



**INAOE**

# **Determinación de la abundancia primordial de helio a partir de datos del SDSS**

por

**Fernando Fabián Rosales Ortega**

Tesis sometida como requisito parcial para  
obtener el grado de

**MAESTRO EN CIENCIAS EN LA  
ESPECIALIDAD DE ASTROFÍSICA**

en el

**Instituto Nacional de Astrofísica,  
Óptica y Electrónica**

3 de Julio 2006  
Tonantzintla, Puebla

Supervisada por:

**Dr. Roberto Terlevich, INAOE**

**Dra. Elena Terlevich, INAOE**

©INAOE 2006

El autor otorga al INAOE el permiso de reproducir  
y distribuir copias en su totalidad o en partes de esta tesis





# Resumen

En este trabajo de tesis se desarrolla la determinación de la abundancia de helio primordial a partir de las observaciones y mediciones de 68 galaxias con regiones H II pertenecientes al catálogo del Sloan Digital Sky Survey. En § 1 se describe la historia térmica del Universo y la síntesis del helio primordial así como los últimos resultados cosmológicos relevantes. A fin de discutir en detalle diversos procesos atómicos que juegan un papel relevante en la determinación de  $Y_{\mathcal{P}}$ , en § 2 se da una pequeña introducción a la física de las regiones H II. Igualmente, en § 3 y § 4 se proporciona una pequeña revisión histórica acerca de la determinación de la abundancia de helio primordial hasta la actualidad. En § 5 se presentan las observaciones espectroscópicas de 71 regiones H II extragalácticas correspondientes a 68 diferentes objetos seleccionados a partir de criterios físicos y espectroscópicos que determinan las mejores regiones H II para el estudio de la abundancia del helio primordial. El análisis de abundancias se desarrolla en § 6, utilizando cuatro diferentes métodos para obtener conjuntos de datos destinados a la determinación de  $Y_{\mathcal{P}}$ : método clásico, implementación del código de ajuste de síntesis de poblaciones estelares STARLIGHT, corrección de errores sistemáticos utilizando un código auto-consistente para la determinación de helio nebuloso y corrección por absorción estelar subyacente. A partir de estos métodos, se obtienen dos valores preferidos para  $Y_{\mathcal{P}}$  a partir de los resultados de diferentes ajustes lineales para las relaciones  $Y$  vs. O/H y  $Y$  vs. N/H, para el primer caso se obtiene un valor de la abundancia de helio primordial  $Y_{\mathcal{P}} = 0.2443 \pm 0.0041$ , para la segunda relación se obtiene  $Y_{\mathcal{P}} = 0.2483 \pm 0.0028$ .

Se concluye que dadas las incertidumbres sistemáticas y la falta de objetos para una precisa determinación observacional de la abundancia de helio primordial, ésta no se presenta una discrepancia entre los valores obtenidos observacionalmente y el valor predicho a partir de datos de la radiación cósmica de fondo. Sin embargo se recalca que la determinación de  $Y_{\mathcal{P}}$  se encuentra limitada por errores sistemáticos que no han sido plenamente considerados en determinaciones observacionales publicada hasta la fecha.



# Dedicatoria

A MIS PADRES,

GREGORIO ROSALES ALONSO Y MA. AZAHALIA ORTEGA SOTELO,  
QUIENES SEMBRARON LA SEMILLA Y FERTILIZARON MI INQUIETUD DE CONOCER,  
GRACIAS POR SU CARIÑO, ENSEÑANZA, COMPRENSIÓN Y APOYO INCONDICIONAL.

A TODA MI FAMILIA,

POR EL APOYO QUE ME HAN BRINDADO DURANTE  
MI VIDA, LES AGRADEZCO SU CARIÑO Y COMPAÑÍA.

A ERIKA,

POR COMPARTIR CONMIGO LOS MEJORES AÑOS DE NUESTRAS VIDAS,  
GRACIAS POR TU CONFIANZA Y CARIÑO.



# Agradecimientos

A MIS ASESORES:

DR. ROBERTO J. TERLEVICH Y DRA. ELENA TERLEVICH,  
POR SU PACIENCIA, ENSEÑANZA Y APOYO INVALUABLE  
PERO SOBRE TODO POR BRINDARME SU AMISTAD.

