(\text{H}\beta)$ is the reddening coefficient, $F(\lambda)$ is the absolute flux for each line, $\text{EW}(\lambda)$ is the EW observed in λ , and $\text{EW}_{\text{abs}}(\lambda) = \text{EW}_{\text{abs}}(\text{H}\beta) \times g(\lambda)$ is the theoretical EW (Peña-Guerrero et al. 2012). Only the H and He lines were corrected for underlying absorption. This underlying absorption is due to the contribution of dust-scattered light; this contribution is expected to include in absorption the H and He lines present in the brightest stars.

Finally, we used a χ^2 minimization routine to obtain the parameters $C(\text{H}\beta)$, $\text{EW}_{\text{abs}}(\text{H}\beta)$, and η ; the fitted values for Region I were 0.159, 1.647, and 99.53, respectively. The values for our best spectrum are in good agreement with the ones derived from Peimbert et al. (2012). Note that H β is not normalized to 100 because with this value, the other lines of H, would be overestimated. In the same way that we want to average the helium lines, we want to do it with the hydrogen lines. We used the following Balmer lines H α , H β , H γ , H δ , H11, H12, and H13 to calculate the observations. This calculation implies that $\text{H}\beta = 99.53$. We decided to normalize the reddening-corrected fluxes using the seven brightest Balmer lines. The best fit to these seven lines yielded an H β different than 100. We took the unconventional decision of choosing this

$H\beta$ value, to avoid having to correct for the optimum value of H at a later stage.

Table 2 shows in columns (1) and (2) the adopted laboratory wavelength λ , and the identification for each line, respectively, the extinction law value used for each line (Seaton 1979) is in column (3), in columns (4) and (5) we present the flux $F(\lambda)$ and the intensity $I(\lambda)$ for each line (normalized to $H\beta$), and finally we show the percentage error for the intensity in column (6).

To determine the [O II] $\lambda\lambda 3726, 3729$ intensity we subtracted the contribution of the H13 and H14 Balmer lines, we also subtracted the contribution of the [S III] $\lambda 3722$ line that originates in the same upper level than [S III] $\lambda 6312$. Similarly, the contribution of [Ar IV] to $I(4711)$ was obtained by subtracting the intensity of He I $\lambda 4713$. Finally, the contribution of He I to $I(3889)$ was obtained after subtracting the expected contribution of H8 (based on the work by Storey & Hummer 1995).

4. Physical Conditions

4.1. Temperatures and Densities from CELs

We calculated physical conditions through CELs, fitting the line ratios using PyNeb (Luridiana et al. 2015). Electron temperatures were determined using the [O III] $\lambda 4363/(\lambda 4959 + \lambda 5007)$, [O II] $(\lambda 7320 + \lambda 7330)/(\lambda 3726 + \lambda 3729)$, and [N II] $\lambda 5755/\lambda 6584$ auroral to nebular intensity ratios. Electronic densities were determined from the [O II] $\lambda 3726/\lambda 3729$, and [S II] $\lambda 6731/\lambda 6716$ ratios, which are strongly density-dependent.

In addition, we obtained the [Fe III] density from the computations by Keenan et al. (2001), using the $I(\lambda 4986)/I(\lambda 4658)$ ratio. This ratio is strongly dependent on density, going from $I(4986)/I(4658) \approx 1.0$ at $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$ to $I(4986)/I(4658) \approx 0.05$ at $n_e = 3000 \text{ cm}^{-3}$. This ratio is a good density indicator, particularly for low densities, since it is more density-dependent than the [Cl III] and [Ar IV] determinations; moreover, the Fe^{++} density is much more representative of the whole object than the O^+ and S^+ densities, since $\text{Fe}^{++}/\text{Fe} \approx 60\%$ while $\text{O}^+/\text{O} \approx 20\%$ and $\text{S}^+/\text{S} \approx 15\%$. The temperatures and densities are presented in Table 3.

4.2. Temperatures and Densities from RLs

We used the program Helio14, which is an extension of the maximum likelihood method presented by Peimbert et al. (2000) to obtain values for the temperature and density from He I lines. Helio14 code determines the He^+/H^+ ionic abundance, $n_e(\text{He I})$, $T_e(\text{He I})$, the optical depth of the line He I $\lambda 3889$, and $t^2(\text{He I})$ through the information on the line intensities of He I, and the information of the [O II] $(\lambda 7320 + \lambda 7330)/(\lambda 3726 + \lambda 3729)$ and the [O III] $\lambda 4363/(\lambda 4959 + \lambda 5007)$ line ratios. For a full description of the method, see Peimbert et al. (2007).

Using 10 He I lines: $\lambda 3819, \lambda 3889, \lambda 4026, \lambda 4388, \lambda 4471, \lambda 4922, \lambda 5016, \lambda 5876, \lambda 6678, \text{ and } \lambda 7065$, we obtained a temperature $T_e(\text{He I}) = 11400 \pm 550 \text{ K}$, and a density $n_e(\text{He I}) < 10 \text{ cm}^{-3}$.

4.3. Temperature Inhomogeneities

To derive the ionic abundance ratios, the average temperature, and the temperature standard deviation, we use the

Table 2
List of Emission Line Intensities

λ	ID	$f(\lambda)$	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	% Error
3614	He I	0.282	0.64	0.70	6
3634	He I	0.280	1.08	1.18	4
3674	H I	0.269	0.40	0.48	8
3679	H I	0.268	0.27	0.35	10
3683	H I	0.267	0.35	0.45	8
3687	H I	0.266	0.39	0.52	8
3692	H I	0.265	0.55	0.72	8
3697	H I	0.264	1.02	1.26	6
3704	H I+He I	0.262	1.47	1.79	4
3712	H I	0.260	1.27	1.61	4
3722	H I	0.258	2.13	2.32	4
3726	[O II]	0.256	30.37	33.00	2
3729	[O II]	0.255	43.88	47.65	2
3734	H I	0.253	2.18	2.36	3
3750	H I	0.250	2.54	3.14	3
3771	H I	0.245	3.33	4.09	3
3789	C III?	0.240	0.12	0.13	15
3798	H I+[S III]	0.238	4.14	5.09	3
3820	He I	0.233	0.86	1.03	6
3829	Mn II?	0.231	0.50	0.53	8
3835	H I	0.229	6.31	7.53	2
3869	[Ne III]	0.222	35.95	38.58	1
3889	He I+H I	0.218	17.56	18.82	1.2
3970	H I	0.200	25.71	27.35	1
4009	He I+[Fe III]	0.194	0.59	0.63	6
4026	He I	0.190	1.79	2.07	4
4069	[S II]	0.182	1.00	1.06	6
4076	[S II]	0.181	0.55	0.59	8
4102	H I	0.176	24.62	27.00	1
4121	He I	0.173	0.20	0.30	12
4133	O II	0.171	0.11	0.11	15
4144	He I	0.169	0.16	0.27	12
4316	O II	0.135	0.38	0.39	8
4340	H I	0.128	45.95	48.47	1
4363	[O III]	0.122	6.82	7.06	2
4376	Ar II	0.119	0.14	0.15	15
4388	He I	0.116	0.48	0.56	8
4438	He I	0.100	0.23	0.24	10
4472	He I	0.094	3.80	4.03	3
4483	S II?	0.092	0.05	0.05	20
4529	Ne I	0.076	0.07	0.07	20
4563	...	0.070	0.09	0.10	15
4607	[Fe III]	0.055	0.05	0.05	20
4639+42	O II	0.051	0.06	0.06	20
4649+51	O II	0.049	0.12	0.12	15
4658	[Fe III]	0.047	0.30	0.30	10
4686	He II	0.041	0.24	0.24	10
4712	[Ar IV]+He I	0.034	1.10	1.10	6
4740	[Ar IV]	0.028	0.42	0.42	8
4769	[Fe III]	0.023	0.07	0.07	20
4861	H I	0.000	100.00	99.53	0.8
4881	[Fe III]	-0.004	0.16	0.16	12
4922	He I	-0.013	1.08	1.13	6
4959	[O III]	-0.021	178.21	175.16	0.8
4986	[Fe III]	-0.027	0.29	0.29	10
5007	[O III]	-0.032	534.12	522.70	0.8
5016	He I	-0.034	2.48	2.51	3
5048	He I	-0.041	0.13	0.21	12
5192	[Ar III]+[N I]	-0.073	2.04	1.97	4
5270	[Fe III]	-0.089	0.11	0.11	15
5326	Ne I	-0.096	0.26	0.25	10
5433	[Fe II]	-0.128	0.08	0.08	20
5518	[Cl III]	-0.140	0.41	0.38	8
5538	[Cl III]	-0.144	0.42	0.39	8

Table 2
(Continued)

λ	ID	$f(\lambda)$	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	% Error
5755	[N II]	-0.192	0.08	0.07	20
5876	He I	-0.216	11.69	10.85	1.5
6312	[S III]	-0.286	1.78	1.61	4
6548	[N II]	-0.320	2.18	1.95	4
6563	H I	-0.322	314.61	282.24	0.8
6583	[N II]	-0.324	4.28	3.83	3
6678	He I	-0.337	3.39	3.05	3
6716	[S II]	-0.342	8.32	7.40	1.5
6731	[S II]	-0.343	5.98	5.31	2
7065	He I	-0.383	2.40	2.13	3
7136	[Ar III]	-0.391	8.39	7.33	2
7281	He I	-0.406	2.27	1.99	3
7320	[O II]	-0.410	1.30	1.13	4
7330	[O II]	-0.411	1.07	0.93	6

Notes.
^a $F(\lambda)$ in units of $F(\text{H}\beta) = 100.0$; $F(\text{H}\beta) = 1.57 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

^b $I(\lambda)$ in units of $I(\text{H}\beta) = 99.53$; $I(\text{H}\beta) = 2.26 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

^c Note that $I(\text{H}\beta) = 99.53$; see the text.

Table 3
Temperature and Density from CELs

Temperature (K)	[O III]	[O II]	[N II]
NGC 346	12871 \pm 98	12445 \pm 464	10882 \pm 767
Density (cm^{-3})	[O II]	[S II]	[Fe III]
NGC 346	23.7 \pm 8.2	32 \pm 21	101 \pm 17

 formalism of t^2 (Peimbert 1967). This formalism takes into account the temperature structure inside the H II region.

 Each ionic species, X^{+i} , has a unique value of average temperature and of thermal inhomogeneity given by

$$T_0(X^{+i}) = \frac{\int T_e n_e n(X^{+i}) dV}{\int n_e n(X^{+i}) dV} \quad (2)$$

and

$$t^2(X^{+i}) = \frac{\int [T_e - T_0(X^{+i})]^2 n_e n(X^{+i}) dV}{T_0(X^{+i})^2 \int n_e n(X^{+i}) dV}, \quad (3)$$

 where n_e and $n(X^{+i})$ are the electron and ion densities, respectively, and V is the observed volume.

 In general, RLs, emissivities are stronger when T_e is lower, while CELs, emissivities are stronger when T_e is higher; and also in general RL temperatures are lower than T_0 while CEL temperatures are higher than T_0 . Overall, each temperature has a different t^2 dependence; for instance the [O III] 4363/5007 temperature, in the presence of thermal inhomogeneities, can be expressed as a function of T_0 and t^2 as

$$T_{4363/5007} = T_0 \left[1 + \frac{t^2}{2} \left(\frac{91300}{T_0} - 3 \right) \right]; \quad (4)$$

equivalent equations can be derived for the [N II], [O II], and [S II] temperatures, as well as for He I and Balmer continuum temperatures.

 Because temperatures can be presented as a function of t^2 and T_0 , when one measures two different temperatures in principle one can obtain T_0 and t^2 . In practice one prefers one

Table 4
Ionic Abundances from Collisional Excitation Lines for NGC 346

Ion	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.033 \pm 0.017$
N ⁺	5.87 \pm 0.02	5.97 \pm 0.06
O ⁺	7.41 \pm 0.05	7.54 \pm 0.08
O ⁺⁺	7.93 \pm 0.01	8.04 \pm 0.06
Ne ⁺⁺	7.22 \pm 0.01	7.33 \pm 0.06
S ⁺	5.55 \pm 0.03	5.65 \pm 0.06
S ⁺⁺	6.18 \pm 0.02	6.24 \pm 0.04
Ar ⁺⁺	5.54 \pm 0.01	5.60 \pm 0.03
Ar ⁺³	5.11 \pm 0.02	5.22 \pm 0.06
Cl ⁺⁺	4.37 \pm 0.03	4.47 \pm 0.06

Note. In units of $12 + \log n(X^{+i})/n(\text{H})$.

 temperature that weighs preferably the hot regions (e.g., T [O III]), and one that weighs preferentially the cold regions (e.g., T (He I) or T (Bac)).

 Combining results from CELs and values from He I and using the `Helio14` code we found that the maximum likelihood values are $t^2(\text{He}^+) = 0.033 \pm 0.017$ and $T_0 = 11900 \pm 450$ K. These values can be used to determine abundances in the high-temperature regions, due to the similar ionization potentials of He^+ and O^{++} . Determinations for t^2 values from observations of H II regions range between 0.020 and 0.120 (Peimbert et al. 2012). The t^2 value depends on the specific characteristics of the thermal structure of each nebula (or even of each fraction of nebula).

5. Ionic Chemical Abundances

5.1. Heavy Element Ionic Abundances

 We have followed the t^2 formalism for chemical abundances as presented by Peimbert & Costero (1969). The first step to do so is to derive the abundances using the so-called direct method and then to correct for the presence of thermal inhomogeneities.

 We have used a two-zone direct method characterized by the zones where low- and high-ionization ions are present: T (low) and T (high). T (low) is the mean of T_e [N II], T_e [O II] and T_e [S II], while T (high) is T_e [O III]; we used T (low) for singly ionized heavy elements, and T (high) for multiple ionized elements.

 We used `PyNeb` to made the computations (Luridiana et al. 2015). In Table 4 we present two values for each ionic abundance. The first value is obtained directly from `PyNeb` ($t^2 = 0.00$), and the second value is obtained using the formalism of t^2 .

 To obtain the ionic abundance using $t^2 \neq 0.00$, we used the equations by Peimbert et al. (2004):

$$\left[\frac{n_{\text{cel}}(X^{+i})}{n(\text{H}^+)} \right]_{t^2 \neq 0.00} = \frac{T(\text{H}\beta)^\alpha T(\lambda_{nm})^{0.5}}{T_{(4363/5007)}^{\alpha+0.5}} \times \exp \left[-\frac{\Delta E_n}{kT_{(4363/5007)}} + \frac{\Delta E_n}{kT(\lambda_{nm})} \right] \times \left[\frac{n_{\text{cel}}(X^{+i})}{n(\text{H}^+)} \right]_{t^2 = 0.00}, \quad (5)$$

 where $\alpha = -0.89$ is the temperature dependence of $\text{H}\beta$, ΔE_n is the difference of energy between the ground and excited

Table 5
Ionic Abundances from Recombination Lines for NGC 346

Ion	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.033 \pm 0.017$
He ⁺	10.917 ± 0.004	10.915 ± 0.004
He ⁺⁺	8.30 ± 0.04	8.30 ± 0.04

Note. In units of $12 + \log n(X^{+i})/n(\text{H})$.

levels of the CEL, and $T(\lambda_{nm})$ and $T(\text{H}\beta)$ are line temperatures, as described by Peimbert (1967). The average emissivity of each line for the temperature distribution on the observed object can be written as

$$T(\lambda_{nm}) = T_0 \left\{ 1 + \frac{t^2 \left[\frac{(\Delta E_n/kT_0)^2 - 3\Delta E_n/kT_0 + 3/4}{\Delta E_n/kT_0 - 1/2} \right] \right\}, \quad (6)$$

and

$$T(\text{H}\beta) = T_0 \left[1 - \frac{t^2}{2}(1 - \alpha) \right]. \quad (7)$$

5.2. Helium Abundance

To determine the He abundance we also used the 10 lines mentioned in Section 4.2 as input for the `Helio14` code. This code uses the effective recombination coefficients given by Storey & Hummer (1995) for H⁺, and for the case of He⁺ those given by Benjamin et al. (2002) and Porter et al. (2013). The collisional contribution was estimated from Sawey & Berrington (1993) and Kingdon & Ferland (1995), and we used the calculations made by Benjamin et al. (2002) for the optical depth effects in the triplets; see Table 5.

The correction of the underlying stellar absorption is important for He I lines, therefore we used the values from González Delgado et al. (1999) to correct lines with $\lambda < 5000 \text{ \AA}$, and for lines redder than 5876 \AA , we used the values of Peimbert et al. (2005). The ionic abundance of He⁺⁺ was obtained from the $\lambda 4686$ line presented in Table 2, and the recombination coefficients given by Storey & Hummer (1995).

6. Total Abundances

For most elements we cannot observe all their ionic stages; so in general ICFs are required. The functional forms of those ICFs frequently depend on the depth, quality, and coverage of the spectra.

In general, for helium

$$\begin{aligned} \frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} &= \frac{N(\text{He}^0) + N(\text{He}^+) + N(\text{He}^{++})}{N(\text{H}^0) + N(\text{H}^+)} \\ &= \text{ICF}(\text{He}^0) \frac{N(\text{He}^+) + N(\text{He}^{++})}{N(\text{H}^+)}, \end{aligned} \quad (8)$$

for objects of low and medium degrees of ionization; the presence of neutral helium within the H II region is important and the $\text{ICF}(\text{He}^0) > 1$; for H II regions with a high degree of ionization, like NGC 346, we can consider the presence of neutral helium within the nebula to be negligible. However, one must be careful with objects with very high degrees of ionization, e.g., $\text{ICF}(\text{He}^0) < 1.00$ (even if the correction for

helium is always $\text{ICF}(\text{He}^0) \gtrsim 0.99$, when we are looking for a precise determination of Y_p , one should try to avoid such objects).

To determine an accurate He/H ratio a precise value of the $\text{ICF}(\text{He}^0)$ is needed. Previous computations by Peimbert et al. (2002, 2007), Relaño et al. (2002), and Luridiana et al. (2003) showed that the $\text{ICF}(\text{He}^0) = 1.00$ for NGC 346, because there is no transition zone from ionized to neutral He and H regions. We note that their results were calculated using tailor-made photoionization models with the code `CLOUDY` (Ferland et al. 2013).

For oxygen, to obtain the total abundance, we considered that

$$\frac{N(\text{O}^{+3})}{N(\text{O})} = \frac{N(\text{He}^{++})}{N(\text{He})}, \quad (9)$$

and

$$\text{ICF}(\text{O}^+ + \text{O}^{++}) = \frac{N(\text{O}^+) + N(\text{O}^{++}) + N(\text{O}^{+3})}{N(\text{O}^+) + N(\text{O}^{++})}; \quad (10)$$

therefore

$$\frac{N(\text{O})}{N(\text{H})} = \text{ICF}(\text{O}^+ + \text{O}^{++}) \left[\frac{N(\text{O}^+) + N(\text{O}^{++})}{N(\text{H}^+)} \right], \quad (11)$$

where

$$\text{ICF}(\text{O}^+ + \text{O}^{++}) = \left[1 - \frac{N(\text{He}^{++})}{N(\text{He})} \right]^{-1}. \quad (12)$$

For nitrogen and neon we obtained the total abundances using the ICFs by Peimbert & Costero (1969):

$$\frac{N(\text{N})}{N(\text{H})} = \text{ICF}(\text{N}^+) \left[\frac{N(\text{N}^+)}{N(\text{H}^+)} \right], \quad (13)$$

where

$$\text{ICF}(\text{N}^+) = \frac{N(\text{O}^+) + N(\text{O}^{++}) + N(\text{O}^{+3})}{N(\text{O}^+)}, \quad (14)$$

and

$$\frac{N(\text{Ne})}{N(\text{H})} = \text{ICF}(\text{Ne}^{++}) \left[\frac{N(\text{Ne}^{++})}{N(\text{H}^+)} \right], \quad (15)$$

where

$$\text{ICF}(\text{Ne}^{++}) = \frac{N(\text{O}^+) + N(\text{O}^{++}) + N(\text{O}^{+3})}{N(\text{O}^{++})}. \quad (16)$$

We observed the auroral lines of [S II] and [S III]. To obtain the total sulfur abundance we used the ICF proposed by Stasińska (1978):

$$\frac{N(\text{S})}{N(\text{H})} = \text{ICF}(\text{S}^+ + \text{S}^{++}) \left[\frac{N(\text{S}^+) + N(\text{S}^{++})}{N(\text{H}^+)} \right], \quad (17)$$

where

$$\text{ICF}(\text{S}^+ + \text{S}^{++}) = \left[1 - \left(1 - \frac{N(\text{O}^+)}{N(\text{O})} \right)^3 \right]^{1/3}. \quad (18)$$

For the case of argon, we have measurements for lines of [Ar III] and [Ar IV]; we used the calculations by Pérez-Montero

Table 6
Total Abundances for NGC 346

Element	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.033 \pm 0.017$
He	10.918 ± 0.004	10.916 ± 0.004
N	6.50 ± 0.03	6.61 ± 0.07
O	8.05 ± 0.02	8.19 ± 0.08
Ne	7.33 ± 0.02	7.48 ± 0.08
S	6.40 ± 0.03	6.44 ± 0.08
Ar	5.70 ± 0.02	5.82 ± 0.07
Cl	5.37 ± 0.04	5.47 ± 0.07

Note. In units of $12 + \log n(X)/n(\text{H})$.

et al. (2007):

$$\frac{N(\text{Ar})}{N(\text{H})} = \text{ICF}(\text{Ar}^{++} + \text{Ar}^{+3}) \left[\frac{N(\text{Ar}^{++}) + N(\text{Ar}^{+3})}{N(\text{H}^+)} \right], \quad (19)$$

where

$$\text{ICF}(\text{Ar}^{++} + \text{Ar}^{+3}) = 0.928 + 0.364(1 - x) + \frac{0.006}{1 - x}. \quad (20)$$

For chlorine, we have measurements for lines of [Cl III], and to obtain the total abundance we used a reimplementation of the ICF proposed by Delgado-Inglada et al. (2014):

$$\frac{N(\text{Cl})}{N(\text{H})} = \text{ICF}(\text{Cl}^{++}) \frac{N(\text{O}^+) + N(\text{O}^{++})}{N(\text{H}^+)} \frac{N(\text{Cl}^{++})}{N(\text{O}^+)}, \quad (21)$$

where

$$\text{ICF}(\text{Cl}^{++}) = 2.914 \left(1 - \left[\frac{N(\text{O}^{++})}{N(\text{O}^+) + N(\text{O}^{++})} \right]^{0.21} \right)^{0.75}. \quad (22)$$

In Table 6 we present the results for $t^2 = 0.00$ as well as for $t^2 = 0.033 \pm 0.017$.

6.1. X, Y, and Z Values for NGC 346

To calculate the fraction of He by mass, we need to know the fraction of the heavy elements by mass. For low-metallicity objects, like NGC 346, the O/Z ratio is expected to be $O/Z \approx 0.55$ (Peimbert et al. 2007); this ratio is slightly larger than that for high-metallicity objects where $O/Z \sim 0.40$, mainly due to the increase of the C/O ratio (Carigi & Peimbert 2011). Using $O/Z = 0.55$, we can thus estimate the full value of $Z = 0.0030$ and from that $Y = 0.2490$.

One of the most subtle effects that we need to include in the determination of primordial helium or helium in very hot objects is the correction due to the collisional excitation of the Balmer lines. Because models in Peimbert et al. (2002) were later used in Peimbert et al. (2007, 2016), we know that for NGC 346 including this effect produces an increase of 0.0015 ± 0.0005 , consequently $X = 0.7465$, $Y = 0.2505$, and $Z = 0.0030$. In this work, the contribution by collisions to the intensity of He and H lines is considerably smaller than that from objects with higher electron temperature like SBS 0335–052 or I Zw 18. To minimize this particular error it is important to study O/H poor objects but not extremely poor ones. Therefore, if we wish to further minimize this error, we must observe colder objects, with heavy element abundances similar to those of NGC 346.

Table 7
Error Budget in the Y_p Determination.

Problem	Error	^a	This Paper
$\Delta O(\Delta Y/\Delta O)$ correction	Systematic	± 0.0010	± 0.0012
Rec. coefficients of He I	Systematic	± 0.0010	± 0.0010
Temperature structure	Statistical	± 0.0010	± 0.0010
Reddening correction	Systematic	± 0.0007	± 0.0007
Collisional excitation of He I	Statistical	± 0.0007	± 0.0007
Underlying absorption in He I	Statistical	± 0.0007	± 0.0007
Underlying absorption in H I	Statistical	± 0.0005	± 0.0007
Optical depth of He I triplets	Statistical	± 0.0005	± 0.0007
Collisional excitation of H I	Systematic	± 0.0015	± 0.0005
Rec. coefficients of H I	Systematic	± 0.0005	± 0.0005
He I and H I line intensities	Statistical	± 0.0005	± 0.0005
He ionization correction factor	Statistical	± 0.0005	± 0.0003
Density structure	Statistical	± 0.0005	± 0.0003

Note.

^a Peimbert et al. (2007).

7. Primordial Helium Abundance

To obtain the Y_p value, we need to compute the fraction of helium present in the interstellar medium produced by galactic chemical evolution. For this purpose it was assumed that

$$Y_p = Y - O \frac{\Delta Y}{\Delta O}, \quad (23)$$

where Y and O are the helium and oxygen abundances by mass. We adopted the determination $\Delta Y/\Delta O = 3.3 \pm 0.7$ by Peimbert et al. (2016). To obtain this value, they used the observations of brighter objects from Peimbert et al. (2007) and chemical evolution models for galaxies of low mass and metallicity by Carigi & Peimbert (2008) and Peimbert et al. (2010).

Most determinations are dominated by systematic errors rather than statistical errors. We can decrease the statistical errors by increasing the number of objects used to determine Y_p . Nevertheless, the systematic ones will not decrease.

In Table 7, we present the error budget of our determination. The error is derived from the same 13 sources considered in Peimbert et al. (2007). The most important source of error is due to the difficulty of correcting for the collisional excitation of the Balmer lines. In very hot objects, $T_e \geq 15,000$, this excitation produces a non-negligible increase in the Balmer line intensities relative to the case B recombination, and if ignored introduces a bias in the reddening correction deduced from the Balmer decrement, both effects affecting the calibration of all the lines in the spectra by up to a few percent. However, because this effect has not been studied extensively, the corrections that can be applied are uncertain at best, and thus such objects should be avoided. Another important source of error comes from the temperature structure, which arises because most Y determinations are based on a single homogeneous temperature, $T(4363/5007)$. However, the $T_e(\text{He I})$ is systematically lower, showing the presence of temperature variations that should be included in the Y_p determination. The error of $O(\Delta Y/\Delta O)$ correction implies the extrapolation to zero heavy element content. Based on chemical evolution models of galaxies of different types, it is found that Y/O is practically constant for objects with $O < 4 \times 10^{-3}$. To estimate the error in the reddening

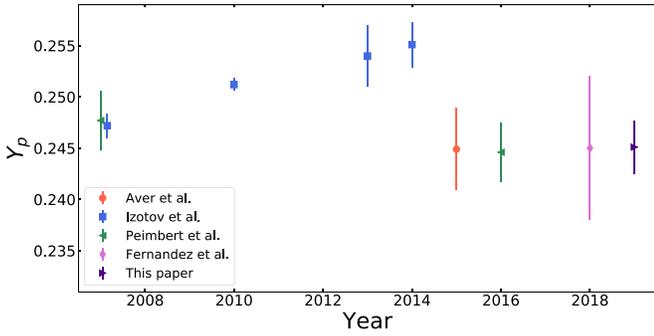


Figure 6. Measurements Y_p of the last 12 yr, using H II regions.

correction, we made comparisons among four classic extinction laws and a recent one. These laws are labeled S79 (Seaton 1979), W58 (Whitford 1958), CCM89 (Cardelli et al. 1989), and B07 (Blagrove et al. 2007). The systematic effect of ICF(He) has to be tested with tailor-made photoionization models for low-metallicity H II regions. A discussion of the remaining (smaller) sources errors is presented in Peimbert et al. (2007).

When compared with errors of the sample of 2007 we can see that some systematic errors go down because we are using the best-known object to determine Y_p . While a few of the statistical errors go up because we are using a single object with a notable increase in $\Delta Y/\Delta O$. One of the advantages of NCG 346 is that the correction due to the collisional excitation of the Balmer lines is smaller 0.0015 ± 0.0005 in comparison with 0.0144 ± 0.0038 for SBS 0335–052, and the 0.0056 ± 0.0015 for the sample by Peimbert et al. (2007, 2016). Overall, the total error goes down, and the Y_p value amounts to 0.2451 ± 0.0026 .

We can also compare with previous determinations for Y_p determined using only NCG 346: $Y_p = 0.2345 \pm 0.0026$ by Peimbert et al. (2000), $Y_p = 0.2384 \pm 0.0025$ by Peimbert et al. (2002), $Y_p = 0.2453 \pm 0.0033$ by Peimbert et al. (2007), and $Y_p = 0.2433 \pm 0.0034$ by Peimbert et al. (2016). The difference when comparing the values of 2000 and 2002 with those from 2007 and onward comes from a better model of NGC 346, newer atomic data, and a better understanding of the quantity and magnitude of the sources of error (particularly, the effects of the collisional excitation of the Balmer lines were ignored in the first two determinations).

To summarize, there are several advantages to observing a nearby H II region. The higher spatial resolution allows us to isolate the windows that are contaminated by the light of bright stars. This allows us to reduce the starlight emission and therefore obtain a greater signal-to-noise ratio in the emission lines. In this determination, the systematic errors due to collisional excitation of the H are smaller and some statistical errors (like the ICF(He⁰) and the density structure) also become smaller.

It is useful to discuss the determination of Y_p as a function time. Skillman et al. (2012) presents the plot with results from 1974 to 2012. Accordingly, in Figure 6 we present the Y_p results from 2007 to the present. It is clear that the Y_p values derived by different groups provide important constraints on the Big Bang theory. The main source of error is due to systematic uncertainties. In addition, the result by the Planck Collaboration (2016) corresponds to $Y_p = 0.24467 \pm 0.0002$.

Table 8

Y_p Values and Predicted Equivalent Number of Neutrino Families, N_ν

Y_p source	Y_p	N_ν
Izotov et al. (2014)	0.2551 ± 0.0022	3.58 ± 0.16
Aver et al. (2015)	0.2449 ± 0.0040	2.91 ± 0.30
Peimbert et al. (2016)	0.2446 ± 0.0029	2.89 ± 0.22
Fernández et al. (2018)	0.245 ± 0.007	2.92 ± 0.55
This work	0.2451 ± 0.0026	2.92 ± 0.20

Note. Assuming $\tau_n = 880.2$ s (Tanabashi et al. 2018).

8. Discussion and Conclusions

Low-metallicity H II regions are optimal objects to determine the primordial helium abundance. In this context, we studied the H II region NGC 346. By measuring its He I line intensities we determined a primordial helium abundance $Y_p = 0.2451 \pm 0.0026$.

Table 8 shows Y_p measurements reported in the literature and in this work. Our Y_p value is consistent with most of the previous estimates. We note that the Izotov et al. (2014) determination differs significantly from the other values. We consider that they have some systematic errors that they are ignoring. For example, part of this difference is due to the adopted temperature structure. Izotov et al. (2014) used the temperature from CLOUDY photoionized models (Ferland et al. 2013), which predict $0.000 < t^2 < 0.015$, with a typical value of about 0.004 (Peimbert et al. 2017). Alternatively, the observed t^2 values for 28 H II regions are in the 0.019 to 0.120 range with an average value of 0.044 (Peimbert et al. 2012). A discussion of the possible reasons for the high t^2 values observed in H II regions is given by Peimbert et al. (2016).

Since the regions observed in all cases are not the same, we do not expect the values to be the same, e.g., there may be regions where the t^2 value may be higher due to stellar winds or other sources of energy input (e.g., Peimbert et al. 2017).

According to our error budget presented in Table 7, it is comforting that three of the other four independent Y_p results are very similar to ours. The main points of our results are as follows. (i) The lower temperature of NGC 346 reduces considerably the collisional excitation of the hydrogen lines, as well as the uncertainty of its determination when compared to the other samples, all of which include a few very hot objects. (ii) The small error introduced by correcting for the underlying absorption of the He I lines in NGC 346 occurs because we were able to eliminate most of the contribution of the dust-scattered stellar light in our observations.

Peimbert et al. (2016) presents a Y_p value determined only using NGC 346. That determination has its error divided into statistical and systematical components that amount to 0.0028, and 0.0019, respectively, while in this paper the statistical error has been diminished to 0.0018 and the systematical one remains at 0.0019. The systematical error was not expected to change, because we are using the same atomic data, the same reddening law, etc. On the other hand, the statistical error was indeed expected to diminish due to the greater quality of the data (the bigger telescope and the higher number of photons collected).

While this is a significant improvement over previous determinations, we would still like better determinations. To continue the quest to obtain a Y_p value of higher precision, we need (a) helium atomic data of higher quality; (b) better

Table 9
 Y_p Values and the Neutron Mean Life, τ_n

Y_p source	Y_p	τ_n
Izotov et al. (2014)	0.2551 ± 0.0022	921 ± 11
Aver et al. (2015)	0.2449 ± 0.0040	872 ± 19
Peimbert et al. (2016)	0.2446 ± 0.0029	870 ± 14
Fernández et al. (2018)	0.245 ± 0.007	872 ± 33
This work	0.2451 ± 0.0026	873 ± 13

Note. Assuming $N_\nu = 3.046$ (Mangano et al. 2005).

chemical evolution models of dwarf galaxies, which would allow us to have a better determination of the $\Delta Y/\Delta O$ ratio; and (c) a newer study of the reddening law that takes full advantage of the newer telescopes and instruments that were not available a few decades ago. We also believe that observations of objects like NCG 346 with next-generation extra-large telescopes will help reduce the error in the Y_p determination.

We estimated the number of neutrino families, N_ν , using the Y_p values reported in Table 8 assuming a neutron half-life value of $\tau_n = 880.2 \pm 1.0$ s from Tanabashi et al. (2018). Table 8 shows the N_ν values from the previously cited authors. As expected, the result in this paper is consistent with the results by Aver et al. (2015), Peimbert et al. (2016), and Fernández et al. (2018). These results agree with the presence of three families of neutrinos, which is consistent with laboratory determinations (e.g., Mangano et al. 2005; Mangano & Serpico 2011). In contrast, the Y_p result by Izotov et al. (2014) suggests the presence of a fourth neutrino family, which would not be fully ultrarelativistic (light) at the time of neutrino decoupling.

We also estimate the value of the neutron mean life τ_n using the value of N_ν reported by Mangano et al. (2005), together with the Y_p estimations in Table 9. The results obtained from Aver et al. (2015), Peimbert et al. (2016), Fernández et al. (2018), and ourselves are within 1σ from the value presented by Tanabashi et al. (2018), and they are in agreement with the τ_n laboratory determinations. Alternatively, from the Y_p results obtained by Izotov et al. (2014), the τ_n value differs by more than 3σ from the laboratory determination.

We are grateful to the anonymous referee for a careful reading of the manuscript and some excellent suggestions. We are indebted to Maria Teresa Ruiz for her collaboration in the observations of this object. We acknowledge CONACyT for supporting this project through grant 241732, and acknowledge PAPIIT through grants IN109716, and IG100319. M. V. acknowledges several constructive suggestions in Python by Oscar Barragán.

ORCID iDs

Mabel Valerdi  <https://orcid.org/0000-0001-8249-2317>

References

- Aver, E., Olive, K. A., & Skillman, E. D. 2015, *JCAP*, 7, 011
- Benjamin, R. A., Skillman, E. D., & Smits, D. P. 2002, *ApJ*, 569, 288
- Blagrove, K. P. M., Martin, P. G., Rubin, R. H., et al. 2007, *ApJ*, 655, 299
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, in IAU Symp. 135, *Interstellar Dust*, ed. L. J. Allamandola & A. G. G. M. Tielens (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 5
- Carigi, L., & Peimbert, M. 2008, *RMxAA*, 44, 341
- Carigi, L., & Peimbert, M. 2011, *RMxAA*, 47, 139
- Delgado-Inglada, G., Morisset, C., & Stasińska, G. 2014, *MNRAS*, 440, 536
- Ferland, G. J., Izotov, Y., Peimbert, A., et al. 2010, in IAU Symp. 268, *Light Elements in the Universe*, ed. C. Charbonnel (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 163
- Ferland, G. J., Porter, R. L., van Hoof, P. A. M., et al. 2013, *RMxAA*, 49, 137
- Fernández, V., Terlevich, E., Díaz, A. I., Terlevich, R., & Rosales-Ortega, F. F. 2018, *MNRAS*, 478, 5301
- González Delgado, R. M., Leitherer, C., & Heckman, T. M. 1999, *ApJS*, 125, 489
- Hamuy, M., Suntzeff, N. B., Heathcote, S. R., et al. 1994, *PASP*, 106, 566
- Hamuy, M., Walker, A. R., Suntzeff, N. B., et al. 1992, *PASP*, 104, 533
- Hilditch, R. W., Howarth, I. D., & Harries, T. J. 2005, *MNRAS*, 357, 304
- Izotov, Y. I., Thuan, T. X., & Guseva, N. G. 2014, *MNRAS*, 445, 778
- Keenan, F. P., Aller, L. H., Ryans, R. S. I., & Hyung, S. 2001, *PNAS*, 98, 9476
- Kingdon, J., & Ferland, G. J. 1995, *ApJ*, 442, 714
- Luridiana, V., Morisset, C., & Shaw, R. A. 2015, *A&A*, 573, A42
- Luridiana, V., Peimbert, A., Peimbert, M., & Cerviño, M. 2003, *ApJ*, 592, 846
- Mangano, G., Miele, G., Pastor, S., et al. 2005, *NuPhB*, 729, 221
- Mangano, G., & Serpico, P. D. 2011, *PhLB*, 701, 296
- Massey, P., Parker, J. W., & Garmany, C. D. 1989, *AJ*, 98, 1305
- Mathis, J. S., & Rosa, M. R. 1991, *A&A*, 245, 625
- Pagel, B. E. J., Simonson, E. A., Terlevich, R. J., & Edmunds, M. G. 1992, *MNRAS*, 255, 325
- Peimbert, A., Peimbert, M., & Luridiana, V. 2002, *ApJ*, 565, 668
- Peimbert, A., Peimbert, M., & Luridiana, V. 2016, *RMxAA*, 52, 419
- Peimbert, A., Peimbert, M., & Ruiz, M. T. 2005, *ApJ*, 634, 1056
- Peimbert, A., Peña-Guerrero, M. A., & Peimbert, M. 2012, *ApJ*, 753, 39
- Peimbert, M. 1967, *ApJ*, 150, 825
- Peimbert, M., & Costero, R. 1969, *BOTT*, 5, 3
- Peimbert, M., Luridiana, V., & Peimbert, A. 2007, *ApJ*, 666, 636
- Peimbert, M., Peimbert, A., Carigi, L., & Luridiana, V. 2010, in IAU Symp. 268, *Light Elements in the Universe*, ed. C. Charbonnel (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 91
- Peimbert, M., Peimbert, A., & Delgado-Inglada, G. 2017, *PASP*, 129, 082001
- Peimbert, M., Peimbert, A., & Ruiz, M. T. 2000, *ApJ*, 541, 688
- Peimbert, M., Peimbert, A., Ruiz, M. T., & Esteban, C. 2004, *ApJS*, 150, 431
- Peimbert, M., & Torres-Peimbert, S. 1974, *ApJ*, 193, 327
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Ruiz, M. T. 1992, *RMxAA*, 24, 155
- Peña-Guerrero, M. A., Peimbert, A., Peimbert, M., & Ruiz, M. T. 2012, *ApJ*, 746, 115
- Pérez-Montero, E., Hägele, G. F., Contini, T., & Díaz, Á. I. 2007, *MNRAS*, 381, 125
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2016, *A&A*, 594, A13
- Porter, R. L., Ferland, G. J., Storey, P. J., & Detisch, M. J. 2013, *MNRAS*, 433, L89
- Relaño, M., Peimbert, M., & Beckman, J. 2002, *ApJ*, 564, 704
- Sawey, P. M. J., & Berrington, K. A. 1993, *ADNDT*, 55, 81
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73P
- Skillman, E., Aver, E., & Olive, K. 2012, *MSAIS*, 22, 164
- Stasińska, G. 1978, *A&A*, 66, 257
- Storey, P. J., & Hummer, D. G. 1995, *MNRAS*, 272, 41
- Tanabashi, M., Hagiwara, K., Hikasa, K., et al. 2018, *PhRvD*, 98, 030001
- Viegas, S. M., Gruenwald, R., & Steigman, G. 2000, *ApJ*, 531, 813
- Vilchez, J. M. 1989, *Ap&SS*, 157, 9
- Whitford, A. E. 1958, *AJ*, 63, 201
- Zhang, Y., & Liu, X.-W. 2003, *A&A*, 404, 545

3.3. Observaciones de NCG 346

En esta sección describo un proyecto que está finalizado, pero aun no ha sido publicado. Este trabajo es un estudio de la región H II NGC 346, pero analizando los espectros de forma individual, mientras que en el artículo de NGC 346 sólo se usaron los 20 mejores espectros.

La región NCG 346 fue observada con el espectrógrafo de baja dispersión FORS1 en el VLT (Melipal) localizado en el cerro Paranal en Chile. Como se menciona en el artículo de NGC 346, se obtuvieron 97 espectros de rendija larga, la cual se colocó en tres posiciones diferentes de la nebulosa como se muestra en Figura 1 de Valerdi et al. (2019). En la posición A se definieron 32 ventanas de extracción, en la posición B se definieron 31 ventanas de extracción y finalmente en la posición C se definieron 34 ventanas de extracción. Las posiciones A, B y C se seleccionaron para evitar regiones con espectros cualitativamente diferentes, por ejemplo, cambios fuertes en la intensidad del continuo -estrellas- o cambios fuertes en la intensidad de las líneas, o para dividir regiones largas en pedazos más homogéneos.

La Tabla 3.1 muestra el tamaño en pixeles de cada ventana:

Ventana	Posición			Ventana	Posición		
	A	B	C		A	B	C
1	84	13	100	18	15	44	22
2	84	93	15	19	17	59	49
3	20	13	85	20	21	12	49
4	89	84	14	21	53	24	49
5	89	84	100	22	13	83	49
6	20	12	100	23	110	83	16
7	75	84	100	24	110	12	98
8	20	84	13	25	110	100	22
9	61	84	70	26	110	100	137
10	61	85	31	27	110	100	19
11	17	85	94	28	27	100	85
12	73	15	33	29	93	100	85
13	73	27	20	30	93	100	16
14	73	50	81	31	16	50	12
15	23	50	81	32	75	—	96
16	53	25	27	33	—	—	96
17	36	31	28	34	—	—	16

Tabla 3.1: Tamaño de cada ventana en pixeles.

3.3.1. Reducción de datos

Para hacer la reducción de espectros usé IRAF¹ y seguí el procedimiento estándar que se muestra en la sección 2 del artículo de NGC346. Se hicieron las correcciones correspondientes a bias, dark, flat, calibración de longitud de onda y calibración de flujo. Hay un detalle estándar que no se hizo, idealmente se requieren restar pixeles “oscuros” de la zona de interés para restar el cielo del

¹IRAF es un paquete de reducción de datos que fue distribuido por NOAO durante 35 años, pero actualmente ya no tiene mantenimiento. Fue operado por la Asociación de Universidades para la Investigación en Astronomía, bajo licencia cooperativa de la National Science Foundation.

espectro medido, sin embargo, en este caso el objeto es tan grande que no hubo pixeles “oscuros” para poder hacer esta resta y poder eliminar las líneas telúricas. La calibración de flujo se hizo usando las estrellas estándar LTT 2415, LTT 7389, LTT 7987 y EG 21 de Hamuy et al. (1992, 1994). Para cada ventana se tiene un espectro rojo: que abarca de $\lambda 3560 - \lambda 5974 \text{ \AA}$, uno azul: que abarca de $\lambda 5330 - \lambda 7485 \text{ \AA}$, y uno de baja dispersión: que abarca de $\lambda 3440 - \lambda 7600 \text{ \AA}$. Principalmente se usan las mediciones de alta dispersión porque tienen más señal (más tiempo de integración) y además la alta dispersión disminuye el ruido producido por el continuo. Se calibran los espectros azul y rojo en la misma escala y para ello se miden las líneas más brillantes del espectro de baja dispersión. También se usa el espectro de baja dispersión para asegurarse que no hay saturación de las líneas poco intensas (en estos espectros en particular, no hubo saturación).

Usando la rutina `SPLIT` de `IRAF`, se midieron los flujos de las líneas más brillantes para los 97 espectros. Entre $\lambda 3440 - \lambda 7600 \text{ \AA}$, se tenían en promedio 20, con un mínimo de 15 y un máximo de 25 líneas medidas. Decidimos medir líneas específicas: $\lambda 3726$, $\lambda 3729$, $\lambda 7320$, $\lambda 7330$ de [O II]; $\lambda 4363$, $\lambda 4959$, $\lambda 5007$ de [O III]; $\lambda 5755$, $\lambda 6548$, $\lambda 6584$ de [N II]; $\lambda 6716$, $\lambda 6731$ de [S II] y $\lambda 6312$ de [S III]; $\lambda 3869$ de [Ne III]; $\lambda 7136$ de [Ar III] y $\lambda 4712$, $\lambda 4740$ de [Ar IV]; $\lambda 5518$, $\lambda 5538$ de [Cl III]; $\lambda 3734$, $\lambda 3969$, $\lambda 4102$, $\lambda 4341$, $\lambda 4861$, $\lambda 6563$ de H I; $\lambda 3889$, $\lambda 5876$, $\lambda 7065$ de He I. Muchas de estas líneas son necesarias para obtener las condiciones físicas de la nebulosa. Estas líneas se midieron integrando el flujo de cada una entre dos límites dados y restando el continuo local estimado a ojo. En el caso de líneas combinadas, por ejemplo la línea $\lambda 3727$ de [O II], se separaron ajustando dos perfiles gaussianos con el mismo ancho para así estimar los flujos individuales.

Una vez que se tienen los flujos de cada línea, se procede a corregir por efectos causados por el medio entre el observador y el objeto, es decir, se hace la corrección de corrimiento al rojo, enrojecimiento y absorción subyacente. Además el flujo de cada línea se normaliza al flujo de $H\beta = 100$.

La corrección de corrimiento al rojo, que es un efecto Doppler se corrige ajustando la longitud de onda de cada línea usando como referencia las líneas más brillantes, por ejemplo $H\beta$, $H\alpha$, $\lambda 4959$ y $\lambda 5007$. Una vez que cada línea se encuentra ubicada en la longitud de onda correcta, se puede identificar usando como referencia trabajos como Peimbert (2003) donde hay más de 200 líneas identificadas. El enrojecimiento se produce debido a que el polvo absorbe y dispersa las ondas de luz y el efecto es más notorio en longitudes de onda cortas. La corrección se hace ajustando las relaciones de flujo observadas de las líneas de Balmer más brillantes a los valores teóricos normalizados al flujo $H\beta$. Usamos la ley de extinción de Seaton (1979) y estimamos la disminución teórica de Balmer utilizando los datos de Storey & Hummer (1995) suponiendo que $T_e = 12500 \text{ K}$ y $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$. Finalmente, en los espectros estelares típicamente se observan líneas de absorción de H, He y elementos pesados. Por otra parte, la mayoría de los espectros de nebulosas están contaminados con el continuo estelar y como resultado es común que la absorción estelar afecte directamente los flujos y ancho de las líneas de recombinación del gas que observamos. También afecta su ancho equivalente EW (en una gráfica de intensidad vs longitud de onda, el ancho equivalente, corresponde a la medida del área de la línea), este efecto se conoce como absorción subyacente y es importante corregirlo para eliminar la contribución estelar. La absorción subyacente se considera como un número determinado de angstroms de ancho equivalente.

La intensidad de las líneas se obtiene a través de la siguiente ecuación (Ecuación [1] del artículo de NGC 346), donde las correcciones de enrojecimiento, absorción subyacente y la renormalización de $H\beta$ se hacen simultáneamente.

$$\frac{I(\lambda)}{I(\text{H}\beta)} = \frac{F(\lambda)}{F(\text{H}\beta)} 10^{f(\lambda)C(\text{H}\beta)} \left(1 - \frac{EW_{abs}(\lambda)}{EW(\lambda)}\right) \times \left(1 - \frac{EW_{abs}(\text{H}\beta)}{EW(\text{H}\beta)}\right)^{-1} \frac{100}{\eta}, \quad (3.1)$$

donde $C(\text{H}\beta)$ es el coeficiente de enrojecimiento, $F(\lambda)$ es el flujo absoluto para cada línea, $EW(\lambda)$ es el EW observado en λ , $EW_{abs}(\lambda) = EW_{abs}(\text{H}\beta) \times g(\lambda)$ es el EW teórico (Peña-Guerrero et al., 2012) y η se usa para renormalizar $\text{H}\beta$.

Como ejemplo ilustrativo, la Tabla 3.2 muestra la lista de líneas de emisión obtenidas para la ventana 21 de la rendija en la posición A, que es una de las ventanas con mejor señal y con mayor número de líneas medidas (esta ventana fue una de las 20 elegidas para la suma del espectro utilizado en el artículo de NGC 346).

λ	ID	$f(\lambda)$	$g(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% Error
3726	[O II]	0.256	1	26.41	28.62	4
3729	[O II]	0.255	1	37.76	40.98	3
3735	H I	0.254	0.35	2.20	2.68	12
3869	[Ne III]	0.222	1	36.02	38.65	3
3889	He I+H I	0.218	0.93	18.19	20.20	4
3969	[Ne III]+H I	0.201	0.99	19.60	21.65	4
4102	H I	0.176	1.08	25.56	27.72	4
4341	H I	0.128	1.05	45.56	47.92	3
4363	[O III]	0.122	1	6.13	6.35	8
4471	He I	0.094	0.18	3.67	3.88	10
4740	[Ar IV]	0.028	1	0.59	0.59	25
4861	H I	0.000	1	100.00	99.42	2
4959	[O III]	-0.021	1	176.86	174.43	1.5
5007	[O III]	-0.032	1	534.79	525.12	0.9
5196	[Ar III]+[N I]	-0.073	1	0.68	0.66	20
5876	He I	-0.216	0.14	12.03	11.11	5
6312	[S III]	-0.286	1	1.51	1.35	15
6548	[N II]	-0.320	1	1.70	1.51	15
6563	H I	-0.322	0.9	318.14	282.22	1.2
6584	[N II]	-0.324	0.08	4.63	4.10	10
6717	[S II]	-0.342	1	7.77	6.85	8
6731	[S II]	-0.343	1	5.64	4.97	8
7136	[Ar III]	-0.391	1	7.55	6.54	8
7320	[O II]	-0.410	1	1.32	1.13	15
7330	[O II]	-0.411	1	1.13	0.98	15

Tabla 3.2: Líneas de emisión correspondiente a la ventana 21–A, con $C(\text{H}\beta) = 0.17$, $EW_{abs}(\lambda) = 1.67$ y $\eta = 99.6$.

3.3.2. Condiciones físicas y abundancias

Temperatura y densidad

Una vez que se tienen las intensidades de las líneas, podemos obtener las condiciones físicas. Como se explicó en la sección 3.3.2, la temperatura y densidad se obtienen a través de cocientes de líneas. La determinación de estas se calculó utilizando el método `getCrossTemDen` de `PyNeb`

(Luridiana et al., 2015). En este método la temperatura T_e y la densidad n_e convergen de manera cruzada, esto se logra iterando relaciones de líneas, unas que sean sensibles a T_e y otras sensibles a n_e . Al final del proceso, ambos diagnósticos resultan coherentes.

En el caso del cociente $\lambda 4363/\lambda 5007$ se tienen dos regimenes, el que depende sólo de T_e y el que depende principalmente de n_e . En este caso, NGC 346 se encuentra en la región de baja densidad y es sensible a la temperatura. Por otra parte, los cocientes de línea que se usaron son [O III] ($\lambda 4959 + \lambda 5007$)/ $\lambda 4363$ y [N II] ($\lambda 6548 + \lambda 6383$)/ $\lambda 5755$ para temperatura y [O II] $\lambda 3726/\lambda 3729$ y [S II] $\lambda 6716/\lambda 6731$ para densidad. La Tabla 3.3 muestra los resultados obtenidos para la ventana 21–A.

Temperatura (K)	[OIII]	[OII]	[NII]
	12100	12200	–
Densidad (cm^{-3})	[SII]		
	10		

Tabla 3.3: Condiciones físicas para la ventana 21–A.

Para obtener la temperatura de [O II] utilicé la siguiente relación (Peimbert et al., 2002):

$$T_{O2} = 2430 + T_{O3}(1.031 - T_{O3}/54, 350), \quad (3.2)$$

la cual fue derivada de los modelos de fotoionización presentados por Stasińska (1990). Para $T_{O3} = 12,360$ K, $T_{O3} = T_{O2}$; para temperaturas más altas, $T_{O3} > T_{O2}$; y para temperaturas más bajas, $T_{O3} < T_{O2}$.

Finalmente, como se mencionó en la sección 3.3.2, hay otros cocientes de líneas que también se usan para determinar la densidad, por ejemplo, líneas de los iones de [Cl III], [Ar IV] y [Fe III]. En este trabajo no se usaron todos los cocientes, debido a que no todos los espectros presentan las líneas necesarias.

Abundancias iónicas y totales

Para obtener las abundancias iónicas se utilizó el objeto `Atom` de `PyNeb`. Este objeto contiene las características físicas y relevantes de un átomo. El número de niveles de un ion no es intrínseco, ya que depende de los distintos cálculos de datos atómicos utilizados. `PyNeb` contiene un conjunto de datos atómicos diferentes y las diferencias entre ellos proviene de las secciones transversales rectas efectivas y de los coeficientes de Einstein que se utilizan en los distintos conjuntos de estos datos atómicos. Los cálculos que se pueden resolver son las poblaciones de los niveles en el átomo, las emisividades y las abundancias iónicas.

La Tabla 3.4 muestra el resultado de las abundancias iónicas obtenidas de `PyNeb` ($t^2 = 0.000$). Adicionalmente, usando el formalismo de t^2 descrito en la sección 2.3.2, a través de la ecuación 2.27 y utilizando el resultado del análisis detallado para NGC 346 descrito en el artículo, para $t^2 = 0.033 \pm 0.017$ obtuvimos las abundancias iónicas que se muestran en la tercera columna.

Dado que para la mayoría de los elementos no podemos observar todas sus etapas de ionización, para obtener las abundancias totales usamos distintos ICF's de la literatura. `PyNeb` cuenta con una lista de estos factores de corrección para distintos elementos, donde cada uno se identifica con una etiqueta que contiene su referencia original, usando `icf.getAvailableICFs()` se pueden visualizar

Ion	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.033 \pm 0.017$
He ⁺	10.95 ± 0.006	10.95 ± 0.006
N ⁺	6.02 ± 0.03	6.13 ± 0.07
O ⁺	7.30 ± 0.06	7.44 ± 0.09
O ⁺⁺	7.91 ± 0.02	8.03 ± 0.07
Ne ⁺⁺	7.15 ± 0.02	7.28 ± 0.07
S ⁺	5.48 ± 0.04	5.59 ± 0.07
S ⁺⁺	6.30 ± 0.03	6.37 ± 0.05
Ar ⁺⁺	5.59 ± 0.02	5.71 ± 0.07

Unidades en $12 + \log n(X^{+i})/n(\text{H})$.