A MIS SINODALES DE TESIS:

DRA. VALENTINA LURIDIANA, DR. DANIEL ROSA GONZÁLEZ  
Y DR. MIGUEL CHÁVEZ DAGOSTINO, POR SU DISPOSICIÓN PARA  
REVISAR EL PRESENTE TRABAJO Y POR SUS RELEVANTES COMENTARIOS.

A TODOS MIS COMPAÑEROS Y AMIGOS,

POR SU APOYO, CONFIANZA, CARIÑO Y POR TODOS AQUELLOS  
MOMENTOS QUE HEMOS COMPARTIDO A LO LARGO DE ESTOS AÑOS.

AL INSTITUTO NACIONAL DE ASTROFÍSICA, ÓPTICA Y ELECTRÓNICA (INAOE),  
POR EL APOYO BRINDADO PARA LA REALIZACIÓN DEL PRESENTE TRABAJO,  
EN ESPECIAL A SU DIRECTOR GENERAL, EL DR. JOSÉ GUICHARD ROMERO.

AL CONSEJO NACIONAL DE CIENCIA Y TECNOLOGÍA (CONACYT),  
POR LA BECA OTORGADA PARA LA REALIZACIÓN DEL PROGRAMA DE MAESTRÍA.



# Contenido

Resumen . . . . .	i
Dedicatoria . . . . .	iii
Agradecimientos . . . . .	v
Índice de figuras . . . . .	ix
Índice de tablas . . . . .	xi
1. Introducción . . . . .	1
1.1 Historia térmica del universo temprano . . . . .	4
1.2 BBN y la síntesis del helio primordial . . . . .	5
1.3 Medición observacional del helio primordial . . . . .	9
1.4 Modelos alternativos a la nucleosíntesis primordial . . . . .	11
1.5 Resultados y restricciones de la CMB . . . . .	13
1.5.1 Abundancias primordiales . . . . .	14
1.6 Trabajo de tesis . . . . .	17
2. Física de regiones H II . . . . .	19
2.1 Introducción . . . . .	19
2.2 Nebulosas Difusas . . . . .	21
2.3 Equilibrio de Fotoionización . . . . .	22
2.3.1 Fotoionización y recombinación del hidrógeno . . . . .	24
2.3.2 Fotoionización de una nebulosa que contiene H y He . . . . .	25
2.4 Cálculo del espectro de emisión . . . . .	29
2.4.1 Líneas de recombinación en el óptico . . . . .	30
2.5 Efectos de transporte radiativo . . . . .	32
2.6 Excitación colisional del He I . . . . .	32
2.7 Teoría vs. observaciones . . . . .	33
3. Desarrollo histórico y <i>status</i> actual . . . . .	37
3.1 Método clásico: Peimbert & Torres-Peimbert, 1974 . . . . .	39
3.2 Década de 1980 a 1990 . . . . .	40
3.3 Década de 1990 a 2000 . . . . .	42
3.4 Año 2000 hasta la actualidad . . . . .	47