Tabla 3.4: Abundancias iónicas para la ventana 21–A.

todos los ICF's disponibles. En este trabajo, usamos las siguientes expresiones (descritas en la sección 6 del artículo de NGC 346).

Oxígeno:

$$\frac{N(\text{O})}{N(\text{H})} = \text{ICF}(\text{O}^+ + \text{O}^{++}) \left[\frac{N(\text{O}^+) + N(\text{O}^{++})}{N(\text{H}^+)} \right], \quad (3.3)$$

donde

$$\text{ICF}(\text{O}^+ + \text{O}^{++}) = \left[1 - \frac{N(\text{He}^{++})}{N(\text{He})} \right]^{-1}. \quad (3.4)$$

Nitrógeno y Neón (Peimbert & Costero, 1969).

$$\frac{N(\text{N})}{N(\text{H})} = \text{ICF}(\text{N}^+) \left[\frac{N(\text{N}^+)}{N(\text{H}^+)} \right], \quad (3.5)$$

donde

$$\text{ICF}(\text{N}^+) = \frac{N(\text{O}^+) + N(\text{O}^{++}) + N(\text{O}^{+3})}{N(\text{O}^+)} \quad (3.6)$$

y

$$\frac{N(\text{Ne})}{N(\text{H})} = \text{ICF}(\text{Ne}^{++}) \left[\frac{N(\text{Ne}^{++})}{N(\text{H}^+)} \right], \quad (3.7)$$

donde

$$\text{ICF}(\text{Ne}^{++}) = \frac{N(\text{O}^+) + N(\text{O}^{++}) + N(\text{O}^{+3})}{N(\text{O}^{++})}. \quad (3.8)$$

Azufre (Stasińska, 1978):

$$\frac{N(\text{S})}{N(\text{H})} = \text{ICF}(\text{S}^+ + \text{S}^{++}) \left[\frac{N(\text{S}^+) + N(\text{S}^{++})}{N(\text{H}^+)} \right], \quad (3.9)$$

donde

$$\text{ICF}(\text{S}^+ + \text{S}^{++}) = \left[1 - \left(1 - \frac{N(\text{O}^+)}{N(\text{O})} \right)^3 \right]^{1/3}. \quad (3.10)$$

Argón (Pérez-Montero et al., 2007):

$$\frac{N(\text{Ar})}{N(\text{H})} = \text{ICF}(\text{Ar}^{++} + \text{Ar}^{3+}) \left[\frac{N(\text{Ar}^{++}) + N(\text{Ar}^{3+})}{N(\text{H}^+)} \right], \quad (3.11)$$

donde

$$\text{ICF}(\text{Ar}^{++} + \text{Ar}^{3+}) = 0.928 + 0.364(1 - x) + \frac{0.006}{1 - x}. \quad (3.12)$$

Cloro (Delgado-Inglada et al., 2014):

$$\frac{N(\text{Cl})}{N(\text{H})} = \text{ICF}(\text{Cl}^{++}) \frac{N(\text{O}^+) + N(\text{O}^{++})}{N(\text{H}^+)} \frac{N(\text{Cl}^{++})}{N(\text{O}^+)}, \quad (3.13)$$

donde

$$\text{ICF}(\text{Cl}^{++}) = 2.914 \left(1 - \left[\frac{N(\text{O}^{++})}{N(\text{O}^+) + N(\text{O}^{++})} \right]^{0.21} \right)^{0.75}. \quad (3.14)$$

La Tabla 3.5 muestra las abundancias totales para helio, nitrógeno, oxígeno, neón, azufre y argón de la ventana 21–A.

Elemento	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.033 \pm 0.017$
He	10.95 ± 0.006	10.95 ± 0.006
N	5.30 ± 0.04	5.41 ± 0.08
O	8.01 ± 0.03	8.15 ± 0.09
Ne	7.26 ± 0.03	7.41 ± 0.09
S	6.47 ± 0.04	6.51 ± 0.09
Ar	5.75 ± 0.03	5.87 ± 0.08

Unidades en $12 + \log n(X)/n(\text{H})$.

Tabla 3.5: Abundancias totales para la ventana 21–A.

Para cada una de las 97 ventanas se tiene una tabla similar a 3.2, 3.3, 3.4 y 3.5. Uno de los objetivos para el futuro cercano, es publicar los resultados obtenidos en este trabajo en una revista arbitrada de Astrofísica.

CAPÍTULO 4

Regiones HII de baja metalicidad

A lo largo de este capítulo presento los resultados del estudio de abundancia de helio en regiones H II observadas en galaxias enanas del grupo local, las cuales, por su baja masa son candidatas a tener un medio interestelar pobre en metales. En las dos últimas secciones describo dos proyectos: 1) el primero está completo, pero aun no ha sido publicado. Es un estudio de 8 regiones H II de baja metalicidad y del cual pude estimar una abundancia de helio primordial; 2) el segundo trabajo está en proceso. Es la muestra de 10 regiones H II, las cuales observé en el telescopio de 2.1m de San Pedro Mártir.

Las regiones H II son parte de la material interestelar que emite con fuerza en la región óptica del espectro. Gracias a esto, existe una amplia historia de observaciones y teoría mucho más desarrollada y más rica en comparación con algunas otras fases del ISM. Las observaciones ópticas han proporcionado información suficientemente completa para estudiar su composición química y se pueden estimar las abundancias relativas al hidrógeno para los elementos más comunes, particularmente para He, N, O, Ne, Ar, S y Cl (donde el oxígeno constituye aproximadamente el 50 % en masa de los elementos más pesados que el He).

La distribución de elementos pesados en una región H II proporciona información importante sobre la formación y evolución de las galaxias. Como se mencionó en la sección 2.1.2, en equilibrio térmico estos elementos pesados actúan como enfriadores, por lo que se espera que las abundancias de estos elementos establezcan la temperatura electrónica donde las abundancias altas producen bajas temperaturas y viceversa.

El estudio de las galaxias pobres en metales permite entender algunos procesos astrofísicos que ocurren en el Universo primitivo, que de otro modo serían inaccesibles para la observación. A continuación listo algunos candidatos que se pueden considerar buenos laboratorios para la determinación de helio primordial. Estos objetos se clasifican como galaxias que presentan una abundancia de oxígeno medida (utilizada como representante de la metalicidad global) menor o igual a $\sim 0.1Z_{\odot}$, o equivalentemente $12 + \log(\text{O}/\text{H}) \leq 7.65$ (e.g., [Kunth & Östlin, 2000](#); [Kniazev et al., 2003](#); [Pustilnik & Martin, 2007](#); [Brown et al., 2008](#)). Las galaxias más pobres en elementos pesados que se conocen hoy en día presentan una abundancia de oxígeno correspondiente a $\sim 3\%$ del valor solar. En

principio se espera que haya muchos de estos objetos en el Universo. En la práctica, estos objetos son poco accesibles al ser débiles (la baja composición química es reflejo de su poca capacidad de formar estrellas). Desafortunadamente, las observaciones de estos sistemas de baja metalicidad son excepcionalmente poco comunes.

La comprensión de la astrofísica asociada con la formación de estrellas en sistemas de masa extremadamente baja y pobres en elementos pesados depende del descubrimiento y análisis observacional de dichos sistemas. Las relaciones de metalicidad determinadas por observación, tales como: luminosidad-metalicidad y masa-metalicidad son la consecuencia de una correlación fundamental entre la población de estrellas de una galaxia y la evolución de su contenido de elementos pesados: los sistemas con menos estrellas generalmente exhiben menor abundancia de estos elementos (e.g., [Lequeux et al., 1979](#); [Skillman et al., 1989](#); [Tremonti et al., 2004](#)).

4.1. Abundancias en Regiones HII de Baja Metalicidad

El estudio de las regiones H II extragalácticas ha dado lugar al descubrimiento de objetos con abundancia correspondiente al 0.02 de la abundancia solar y hasta varias veces la abundancia solar. Para algunas regiones ubicadas en las fronteras de los brazos espirales de galaxias tipo tardío, así como en algunas galaxias de tipo irregular, el proceso de enriquecimiento en elementos pesados por nucleosíntesis estelar ha sido limitado y esto proporciona una oportunidad para el estudio de la química primordial. Además estas regiones han experimentado pequeñas alteraciones en su abundancia de helio, esto tiene como consecuencia que la abundancia de He/H debería ser muy cercana a la primordial y por lo tanto proporcionan pruebas importantes para las teorías cosmológicas.

Las regiones H II gigantes ubicadas en los discos de galaxias espirales, también se pueden encontrar en galaxias enanas irregulares, las cuales tienen espectros dominados por líneas de emisión ([Kehrig et al., 2012](#); [Sánchez-Menguiano et al., 2018](#)). A estas galaxias dominadas por regiones de formación estelar, también se les conoce como galaxias H II ([Campbell et al., 1986](#)) y cuando son irregulares se les llama galaxias enanas compactas azules (BCDs).

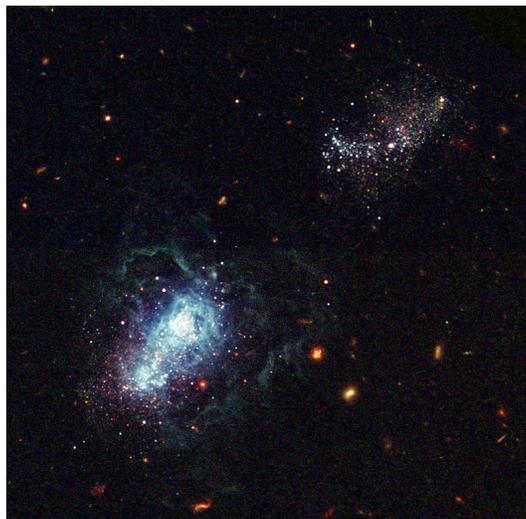


Figura 4.1: Galaxia compacta azul I Zwicky 18. ©NASA/ESA HST

I Zwicky 18 es una galaxia irregular con formación estelar activa y es un caso muy conocido de este tipo de galaxias de baja metalicidad (ver Figura 4.1). Una de las implicaciones debidas a su abundancia, es que se trata de una galaxia nueva, en términos de su evolución de nucleosíntesis y de su formación estelar. Además, una implicación importante es que muy probablemente las estrellas han producido relativamente poco helio, por lo que son objetos atractivos para estudiar para la determinación de la abundancia de helio primordial. Esta es una de las razones por las que es de gran importancia buscar regiones H II cada vez más pobres en elementos pesados. Sin embargo, hay otros tipos de estudios que se pueden hacer a través del análisis de estas regiones, por ejemplo; a) estudiar la IMF en objetos de metalicidades extremas; b) estudiar la evolución química de elementos primarios vs elementos secundarios vs elementos mixtos; c) estudiar las moléculas, granos de polvo etc. en nubes moleculares de estos objetos.

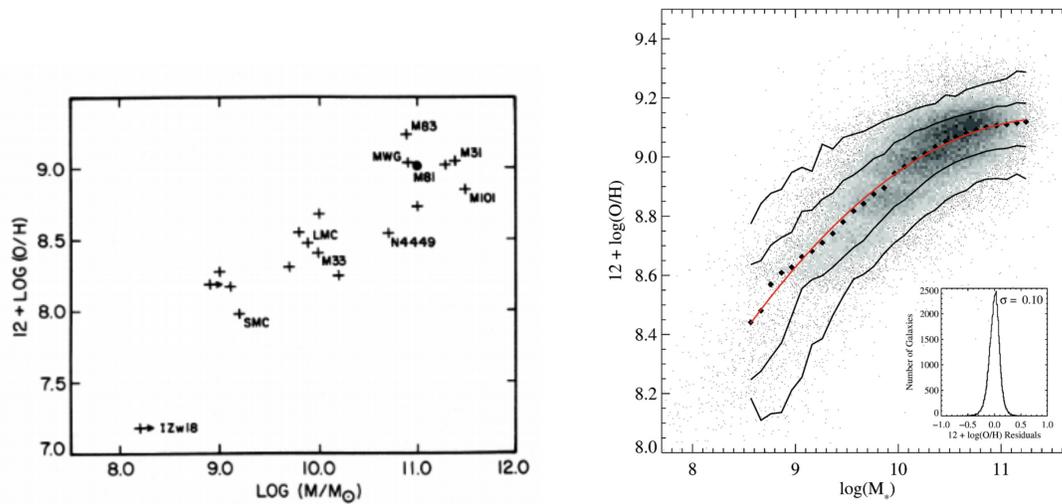


Figura 4.2: La imagen de la izquierda muestra la abundancia de O/H frente a la masa de la galaxia para una muestra de galaxias de Garnett & Shields (1987). La imagen de la derecha muestra la relación entre la masa estelar y la abundancia de O/H para 53,400 galaxias (en SDSS). Los diamantes representan la mediana en bins de 0.1 dex en masa. Las líneas continuas son los contornos que encierran el 68 % y el 95 % de los datos. La línea roja muestra un ajuste polinómico a los datos (Tremonti et al., 2004).

La búsqueda de regiones H II con metalicidad extremadamente baja como I Zwicky 18 sigue siendo un reto, ya que son poco numerosas (Kunth & Sargent, 1986). Sin embargo, usando la relación entre la masa estelar y la abundancia de O/H, es posible elegir galaxias con poca masa y así encontrar regiones H II extremadamente pobres en elementos pesados (ver Figura 4.2). En el caso de las galaxias irregulares, se presenta una relación similar con una correlación entre la abundancia de O/H y la fracción de masa de gas, como se espera para el modelo simple de evolución química galáctica. Esta técnica fue utilizada por Skillman et al. (1988), Kennicutt et al. (1989), Skillman et al. (1989), entre otros, quienes examinaron galaxias enanas en el Grupo Local y encontraron varios objetos con valores O/H tan bajos como los de I Zw 18. Sin embargo, en estos objetos el helio no se ioniza por completo y por lo tanto no pueden ser usados para determinar la abundancia de

helio primordial debido a los problemas descritos en la sección 2.4.

	$N(\text{O})/N(\text{H})$	Ref.
SBS 0335–052E	7.36 ± 0.05	Izotov et al. (2009); Peimbert et al. (2016)
I Zwicky 18	7.23 ± 0.04	Izotov et al. (2014); Peimbert et al. (2016)
DDO 68	7.21 ± 0.03	Pustilnik et al. (2005)
Leo P	7.17 ± 0.04	Skillman et al. (2013)
AGC 198691	7.02 ± 0.03	Hirschauer et al. (2016)

Tabla 4.1: Galaxias con menor abundancia de elementos pesados conocidas hasta el momento.

Trabajos como Izotov et al. (2014) y Peimbert et al. (2007a), han usado regiones H II pobres en metales para determinar la abundancia de helio primordial. Las observaciones de tales sistemas son poco frecuentes. Actualmente las galaxias más pobres en elementos pesados que se conocen tiene una abundancia de oxígeno que corresponde a aproximadamente el 3% del valor solar. Además de la galaxia BCD I Zwicky 18, están los siguientes sistemas de más baja metalicidad conocidos hasta el momento: la galaxia Starburst SBS 0335–052E (Izotov et al., 1990, 2009; Peimbert et al., 2002), la galaxia irregular DDO 68 (Pustilnik et al., 2005; Berg et al., 2012), la galaxia enana Leo P (Giovanelli et al., 2013; McQuinn et al., 2013; Rhode et al., 2013; Skillman et al., 2013; Bernstein-Cooper et al., 2014). Y finalmente la galaxia con formación de estrellas de menor abundancia conocida en el universo local es AGC 198691. Esta última fue detectada en el estudio de *Arecibo Legacy Fast ALFA*, ALFALFA (Giovanelli et al., 2005; Haynes et al., 2011). La Tabla 4.1 muestra las abundancias cada objeto.

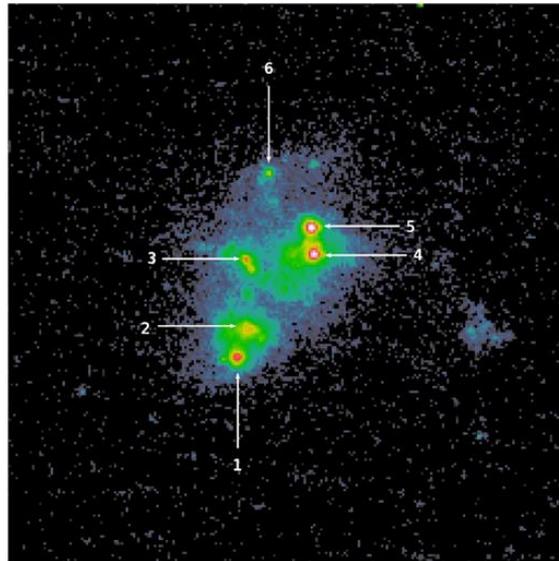


Figura 4.3: Imagen UV de HST ACS/F22W de SBS 0335–052E (Kehrig et al., 2018). La imagen muestra los seis cúmulos de súper estrellas (SSC) de formación estelar identificados por Thuan et al. (1997).

SBS 0335–052E es una galaxia enana compacta azul (Ver Figura 4.3). Es conocida como una de las galaxias con menor abundancia de elementos pesados del Universo cercano y exhibe una formación estelar activa. Toda la formación de estrellas ocurre en seis cúmulos compactos, con una

edad media de 6 Myrs, los cuales fueron identificados por [Thuan et al. \(1997\)](#). Debido a su baja metalicidad y a su cercanía (54 Mpc), es uno de los mejores laboratorios para estudiar la formación de estrellas en condiciones casi primitivas.

A diferencia de 1 Zwicky 18, esta región cuenta con una fuente ionizante con la radiación adecuada para ionizar el helio y por lo tanto, es posible usarla para hacer una determinación de la abundancia de helio primordial como en los trabajos de [Izotov et al. \(2014\)](#) y [Peimbert et al. \(2016\)](#).

DDO 68 es una galaxia enana de formación estelar (Ver Figura 4.4). Es una enana extremadamente pobre en elementos pesados, mucho más pobre que las enanas típicas de masa similar ([Pustilnik et al., 2005](#)) y se encuentra a una distancia de ~ 12.7 Mpc ([Makarov et al., 2017](#)). Como consecuencia de su baja metalicidad, se desvía fuertemente de la relación luminosidad-metalicidad definida por las galaxias con formación estelar en el Universo Local ([Skillman et al., 1989](#); [Berg et al., 2012](#)).



Figura 4.4: Galaxia enana DDO 68. ©NASA/ESA HST

Esta galaxia sufre la presencia de al menos tres compañeros más pequeños. Debido a su morfología muy distorsionada, se sugirió que DDO 68 está afectado por la interacción de galaxias. [Ekta et al. \(2008\)](#) notaron distorsiones en la distribución de H I e interpretaron las características observadas en términos de una fusión en etapa tardía de dos progenitores ricos en gas. La corriente tenue está poblada principalmente por estrellas de rama RGB ([Annibali et al., 2016](#)), mientras que la cola cometaria alberga estrellas de todas las edades y es particularmente rico en regiones H II ([Makarov et al., 2017](#)). Por otra parte, los objetos del grupo local como DDO 68 no tienen fuentes estelares que produzcan la radiación adecuada para ionizar todo el helio, por lo tanto, tampoco se puede usar para determinar la abundancia de helio primordial.

Leo P es una galaxia enana irregular de tipo tardío y relativamente cercana 1.6 Mpc ([Evans et al., 2019](#)) (Ver Figura 4.5). Los estudios de imágenes ópticas evidenciaron la formación de estrellas en curso en una región H II ([Rhode et al., 2013](#)). El análisis espectroscópico esta región H II se usó para estimar la abundancia de oxígeno y el resultado de la abundancia fue tan baja que sugiere que es una de las galaxias con formación estelar más pobre en elementos pesados conocidas actualmente ([Skillman et al., 2013](#)).

Las poblaciones estelares de gran masa en galaxias pobres en elementos pesados son un candidato principal para la intensa radiación ultravioleta que reionizó el medio intergaláctico en $z \sim 6$ (e.g., [Finkelstein et al., 2012](#); [Stark, 2016](#); [Weisz & Boylan-Kolchin, 2017](#)). Sin embargo, aunque existen predicciones teóricas para las propiedades de las estrellas de alta masa en estas primeras épocas

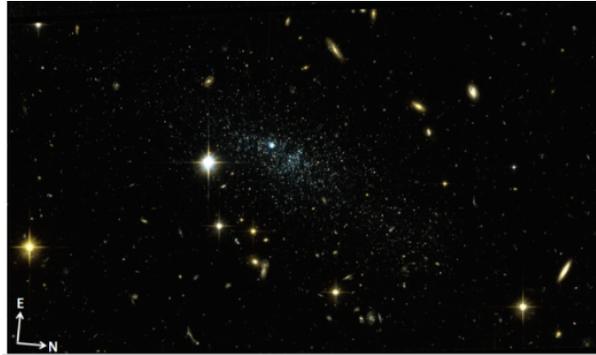


Figura 4.5: Galaxia Leo P. La característica principal es la H II azul compacta. ©NASA/ESA HST

(incluidas las hipotéticas estrellas de Población III), carecemos de pruebas de observación de este régimen muy pobre en metales. Leo P es un sitio potencial de las estrellas masivas más pobres en metales del Universo local. Además su abundancia de oxígeno y su cercanía son características que brindan una oportunidad única para estudiar estrellas de gran masa en un entorno que se mantiene inalterado, similar a aquellos en las primeras etapas del Universo. Sin embargo, a pesar de su baja abundancia en elementos pesados, no se puede estudiar el helio, dado que no está completamente ionizado y por lo tanto no es adecuado para el estudio del helio primordial.

AGC 198691 es una galaxia enana y es reconocida por ser la galaxia XMD con la menor abundancia reportada para una fuente extragaláctica rica en gas ([Hirschauer et al., 2016](#)) (Ver Figura 4.6). La apariencia óptica de este sistema indica una estructura compacta dominada por estrellas azules luminosas que presumiblemente se produjeron en un episodio reciente de formación estelar. La emisión de H I está centrada en el componente óptico.

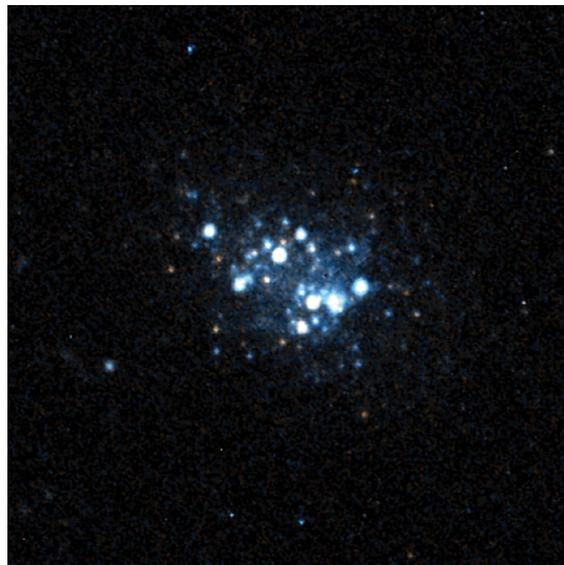


Figura 4.6: Galaxia AGC 198691. La región H II observada está asociada con el grupo de estrellas brillantes ubicadas en el extremo suroeste de la galaxia. ©NASA/ESA HST

Al igual que Leo P, este objeto se detectó en el survey ALFALFA (Arecibo Legacy Fast ALFA survey [Giovanelli et al. \(2005\)](#)) y está incluido en SHIELD (Survey of H I in Extremely Low-mass Dwarfs, [Cannon et al. \(2011\)](#)). ALFALFA ha proporcionado el primer muestreo estadísticamente robusto de galaxias que pueblan el extremo de baja masa de la función de masa de H I ([Martin et al., 2010](#)). Los objetos de SHIELD representan algunas de las galaxias de masa H I más bajas, que presentan una probable formación de estrellas fuera del Grupo Local. Por lo tanto, según la relación estándar $M-Z$, se espera que se encuentren entre las galaxias formadoras de estrellas con menor metalicidad del Universo local.

Los objetos descritos anteriormente tienen la característica de ser pobres en elementos pesados, de hecho son las galaxias con las abundancias más bajas reportadas hasta el momento. Sin embargo, no todas son adecuadas para hacer una estimación precisa de la abundancia de helio primordial, que es uno de los objetivos de este trabajo. Esto es debido a que su espectro de ionización no tiene la dureza suficiente para ionizar todo el helio y por lo tanto tienen cantidades importantes de helio neutro (las cuales no se puede determinar con precisión). Los objetos que son ideales para este trabajo son regiones H II donde hay poca evolución química.

Por lo tanto se buscaron objetos que tuvieran las características requeridas para obtener una determinación de helio primordial. En la siguiente sección se describe la muestra de objetos que se estudiaron para este objetivo.

4.2. Primera Muestra de 8 Regiones HII de Baja Metalicidad

Como ya se mencionó anteriormente, uno de los objetivos principales en este trabajo es la determinación de la abundancia de helio primordial. Para ello es necesario el estudio de objetos pobres en metales, pero además que tengan una radiación lo suficientemente dura para que pueda ionizar todo o casi-todo su helio. También es importante que los objetos de estudio sean brillantes. Dadas estas características, se puede concluir que no todos los objetos descritos anteriormente son útiles para este estudio, a pesar de ser pobres en metales (sólo se han usado SBS 0335 – 052E y Izw 18).

Como parte de esta tesis se han analizado 8 regiones H II y dado que queremos determinar la abundancia de helio primordial, preferimos buscar objetos menos calientes (con temperaturas $\sim 13,000$ K), es decir, con más enfriadores y por lo tanto, con una metalicidad menos extrema.

Estas regiones H II fueron observadas antes con telescopios más pequeños y se usaron para estimar una abundancia de helio primordial en los trabajos de [Izotov et al. \(1997\)](#); [Izotov & Thuan \(1998\)](#). Se eligieron por sus características de baja metalicidad y también se tuvo cuidado con el hecho de que se iban a observar en el sur. Fueron observadas con rendija larga en el espectrógrafo FORS1 en el VLT (Melipal) localizado en el cerro Paranal en Chile. Se observaron en tres configuraciones: a) con un grisma 600B + 12 abarcando un intervalo en longitud de onda de 3450 – 5900Å, con una resolución de 1300 y con 3 tiempos de exposición de 720 segundos; b) con un grisma 600R+14 y un filtro GG435, abarcando un intervalo en longitud de onda de 5350 – 7450, con una resolución de 1700 y con 3 tiempos de exposición de 600 segundos; c) finalmente con un grisma 300V y un filtro GG375, abarcando un intervalo en longitud de onda de 3850 – 8800 y con 3 tiempos de exposición de 700 segundos. Se observaron 4 galaxias irregulares, dos de ellas se muestran en la Figura 4.7.

Las coordenadas y redshift de las 4 galaxias H II se muestran en la Tabla 4.2:

Dado que tenemos tres configuraciones de grismas, utilizamos el decremento de Balmer y las más intensas de los espectros de baja resolución para calibrar los espectros de alta resolución azul

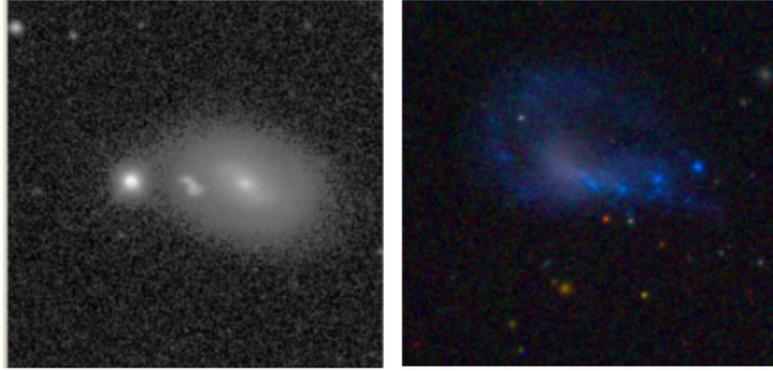


Figura 4.7: Galaxia UM 420 (izquierda) y galaxia UM 160 (derecha). ©SDSS

Objeto	α	δ	z
UM 160 a, b, c	$03^h24^m23^s.1$	$-00^\circ06'29''$	0.050
TOL 0513–393	$05^h15^m19^s.8$	$-39^\circ17'41''$	0.009
TOL 2240–384	$22^h43^m32^s.4$	$-38^\circ11'24''$	0.076
UM 420 a, b, c	$02^h20^m54^s.5$	$00^\circ33'24''$	0.058

Tabla 4.2: α , δ y z de las 8 regiones H II.

y rojo. Y también se usa el espectro de baja dispersión para asegurarse que no hay saturación de las líneas.

El análisis de estas 8 regiones H II es muy semejante al que se explicó en el capítulo anterior. La reducción de datos, las correcciones a los espectros, las correcciones de longitudes de onda y flujos de las líneas, la obtención de condiciones físicas y abundancias iónicas, los ICF's para el cálculo de las abundancias totales y la estimación de la abundancia de helio primordial siguen el mismo procedimiento.

Los pasos del proceso son los mismos del artículo de NGC 346 (ver sección 3.2), y estos resultados se presentarán en un artículo que está en proceso y tenemos intención de que sea publicado en una revista de astrofísica arbitrada.

4.2.1. Intensidades de línea y sus correcciones

La reducción y análisis de datos se hizo usando IRAF y se siguió el mismo procedimiento descrito en la sección 3.3.1 para cada una de las 8 regiones H II.

Para obtener las intensidades de cada línea se hizo la corrección en flujo de cada una por: a) enrojecimiento, para esto comparamos las relaciones teóricas de las intensidades de las líneas de Balmer con las observadas; b) absorción subyacente; c) finalmente normalizamos $EW_{abs}(H\beta)$ basado en los modelos de baja metalicidad de González Delgado et al. (1999). Estas tres correcciones se realizaron simultáneamente con la ecuación 3.1 descrita en la sección 3.3.1.

Las Tablas 4.3, 4.4, 4.5 y 4.6 muestran los resultados de las emisiones de las líneas observadas en cada una de las regiones. Las columnas (1) y (2) muestran la longitud de onda de laboratorio

adoptada λ y la identificación de cada línea respectivamente, la columna (3) muestra el valor de la ley de extinción utilizado para cada línea, las columnas (4) y (7) muestran el flujo $F(\lambda)$, las columnas (5) y (8) muestran la intensidad $I(\lambda)$ para cada línea (normalizada a H β) y finalmente el porcentaje de error de la intensidad se presenta en las columnas (6) y (9).

λ	ID	UM 160 a				UM 160 b		
		$f(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% Error	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% Error
3669	H I	0.269	0.62	0.92	25	1.14	1.29	20
3671	H I	0.269	1.01	1.14	20
3674	H I	0.269	1.19	1.35	20
3676	H I	0.269	1.63	1.84	15
3679	H I	0.268	0.81	0.96	20
3683	H I	0.267	1.86	2.13	15
3687	H I	0.266	0.73	1.12	25	1.40	1.66	20
3691	H I	0.265	0.72	1.13	25	2.27	2.64	15
3697	H I	0.264	1.09	1.68	20	3.14	3.63	12
3704	H I	0.262	1.14	1.78	20	2.78	3.28	12
3712	H I	0.260	1.02	1.63	20	2.46	2.99	15
3722	H I	0.257	1.63	2.53	15	2.92	3.55	12
3726	[O II]	0.256	36.57	52.16	4	55.88	60.75	3
3729	[O II]	0.255	56.88	81.00	3	81.12	88.14	3
3734	H I	0.254	1.91	2.95	15	3.50	4.24	12
3750	H I	0.250	1.64	2.69	15	1.32	2.35	20
3771	H I	0.245	2.19	3.55	15	3.07	4.52	15
3798	H I	0.238	3.29	5.14	12	3.23	4.99	12
3819	He I	0.233	1.09	1.60	20	0.48	0.76	25
3835	H I	0.229	4.69	7.09	10	6.43	8.58	10
3869	[Ne III]	0.222	27.34	37.11	4	35.83	38.34	4
3889	H I+He I	0.218	13.20	18.72	6	16.25	19.38	6
3969	H I+[Ne III]	0.201	20.62	28.08	6	24.87	28.65	4
4026	He I	0.190	0.95	1.32	20	1.34	1.65	20
4069	[S II]	0.182	1.16	1.49	20	1.20	1.26	20
4076	[S II]	0.181	0.69	0.89	25	0.46	0.48	25
4102	H I	0.176	19.94	26.27	6	23.60	27.24	6
4341	H I	0.128	39.69	47.91	4	44.56	47.74	3
4363	[O III]	0.122	7.28	8.54	8	6.47	6.62	10
4472	He I	0.094	3.61	4.21	10	3.57	3.97	12
4658	[Fe II]	0.047	0.70	0.73	25	0.98	0.97	20
4686	He II	0.041	0.46	0.48	25	2.41	2.38	15
4712	[Ar IV]+He I	0.034	0.90	0.93	25	0.77	0.76	25
4861	H I	0.000	100.00	99.00	2	100.00	98.30	2
4922	He I	-0.013	0.97	1.00	20	1.17	1.30	20
4959	[O III]	-0.021	184.69	176.24	2	167.74	160.51	2
4986	[Fe III]	-0.027	1.01	0.95	20	0.82	0.78	25
5007	[O III]	-0.032	558.89	524.88	1	498.57	474.66	1
5016	He I	-0.034	2.67	2.56	15	2.51	2.56	15
5199	[N I]	-0.074	0.70	0.62	25

Tabla 4.3: cont.

λ	ID	$f(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% Error	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% Error
5270	[Fe III]	-0.089	0.43	0.40	25
5518	[Cl III]	-0.140	0.55	0.50	25
5876	He I	-0.216	13.90	10.05	6	10.83	9.64	8
6301	[O I]	-0.285	3.94	2.57	10	3.28	2.78	12
6312	[S III]	-0.286	2.41	1.57	15	1.52	1.29	20
6364	[O I]	-0.294	1.71	1.10	15	0.92	0.77	25
6548	[N II]	-0.320	2.74	1.69	12	3.18	2.65	12
6563	H I	-0.322	454.82	280.75	1	333.49	278.80	2
6583	[N II]	-0.324	7.85	4.83	8	8.60	7.16	8
6678	He I	-0.337	4.90	2.98	10	3.83	3.26	10
6716	[S II]	-0.342	18.65	11.17	6	18.48	15.26	6
6731	[S II]	-0.343	14.28	8.54	6	12.26	10.12	6
7136	[Ar III]	-0.391	9.96	5.56	8	7.61	6.14	8
7282	He I	-0.406	1.37	0.75	20
7320	[O II]	-0.410	3.47	1.88	12	2.68	2.15	15
7330	[O II]	-0.411	2.91	1.58	12	2.08	1.67	15
7753	[Ar III]	-0.452	3.83	1.95	10	3.41	2.68	12

Tabla 4.3: Líneas de emisión de UM 160 a y UM 160 b.

λ	ID	UM 160 c				TOL 0513-393		
		$f(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% Error	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% Error
3614	He I	0.271	0.45	0.50	210
3669	H I	0.269	0.72	1.07	20	0.31	0.39	25
3671	H I	0.269	0.40	0.64	25	0.29	0.38	25
3674	H I	0.269	1.32	1.92	15	0.31	0.41	25
3676	H I	0.269	0.42	0.54	20
3679	H I	0.268	1.07	1.63	20	0.52	0.68	20
3683	H I	0.267	1.26	1.94	20	0.51	0.68	20
3687	H I	0.266	0.85	1.43	20	0.64	0.86	20
3691	H I	0.265	0.75	1.36	20	0.72	1.00	15
3697	H I	0.264	2.03	3.18	12	0.90	1.25	15
3704	H I	0.262	2.59	4.05	12	1.31	1.75	12
3712	H I	0.260	2.09	3.48	12	1.25	1.76	12
3722	H I	0.257	2.64	4.34	12	2.28	2.98	10
3726	[O II]	0.256	53.21	72.24	3	21.34	23.72	3
3729	[O II]	0.255	80.73	109.47	2	26.83	29.81	3
3734	H I	0.254	2.47	4.21	12	2.03	2.78	10
3750	H I	0.250	0.58	2.30	25	2.05	2.96	10
3771	H I	0.245	1.53	4.05	15	2.88	4.08	8
3798	H I	0.238	2.10	5.32	12	4.15	5.68	8
3819	He I	0.233	1.38	2.23	15	0.86	1.12	15
3835	H I	0.229	3.48	7.85	10	5.52	7.35	6
3869	[Ne III]	0.222	24.12	31.27	4	49.73	54.49	2

Tabla 4.4: cont.

λ	ID	$f(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% Error	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% Error
3889	H I+He I	0.218	11.98	19.49	6	15.19	18.17	4
3969	H I+[Ne III]	0.201	16.77	25.57	6	29.73	33.75	3
4026	He I	0.190	1.72	2.57	15	1.77	2.06	10
4069	[S II]	0.182	1.68	2.07	15	0.77	0.83	15
4076	[S II]	0.181	0.27	0.29	25
4102	H I	0.176	18.61	27.35	4	22.35	25.59	3
4341	H I	0.128	38.95	48.08	3	42.84	46.53	2
4363	[O III]	0.122	3.75	4.25	10	14.59	15.33	4
4472	He I	0.094	3.30	4.21	10	3.76	4.13	7
4658	[Fe II]	0.047	1.09	1.11	20	0.41	0.42	20
4686	He II	0.041	1.01	1.02	15
4712	[Ar IV]+He I	0.034	0.66	0.66	25	2.50	2.53	10
4741	[Ar IV]	0.028	1.67	1.69	12
4861	H I	0.000	100.00	98.50	2	100.00	101.10	2
4922	He I	-0.013	1.11	1.31	20	0.98	1.10	15
4959	[O III]	-0.021	142.42	132.74	2	258.13	255.73	1
4986	[Fe III]	-0.027	1.02	0.94	10	0.43	0.43	20
5007	[O III]	-0.032	429.11	394.00	1	782.64	771.85	1
5016	He I	-0.034	2.12	2.20	12	1.56	1.71	12
5199	[N I]	-0.074	0.81	0.70	20	0.28	0.27	25
5518	[Cl III]	-0.140	0.60	0.47	25	0.36	0.34	25
5538	[Cl III]	-0.144	0.32	0.25	25	0.18	0.17	25
5876	He I	-0.216	13.91	10.16	6	13.89	12.82	4
6301	[O I]	-0.285	4.99	3.25	8	2.59	2.30	10
6312	[S III]	-0.286	2.15	1.40	12	1.72	1.52	12
6364	[O I]	-0.294	1.49	0.96	15	0.86	0.76	15
6548	[N II]	-0.320	6.01	3.73	8	1.34	1.17	12
6563	H I	-0.322	445.78	277.09	1	321.07	281.44	1
6583	[N II]	-0.324	15.29	9.44	6	5.13	4.48	6
6678	He I	-0.337	4.48	2.81	10	3.96	3.50	8
6716	[S II]	-0.342	31.42	18.93	3	7.19	6.24	6
6731	[S II]	-0.343	22.63	13.62	4	6.10	5.28	6
7066	He I	-0.383	5.12	4.37	6
7136	[Ar III]	-0.391	11.18	6.30	6	5.79	4.92	6
7320	[O II]	-0.410	4.16	2.29	10	1.27	1.07	12
7330	[O II]	-0.411	3.17	1.74	10	1.17	0.98	12
7753	[Ar III]	-0.452	3.70	1.92	10	1.37	1.14	12

Tabla 4.4: Líneas de emisión de UM 160 c y TOL 0513–393.

λ	ID	TOL 2240				UM 240 a		
		$f(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% Error	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% Error
3726	[O II]	0.256	12.76	25.68	8	120.83	131.34	8
3729	[O II]	0.255	16.79	32.36	6	192.19	202.50	6
3750	H I	0.250	0.99	3.54	25
3771	H I	0.245	1.14	4.32	20
3798	H I	0.238	1.60	5.63	20
3835	H I	0.229	2.53	7.53	15
3869	[Ne III]	0.222	22.86	40.15	6	38.70	50.75	12
3889	H I+He I	0.218	6.99	15.04	10	12.14	23.89	20
3969	H I+[Ne III]	0.201	14.34	26.34	6	9.05	22.25	25
4026	He I	0.190	0.90	1.81	25
4069	[S II]	0.182	0.92	6.23	25
4102	H I	0.176	13.51	24.39	6	13.04	27.95	20
4340	H I	0.128	31.31	45.07	4	34.88	46.82	12
4363	[O III]	0.122	10.34	17.77	8
4472	He I	0.094	3.61	5.11	12
4659	[Fe II]	0.047	0.67	5.31	25
4686	He II	0.041	1.26	5.89	20
4712	[Ar IV]	0.034	2.14	6.74	15
4740	[Ar IV]	0.028	1.36	5.87	20
4861	H I	0.000	100.00	102.20	3	100.00	99.70	6
4923	He I	-0.013	1.56	1.94	20
4959	[O III]	-0.021	239.94	229.79	2	119.60	116.02	6
5007	[O III]	-0.032	738.41	682.83	1	345.52	312.92	4
5043	S III	-0.040	1.27	5.15	20
5519	[Cl III]	-0.140	0.77	3.64	25
5539	[Cl III]	-0.144	0.52	3.42	25
5876	He I	-0.216	18.10	11.73	6	18.20	15.80	15
6300	[O I]	-0.285	3.45	4.11	12	9.37	15.83	25
6312	[S III]	-0.286	1.49	3.04	20
6364	[O I]	-0.294	1.21	2.84	20
6548	[N II]	-0.318	3.24	10.92	12	18.70	21.79	15
6563	H I	-0.322	555.44	281.72	1	365.57	286.40	4
6583	[N II]	-0.326	8.61	12.35	8	44.74	41.79	12
6678	He I	-0.337	5.03	2.61	10
6716	[S II]	-0.342	8.27	5.85	8	58.42	52.00	10
6731	[S II]	-0.343	6.87	5.17	10	41.23	38.93	10
7136	[Ar III]	-0.391	5.07	3.78	25
7320+30	[O II]	-0.413	5.19	3.63	25

Tabla 4.5: Líneas de emisión de TOL 2240 y UM 240 a.

λ	ID	UM 240 b				UM 240 c		
		$f(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% Error	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% Error
3705	H I	0.262	0.90	1.53	25
3712	H I	0.260	1.01	1.77	25
3726	[O II]	0.256	90.93	112.08	3	75.85	86.00	4
3729	[O II]	0.255	118.57	145.34	2	110.92	124.51	4
3750	H I	0.250	1.54	2.77	20
3771	H I	0.245	2.72	4.45	15	3.13	4.87	20
3798	H I	0.238	2.84	4.86	15	2.37	4.37	25
3821	He I	0.233	1.11	1.55	20	1.49	1.91	25
3835	H I	0.229	4.51	7.03	10	4.15	6.60	20
3869	[Ne III]	0.222	30.12	37.65	4	39.54	45.51	6
3889	H I+He I	0.218	14.99	19.66	6	15.20	18.93	10
3969	H I+[Ne III]	0.201	19.45	24.65	6	20.56	24.91	8
4027	He I	0.190	1.96	2.46	15	1.79	2.19	25
4069	[S II]	0.182	2.77	5.28	15	3.08	6.07	20
4076	[S II]	0.181	0.94	3.20	25
4102	H I	0.176	21.00	26.04	6	22.03	26.34	8
4341	H I	0.128	41.31	47.00	4	43.14	47.22	6
4363	[O III]	0.122	3.87	6.11	12	7.97	10.63	12
4472	He I	0.094	3.48	4.01	12	4.12	4.63	20
4658	[Fe II]	0.047	1.16	2.90	20	1.69	3.99	25
4686	He II	0.041	0.64	2.35	25
4861	H I	0.000	100.00	99.70	3	100.00	99.80	4
4922	He I	-0.013	1.02	1.15	25
4959	[O III]	-0.021	148.37	144.73	2	169.61	166.21	3
4986	[Fe III]	-0.027	1.70	3.03	20
5007	[O III]	-0.032	444.06	426.52	1	503.27	486.75	2
5199	[N I]	-0.074	1.63	2.75	20	1.60	3.31	25
5876	He I	-0.216	13.52	11.31	6	12.05	10.86	10
6300	[O I]	-0.285	9.03	7.96	8	7.74	7.90	12
6312	[S III]	-0.286	2.50	2.85	15	2.04	3.00	25
6364	[O I]	-0.294	3.25	3.40	12	2.34	3.23	25
6548	[N II]	-0.320	9.91	8.44	8	5.55	5.83	15
6563	H I	-0.322	370.41	281.54	2	332.19	281.01	2
6583	[N II]	-0.324	31.28	24.59	4	16.21	14.80	10
6678	He I	-0.337	4.39	3.35	12	3.90	3.36	20
6716	[S II]	-0.342	32.50	25.00	4	25.80	22.65	7
6731	[S II]	-0.343	25.33	19.64	6	19.67	17.52	8
7065	He I	-0.383	3.80	3.38	25	3.00	3.48	20
7136	[Ar III]	-0.391	10.95	8.48	15	8.24	7.64	25
7320+30	[O II]	-0.413	8.49	6.58	20

Tabla 4.6: Líneas de emisión de UM 240 b y UM 240 c.

4.2.2. Condiciones físicas

Una vez que tenemos las intensidades de las líneas, podemos determinar la temperatura y densidad, para ello se lleva a cabo el procedimiento descrito en la Sección 3.3.2.

Para estimar la temperatura electrónica se usaron las relaciones de intensidad de líneas aurorales: [O III] $(\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$, [N II] $(\lambda 6548 + \lambda 6383)/\lambda 5755$, [O II] $\lambda 7320 + 30/\lambda 3726 + 29$ y [S II] $\lambda 4069 + 76/\lambda 6736 + 71$. Para el caso de la densidad electrónica utilizamos las relaciones de los iones: [O II] $\lambda 3726/\lambda 3729$ y [S II] $\lambda 6716/\lambda 6731$. Los resultados se muestran en las Tablas 4.7 y 4.8:

	Región a	UM 160 Región b	Región c	TOL 0513–393
Densidad [cm^{-3}]				
[O II]	< 70	< 100	< 60	150 ± 40
[S II]	100 ± 60	< 200	40 :	300 ± 130
Temperatura [K]				
[O II]	$12,000 \pm 650$	$12,000 \pm 750$	$11,000 \pm 450$	$16,300 \pm 1000$
[O III]	$14,000 \pm 450$	$13,200 \pm 420$	$11,900 \pm 400$	$15,400 \pm 280$
[N II]	$15,000 \pm 3000$	$11,000 \pm 1500$	8000 ± 1200	$15,000 \pm 2500$
[S II]	$14,000 \pm 2200$	9000 ± 900	8800 ± 700	$11,300 \pm 1300$

Tabla 4.7: Valores de Densidad [cm^{-3}] y Temperatura [K] para UM 160 a,b,c y TOL 0513–393.

	TOL 2240	Región a	UM 420 Región b	Región c
Densidad [cm^{-3}]				
[O II]	100 ± 50	< 130	100 ± 30	< 50
[S II]	250 :	< 250	150 ± 70	100 :
Temperatura [K]				
[O III]	$15,100 \pm 350$	$12,500 \pm 1600$	$11,600 \pm 450$	$14,300 \pm 800$
[N II]	$15,000 \pm 3000$	–	9800 :	–
[S II]	–	–	$11,300 \pm 1200$	$10,200 \pm 1700$

Tabla 4.8: Valores de Densidad [cm^{-3}] y Temperatura [K] para TOL 2240 y UM 420 a,b,c.

4.2.3. Abundancias químicas

Abundancias Iónicas

Para obtener las abundancias iónicas utilicé el procedimiento descrito en la Sección 3.3.2.

La Tabla 4.9 presenta dos valores para las abundancia iónicas de N^+ , O^+ , O^{++} , Ne^{++} , S^+ , S^{++} , Ar^{++} , Ar^{+3} y Cl^{++} . El primer valor se obtiene directamente de PyNeb ($t^2 = 0.00$) y el segundo valor se obtiene usando el formalismo de t^2 .

Elemento	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.029 \pm 0.004$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.029 \pm 0.004$
	UM 160 a		UM 160 b	
N ⁺	5.74 ± 0.06	5.79 ± 0.06	6.03 ± 0.08	6.31 ± 0.09
O ⁺	7.30 ± 0.09	7.36 ± 0.09	7.54 ± 0.11	7.86 ± 0.12
O ⁺⁺	7.82 ± 0.04	7.86 ± 0.04	7.86 ± 0.04	8.06 ± 0.05
Ne ⁺⁺	7.05 ± 0.05	7.09 ± 0.05	7.16 ± 0.05	7.37 ± 0.06
S ⁺	5.44 ± 0.06	5.49 ± 0.06	5.62 ± 0.07	5.91 ± 0.08
S ⁺⁺	6.03 ± 0.08	6.07 ± 0.08	6.04 ± 0.09	6.25 ± 0.09
Ar ⁺⁺	5.53 ± 0.04	5.57 ± 0.04	5.71 ± 0.04	5.90 ± 0.05
Ar ⁺³	4.58 ± 0.09	4.61 ± 0.09
Cl ⁺⁺	4.27 ± 0.10	4.31 ± 0.10	4.32 ± 0.11	4.53 ± 0.11
	UM 160 c		TOL 0513–393	
N ⁺	6.24 ± 0.05	6.49 ± 0.06	5.50 ± 0.08	5.60 ± 0.08
O ⁺	7.77 ± 0.08	8.06 ± 0.09	6.64 ± 0.12	6.75 ± 0.12
O ⁺⁺	7.89 ± 0.04	8.08 ± 0.05	7.89 ± 0.02	7.98 ± 0.02
Ne ⁺⁺	7.21 ± 0.05	7.40 ± 0.06	7.11 ± 0.02	7.20 ± 0.02
S ⁺	5.82 ± 0.05	6.07 ± 0.06	5.03 ± 0.07	5.12 ± 0.07
S ⁺⁺	6.23 ± 0.05	6.42 ± 0.06	5.90 ± 0.02	5.99 ± 0.02
Ar ⁺⁺	5.67 ± 0.04	5.84 ± 0.05	5.27 ± 0.03	5.35 ± 0.03
Ar ⁺³	5.10 ± 0.03	5.19 ± 0.03
Cl ⁺⁺	4.43 ± 0.09	4.61 ± 0.09	4.02 ± 0.09	4.11 ± 0.09
	TOL 2240		UM 420 a	
N ⁺	5.90±0.08	5.93±0.08	6.62±0.27	6.80±0.27
O ⁺	6.74±0.07	6.74±0.07	7.69±0.40	7.91±0.40
O ⁺⁺	7.85±0.06	7.91±0.06	7.73±0.38	8.07±0.39
Ne ⁺⁺	6.94±0.08	6.99±0.08	7.23±0.45	7.61±0.46
S ⁺	5.00±0.25	5.01±0.25	6.01±0.24	6.23±0.25
S ⁺⁺	5.64±0.21	5.84±0.21
Ar ⁺⁺	4.95±0.25	5.02±0.25
Ar ⁺³	5.06±0.17	5.12±0.17
Cl ⁺⁺	4.30±0.28	4.36±0.28
	UM 420 b		UM 420 c	
N ⁺	6.50±0.43	6.52±0.43	6.13±0.11	6.15±0.11
O ⁺	7.72±0.16	7.77±0.16	7.39±0.11	7.39±0.11
O ⁺⁺	7.93±0.08	7.97±0.08	7.77±0.15	7.82±0.15
Ne ⁺⁺	7.27±0.10	7.28±0.10	7.09±0.18	7.13±0.18
S ⁺	5.85±0.11	6.33±0.13	5.64±0.10	5.65±0.10
S ⁺⁺	6.38±0.17	6.39±0.17	6.05±0.32	6.09±0.32
Ar ⁺⁺	5.69±0.17	5.74±0.17	5.47±0.32	5.53±0.32
Ar ⁺³
Cl ⁺⁺	4.27±0.33	4.31±0.33

Tabla 4.9: Abundancias iónicas para las 8 regiones H II.

Unidades en $\log(X/H) + 12$.

Las abundancias iónicas obtenidas a partir del formalismo de t^2 se estiman mediante las abundancias derivadas del llamado método directo y luego se hace una corrección debida a la presencia de inhomogeneidades térmicas a través de la ecuación 2.27 descrita en la sección 2.3.2. En este caso usé $t^2 = 0.029 \pm 0.004$, el cual representa el valor promedio de t^2 en la zona IIa, ya que las regiones H II de esta muestra tienen abundancias $O^{++}/(O^+ + O^{++}) > 0.75$ (ver Figura 2.4).

Para esta muestra también hemos obtenido la abundancia de He^+ usando el código `Helio14`, esta es una versión mejorada de `Helio10` presentada en (Peimbert et al., 2012). La diferencia principal está en los datos atómicos para el He, que fueron actualizados en (Porter et al., 2013).

`Helio14` es un código que funciona con el método de máxima verosimilitud. Contiene información sobre los coeficientes de recombinación efectivos para las líneas H I y He I obtenidos de Storey & Hummer (1995) para el H y de Porter et al. (2013) para el He. También contiene la contribución por colisiones que se obtuvo de Sawey & Berrington (1993) y Kingdon & Ferland (1995). Para el caso de los efectos de profundidad óptica en los tripletes, se utilizaron los cálculos de Benjamin et al. (2002). Finalmente, la información sobre las fuerzas de colisión para el [O II] se tomaron de McLaughlin & Bell (1993) y para [O III] de Lennon & Burke (1994) para el, mientras que las probabilidades de transición provienen de Wiese et al. (1996).

A través de este código, es posible determinar $T_e(He\ I)$ usando solo intensidades de las líneas de He I. También se pueden obtener T_0 y t^2 combinando la información en las líneas He I con las relaciones de línea [O II] (7325/3727) y [O II] (4363/5007). `Helio14` utiliza hasta 20 relaciones de He I/H β con sus respectivas incertidumbres para buscar los valores más probables para $T_e(He\ I)$, $n_e(He\ I)$, $\tau(2^3S)$ y $n(He^+)/n(H^+)$. Primero asume un cierto conjunto de valores y utilizando los datos atómicos relevantes, estima las relaciones teóricas He I/H β . Después compara las relaciones observadas con las teóricas y obtiene un valor de χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{\lambda} \frac{\left\{ \left[\frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \right]_{\text{obs}} - \left[\frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \right]_{\text{teo}} \right\}^2}{\sigma_{I(\lambda)}^2}. \quad (4.1)$$

Usando algoritmos de optimización multidimensional, `Helio14` busca en el espacio de parámetros el valor mínimo de χ^2 , χ_{min}^2 y finalmente determina el espacio de parámetros disponibles dentro de $\chi_{min}^2 \leq \chi^2 \leq (\chi_{min}^2 + 1)$ para estimar las barras de error 1σ de cada una de las cuatro variables. La siguiente Tabla 4.10 presenta los resultados obtenidos para esta muestra.

La abundancia He^{++} se obtuvo de la línea $\lambda 4686$ y los coeficientes de recombinación dados por Storey & Hummer (1995).

Abundancias Totales

Para obtener las abundancias totales, seguí el procedimiento descrito en la sección 3.3.2 y usé el ICF para oxígeno presentado en la ecuación 3.4; para el nitrógeno y neón los ICFs se presentan en las ecuaciones 3.6 y 3.8 respectivamente; el ICF para el azufre se presenta en la ecuación 3.10, el ICF para el argón se presenta en la ecuación 3.12 y finalmente para el cloro el ICF se presenta en la ecuación 3.14.

A continuación se muestran los resultados obtenidos para las abundancias totales con $t^2 = 0.00$ y usando el formalismo de inhomogeneidades térmicas, con $t^2 = 0.029 \pm 0.004$. En la Tabla 4.11 se presentan las abundancias de helio, nitrógeno, neón, azufre, argón y cloro.

Para el caso del He, consideré que el $ICF(He^+ + He^{++}) \sim 1$ para las 8 regiones H II. Mientras no tengamos modelos con los cuales podamos estimar un mejor valor, usaremos la unidad. Los

Elemento	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.029 \pm 0.004$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.029 \pm 0.004$
	UM 160 a		UM 160 b	
He ⁺	10.898 ± 0.015	10.896 ± 0.015	10.891 ± 0.015	10.889 ± 0.015
He ⁺⁺	8.599 ± 0.121	8.599 ± 0.121	9.298 ± 0.057	9.298 ± 0.057
	UM 160 c		TOL 0513–393	
He ⁺	10.891 ± 0.013	10.889 ± 0.013	10.963 ± 0.012	10.961 ± 0.012
He ⁺⁺	8.918 ± 0.057	8.918 ± 0.057
	TOL 2240		UM 420 a	
He ⁺	10.924 ± 0.013	10.922 ± 0.013	11.073 ± 0.063	11.071 ± 0.063
He ⁺⁺	9.674 ± 0.083	9.674 ± 0.083
	UM 420 b		UM 420 c	
He ⁺	10.939 ± 0.020	10.937 ± 0.020	10.946 ± 0.029	10.944 ± 0.029
He ⁺⁺	9.286 ± 0.111	9.286 ± 0.111

Tabla 4.10: Abundancias iónicas de He en $\log(X/H) + 12$.

resultados obtenidos para las abundancias se muestran en la Tabla 4.11.

4.2.4. Abundancia de helio primordial

Para obtener el valor Y_P , seguí el procedimiento descrito en la sección 7 del artículo de NGC 346. Para ello primero debemos calcular la fracción por masa de helio Y y de oxígeno O presentes en el medio interestelar, los cuales son producido por la evolución química galáctica. El valor de Y que corresponde a la fracción de helio por masa, se obtiene multiplicando los siguientes factores: $4 \times 1.01 \times \text{He}/\text{H}$, donde el factor 4 corresponde a su masa atómica, el factor 1.01 corresponde a la corrección por excitación colisional y He/H es la abundancia de helio obtenida del código de `Helio14`. El valor de O que corresponde a la fracción de oxígeno por masa, se obtiene multiplicando los siguientes factores: $16 \times \text{O}/\text{H}$, donde el factor 16 corresponde a su masa atómica y O/H es la abundancia de oxígeno con $t^2 \neq 0$. Posteriormente, usé la ecuación 2.30, con $\Delta Y/\Delta O = 3.3 \pm 0.7$ (Peimbert et al., 2016).

Para estas regiones H II se considera que $\Delta Y/\Delta O$ es constante, dado que se usa una muestra de objetos brillantes de baja metalicidad y de alta calidad, además se complementaron con modelos de evolución química de baja masa y baja metalicidad (Carigi & Peimbert, 2008; Peimbert et al., 2010). Los resultados se muestran en la Tabla 4.12:

Las 13 fuentes de error que se presentan en la Tabla 2.1 tienen una interdependencia significativa entre algunas de ellas. Por ejemplo, la incertidumbre en las colisiones de hidrógeno modifica la determinación de enrojecimiento de cada objeto. La estimación de cada fuente de error se hizo con el siguiente enfoque; a) comenzamos con los cuatro errores: intensidades de línea He I y H I, profundidad óptica de las líneas de triplete He I, excitación por colisión de las líneas He I debido a la densidad y la estructura de temperatura; b) las siguientes fuentes de error se consideran una a la vez: estructura de densidad, ICF de helio, absorción subyacente de las líneas H I y He I, corrección de enrojecimiento, excitación por colisión de las líneas H I, corrección de $O(\Delta Y/\Delta O)$ y coeficientes de recombinación de las líneas H I y He I; c) se hace una estimación de cómo el cambio en cada fuente afecta la determinación de todas las cantidades anteriores; d) se obtiene una cantidad total como la contribución estimada al error final de Y_P , de esta manera, todas las correlaciones cruzadas con las fuentes de error anteriores se incluyen en la fuente posterior. Por ejemplo, el error de Y_P

Elemento	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.029 \pm 0.004$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.029 \pm 0.004$
UM 160 a		UM 160 b		
He	10.900 ± 0.015	10.898 ± 0.015	10.902 ± 0.015	10.900 ± 0.015
O	7.93 ± 0.03	8.05 ± 0.04	8.03 ± 0.04	8.16 ± 0.05
N	6.38 ± 0.10	6.47 ± 0.10	6.52 ± 0.13	6.63 ± 0.13
Ne	7.17 ± 0.06	7.28 ± 0.07	7.33 ± 0.07	7.47 ± 0.07
S	6.01 ± 0.19	6.12 ± 0.19	6.06 ± 0.19	6.19 ± 0.19
Ar	5.69 ± 0.04	5.80 ± 0.04	5.88 ± 0.04	6.01 ± 0.05
Cl	4.25 ± 0.21	4.36 ± 0.21	4.34 ± 0.22	4.47 ± 0.22
UM 160 c		TOL 0513–393		
He	10.886 ± 0.013	10.884 ± 0.013	10.967 ± 0.012	10.965 ± 0.012
O	8.14 ± 0.04	8.31 ± 0.05	7.91 ± 0.02	8.00 ± 0.02
N	6.61 ± 0.09	6.75 ± 0.09	6.77 ± 0.13	6.85 ± 0.13
Ne	7.45 ± 0.08	7.62 ± 0.08	7.13 ± 0.04	7.22 ± 0.04
S	6.25 ± 0.37	6.40 ± 0.37	5.83 ± 0.36	5.92 ± 0.36
Ar	5.92 ± 0.05	6.07 ± 0.05	5.52 ± 0.02	5.60 ± 0.03
Cl	4.45 ± 0.50	4.60 ± 0.50	3.95 ± 0.46	4.04 ± 0.46
TOL 2240		UM 420 a		
He	10.948 ± 0.013	10.946 ± 0.013	11.073 ± 0.063	11.071 ± 0.063
O	7.88 ± 0.05	7.94 ± 0.04	8.01 ± 0.02	8.30 ± 0.03
N	7.05 ± 0.15	7.13 ± 0.10	6.94 ± 0.04	7.19 ± 0.04
Ne	6.97 ± 0.06	7.02 ± 0.07	7.51 ± 0.05	7.84 ± 0.07
S	6.07 ± 0.09	6.27 ± 0.10	6.05 ± 0.09	6.42 ± 0.11
Ar	5.34 ± 0.07	5.40 ± 0.07
Cl	4.72 ± 0.12	4.79 ± 0.12
UM 420 b		UM 420 c		
He	10.948 ± 0.020	10.946 ± 0.020	10.946 ± 0.029	10.944 ± 0.029
O	8.14 ± 0.07	8.15 ± 0.06	7.92 ± 0.06	7.96 ± 0.07
N	6.92 ± 0.10	6.97 ± 0.11	6.66 ± 0.13	6.72 ± 0.11
Ne	7.48 ± 0.04	7.47 ± 0.05	7.24 ± 0.07	7.27 ± 0.09
S	6.55 ± 0.05	6.96 ± 0.07	6.27 ± 0.05	6.33 ± 0.06
Ar	5.90 ± 0.07	5.93 ± 0.09	4.26 ± 0.13	5.67 ± 0.13
Cl	4.44 ± 0.14	4.88 ± 0.12

Tabla 4.11: Abundancias totales en $\log(X/H) + 12$.

producido por la modificación de la corrección de enrojecimiento debido a las colisiones de hidrógeno se presenta como parte del error debido a las colisiones de hidrógeno y no se presenta como parte del error debido a la corrección de enrojecimiento.

De esta manera, cada fuente de error es independiente de las demás, incluso las etiquetadas como sistemáticas y por lo tanto, la desviación estándar del error total se calcula sumando en cuadratura la desviación estándar de todas las fuentes de error. Es importante mencionar que no se asume que ninguno de los 13 errores tenga una distribución normal. Con 13 fuentes de error independientes incluidas, esperamos que el error final esté cerca de una distribución normal.

Como se menciona en la sección 2.4, la mayoría de las determinaciones están dominadas por errores sistemáticos. Los errores estadísticos se pueden disminuir al aumentar el número de objetos,

	UM 160 a	UM 160 b	UM 160 c	TOL 0513–393
Y_P	0.2371 ± 0.0062	0.2365 ± 0.0064	0.2272 ± 0.0055	0.2670 ± 0.0054
	TOL 2240	UM 420 a	UM 420 b	UM 420 c
Y_P	0.2592 ± 0.0056	0.3138 ± 0.0320	0.2568 ± 0.0088	0.2548 ± 0.0089

Tabla 4.12: Abundancias de helio primordial en $\log(X/H) + 12$.

los sistemáticos típicamente se mantienen (frecuentemente en las muestras con más objetos resultan más grandes, porque no se tuvo mucho cuidado al elegir los mejores objetos). La Figura 4.8 muestra los valores de Y_P obtenidos de la literatura desde 2007, los cuales se estimaron a partir de observaciones de regiones H II y las 8 regiones H II obtenidas en este trabajo (muestra 1).

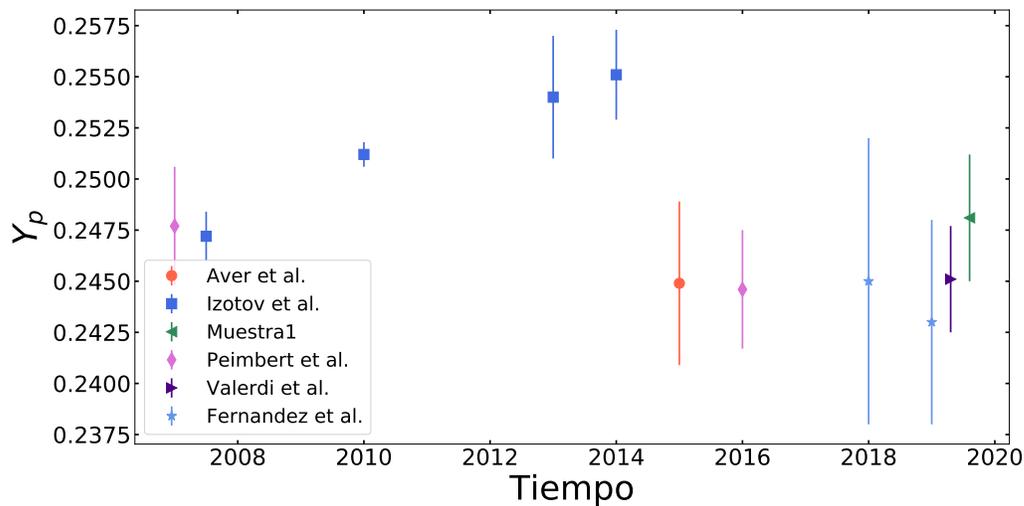


Figura 4.8: Valores de Y_P desde el 2007 obtenidos de la literatura y el valor obtenido en este trabajo a partir de las 8 regiones H II (Muestra 1).

Es posible estimar un valor final de la abundancia de helio primordial de la muestra que da como resultado: $Y_P = 0.2481 \pm 0.0031$, donde ~ 0.0024 correspondería al error estadístico (promediando los valores dando un peso igual al cuadrado del inverso de su error nominal) y ~ 0.0020 correspondería al error sistemático (sumando los errores nominales como si fueran errores gaussianos, similar al error presentado por Peimbert et al. (2016) y Valerdi et al. (2019)).

4.3. Segunda Muestra de 10 Regiones HII de Baja Metalicidad

Durante el doctorado asistí a 3 temporadas de observación en el telescopio de 2.1m ubicando en el Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir. Uno de los objetivos de asistir a estas temporadas de observación fue adquirir experiencia en llevar a cabo observaciones y el segundo objetivo fue obtener una nueva muestra de regiones H II pobres en metales y hacer un estudio profundo que pueda ser publicable.

A continuación se describe brevemente cada temporada de observación:

- Primera temporada: del 26 de abril al 1 de mayo de 2017 (4.5 noches oscuras)
Las regiones observadas se muestran en la Tabla 4.13:

Objeto	α	δ	z
MRK 259	$13^h28^m44^s.05$	$43^\circ55'50.29''$	0.028
SB 1135	$11^h39^m33^s.8$	$57^\circ46'45''$	0.000
SB 1415	$14^h17^m41^s.0$	$43^\circ25'36''$	0.000
SB 1428	$14^h30^m47^s.5$	$45^\circ28'23''$	0.000

Tabla 4.13: α , δ y z de las regiones H II observadas.

- Segunda temporada: del 6 al 10 de octubre de 2017 (3.5 noches con luna)
Las regiones observadas se muestran en la Tabla 4.14:

Objeto	α	δ	z
MRK 930	$23^h31^m58^s.29$	$28^\circ56'49.9''$	0.018
UGCA 116	$05^h55^m42^s.6$	$03^\circ23'32''$	0.0023

Tabla 4.14: α , δ y z de las regiones H II observadas.

- Tercera temporada: del 9 al 13 de noviembre de 2018 (4.5 noches oscuras)
Las regiones observadas se muestran en la Tabla 4.15:

Objeto	α	δ	z
J00242593	$00^h00^m00^s.0$	$-00^\circ00'00''$	0.000
MRK 71	$07^h28^m42^s.8$	$69^\circ11'21.4''$	0.00036
UM 133	$01^h44^m41^s.28$	$04^\circ53'26''$	0.0054
MRK 1409	$07^h45^m29^s.7$	$53^\circ25'37.6''$	0.018

Tabla 4.15: α , δ y z de las regiones H II observadas.

En las tres temporadas de observación, la primer noche fue de ingeniería, por tal razón sólo se aprovechó la mitad de la noche.

Para las observaciones se usó el espectrógrafo Boller&Chivens en tres configuraciones:

- Rango del espectro de baja dispersión: $3359\text{\AA}-7977\text{\AA}$. Usando la rejilla de 300 l/mm a un ángulo de $5^\circ20''$
- Rango del espectro azul: $3579\text{\AA}-5935\text{\AA}$. Usando la rejilla 600 l/mm con blaze de $8^\circ38''$, a un ángulo de 9°
- Rango del espectro rojo: $5379\text{\AA}-7770\text{\AA}$. Usando la rejilla 600 l/mm con blaze de $13^\circ00''$, a un ángulo de $12^\circ30''$

Los datos obtenidos están en proceso de reducción con IRAF. A partir del estudio de esta muestra de regiones H II de baja metalicidad buscamos calcular las condiciones físicas de cada región, así como sus abundancias químicas y un paso final es determinar la abundancia de helio primordial.

Los pasos que se van a seguir para estudio de datos son los mismos que se presentaron en la sección anterior para la primera muestra de 8 regiones H II, así como los que se usaron en el artículo. Se va a seguir el procedimiento estándar de la reducción de datos y posteriormente se usará `PyNeb` para realizar el cálculo de condiciones físicas y abundancias iónicas y totales. Para calcular la abundancia de helio, se usará el código `Helio14` usando las líneas observadas de He I.

Para lograr buenas determinaciones de abundancias, es necesario calcular con precisión la temperatura y densidad de cada región. En el caso del He, es importante medir varias líneas de He I con suficiente señal a ruido y finalmente queremos complementar las observaciones con modelos numéricos de fotoionización.

El objetivo final de esta muestra es que los resultados obtenidos sean la parte central de otro artículo.

CAPÍTULO 5

Modelos de fotoionización para regiones HII

En este capítulo describo un proyecto que está en proceso. Muestro los primeros resultados obtenidos y doy un panorama general del problema, así como las posibles soluciones para continuar con la investigación.

Mucha de la información cuantitativa que tenemos sobre el Universo es el resultado de la espectroscopía. En particular el estudio de regiones H II a través de líneas de emisión de espectros han permitido realizar mediciones físicas. por ejemplo, podemos medir directamente la temperatura, densidad, presión y composición química, entre otras. La teoría analítica, aunque se puede utilizar para estudiar las condiciones en las que se forma el espectro, no resulta muy útil para profundizar en los detalles en los cuales se forma el espectro. Por tal razón se requieren simulaciones numéricas. Los modelos de fotoionización permiten calcular la ionización, la química, el transporte radiativo y la dinámica de manera simultánea y autoconsistente, construyéndose a partir de una base de procesos atómicos y moleculares. El resultado es una predicción de las condiciones en el material y su espectro de líneas de emisión observado. Estas predicciones dependen de procesos atómicos y moleculares detallados, siendo una complicación, pero también es la razón por la cual el espectro revela tanto sobre su origen.

5.1. Modelos CLOUDY

De todos los códigos de fotoionización que se encuentran en la comunidad astronómica, CLOUDY (Ferland et al., 2013, 2017) es por mucho el más usado, y esto ha sido así porque desde hace ya cerca de 30 años que es el código más accesible (adquirible y documentado) y con mayor soporte de la comunidad. Como parte de esta tesis, uno de los proyectos que se realizaron fue el estudio de regiones H II a través de modelos de fotoionización. El objetivo principal era encontrar un ICF para el helio.

Específicamente se busca un $ICF(He)$ para las regiones H II ionizadas con estrellas muy tempranas. A través de los modelos pretendo buscar la frontera entre la región donde se debe corregir por exceso de helio neutro y la región donde se tiene que corregir por exceso de hidrógeno neutro. Al-

gunas regiones H II son ionizadas por radiación con pocos fotones energéticos y tienen correcciones grandes e inciertas por helio neutro. Pero este tipo de objetos no son útiles para una determinación de helio primordial. Las regiones H II que voy a modelar son aquellas que requieran una corrección por helio neutro y representan ICFs cercanos a 1.00.

Hacer este tipo de estudios para otros elementos químicos es innecesario, ya que hay otro tipo de errores que dominan la determinación final. Sin embargo, en la determinación de helio primordial es necesario tener precisiones del $\sim 1\%$ y todos ingredientes que se usan deben cumplir estos estándares. Para este trabajo creé modelos de fotoionización CLOUDY usando como referencia las regiones H II mencionadas en el capítulo anterior (ver sección 4.2).

Los modelos de fotoionización CLOUDY tienen en cuenta las ecuaciones de equilibrio de ionización y de equilibrio térmico. Este código toma una fuente ionizante, una distribución de densidad del gas, una composición química, entre otros, como parámetros de entrada. Como resultado se tiene un espectro sintético, temperatura y densidad electrónica, fracciones iónicas, etc. Para tener un mejor manejo de los archivos de entrada y salida de cada modelos, utilicé pyCLOUDY (Morisset, 2013, 2014), el cual permite generar con pocas líneas en python cientos o miles de archivos de entrada para CLOUDY, también permite leer con facilidad los archivos de salida de cada modelo y finalmente permite crear gráficas de forma sencilla para analizar los resultados obtenidos para las mallas de modelos.

5.1.1. Modelos prueba

Creé los modelos usando la versión c13.04¹ de CLOUDY. Como primer paso construí un conjunto de modelos considerando como fuente ionizante las siguientes atmósferas estelares:

- **Kurucz** cuenta con una malla de distribución espectral de energía (SED) estelar, tienen varias metalicidades: $\log Z = 1.0$ a -5.0 y temperaturas entre 30000 y 50000 K (Kurucz, 1979).
- **CoStar** con mallas de atmósferas para estrellas O y B, los modelos no están en equilibrio térmico local (LTE), incluyen vientos estelares y hay dos opciones de abundancias: halo y solar (Schaerer & de Koter, 1997).
- **WMbasic** este código contiene una malla de estrellas calientes tipo O y B, las cuales no están en LTE, contienen vientos estelares y se puede especificar su metalicidad, temperatura y gravedad (Pauldrach et al., 2001).
- **Tlusty** contiene mallas de SED de estrellas O y B hidrostáticas y los modelos no están en LTE, además cuenta con tres parámetros: temperatura, gravedad y metalicidad (Lanz & Hubeny, 2007).

En cada caso se consideraron los siguientes parámetros; a) una densidad constante de 100 partículas por cm^{-3} , la cual es una densidad típica para los objetos que se quieren modelar; b) un radio interno de 10^{15} cm, entre la fuente de ionización y la nube; c) en el caso de los fotones ionizantes del hidrógeno $Q(H)$, para representar un conjunto de estrellas ~ 100 , voy a considerar $Q(H) = 52$ (en CLOUDY este parámetro se presenta en el espacio logarítmico); d) el factor de llenado es de 1% (0.01), cuando se establece este factor, la densidad de hidrógeno es la densidad dentro de las regiones que contienen gas, mientras que se supone que las regiones circundantes son un vacío; finalmente e) las abundancias químicas que usé como entrada fueron los resultados obtenidos de las observaciones para cada región H II (ver sección 4.2).

¹<https://www.nublado.org/wiki/Download>

En este primer conjunto de pruebas con atmósferas estelares, pude comprobar que en primera aproximación no hay mucha diferencia en elegir algún tipo específico de atmósfera. Como ejemplo, la Figura 5.1 muestra la estructura de ionización para el oxígeno (O^0 , O^+ y O^{++}) obtenida para cada una de las atmósferas. Por otra parte, dado que el objetivo es crear modelos que representen regiones H II, es necesario considerar espectros integrados de poblaciones estelares.

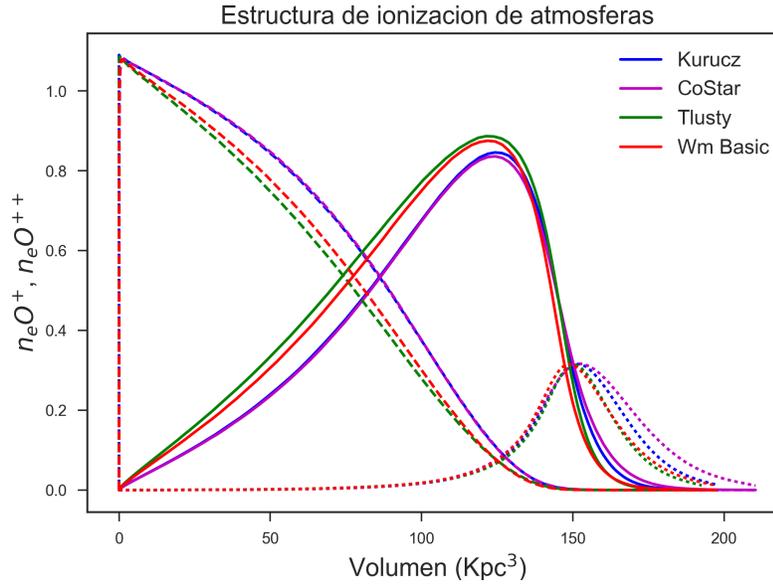


Figura 5.1: Estructura de ionización para O^0 indicada con líneas punteadas, O^+ indicada con líneas sólidas y O^{++} indicada con guiones, vs volumen (ver pie de página 1).

5.1.2. Modelos para regiones HII

Para el siguiente conjunto de modelos, utilicé poblaciones estelares como fuente de ionización, dado que se necesitan modelos de regiones H II (esto es válido para regiones H II extragalácticas gigantes, donde $M_* > 10^4 M_\odot$). Debido a que una población está conformada por varias estrellas, los parámetros que la describen son: función inicial de masa (IMF), edad y Z . Otro parámetro importante es la distancia que hay entre la fuente de ionización y el gas. Para el caso del gas que va a ser ionizado, los parámetros involucrados son como antes: n_e densidad electrónica, su composición química y su morfología.

Las poblaciones estelares que utilicé provienen de los modelos de PopStar (Martín-Manjón et al., 2010; García-Vargas et al., 2013), los cuales presentan diferentes IMF y metalicidades (Z). Los modelos abarcan un amplio rango de edad y metalicidad, así como un tratamiento detallado de la pérdida de masa tanto en edad joven (O, B, WR) como en edad avanzada (post-AGB hasta nebulosas planetarias). Las metalicidades disponibles son: $Z = 0.0001, 0.0004, 0.004, 0.008, 0.02$ y 0.05 (1/200 a 2.5 de la solar). El rango de edades van de $\log(t)[\text{años}] = 5.00$ a 10.20 , con alta resolución de tiempo (hasta $\log(t) = 0.01$). García-Vargas et al. (2013) calcularon poblaciones estelares individuales para las siguientes IFM de los siguientes autores: Salpeter (1955), Ferrini et al. (1990), Kroupa (2002) y Chabrier (2003). Como parámetro de entrada, es posible usar una combinación única de IMF y Z , lo cual permite la interpolación en la edad.

La siguiente lista muestra los principales parámetros que consideré para crear el primer conjunto de modelos de fotoionización CLOUDY creados para representar las 8 regiones H II analizadas en la sección 4.2:

- **Fuente de ionización.** Este parámetro es de los más importantes, ya que es el responsable de ionizar el gas que origina la región H II. PopStar cuenta con una malla de modelos compuestos por Poblaciones Estelares Individuales (SSP) para las siguientes IMFs (Martín-Manjón et al., 2010):
 - Salpeter (1955), $m_{low}(M_{\odot})=0.15$ y $m_{up}(M_{\odot})=100$, $m_{low}(M_{\odot})=0.85$ y $m_{up}(M_{\odot})=120$
 - Ferrini et al. (1990), $m_{low}(M_{\odot})=0.15$ y $m_{up}(M_{\odot})=100$
 - Kroupa (2002), $m_{low}(M_{\odot})=0.15$ y $m_{up}(M_{\odot})=100$
 - Chabrier (2003), $m_{low}(M_{\odot})=0.15$ y $m_{up}(M_{\odot})=100$

La malla de modelos calculado en Martín-Manjón et al. (2010) presenta espectros de líneas de emisión sintéticas de regiones H II fotoionizadas por cúmulos de estrellas jóvenes (entre 0.1 y 5.2 Myr). Para ello usan SEDs para seis metalicidades distintas, incluyendo un conjunto de muy baja metalicidad ($Z = 0.0001$).

- **Metalicidad.** Para este parámetro utilicé $Z = 0.0017$ que es equivalente a $\log(Z) = -2.78$. Esta metalicidad hace referencia a la población estelar. Los valores disponibles en el código son: $Z = 0.0001, 0.0004, 0.004, 0.008, 0.02$ y 0.05 .
- **Edades.** Dado que los modelos son para regiones H II, es importante considerar una población de estrellas jóvenes, y en este caso usé las siguientes edades: 2, 3, 3.5 y 4 Myr. Los brotes más viejos pierden las partes más duras de la radiación.
- **Fotones ionizantes.** El parámetro $Q(H)$ representa los fotones por átomo del hidrógeno. Una estrella tipo O tiene un valor típico $Q(H) = 10^{50}$, pero dado que quiero representar una región H II el valor que tomaré es $Q(H) = 52$, el cual representa una fuente ionizante con ~ 100 estrellas (en CLOUDY $Q(H)$ se presenta en el espacio logarítmico).
- **Radio.** Este parámetro indica la distancia desde el centro de simetría (generalmente el centro de la fuente de radiación), hasta la cara iluminada de la nube. En este caso R_0 (*inner radius*) toma valores entre: $10^{15} - 10^{19}$ cm.
- **Factor de llenado.** La naturaleza grumosa de las regiones H II, llevaron a considerar fluctuaciones de densidad al describir su estructura. Este parámetro $f(r)$ es una cantidad que se basa en la idealización de las regiones H II que contienen pequeños grupos de material de alta densidad que ocupan cierta fracción del volumen total, y que están rodeados por material de baja densidad cuya contribución es despreciable. En este caso, consideré un valor de $f(r) = 0.01$ (1%) (Luridiana et al., 1999).
- **Densidad.** El caso de este parámetro también se volvió importante. Inicialmente hice modelos considerando una densidad constante de $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$. Pero al momento de ajustar el resultado de [S II], algunos modelos requerían un valor más alto (también se observó en la fracción de O^{++}). Para solucionar el problema se creó un perfil de densidad específico (ver Figura 5.2):

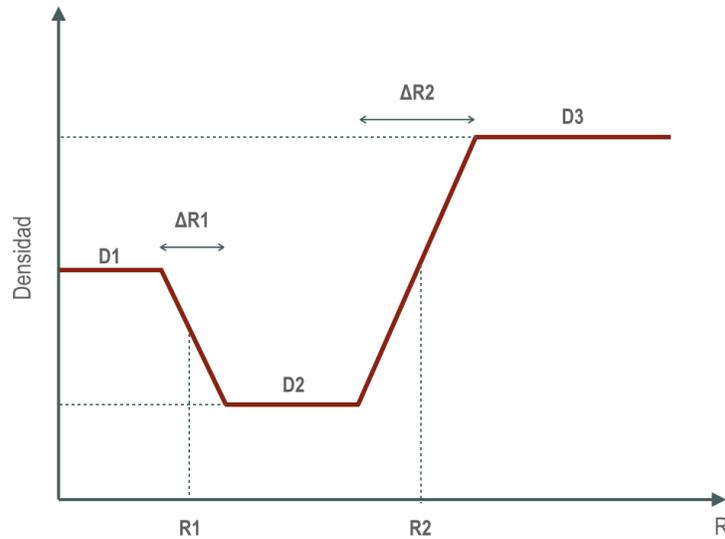


Figura 5.2: Estructura de densidad incorporada en CLOUDY y utilizada para modelar regiones H II.

- * Densidades electrónicas $D1 = 10^{1.04} - 10^{4.04} \text{ cm}^{-3}$, $D2 = 10^{2.7} \text{ cm}^{-3}$ y $D3 = 10^{5.0} \text{ cm}^{-3}$. La primer planicie representa la densidad electrónica ($D1$) con la que se tiene control sobre la densidad de O^{++} , la segunda representa la densidad electrónica ($D2$) característica de $[S \text{ II}]$ (sobre la cual hay una fuerte restricción, por los resultados observados). El problema de tomar estos dos niveles es que algunos modelos no convergen, porque a tan bajas densidades no se consumen todos los fotones en los tamaños que se esperan. Por lo tanto, se agregó un tope usando una densidad electrónica muy alta ($D3$).
- * $R1 = 10^{19.4} - 10^{21.4} \text{ cm}$, $R2 = 10^{21.5} \text{ cm}$
Los radios R están relacionados con las densidades electrónicas anteriores. $R1$ es la distancia hasta donde influye $D1$ y $R2$ indica la distancia donde empieza el tope.
- * $\Delta R1 = 10^{0.04} \text{ cm}$, $\Delta R2 = 10^{0.04} \text{ cm}$
Los ΔR representan un ancho relativamente pequeño para que haya una transición rápida, pero no instantánea. Se hace esto para tener el espíritu de lo que se busca sin crear discontinuidades para CLOUDY.
- * Para usar esta estructura de densidad, se creo el caso 41 en el archivo `dense_fabden.ccp` del código CLOUDY, el cual contiene leyes de potencia y distribuciones sinusoidales para la densidad.
 - case 41 (líneas que se agregaron a `dense_fabden.ccp`)

```

/* Triple plateau R1(P1), R2(P2) log radius. DR1(P3), DR2(P4)
log transition sizes, D1(P5), D2(P6), D3(P7) log densities. */
P1 = pow(10.,dense.DensityLaw[1]);
P2 = pow(10.,dense.DensityLaw[2]);
P3 = P1 * (pow(10.,dense.DensityLaw[3] - 1.));
P4 = P2 * (pow(10.,dense.DensityLaw[4] - 1.));
P5 = pow(10.,dense.DensityLaw[5]);
P6 = pow(10.,dense.DensityLaw[6]);

```

```

P7 = pow(10.,dense.DensityLaw[7]);

if (radius <P1 - P3/2.) {fabden_v = P5;}
else if (radius <P1 + P3/2.)
{fabden_v = (P6-P5)/P3 * radius + (P6+P5)/2. - (P6-P5)*P1/P3;}
else if (radius <P2 - P4/2.) {fabden_v = P6;}
else if (radius <P2 + P4/2.)
{fabden_v = (P7-P6)/P3 * radius + (P7+P6)/2. - (P7-P6)*P2/P4;}
else fabden_v = P7;
break;

```

- **Composición química.** Finalmente los valores que utilicé como entrada para describir la composición de la nube fueron los que obtuve del análisis de las 8 regiones H II mencionadas en el capítulo anterior (ver sección 4.2).

Usando distintas combinaciones de los parámetros descritos anteriormente creé alrededor de 2000 modelos. Para cada modelo de CLOUDY se obtiene una estructura de ionización tipo esfera de Strömngren donde todos los fotones UV ionizan la nube que los rodea. La Figura 5.3 muestra la estructura de ionización para uno de los 2000 modelos creados. Generalmente las gráficas que representan los grados de ionización se muestran como función del radio. Sin embargo, decidí graficar el radio al cubo en el eje de las abscisas (como representante del volumen) porque en las gráficas convencionales las partes más externas aparecen sobrepresentadas comparadas con las regiones donde se forman los fotones que observamos. Además en el eje ordenado se muestra el peso por densidad electrónica, para representar mejor la medida de emisión.

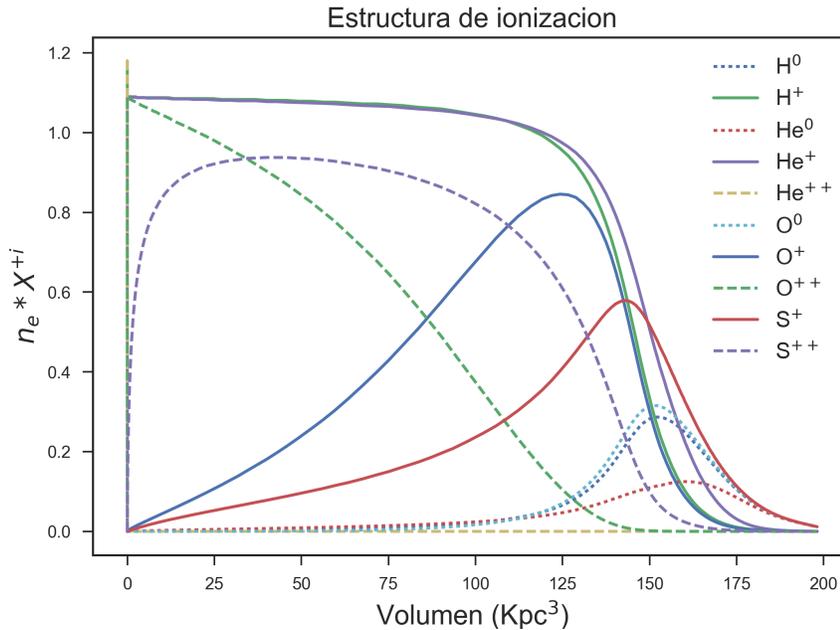


Figura 5.3: Estructura de ionización para H, He, O y S sin pérdida de fotones. Nótese que en el eje horizontal no está presentado en radio sino en volumen.

Sin embargo, en la vida real hay pérdida de fotones y a pesar de que esta pérdida está bien documentada, muchos modelos no toman en cuenta este efecto, o lo hacen sólo en modelos simples. Por ejemplo, 1) una esfera en donde se absorbe el 80 % de los fotones en cada línea de visión y se escapa el 20 % de forma homogénea; b) otro ejemplo es que el 80 % de las líneas de visión capturan el 100 % de los fotones, mientras que el 20 % de las líneas de visión capturan el 0 % de los fotones. Los objetos reales definitivamente tienen líneas de visión donde se escapan más y menos fotones, lo cual no suele estar modelado. Es por ello que se decidió incorporar una función de pérdida de fotones ionizantes para hacer más realista el modelo.

Como primera propuesta consideré una función dada por la siguiente ecuación:

$$f = \frac{1}{2} \left(\left[\frac{r}{r_{max}} - a^n \right] + \left| \frac{r}{r_{max}} - a^n \right| \right) \left(\frac{1 - a^n}{1 - b} \right), \quad (5.1)$$

donde a indica el porcentaje de radio que se ionizará como esfera de Strömngren, b es la cantidad que se va a eliminar de la frontera de ionización y n es la potencia de a . En la Figura 5.4 (izquierda), se trata de representar este efecto haciendo un corte a una esfera, en la parte derecha se muestra la función f con distintos valores de n .

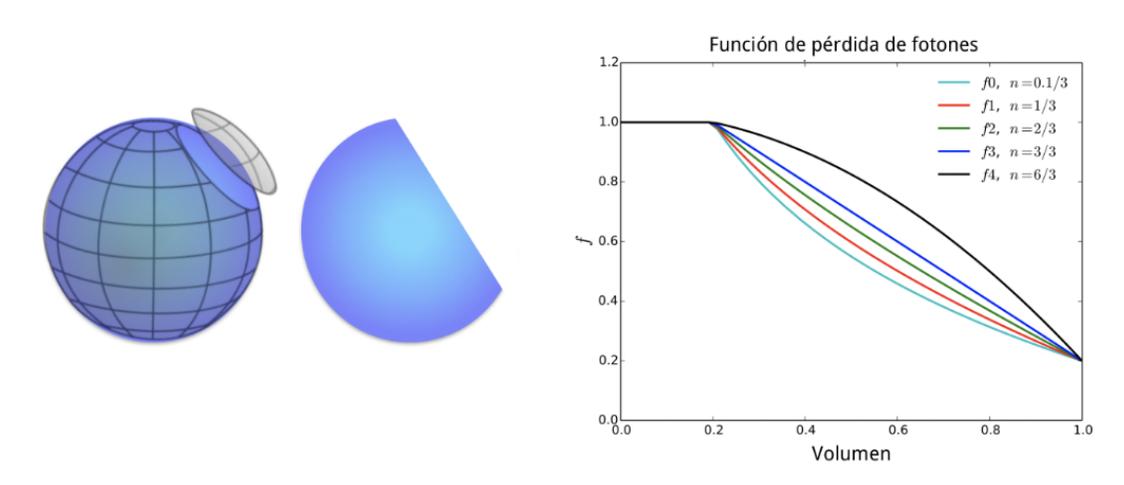


Figura 5.4: En la parte izquierda de la imagen, se muestra un esquema que representa el papel que hará la función de pérdida de fotones en el modelo. La parte derecha muestra la forma de la función f , con valores: $a = b = 0.2$ y $n = 0.1/3, 1/3, 2/3, 1$ y 2 .

Uno de los objetivos de la función es representar la pérdida de fotones en una sola zona, que es equivalente a la suma de pequeñas zonas con pequeñas pérdidas de fotones. También es útil para representar un ángulo sólido donde no se escapan fotones, que es similar a considerar una estructura de densidad, pero atacado de otra manera. Para representar la pérdida de fotones no consideré la situación donde hay alguna línea de visión en la cual escapan todos los fotones. Esto es porque todos los cocientes se mantienen igual, y es un caso poco interesante para este trabajo en particular.

Aplicando esta función a los modelos obtenidos en CLOUDY, es posible acotar el número de fotones que ionizan el medio y de esta forma obtener un nuevo modelo. Por ejemplo, al aplicar la función a la estructura de ionización se obtiene una nueva como lo muestra la Figura 5.5.

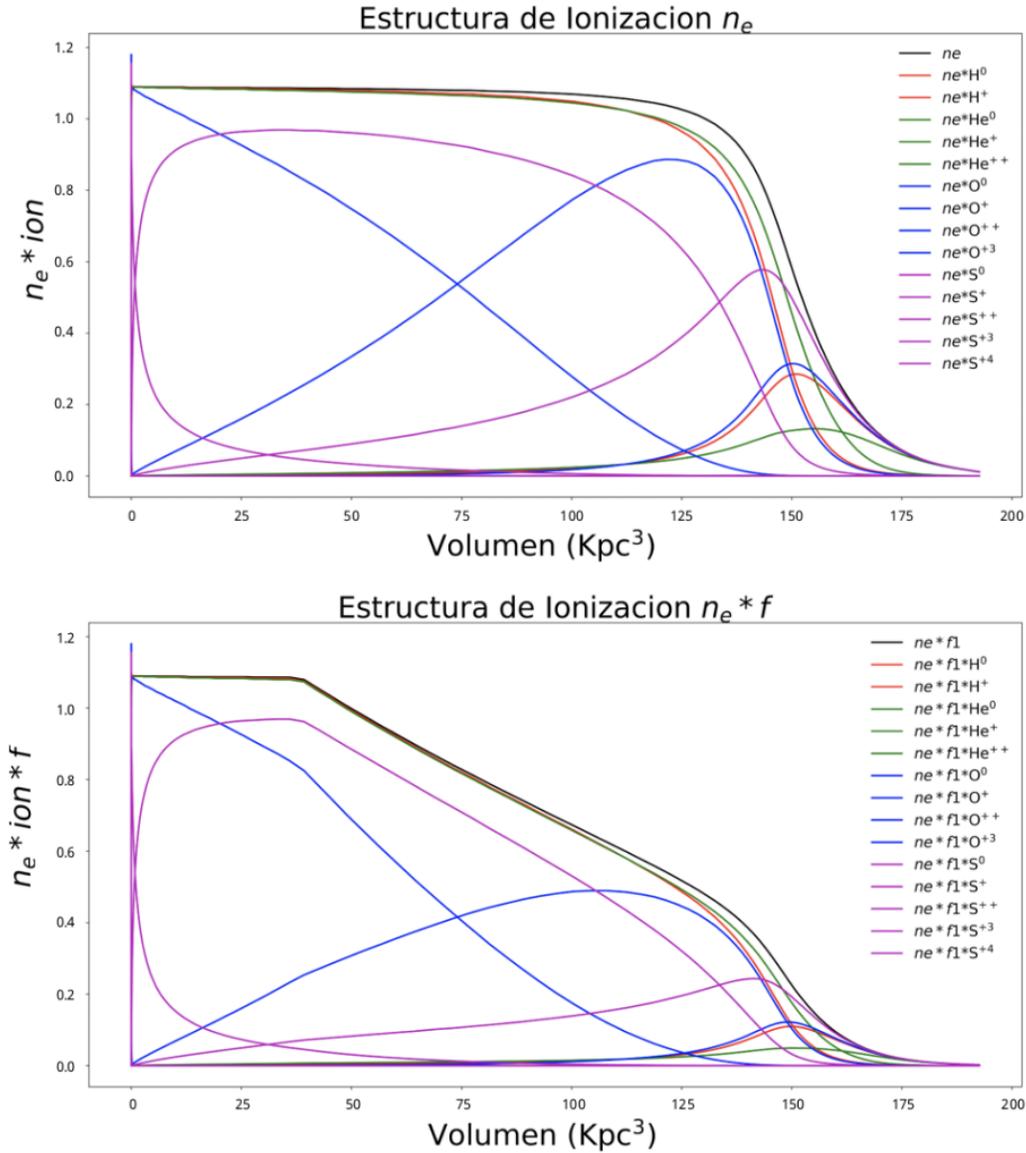


Figura 5.5: Estructura de ionización sin pérdida de fotones (arriba) y con pérdida de fotones (abajo) para la función f , con $a = b = 0.2$ y $n = 2/3$ (ver ecuación 5.1).

Para hacer el análisis de cada modelo contruí un código en Python que realiza los siguientes pasos:

I. Lectura de archivos de salida de CLOUDY. Para el primer análisis estudié cuatro elementos: hidrógeno, helio, oxígeno y azufre. Cada archivo contiene información de todos los iones y moléculas del elemento.

- Archivo de salida de hidrógeno: Obj01_model001_H.out

```

#depth      H 1      H 2      H2
2.00000e+13 7.01e-14 1.00e+00 8.40e-43
:           :           :           :

```

- Archivo de salida de helio: Obj01_model001_He.out

```

#depth      He 1      He 2      He 3
2.00000e+13 3.43e-20 2.36e-07 1.00e+00
:           :           :           :

```

- Archivo de salida de oxígeno: Obj01_model001_O.out

```

#depth      O 1      O 2      O 3      O 4      ...
2.00000e+13 7.42e-30 2.58e-17 6.58e-07 1.22e-01 ...
:           :           :           :           :

```

- Archivo de salida de azufre: Obj01_model001_S.out

```

#depth      S 1      S 2      S 3      S 4      ...
2.00000e+13 0.00e+00 5.95e-27 1.73e-15 2.34e-07 ...
:           :           :           :           :

```

II. Selección de iones. Dado que no usé todos los iones de O y de S, decidí hacer la selección de los siguientes:

Elemento	iones				
H	H ⁰	H ⁺			
He	He ⁰	He ⁺	He ⁺⁺		
O	O ⁰	O ⁺	O ⁺⁺	O ⁺³	
S	S ⁰	S ⁺	S ⁺⁺	S ⁺³	S ⁺⁴

Esta selección de iones se hizo por las siguientes razones: los iones de H y He se usan para calcular los electrones libres. Los iones de O se usan porque queremos comparar con la fracción O⁺/O⁺⁺ de las observaciones. Y para el caso del S, queremos estudiar como se ve afectada la fracción de S⁺/S⁺⁺ con pérdida de fotones de las partes más externas de la región H II (que es la zona de interés), sin afectar mucho la fracción O⁺/O⁺⁺.

III. Estimación de la densidad electrónica. Para cada ión se calcula: $n_e X^{+i}$.

$$n_e = H^+ + 0.09(He^+ + 2He^{++}) \quad (5.2)$$

IV. Aplicación de la función.

$$f = \frac{1}{2} \left(\left[\frac{r}{r_{max}} - a^n \right] + \left| \frac{r}{r_{max}} - a^n \right| \right) \left(\frac{1 - a^n}{1 - b} \right)$$

El valor de a queda fijo en 0.2, el valor de n toma los 5 valores mencionados anteriormente y el valor de b varía de 0 a 1.

V. Graficar los cocientes: S⁺/S⁺⁺ vs O⁺/O⁺⁺. El cociente de O⁺/O⁺⁺ es representativo del grado global de ionización del objeto y el cociente S⁺/S⁺⁺ es representativo del grado de ionización para las partes más externas. La Figura 5.6 muestra una de las mejores mallas de modelos obtenidas. Como se puede observar los puntos que representan a las observaciones están fuera de la malla.

- VI.** Incorporar los valores observados. En la gráfica obtenida en el paso anterior se incorporan los cocientes de las abundancias obtenidas de las observaciones.

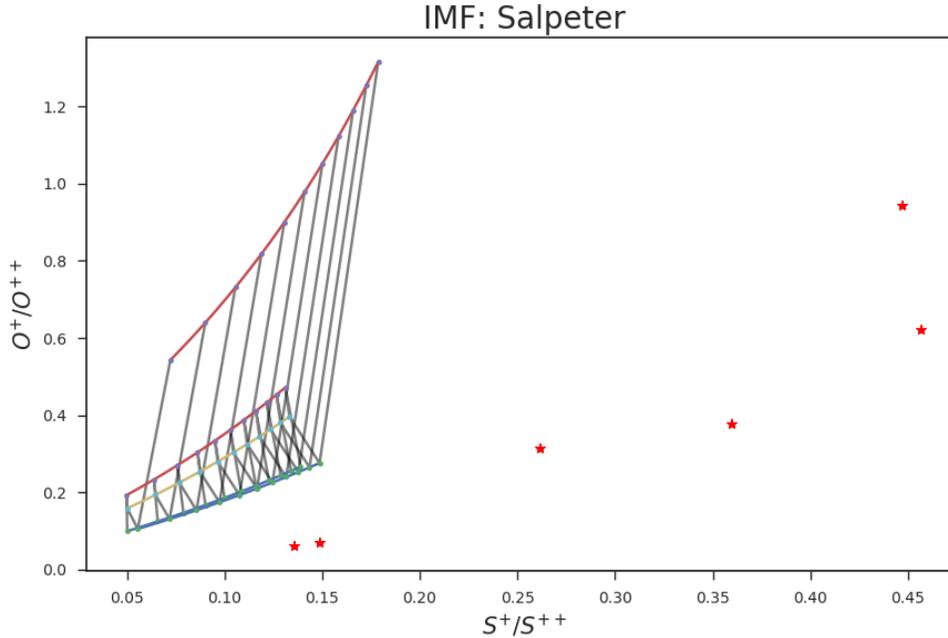


Figura 5.6: La gráfica muestra una de las mallas de modelos CLOUDY que obtuve usando una población estelar con IMF de Salpeter para distintas edades. Los puntos rojos representan los cocientes observados de S^+/S^{++} vs O^+/O^{++} .

- VII.** Estimación del ICF de He Una vez que se elige un modelo que empate con los cocientes de abundancias observados S^+/S^{++} y O^+/O^{++} , se fija el valor de S^+/S^{++} del modelo y se busca el cociente de $(He^+/He)/(H^+/H)$, de esta manera es posible obtener un valor para el ICF del He.

Este análisis se aplicó a cada malla de modelos creado para cada una de las 8 regiones H II. Como se mencionó al inicio, los modelos se crearon con la finalidad de obtener un ICF para el helio. Sin embargo, tras correr alrededor de 2000 modelos y sin ningún éxito evidente, consideré que tal vez mi malla de modelos pudieran tener algún defecto que no fuera evidente. Como una segunda opinión, busqué modelos ya sintetizados disponibles para la comunidad astronómica, en particular de la base de modelos 3MdB (Morisset & Delgado-Inglada, 2014). Desafortunadamente dichos modelos tampoco funcionaron y solo con unas docenas de modelos se estaban produciendo resultados semejantes a los que estaba obteniendo antes.

En general, el problema es siempre el mismo: quisiera aumentar (duplicar) la fracción de S^+ sin aumentar la fracción de O^+ . Hago notar que muchos autores han sugerido que si hay un problema en las partes más externas, la solución pudiera ser “cortar” las mismas de la región H II: esto haría que el problema aumentara al reducir fuertemente el S^+ reduciendo de forma moderada el O^+ .

5.2. Comparación con Otras Regiones HII

Dado que mis modelos CLOUDY no parecen ser el problema, estudié la posibilidad de que las abundancias calculadas de las observaciones estuvieran equivocadas. Para esto decidí incluir más regiones de baja metalicidad de la literatura y realizar un análisis de la muestra completa. Para ello agregé los resultados de 28 regiones H II analizadas por [Izotov et al. \(1997\)](#), las cuales también se han utilizado para determinar la abundancias de helio primordial. En la [Tabla 5.1](#) se presentan las abundancias iónicas de O^+ , O^{++} , S^+ y S^{++} , así como los cocientes O^+/O^{++} y S^+/S^{++} , además se presenta la temperatura $T(O III)$ para cada región H II.

La [Figura 5.7](#) muestra la distribución completa de la muestra de 36 regiones H II: las analizadas en este trabajo (rojo) y las analizadas en el trabajo de [Izotov et al. \(1997\)](#) (azul). La gráfica muestra los cocientes de las abundancias de S^+/S^{++} vs O^+/O^{++} para cada región. Nótese que la muestra de Izotov coincide aproximadamente con la posición de los objetos en la muestra de este trabajo.

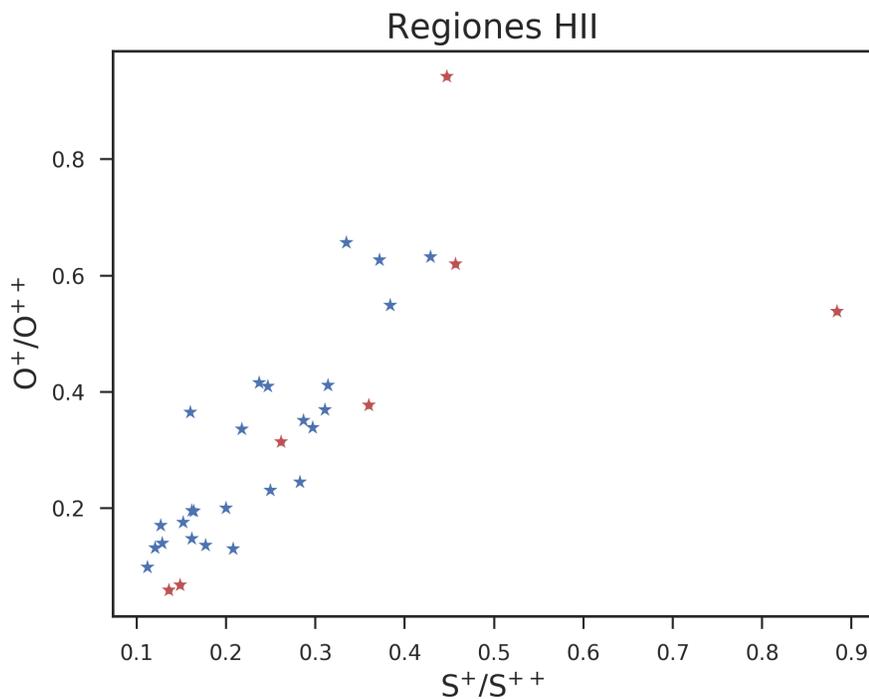


Figura 5.7: Datos observacionales obtenidos de [Izotov et al. \(1997\)](#) (símbolos de estrellas azules) y los datos obtenidos en este trabajo (símbolos de estrellas rojas).

Se hizo una búsqueda en bases de datos de modelos de fotoionización para tratar de encontrar algunos modelos que empataran con alguna de las regiones de la muestra.

5.2.1. Base de datos 3MdB

La base de datos Mexican Million Models (3MdB) reportado en [Morisset & Delgado-Inglada \(2014\)](#), es un conjunto de modelos para regiones fotoionizadas creados mediante el código de fotoionización CLOUDY, a través de pyCLOUDY. Para cada modelo en la base de datos se tiene un conjunto

Región H II	O ⁺	O ⁺⁺	S ⁺	S ⁺⁺	O ⁺ /O ⁺⁺	S ⁺ /S ⁺⁺	T(O III)
*0723+692A	6.85	7.85	5.00	5.95	0.099	0.112	15,100
*0723+692B	7.28	7.72	5.38	6.18	0.365	0.160	14,400
*0741+535	7.64	7.83	5.77	6.25	0.657	0.335	13,200
*0749+568	7.30	7.76	5.54	6.09	0.351	0.287	14,600
*0749+582	7.28	8.11	5.36	6.15	0.148	0.162	12,900
*0907+543	7.08	7.96	5.15	6.06	0.132	0.121	13,900
*0917+527	7.36	7.75	5.52	6.02	0.411	0.314	14,500
*0926+606	7.38	7.81	5.62	6.13	0.369	0.311	13,800
*0930+554	6.48	7.11	4.70	5.30	0.231	0.250	18,300
*0930+554N	6.70	7.40	4.85	5.54	0.200	0.200	19,000
*0943+561A	7.08	7.69	5.48	6.03	0.245	0.283	16,800
*1030+583	7.04	7.75	5.28	6.07	0.196	0.162	14,800
*1054+365	7.18	7.94	5.32	6.22	0.170	0.127	13,300
*1116+583B	6.78	7.66	5.18	5.86	0.130	0.208	15,900
*1124+792	7.20	7.59	5.32	5.93	0.410	0.247	14,800
*1128+573	6.95	7.73	5.18	...	0.167	...	16,100
*1205+557	7.38	7.58	5.56	5.92	0.632	0.429	15,300
*1222+614	7.20	7.91	5.30	6.09	0.195	0.164	13,700
*1223+487	6.90	7.76	5.08	5.97	0.140	0.129	15,400
*1256+351	7.20	7.96	5.34	6.16	0.176	0.152	13,000
*1319+579A	7.20	8.07	5.40	6.15	0.136	0.177	12,600
*1319+579B	7.56	7.72	5.94	...	0.692	...	13,000
*1319+579C	7.70	7.96	5.88	6.30	0.549	0.384	11,000
*1358+576	7.32	7.79	5.52	6.05	0.339	0.297	14,100
*1441+294	7.36	7.92	5.67	...	0.274	...	12,700
*1533+574A	7.51	7.71	5.71	6.14	0.627	0.372	13,900
*1533+574B	7.56	8.03	5.62	6.29	0.336	0.218	12,000
*1535+554	7.57	7.95	5.72	6.34	0.416	0.237	12,200
UM 160 A	7.36	7.86	5.49	6.07	0.314	0.262	14,000
UM 160 B	7.86	8.06	5.94	5.91	0.620	1.082	13,200
UM 160 C	8.06	8.08	6.07	6.42	0.942	0.447	12,000
UM 420 A	7.91	8.07	6.23	...	0.690	...	12,500
UM 420 B	7.70	7.97	6.33	6.39	0.538	0.884	11,600
UM 420 C	7.39	7.82	5.65	6.09	0.377	0.360	14,300
TOL 0513	6.75	7.98	5.12	5.99	0.059	0.136	14,500
TOL 2240	6.74	7.91	5.01	5.84	0.068	0.149	15,100

Tabla 5.1: Abundancias iónicas y temperaturas de las regiones H II observadas en este trabajo y en [*Izotov et al. \(1997\)](#).

de líneas de emisión e intensidades continuas, las cuales están integradas sobre el volumen y el radio. También se tienen las entradas de cada modelo, así como las fracciones iónicas, la temperatura electrónica, entre otras salidas. Los modelos se encuentran en un servidor MySQL.

Hay un conjunto de modelos en 3MdB asociado a BOND que cuenta con 31,500 modelos para regiones H II. BOND es un código bayesiano que deriva simultáneamente abundancias de oxígeno y nitrógeno en regiones H II gigantes ([Vale Asari et al., 2016](#)). Cuenta con una malla de modelos

CLOUDY con las siguientes características definidas:

- El intervalo de la abundancia de oxígeno va de 6.6 a 9.4 (en $\log(O) + 12$).
- La relación N/O toma los valores logarítmicos: -2 , -1.5 , -1 , -0.5 y 0 .
- El polvo está incluido en los modelos y está relacionado con la abundancia de oxígeno (Stasińska et al., 2015).
- El parámetro de ionización U, toma los valores logarítmicos: -1 , -1.5 , -2 , -2.5 , -3 , -3.5 y -4 .
- La edad del brote de formación estelar toma los valores: 1, 2, 3, 4, 5 y 6 Myr. La SED es obtenida a través de PopStar (Martín-Manjón et al., 2010).
- Se consideran dos distribuciones de densidad: a) una esfera llena con $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$, que representa una región H II relativamente joven y b) una capa esférica delgada con $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$, que representa una región H II evolucionada.

La Figura 5.8 muestra el primer resultado de la búsqueda en BOND. En este primer paso se seleccionaron los modelos que ajustan a los cocientes de las líneas medidas en las 8 regiones H II de este trabajo: $(\lambda 3726 + 3729)/\lambda 5007$ de los iones de oxígeno [O II] y [O III], así como $\lambda 6717 + 6731/\lambda 6312$ de los iones de azufre [S II] y [S III], es importante recordar que las abundancias estimadas a través de estas líneas son sensibles a la temperatura. Como se puede observar, se encontraron modelos alrededor de cada cociente observado. La Tabla 5.2 muestra las intensidades de las líneas observadas.

Línea obs. (λ)	UM 160 A	UM 160 B	UM 160 C	TOL 0513
[O II] 3726Å	52.16	60.75	72.24	23.72
[O II] 3729Å	81.00	88.14	109.47	29.81
[O III] 5007Å	524.88	474.66	394.00	771.85
[S II] 6716Å	11.17	15.26	18.93	6.24
[S II] 6731Å	8.54	10.12	13.62	5.28
[S III] 6312Å	1.57	1.29	1.40	1.52
Línea obs. (λ)	UM 420 A	UM 420 B	UM 420 C	TOL 2240
[O II] 3726Å	131.34	112.08	86.00	25.68
[O II] 3729Å	202.50	145.34	124.51	32.36
[O III] 5007Å	312.92	426.52	486.75	682.83
[S II] 6716Å	52.00	25.00	22.65	5.85
[S II] 6731Å	38.93	19.64	17.52	5.17
[S III] 6312Å	...	2.85	3.00	3.04

Tabla 5.2: Intensidades de las líneas medidas para las 8 regiones H II.

En el segundo paso se hizo la búsqueda de los cocientes de las abundancias iónicas observadas para toda la muestra: S^+/S^{++} y O^+/O^{++} . Estas abundancias iónicas se estiman a través de las emisividades de las líneas de sus respectivos iones, sin embargo también dependen de las condiciones físicas del objeto. El hecho de haber encontrado modelos que ajusten a las intensidades de las líneas, no aseguramos que estos mismos modelos se ajusten a los cocientes de abundancias iónicas. La Figura 5.9 muestra la gama de modelos cercanos a los cocientes observados (símbolos de diamantes: regiones

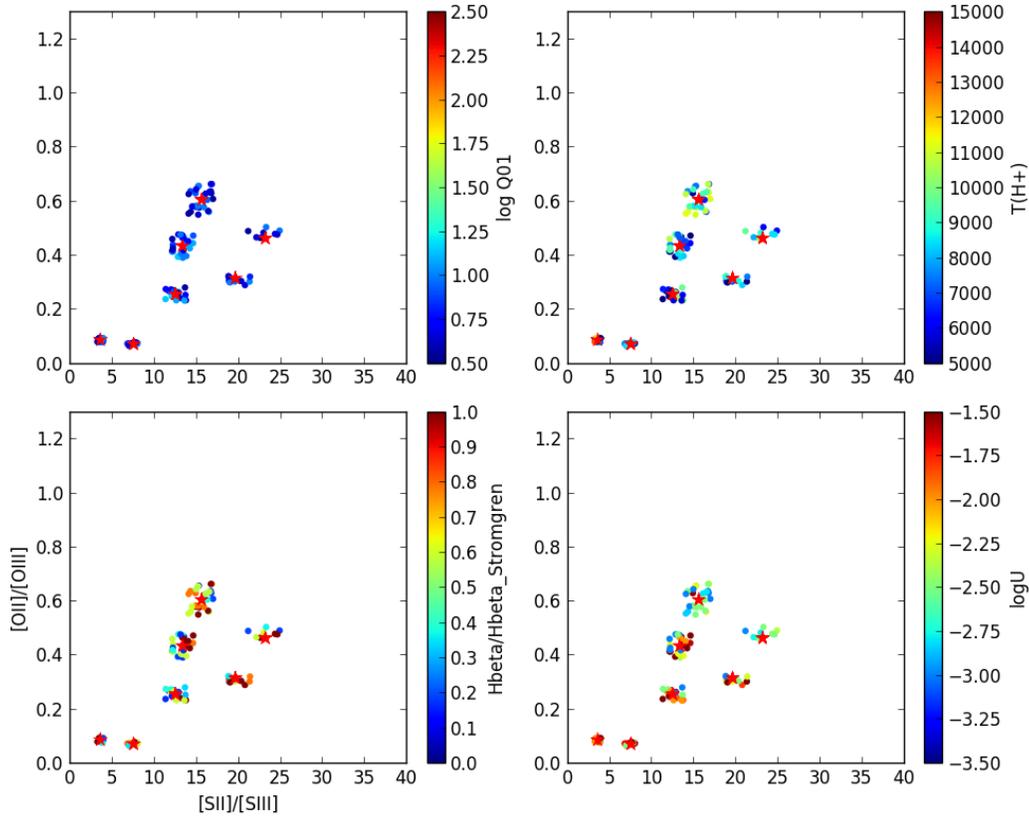


Figura 5.8: Las gráficas muestran los modelos (símbolos de puntos) que reproducen los siguientes cocientes de las líneas observadas (símbolos de estrellas rojas): $[S II] (6716 + 6731) / [S III] 6312$ y $[O II] (3726 + 3729) / [O III] 5007$.

H II de este trabajo y símbolos de estrellas: regiones H II de Izotov). Como se puede observar, en la mayoría de los casos no hay modelos que empaten con las observaciones.

Las gráficas de la Figuras 5.8 y 5.9 están seccionadas en 4 paneles:

- El primer panel (arriba a la izquierda) muestra el $\log Q01$: la razón de fotones ionizantes H^0 y He^0 , es decir, la dureza del espectro ionizante son suaves.
- El segundo panel (arriba a la derecha) muestra la temperatura del gas ionizado. En este caso se usaron las temperaturas de cada región observada que van de los 11,000 a los 19,000 K (ver Tabla 5.1) y se presentan con el mismo código de colores que la temperatura del gas.
- El tercer panel (abajo a la izquierda) muestra el espesor óptico en términos del radio donde se acaba la nebulosa, es decir, relativamente al tamaño cuando esta limitada por la radiación.
- El cuarto panel (abajo a la derecha) muestra el parámetro de ionización $\log U$, que varía de -3.5 a -1.5 .

Una de las parte más importante en el código de fotoionización es el equilibrio entre la ionización y la recombinación. Si, por ejemplo, los parámetros que describen la ionización están equivocados,

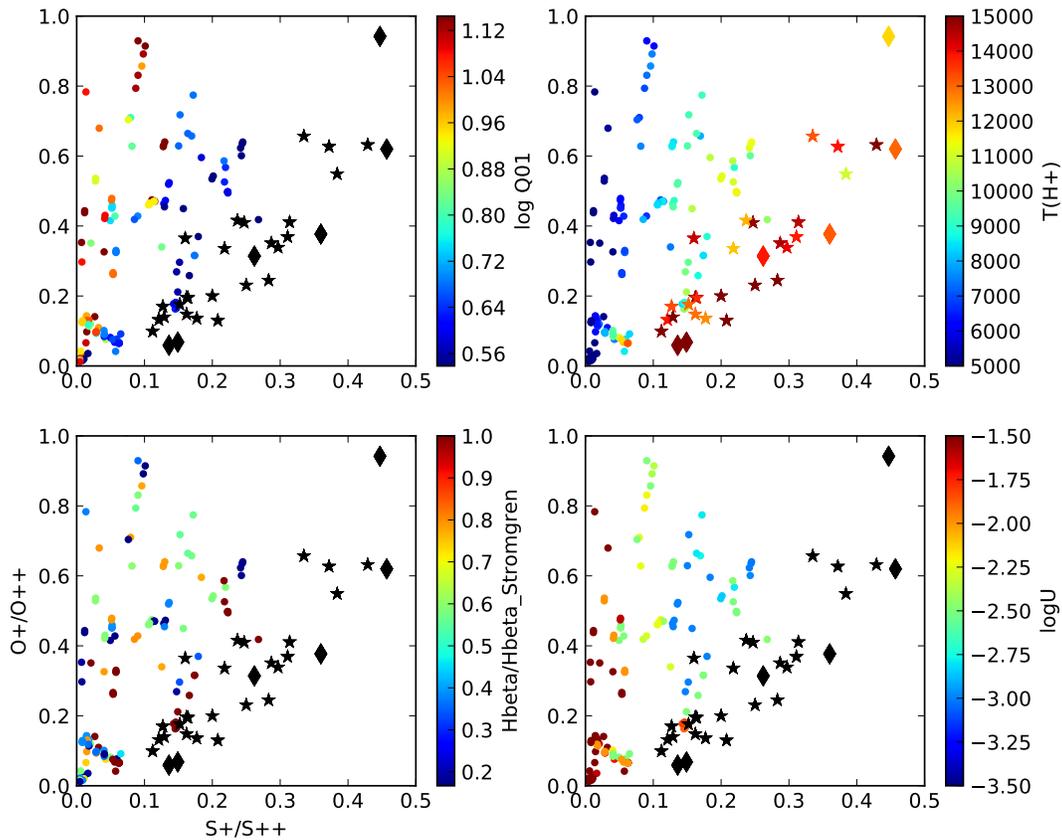


Figura 5.9: En las gráficas se muestran los valores de los cocientes de abundancias S^+/S^{++} y O^+/O^{++} obtenidas de la muestra de [Izotov et al. \(1997\)](#) (símbolos de estrellas) y de la muestra de las 8 regiones H II en este trabajo (símbolos de diamantes). También se muestran los modelos de BOND que se ajustaron a los cocientes de líneas de la Figura 5.8 (símbolos de puntos).

entonces los modelos pueden estar mal. Pero eso es poco probable. Por lo tanto, hace falta modificar algunos parámetros de entrada para hacer nuevos modelos y buscar mejores resultados. Esto no significa que los modelos estén mal. Simplemente implica que los modelos no cubren el rango de parámetros físicos necesarios para empatar con las observaciones. En particular la malla de modelos puede no tener la metalicidad adecuada.

Una de las características de estas regiones es que son de baja metalicidad y por lo tanto al no tener tantos enfriadores son más calientes. En el segundo sub-panel, se observa que la temperatura del gas de los modelos es menor a 10,000 K, mientras que las observaciones tienen temperaturas del gas en el intervalo de 11,000 – 19,000 K. Esto implica que necesitamos que las regiones modeladas sean más pobres en metales para alcanzar estas temperaturas.

5.2.2. Nuevo conjunto de modelos

Como trabajo futuro (fuera de esta tesis) pretendo continuar con el proyecto y crear un nuevo conjunto de modelos para BOND usando CLOUDY con las siguientes características:

- Considerar un gas pobre en metales, lo cual implica que el gas es pobre en enfriadores y por lo tanto es más caliente.
- Mayor dureza del espectro ionizante, lo cual es requerido para considerar brotes estelares jóvenes (menor a 3 Myr).
- Otra posibilidad es crear modelos de regiones H II donde las estrellas no estén concentradas en el centro, sino distribuidas por varias zonas, de esta manera, el modelo final puede ser la interpolación de varias regiones H II, como en el trabajo de [Pena \(1986\)](#).

Los puntos anteriores son los principales parámetros que se pueden cambiar para el nuevo conjunto de modelos. Una vez que se tengan modelos que cubran las observaciones, el paso siguiente es buscar un ICF para el helio.

CAPÍTULO 6

Conclusiones e Investigaciones Futuras

6.1. Conclusiones

Después de hacer una presentación general del medio interestelar y describir el modelo teórico de las regiones fotoionizadas, mi trabajo de investigación se puede dividir en 3 secciones principales (estas secciones corresponden aproximadamente a los capítulos 3, 4, y 5 de la tesis, respectivamente):

- La primera y mejor desarrollada es un estudio detallado de la región H II NGC 346. Los resultados se encuentran en un artículo publicado, y contiene una de las mejores determinaciones de Y_p disponibles en la literatura (ver sección 3.2). Además hay material adicional para otro artículo (ver sección 3.3).
- Una extensión natural del estudio anterior es aprovechar las técnicas aprendidas en la primera sección y aplicarlas a otras muestras de regiones H II. En las secciones 4.2 y 4.3 describo el principio de un trabajo semejante que estoy desarrollando para 2 muestras de regiones H II de poca evolución química.
- En la sección 5.1.2 presento un intento de avanzar la teoría del campo de la determinación del helio primordial. Para ello, generé una malla de modelos CLOUDY para tratar de caracterizar el ICF de helio, esto a partir de algunos parámetros observados, y en particular para objetos donde prácticamente todo el helio está fotoionizado.

6.1.1. NGC346

La región H II de baja metalicidad NGC 346 ubicada en la SMC es uno de los mejores puntos de referencia para estudiar la formación de estrellas. Es la región de formación estelar más activa de la SMC. Proporciona una excelente muestra de estrellas recién formadas de las cuales se encuentran grandes cantidades de estrellas en pre-secuencia principal y estrellas masivas, las cuales abarcan una amplia gama de masas y una amplia gama de escalas temporales y espaciales. Además al contener una fracción importante de las estrellas O conocidas en toda la SMC, forman la región más grande y brillante de la SMC al excitar el gas que las rodea.

Estudié esta región a través de espectroscopía de rendija larga en 3 posiciones: A, B y C, las cuales se sub-dividieron en 32, 31 y 34 ventanas respectivamente, dando un total de 97 ventanas.

Realicé un análisis preliminar de las 97 ventanas para poder elegir las regiones que proveen la mejor información. Después hice un análisis profundo del espectro integrado. De este análisis obtuve las abundancias químicas de helio, nitrógeno, oxígeno, neón, azufre, argón y cloro. Puse particular atención en el estudio de la abundancia helio y es el más importante, ya que mediante este valor fue posible hacer una estimación de la abundancia de helio primordial, Y_P .

Las regiones H II de baja metalicidad son los objetos óptimos para determinar Y_P y NGC 346 tiene esta característica. A través de las mediciones de las líneas de He I, determiné la abundancia de He y haciendo una extrapolación a cero en metalicidad ($Y_P = Y_{Z=0}$) se obtuvo el valor $Y_P = 0.2451 \pm 0.0026$ (1σ). Este método se ha modificado para usar la abundancia de O en lugar de Z, ya que la medición de muchos elementos pesados se vuelve poco práctico. Aunque algunos grupos buscan alternativas a O y usan elementos como N o S (e.g., [Pagel et al., 1992](#); [Fernández et al., 2018](#)). Para obtener el error final, se tomó en cuenta la contribución de los errores sistemáticos, así como de los errores estadísticos. Las principales contribuciones en las fuentes de error son: a) La temperatura baja de NGC 346 reduce considerablemente la excitación colisional de las líneas de hidrógeno, así como la incertidumbre de su determinación en comparación con las otras muestras, b) El error introducido por la absorción subyacente de las líneas He I es pequeño, ya que fue posible eliminar la mayor parte de la contribución de luz estelar dispersada en polvo en las observaciones.

El valor obtenido de Y_P en este trabajo es consistente con la mayoría de las determinaciones más recientes publicadas en la literatura (e.g., [Aver et al., 2015](#); [Peimbert et al., 2016](#); [Fernández et al., 2019](#)). Notamos que la determinación obtenida por [Izotov et al. \(2014\)](#) difiere significativamente del resto de los valores y consideramos que es debido a que no toman en cuenta todos los errores sistemáticos (por ejemplo, la estructura de temperatura).

La alta precisión de Y_P ($\sim 1\%$) juega un papel importante para comprender el Universo. Este valor impone restricciones significativas en los modelos de Nucleosíntesis del Big Bang (BBN), la física de partículas elementales y el estudio de la evolución química galáctica. De acuerdo con el modelo estándar de la Nucleosíntesis del Big Bang, la abundancia primordial de los cuatro isótopos ligeros (D, ${}^7\text{Li}$, ${}^3\text{He}$ y ${}^4\text{He}$) depende de: la relación de bariones a fotones η , el número de familias de neutrinos ligeros N_ν , la vida media del neutrón τ_ν y un gran número de cantidades físicas difíciles de determinar. Desafortunadamente la determinación de dichos parámetros no es fácil, adicionalmente cada uno de los isótopos primordiales plantea un reto diferente. En particular el ${}^4\text{He}$, aunque es el más abundante y más fácil de medir, es el menos sensible a η , esto implica que la determinación del valor de Y_P debe ser más preciso para ser veraz y significativo.

A través de la determinación de Y_P en este trabajo se estimó el número de familias de neutrinos, N_ν . Suponiendo un valor de la vida media del neutrón de $\tau_\nu = 880.2 \pm 1.0\text{s}$ ([Tanabashi et al., 2018](#)), se obtienen $N_\nu = 2.92 \pm 0.20$ familias de neutrinos. Este resultado es consistente con los resultados de [Aver et al. \(2015\)](#) $N_\nu = 2.91 \pm 0.30$, [Peimbert et al. \(2016\)](#) $N_\nu = 2.89 \pm 0.22$ y [Fernández et al. \(2018\)](#) $N_\nu = 2.92 \pm 0.55$, quienes concuerdan con la presencia de tres familias de neutrinos y es consistente con las determinaciones de laboratorio (e.g., [Mangano et al., 2005](#); [Mangano & Serpico, 2011](#)). En contraste, el resultado de [Izotov et al. \(2014\)](#), $N_\nu = 3.58 \pm 0.16$ sugiere la presencia de una cuarta familia de neutrinos, que no sería completamente ultrarelativista (ligera) en el momento del desacoplamiento de neutrinos.

De manera alternativa, hice una estimación del valor de la vida media del neutrón τ_ν . Utilizando el número de familias de neutrinos reportando en [Mangano et al. \(2005\)](#) de $N_\nu = 3.046$, se obtiene

$\tau_\nu = 873 \pm 13$ s. Los valores obtenidos de [Aver et al. \(2015\)](#) $\tau_\nu = 872 \pm 19$ s, [Peimbert et al. \(2016\)](#) $\tau_\nu = 870 \pm 14$ s y [Fernández et al. \(2018\)](#) $\tau_\nu = 872 \pm 33$ s, junto con la determinación en este trabajo, se encuentran dentro de 1σ del valor presentado por [Tanabashi et al. \(2018\)](#), y están de acuerdo con las determinaciones de laboratorio. Sin embargo, con el resultado de [Izotov et al. \(2014\)](#), se estima un valor de $\tau_\nu = 921 \pm 11$ s, lo cual difiere en más de 3σ de la determinación de laboratorio.

Si bien la determinación de Y_P encontrada en este trabajo es una mejora significativa sobre las determinaciones anteriores, aún nos gustaría mejorar la determinación. Para tener mayor precisión es necesario tener: a) datos atómicos de helio de mayor calidad; b) mejores modelos de evolución química, que nos permitiría tener una mejor determinación de la relación $\Delta Y/\Delta O$; c) un nuevo estudio de la ley de enrojecimiento que aprovecha al máximo los nuevos telescopios e instrumentos que no estaban disponibles hace unas décadas y d) las observaciones de objetos como NGC 346 con telescopios extragrandes de próxima generación ayudarán a tener mejores observaciones y así reducir el error en la determinación de Y_P .

Finalmente, como trabajo complementario, hice el análisis de forma independiente para las 97 ventanas observadas de NGC 346. Siguiendo el mismo procedimiento, obtuve las condiciones físicas, las abundancias iónicas y abundancias totales de He, N, O, Ne, S, Ar y Cl, a través del método directo y usando el formalismo de t^2 (esto se para cada una de las 97 ventanas observadas).

6.1.2. Otras Regiones Observadas

Realicé el análisis de la primera muestra de 8 regiones H II pobres en metales extragalácticas ubicadas en 4 galaxias del Universo local con $0.01 < z < 0.08$, donde z es el corrimiento al rojo cosmológico: UM 160 a, b, c, UM 420 a, b, c, TOL 0513–393 y TOL 2240–384. Siguiendo el procedimiento estándar y usando el método directo, determiné las condiciones físicas: temperatura, T_e y densidad, n_e de cada una. Posteriormente, obtuve las abundancias iónicas de He^+ , N^+ , O^+ , O^{++} , Ne^{++} , S^+ , S^{++} , Ar^{++} , Ar^{+3} y Cl^{++} en cada una. Finalmente usando distintos ICFs reportados en la literatura calculé las abundancias totales de N, O, Ne, S, Ar y Cl para cada región.

Como se explicó en la sección 2.3, hay un problema en la determinación de abundancias químicas. Las abundancias derivadas a través de las líneas colisionalmente excitadas difiere de las abundancias determinadas a través de líneas de recombinación. En este trabajo, se aborda el problema del ADF considerando el formalismo de t^2 . Por lo tanto, se reportan abundancias iónicas y totales usando un valor de $t^2 = 0.029 \pm 0.004$ ([Peimbert et al., 2012](#)), que corresponderían a las abundancias calculadas a través de líneas de recombinación.

Dado que estas 8 regiones tienen la característica de ser pobres en metales, hice una estimación de la abundancia de helio primordial. Para obtener una determinación, utilicé las líneas de He^+ para calcular la abundancia de He, posteriormente usando la fracción de helio presente en el medio interestelar producido por la evolución química galáctica: $\Delta Y/\Delta O = 3.3 \pm 0.7$, y haciendo una extrapolación a cero en oxígeno, obtuve un valor de Y_P para cada región. El valor final de Y_P de la muestra se obtuvo promediando por peso los valores de las determinaciones obtenidas en cada región. Como se comentó anteriormente, se debe tener mucho cuidado en la determinación del valor central, pero también en la estimación de sus errores. Para obtener un error final, es importante separar los errores entre estadísticos y sistemáticos de cada objeto. Haciendo un análisis preliminar se obtiene un valor central $Y_P = 0.2481$ con una incertidumbre ± 0.0031 , donde aproximadamente 0.0020 corresponde a errores sistemáticos y aproximadamente 0.0024 a errores estadísticos. Este valor es consistente con lo que se obtuvo en el artículo de NGC 346, así como con los valores determinados por [Aver et al. \(2015\)](#); [Peimbert et al. \(2016\)](#); [Fernández et al. \(2019\)](#).

La segunda muestra de regiones H II que obtuve durante las tres temporadas de observación aún no ha sido estudiada. Pero se pretende hacer un análisis similar para obtener las condiciones físicas y abundancias químicas de cada región. Además al ser regiones pobres en metales, también quiero hacer una estimación de la abundancia de helio primordial.

6.1.3. Modelos Numéricos y el ICF de Helio

La primera muestra de 8 regiones H II estudiadas en el capítulo 4, se usó como referencia para crear modelos de fotoionización con CLOUDY. El objetivo principal de crear modelos para estas regiones, fue obtener un ICF de helio para regiones de alta excitación. A través del análisis de los modelos estoy buscando si es o no necesaria una corrección de este factor del orden de 1 o 2 % para distintas regiones usadas para la determinación de Y_P .

Desafortunadamente, la malla de más de 2000 modelos que hice en CLOUDY no encontré resultados favorables al comparar con las observaciones de estas 8 regiones.

Por otra parte, usando las bases de datos 3MdB y BOND hice una búsqueda en modelos de regiones H II que empataran con los cocientes de S^+/S^{++} y O^+/O^{++} , pero tampoco encontré modelos que representaran las observaciones. Algo que no ayuda a este problema es que las bases de datos no cuentan con suficientes modelos que cubran el espacio de parámetros de regiones H II de baja metalicidad.

Finalmente, para complementar la búsqueda de modelos para regiones H II, decidí agregar datos observacionales de 28 regiones H II reportadas en Izotov et al. (1997), las cuales también han sido usadas para determinar la abundancia de helio primordial. Estas observaciones confirman que los objetos de mi muestra no son anómalos. Y como se pudo observar, los modelos no reproducen sus propiedades, por lo tanto debemos crear nuevos modelos con las características adecuadas para representar las propiedades de este tipo de regiones H II.

6.2. Investigaciones Futuras

Como muchos trabajos de investigación de frontera, este trabajo esta dejando cabos sueltos; he invertido esfuerzo en al menos 3 de ellos que además pueden ser delimitados para ser un artículo extra cada uno de ellos. No he podido profundizar ni concretar estos trabajos por falta de tiempo, pero quiero atacarlos todos en el futuro cercano.

- El trabajo que está más encaminado es el reportado en la sección 4.2, en colaboración con el Dr. Antonio Peimbert y el Dr. Manuel Peimbert. El objetivo principal es realizar una nueva determinación de Y_P en función de la muestra de 8 regiones H II del VLT. El análisis de cada región ya ha sido realizado. Lo que hace falta es juntar la información de las 8 regiones en una única determinación de Y_P asegurándonos de optimizar las mediciones y que el resultado final tenga las menores incertidumbres.
- El siguiente trabajo que también está avanzado es el reportando en la sección 3.3. Dispongo de mucha información de las 97 ventanas de NGC 346 que no fue publicada. Considero que sería un desperdicio no tratar de presentar esta información en una publicación. Estoy en el proceso de diseñar un artículo alrededor de estos datos en colaboración con el M. en C. Andrés Sixtos y los doctores Antonio Peimbert y Manuel Peimbert.

- El trabajo presentado en la sección 5.1.2 sobre el ICF de helio está menos desarrollado que los 2 anteriores. Este proyecto lo estoy haciendo en colaboración con el Dr. Christophe Morisset y el Dr. Antonio Peimbert. Este trabajo requiere crear un conjunto de modelos para regiones H II con la característica principal de considerar un gas pobre en metales, lo cual implica que el gas es pobre en enfriadores y por lo tanto es más caliente. Otro posible conjunto de modelos es crear modelos de regiones H II donde las estrellas no estén concentradas en el centro, sino distribuidas por varias zonas, de esta manera, el modelo final puede ser la interpolación de varias regiones H II. El objetivo principal es obtener un ICF para el helio y como consecuencia tener una mayor precisión en la determinación de la abundancia de helio, para que finalmente tengamos una determinación de abundancia de helio primordial con mayor precisión.
- Finalmente en la sección 4.3 muestro un trabajo que es el más atrasado. Pretendo hacer el estudio de las 10 regiones H II observadas en el telescopio de 2.1m de San Pedro Mártir. En este estudio quiero obtener las condiciones físicas y abundancias químicas mediante el método directo y como paso final hacer una estimación de la abundancia de helio primordial.

De los trabajos mencionados anteriormente, quiero atacar al menos uno. Por el momento tengo un primer borrador del artículo de las 8 regiones H II, el cual pretendo continuar para que sea enviado a una revista arbitrada en los próximos 3 meses.

Bibliografía

- Abbott, B. P., Abbott, R., & Abbott, T. D. et al.. 2016, *PhRvL*, 116, 061102
- Alpher, R. A., Bethe, H., & Gamow, G. 1948, *Physical Review*, 73, 803
- Alpher, R. A. & Herman, R. 1948, *Nature*, 162, 774
- Annibali, F., Nipoti, C., Ciotti, L., Tosi, M., Aloisi, A., Bellazzini, M., Cignoni, M., Cusano, F., Paris, D., & Sacchi, E. 2016, *ApJL*, 826, L27
- Arzumanov, S., Bondarenko, L., Chernyavsky, S., Drexel, W., Fomin, A., Geltenbort, P., Morozov, V., Panin, Y., Pendlebury, J., & Schreckenbach, K. 2000, *Physics Letters B*, 483, 15
- Aver, E., Olive, K. A., Porter, R. L., & Skillman, E. D. 2013, *JCAP*, 2013, 017
- Aver, E., Olive, K. A., & Skillman, E. D. 2010, *JCAP*, 2010, 003
- . 2011, *JCAP*, 2011, 043
- . 2012, *JCAP*, 4, 004
- . 2015, *JCAP*, 7, 011
- Benjamin, R. A., Skillman, E. D., & Smits, D. P. 2002, *ApJ*, 569, 288
- Berg, D. A., Skillman, E. D., Marble, A. R., van Zee, L., Engelbracht, C. W., Lee, J. C., Kennicutt, Robert C., J., Calzetti, D., Dale, D. A., & Johnson, B. D. 2012, *ApJ*, 754, 98
- Bernstein-Cooper, E. Z., Cannon, J. M., Elson, E. C., Warren, S. R., Chengular, J., Skillman, E. D., Adams, E. A. K., Bolatto, A. D., Giovanelli, R., Haynes, M. P., McQuinn, K. B. W., Pardy, S. A., Rhode, K. L., & Salzer, J. J. 2014, *AJ*, 148, 35
- Berry, A. 1961, *A short history of astronomy, from earliest times through the nineteenth century.*
- Bok, B. J. 1977, *PASP*, 89, 597

- Bouret, J. C., Lanz, T., Hillier, D. J., Heap, S. R., Hubeny, I., Lennon, D. J., Smith, L. J., & Evans, C. J. 2003, *ApJ*, 595, 1182
- Bowen, I. S. 1927, *Natur*, 120, 473
- Brown, W. R., Kewley, L. J., & Geller, M. J. 2008, *AJ*, 135, 92
- Byler, N., Dalcanton, J. J., Conroy, C., & Johnson, B. D. 2017, *ApJ*, 840, 44
- Campbell, A., Terlevich, R., & Melnick, J. 1986, *MNRAS*, 223, 811
- Cannon, J. M., Giovanelli, R., Haynes, M. P., Janowiecki, S., Parker, A., Salzer, J. J., Adams, E. A. K., Engstrom, E., Huang, S., McQuinn, K. B. W., Ott, J., Saintonge, A., Skillman, E. D., Allan, J., Erny, G., Fliss, P., & Smith, A. 2011, *ApJL*, 739, L22
- Carigi, L. & Peimbert, M. 2008, *RMxAA*, 44, 341
- Chabrier, G. 2003, *ApJ*, 586, L133
- Coc, A., Nunes, N. J., Olive, K. A., Uzan, J.-P., & Vangioni, E. 2007, *PhRvD*, 76, 023511
- Coc, A., Uzan, J.-P., & Vangioni, E. 2014, *JCAP*, 2014, 050
- Cyburt, R. H., Fields, B. D., Olive, K. A., & Skillman, E. 2005, *Astroparticle Physics*, 23, 313
- Cyburt, R. H., Fields, B. D., Olive, K. A., & Yeh, T.-H. 2016, *Reviews of Modern Physics*, 88, 015004
- Delgado-Inglada, G., Morisset, C., & Stasińska, G. 2014, *MNRAS*, 440, 536
- Díaz, A. I. & Pérez-Montero, E. 2000, *MNRAS*, 312, 130
- Dopita, M. A., Sutherland, R. S., Nicholls, D. C., Kewley, L. J., & Vogt, F. P. A. 2013, *APJS*, 208, 10
- Ekta, Chengalur, J. N., & Pustilnik, S. A. 2008, *MNRAS*, 391, 881
- Ercolano, B., Barlow, M. J., Storey, P. J., & Liu, X.-W. 2003, *MNRAS*, 340, 1136
- Ercolano, B., Young, P. R., Drake, J. J., & Raymond, J. C. 2008, *APJS*, 175, 534
- Esteban, C., Peimbert, M., García-Rojas, J., Ruiz, M. T., Peimbert, A., & Rodríguez, M. 2004, *MNRAS*, 355, 229
- Evans, C. J., Castro, N., Gonzalez, O. A., Garcia, M., Bastian, N., Cioni, M. R. L., Clark, J. S., Davies, B., Ferguson, A. M. N., Kamann, S., Lennon, D. J., Patrick, L. R., Vink, J. S., & Weisz, D. R. 2019, *A&A*, 622, A129
- Ferland, G. J., Chatzikos, M., Guzmán, F., Lykins, M. L., van Hoof, P. A. M., Williams, R. J. R., Abel, N. P., Badnell, N. R., Keenan, F. P., Porter, R. L., & Stancil, P. C. 2017, *RMxAA*, 53, 385
- Ferland, G. J., Izotov, Y., Peimbert, A., Peimbert, M., Porter, R. L., Skillman, E., & Steigman, G. Light Elements in the Universe, ed. , C. CharbonnelM. TosiF. Primas & C. Chiappini, 163–167
- Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A., Ferguson, J. W., Kingdon, J. B., & Verner, E. M. 1998, *PASP*, 110, 761

- Ferland, G. J., Porter, R. L., van Hoof, P. A. M., Williams, R. J. R., Abel, N. P., Lykins, M. L., Shaw, G., Henney, W. J., & Stancil, P. C. 2013, *RMxAA*, 49, 137
- Fernández, V., Terlevich, E., Díaz, A. I., & Terlevich, R. 2019, *MNRAS*, 487, 3221
- Fernández, V., Terlevich, E., Díaz, A. I., Terlevich, R., & Rosales-Ortega, F. F. 2018, *MNRAS*, 478, 5301
- Ferrini, F., Penco, U., & Palla, F. 1990, *A&A*, 231, 391
- Finkelstein, S. L., Papovich, C., Ryan, R. E., Pawlik, A. H., Dickinson, M., Ferguson, H. C., Finlator, K., Koekemoer, A. M., Giavalisco, M., Cooray, A., Dunlop, J. S., Faber, S. M., Grogin, N. A., Kocevski, D. D., & Newman, J. A. 2012, *ApJ*, 758, 93
- Gamow, G. 1946, *Physical Review*, 70, 572
- García-Berro, E., Isern, J., & Kubyshin, Y. A. 2007, *A&ARv*, 14, 113
- García-Rojas, J. & Esteban, C. 2007, *ApJ*, 670, 457
- García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, M., Rodríguez, M., Ruiz, M. T., & Peimbert, A. 2004, *APJS*, 153, 501
- García-Vargas, M. L., Mollá, M., & Martín-Manjón, M. L. 2013, *MNRAS*, 432, 2746
- Garnett, D. R. & Shields, G. A. 1987, *ApJ*, 317, 82
- Gaßner, J. M. & Lesch, H. 2008, *International Journal of Theoretical Physics*, 47, 438
- Giovanelli, R., Haynes, M. P., Adams, E. A. K., Cannon, J. M., Rhode, K. L., Salzer, J. J., Skillman, E. D., Bernstein-Cooper, E. Z., & McQuinn, K. B. W. 2013, *AJ*, 146, 15
- Giovanelli, R., Haynes, M. P., Kent, B. R., Perillat, P., Saintonge, A., Brosch, N., Catinella, B., Hoffman, G. L., Stierwalt, S., & Spekkens, K. 2005, *AJ*, 130, 2598
- González Delgado, R. M., Leitherer, C., & Heckman, T. M. 1999, *APJS*, 125, 489
- Gruenwald, R. B. & Pequignot, D. 1989, in *IAU Symposium*, Vol. 131, *Planetary Nebulae*, ed. S. Torres-Peimbert, 224
- Hamuy, M., Suntzeff, N. B., Heathcote, S. R., Walker, A. R., Gigoux, P., & Phillips, M. M. 1994, *PASP*, 106, 566
- Hamuy, M., Walker, A. R., Suntzeff, N. B., Gigoux, P., Heathcote, S. R., & Phillips, M. M. 1992, *PASP*, 104, 533
- Hartmann, J. 1904, *ApJ*, 19, 268
- Haynes, M. P., Giovanelli, R., Martin, A. M., Hess, K. M., Saintonge, A., Adams, E. A. K., Hallenbeck, G., Hoffman, G. L., Huang, S., & Kent, B. R. 2011, *AJ*, 142, 170
- Herschel, W. 1786, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, 76, 457
- Hirschauer, A. S., Salzer, J. J., Skillman, E. D., Berg, D., McQuinn, K. B. W., Cannon, J. M., Gordon, A. J. R., Haynes, M. P., Giovanelli, R., & Adams, E. A. K. 2016, *ApJ*, 822, 108

- Hubble, E. 1929, *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168
- Hubble, E. P. 1926, *ApJ*, 64
- Izotov, I. I., Guseva, N. G., Lipovetskii, V. A., Kniazev, A. I., & Stepanian, J. A. 1990, *Natur*, 343, 238
- Izotov, Y. I., Guseva, N. G., Fricke, K. J., & Papaderos, P. 2009, *A&A*, 503, 61
- Izotov, Y. I., Stasińska, G., & Guseva, N. G. 2013, *A&A*, 558, A57
- Izotov, Y. I. & Thuan, T. X. 1998, *ApJ*, 500, 188
- . 2004, *ApJ*, 602, 200
- . 2010, *ApJL*, 710, L67
- Izotov, Y. I., Thuan, T. X., & Guseva, N. G. 2014, *MNRAS*, 445, 778
- Izotov, Y. I., Thuan, T. X., & Lipovetsky, V. A. 1997, *APJS*, 108, 1
- Izotov, Y. I., Thuan, T. X., & Stasińska, G. 2007, *ApJ*, 662, 15
- Jones, D., Wesson, R., García-Rojas, J., Corradi, R. L. M., & Boffin, H. M. J. 2016, *MNRAS*, 455, 3263
- Juan de Dios, L. & Rodríguez, M. 2017, *MNRAS*, 469, 1036
- Kehrig, C., Monreal-Ibero, A., Papaderos, P., Vílchez, J. M., Gomes, J. M., Masegosa, J., Sánchez, S. F., Lehnert, M. D., Cid Fernandes, R., Bland-Hawthorn, J., Bomans, D. J., Marquez, I., Mast, D., Aguerri, J. A. L., López-Sánchez, Á. R., Marino, R. A., Pasquali, A., Perez, I., Roth, M. M., Sánchez-Blázquez, P., & Ziegler, B. 2012, *A&A*, 540, A11
- Kehrig, C., Vílchez, J. M., Guerrero, M. A., Iglesias-Páramo, J., Hunt, L. K., Duarte-Puertas, S., & Ramos-Larios, G. 2018, *MNRAS*, 480, 1081
- Kennicutt, Robert C., J., Edgar, B. K., & Hodge, P. W. 1989, *ApJ*, 337, 761
- Kingdon, J. & Ferland, G. J. 1995, *ApJ*, 442, 714
- Kniazev, A. Y., Grebel, E. K., Hao, L., Strauss, M. A., Brinkmann, J., & Fukugita, M. 2003, *ApJL*, 593, L73
- Kroupa, P. in , *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 285, *Modes of Star Formation and the Origin of Field Populations*, ed. E. K. Grebel & W. Brandner, 86
- Kunth, D. & Östlin, G. 2000, *A&ARv*, 10, 1
- Kunth, D. & Sargent, W. L. W. 1986, *ApJ*, 300, 496
- Kurucz, R. L. 1979, *APJS*, 40, 1
- Lanz, T. & Hubeny, I. 2007, *APJS*, 169, 83
- Lemaître, G. 1927, *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, 47, 49

- Lennon, D. J. & Burke, V. M. 1994, *A&AS*, 103, 273
- Lequeux, J., Peimbert, M., Rayo, J. F., Serrano, A., & Torres-Peimbert, S. 1979, *A&A*, 500, 145
- Liu, X. W. *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, ed. , W. J. Henney, J. Franco & M. Martos, Vol. 12, 70–76
- Liu, X.-W., Storey, P. J., Barlow, M. J., Danziger, I. J., Cohen, M., & Bryce, M. 2000, *MNRAS*, 312, 585
- Luridiana, V., Morisset, C., & Shaw, R. A. 2015, *A&A*, 573, A42
- Luridiana, V., Peimbert, M., & Leitherer, C. 1999, *ApJ*, 527, 110
- Lykins, M. L., Ferland, G. J., Kisielius, R., Chatzikos, M., Porter, R. L., van Hoof, P. A. M., Williams, R. J. R., Keenan, F. P., & Stancil, P. C. 2015, *ApJ*, 807, 118
- Makarov, D. I., Makarova, L. N., Pustilnik, S. A., & Borisov, S. B. 2017, *MNRAS*, 466, 556
- Mangano, G., Miele, G., Pastor, S., Pinto, T., Pisanti, O., & Serpico, P. D. 2005, *Nuclear Physics B*, 729, 221
- Mangano, G. & Serpico, P. D. 2011, *Physics Letters B*, 701, 296
- Marino, R. A., Rosales-Ortega, F. F., Sánchez, S. F., Gil de Paz, A., Vílchez, J., Miralles-Caballero, D., Kehrig, C., Pérez-Montero, E., Stanishev, V., Iglesias-Páramo, J., Díaz, A. I., Castillo-Morales, A., Kennicutt, R., López-Sánchez, A. R., Galbany, L., García-Benito, R., Mast, D., Mendez-Abreu, J., Monreal-Ibero, A., Husemann, B., Walcher, C. J., García-Lorenzo, B., Masegosa, J., Del Olmo Orozco, A., Mourão, A. M., Ziegler, B., Mollá, M., Papaderos, P., Sánchez-Blázquez, P., González Delgado, R. M., Falcón-Barroso, J., Roth, M. M., van de Ven, G., & Califa Team. 2013, *A&A*, 559, A114
- Martin, A. M., Papastergis, E., Giovanelli, R., Haynes, M. P., Springob, C. M., & Stierwalt, S. 2010, *ApJ*, 723, 1359
- Martín-Manjón, M. L., García-Vargas, M. L., Mollá, M., & Díaz, A. I. 2010, *MNRAS*, 403, 2012
- Massey, P., Parker, J. W., & Garmany, C. D. 1989, *AJ*, 98, 1305
- Mathis, J. S. in , *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, ed. M. PeñaS. Kurtz, Vol. 3, 207
- Mathis, J. S. & Liu, X. W. 1999, *ApJ*, 521, 212
- Mathis, J. S. & Rosa, M. R. 1991, *A&A*, 245, 625
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Natur*, 378, 355
- McGaugh, S. S. 1991, *ApJ*, 380, 140
- . 1994, *ApJ*, 426, 135
- McLaughlin, B. M. & Bell, K. L. 1993, *ApJ*, 408, 753
- McQuinn, K. B. W., Skillman, E. D., Berg, D., Cannon, J. M., Salzer, J. J., Adams, E. A. K., Dolphin, A., Giovanelli, R., Haynes, M. P., & Rhode, K. L. 2013, *AJ*, 146, 145

- Michell, J. 1784, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, 74, 35
- Morisset, C. 2013, *pyCloudy: Tools to manage astronomical Cloudy photoionization code*
- Morisset, C. 2014, in *Asymmetrical Planetary Nebulae VI Conference*, 62
- Morisset, C. IAU Symposium, Vol. 323, , *Planetary Nebulae: Multi-Wavelength Probes of Stellar and Galactic Evolution*, ed. X. LiuL. Stanghellini & A. Karakas, 43–50
- Morisset, C. & Delgado-Inglada, G. 2014, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Vol. 44, 136–136
- Nicholls, D. C., Dopita, M. A., & Sutherland, R. S. 2012, *ApJ*, 752, 148
- Niemela, V. S., Marraco, H. G., & Cabanne, M. L. 1986, *PASP*, 98, 1133
- O’Dell, C. R., Peimbert, M., & Peimbert, A. 2003, *AJ*, 125, 2590
- Olive, K. A. & Skillman, E. D. 2001, *New Astronomy*, 6, 119
- . 2004, *ApJ*, 617, 29
- Osterbrock, D. E. & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*
- Osterbrock, D. E. & Rogerson, Jr., J. B. 1961, *PASP*, 73, 129
- Pagel, B. E. J., Edmunds, M. G., Blackwell, D. E., Chun, M. S., & Smith, G. 1979, *MNRAS*, 189, 95
- Pagel, B. E. J., Simonson, E. A., Terlevich, R. J., & Edmunds, M. G. 1992, *MNRAS*, 255, 325
- Pauldrach, A. W. A., Hoffmann, T. L., & Lennon, M. 2001, *A&A*, 375, 161
- Peña-Guerrero, M. A., Peimbert, A., Peimbert, M., & Ruiz, M. T. 2012, *ApJ*, 746, 115
- Peebles, P. J. E. 1969, *ApJ*, 155, 393
- Peebles, P. J. E. & Dicke, R. H. 1968, *ApJ*, 154, 891
- Peebles, P. J. E. & Yu, J. T. 1970, *ApJ*, 162, 815
- Peimbert, A. 2003, *ApJ*, 584, 735
- Peimbert, A., Peña-Guerrero, M. A., & Peimbert, M. 2012, *ApJ*, 753, 39
- Peimbert, A., Peimbert, M., & Luridiana, V. 2002, *ApJ*, 565, 668
- . 2016, *RMxAA*, 52, 419
- Peimbert, A., Peimbert, M., & Ruiz, M. T. 2005, *ApJ*, 634, 1056
- Peimbert, M. 1967, *ApJ*, 150, 825
- Peimbert, M. & Costero, R. 1969, *Boletin de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, 5, 3
- Peimbert, M., Luridiana, V., & Peimbert, A. 2007a, *ApJ*, 666, 636

- Peimbert, M., Luridiana, V., Peimbert, A., & Carigi, L. From Stars to Galaxies: Building the Pieces to Build Up the Universe, ed. , A. VallenariR. Tantalol. Portinari & A. Moretti, 81
- Peimbert, M., Luridiana, V., Peimbert, A., & Carigi, L. From Stars to Galaxies: Building the Pieces to Build Up the Universe, ed. , A. VallenariR. Tantalol. Portinari & A. Moretti, 81
- Peimbert, M. & Peimbert, A. 2011, in Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica, vol. 27, Vol. 39, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, 1–8
- Peimbert, M., Peimbert, A., Carigi, L., & Luridiana, V. Light Elements in the Universe, ed. , C. CharbonnelM. TosiF. Primas & C. Chiappini, 91–100
- Peimbert, M., Peimbert, A., & Ruiz, M. T. 2000, ApJ, 541, 688
- Peimbert, M., Storey, P. J., & Torres-Peimbert, S. 1993, ApJ, 414, 626
- Peimbert, M. & Torres-Peimbert, S. 1974, ApJ, 193, 327
- Pena, M. 1986, PASP, 98, 1061
- Penzias, A. A. & Wilson, R. W. 1965, ApJ, 142, 419
- Pérez-Montero, E., Hägele, G. F., Contini, T., & Díaz, Á. I. 2007, MNRAS, 381, 125
- Pilyugin, L. S. 2000, A&A, 362, 325
- . 2001, A&A, 369, 594
- Planck Collaboration, Akrami, Y., Arroja, F., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Ballardini, M., Banday, A. J., & Barreiro, R. B. 2018, arXiv e-prints, arXiv:1807.06205
- Porter, R. L., Ferland, G. J., Storey, P. J., & Detisch, M. J. 2013, MNRAS, 433, L89
- Pustilnik, S. A., Kniazev, A. Y., & Pramskij, A. G. 2005, A&A, 443, 91
- Pustilnik, S. A. & Martin, J. M. 2007, A&A, 464, 859
- Relaño, M., Peimbert, M., & Beckman, J. E. Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, ed. , W. J. HenneyJ. Franco & M. Martos, Vol. 12, 263–264
- Rhode, K. L., Salzer, J. J., Haurberg, N. C., Van Sistine, A., Young, M. D., Haynes, M. P., Giovanelli, R., Cannon, J. M., Skillman, E. D., McQuinn, K. B. W., & Adams, E. A. K. 2013, AJ, 145, 149
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., Clocchiatti, A., Diercks, A., Garnavich, P. M., Gilliland, R. L., Hogan, C. J., Jha, S., Kirshner, R. P., Leibundgut, B., Phillips, M. M., Reiss, D., Schmidt, B. P., Schommer, R. A., Smith, R. C., Spyromilio, J., Stubbs, C., Suntzeff, N. B., & Tonry, J. 1998, AJ, 116, 1009
- Salpeter, E. E. 1955, ApJ, 121, 161
- Sánchez, S. F., Barrera-Ballesteros, J. K., López-Cobá, C., Brough, S., Bryant, J. J., Bland - Hawthorn, J., Croom, S. M., van de Sande, J., Cortese, L., Goodwin, M., Lawrence, J. S., López-Sánchez, A. R., Sweet, S. M., Owers, M. S., Richards, S. N., & Walcher, C. J. 2019, MNRAS, 484, 3042

- Sánchez-Menguiano, L., Sánchez, S. F., Pérez, I., Ruiz-Lara, T., Galbany, L., Anderson, J. P., Krühler, T., Kuncarayakti, H., & Lyman, J. D. 2018, *A&A*, 609, A119
- Sawey, P. M. J. & Berrington, K. A. 1993, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 55, 81
- Schaerer, D. & de Koter, A. 1997, *A&A*, 322, 598
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73P
- Skillman, E. D., Kennicutt, R. C., & Hodge, P. W. 1989, *ApJ*, 347, 875
- Skillman, E. D., Melnick, J., Terlevich, R., & Moles, M. 1988, *A&A*, 196, 31
- Skillman, E. D., Salzer, J. J., Berg, D. A., Pogge, R. W., Haurberg, N. C., Cannon, J. M., Aver, E., Olive, K. A., Giovanelli, R., Haynes, M. P., Adams, E. A. K., McQuinn, K. B. W., & Rhode, K. L. 2013, *AJ*, 146, 3
- Stark, D. P. 2016, *ARA&A*, 54, 761
- Stasińska, G. 1978, *A&A*, 66, 257
- . 1990, *A&AS*, 83, 501
- Stasińska, G. *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, ed. , S. J. Arthur N. S. Brickhouse & J. Franco, Vol. 9, 158–162
- . 2002, arXiv e-prints, astro
- Stasińska, G. & Izotov, Y. 2001, *A&A*, 378, 817
- Stasińska, G., Izotov, Y., Morisset, C., & Guseva, N. 2015, *A&A*, 576, A83
- Stasińska, G., Morisset, C., Simón-Díaz, S., Bresolin, F., Schaerer, D., & Brandl, B. 2013, *A&A*, 551, A82
- Steigman, G. 2002, arXiv e-prints, astro
- Storey, P. J. & Hummer, D. G. 1995, *MNRAS*, 272, 41
- Tanabashi, M., Hagiwara, K., Hikasa, K., Nakamura, K., Sumino, Y., Takahashi, F., Tanaka, J., Agashe, K., Aielli, G., Amsler, C., & et al. 2018, *PhRvD*, 98, 030001
- Thuan, T. X., Izotov, Y. I., & Lipovetsky, V. A. 1997, *ApJ*, 477, 661
- Torres-Peimbert, S., Peimbert, M., & Fierro, J. 1989, *ApJ*, 345, 186
- Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., Seibert, M., Peng, E. W., Schlegel, D. J., Uomoto, A., Fukugita, M., & Brinkmann, J. 2004, *ApJ*, 613, 898
- Trumpler, R. J. 1930, *Lick Observatory Bulletin*, 420, 154
- Tsamis, Y. G., Walsh, J. R., Vílchez, J. M., & Péquignot, D. 2011, *MNRAS*, 412, 1367
- Uzan, J.-P. 2003, *Reviews of Modern Physics*, 75, 403

- Vale Asari, N., Stasińska, G., Morisset, C., & Cid Fernandes, R. 2016, MNRAS, 460, 1739
- Valerdi, M., Peimbert, A., Peimbert, M., & Sixtos, A. 2019, ApJ, 876, 98
- Viegas, S. M., Gruenwald, R., & Steigman, G. 2000, ApJ, 531, 813
- Vilchez, J. M. 1989, APSS, 157, 9
- Vilchez, J. M. & Esteban, C. 1996, MNRAS, 280, 720
- Walborn, N. R. & Blades, J. C. 1986, ApJ, 304, L17
- Weisz, D. R. & Boylan-Kolchin, M. 2017, MNRAS, 469, L83
- Wesson, R., Jones, D., García-Rojas, J., Boffin, H. M. J., & Corradi, R. L. M. 2018, MNRAS, 480, 4589
- Wiese, W. L., Fuhr, J. R., & Deters, T. M. 1996, Atomic transition probabilities of carbon, nitrogen, and oxygen : a critical data compilation
- Wyse, A. B. 1942, ApJ, 95, 356
- Yao, W. M., Amsler, C., Asner, D., Barnett, R. M., Beringer, J., Burchat, P. R., Carone, C. D., Caso, C., Dahl, O., D'Ambrosio, G., De Gouvea, A., Doser, M., Eidelman, S., Feng, J. L., Gherghetta, & et al. 2006, Journal of Physics G Nuclear Physics, 33, 1