4. Fuentes de incertidumbre en la determinación de $Y_P$ . . . . .	57
4.1 Absorción estelar subyacente . . . . .	59
4.2 Estructura de ionización . . . . .	60
4.3 Temperatura de las nebulosas . . . . .	61
4.4 Estructura de densidad . . . . .	61
4.5 Excitación colisional de las líneas de H I y He I . . . . .	62
4.6 Profundidad óptica de las líneas del triplete de He I . . . . .	62
4.7 Incertidumbres sistemáticas . . . . .	63
4.8 Otros problemas . . . . .	65
4.9 Los mejores objetos para la determinación de $Y_P$ . . . . .	66
4.9.1 Un problema adicional: disponibilidad de objetos . . . . .	67
5. Datos espectroscópicos . . . . .	69
5.1 Observatorios virtuales y grandes bases de datos . . . . .	70
5.1.1 Sloan Digital Sky Survey . . . . .	71
5.1.2 Aspectos espectroscópicos del DR4 . . . . .	72
5.2 Criterios de selección espectroscópicos . . . . .	74
6. Análisis de los datos . . . . .	83
6.1 Corrección por extinción . . . . .	83
6.2 Primer método: determinación clásica de $Y_P$ . . . . .	85
6.2.1 Análisis de abundancias . . . . .	86
6.2.1.1 Temperaturas y densidades electrónicas . . . . .	87
6.2.1.2 Abundancias químicas a partir de líneas prohibidas . . . . .	89
6.2.1.3 Determinación de la abundancia de helio . . . . .	95
6.3 Segundo método: STARLIGHT . . . . .	101
6.3.1 Método de síntesis espectral . . . . .	102
6.4 Tercer método: corrección por incertidumbres sistemáticas . . . . .	109
6.5 Cuarto método: corrección por absorción estelar subyacente . . . . .	115
7. Resultados y discusión . . . . .	129
7.1 Métodos: clásico, STARLIGHT y corrección por Absorción Estelar Subyacente . . . . .	129
7.1.1 Un objeto peculiar: IZw 18 . . . . .	136
7.2 Regresiones lineales . . . . .	137
7.3 Método de corrección por incertidumbres sistemáticas . . . . .	146
7.4 Abundancia primordial del helio . . . . .	148
7.4.1 Implicaciones cosmológicas . . . . .	152
8. Conclusiones . . . . .	157

# Índice de figuras

1.1	Abundancias de los elementos ligeros en función de $\eta$ . . . . .	6
1.2	Anisotropía de la CMB por WMAP . . . . .	14
2.1	Nebulosa de Orión y Nebulosa del Anillo . . . . .	21
2.2	Diagrama de niveles de energía del hidrógeno . . . . .	26
2.3	Diagrama de niveles de energía del He I . . . . .	33
3.1	Ejemplo de regresión lineal del $Y$ vs. $O/H$ . . . . .	39
3.2	Imágenes de las regiones H II I Zw 18 y SBS-0335-052 . . . . .	46
3.3	Determinación de $Y_P$ en los últimos años . . . . .	54
4.1	Diagrama esquemático de esferas de Strömgen . . . . .	61
5.1	Telescopio del SDSS en el Observatorio Apache Point . . . . .	72
5.2	Estudio espectroscópico del SDSS DR4 . . . . .	73
5.3	Ejemplo de diagrama BPT . . . . .	75
6.1	Mapa de emisión de polvo Galáctico . . . . .	84
6.2	Corrección por extinción . . . . .	85
6.3	Diagrama BPT de la muestra de datos . . . . .	87
6.4	Diferencia $\log(O/H)$ entre $\lambda 3727$ y $\lambda 7325$ . . . . .	90
6.5	Diferencia entre $Y_{Pagel}$ y $Y_{Benjamin}$ . . . . .	97
6.6	Ajuste STARLIGHT . . . . .	105
6.7	Líneas de He en el óptico . . . . .	117
6.8	Evolución de $EW(H\beta)$ en función de la edad . . . . .	118
6.9	Evolución de $EW(\lambda 4471)$ , $Z=0.001$ . . . . .	119
6.10	Ejemplo de medición de $EW(\lambda 4471)$ . . . . .	122
7.1	Diferencia en $Y$ para distintos métodos . . . . .	131
7.2	$Y_P$ vs O y N (método clásico) . . . . .	133
7.3	$Y_P$ vs O y N (método STARLIGHT) . . . . .	134
7.4	$Y_P$ vs O y N (corrección SSP) . . . . .	135
7.5	Regresión lineal $Y_P$ vs O y N (método clásico) . . . . .	143

7.6	Regresión lineal $Y_P$ vs O y N (método STARLIGHT) . . . . .	144
7.7	Regresión lineal $Y_P$ vs O y N (corrección SSP) . . . . .	145
7.8	Variación de $Y$ (Olive & Skillman 2004) . . . . .	147
7.9	Comparación en determinación de $Y_P$ . . . . .	151
8.1	Abundancias primordiales como función de $\eta_{10}$ . . . . .	159

# Índice de tablas

1.1	Abundancias cosmológicas producidas por la nucleosíntesis primordial . . . . .	9
1.2	Abundancias primordiales a partir de CMB WMAP . . . . .	16
3.1	Relación histórica de la determinación de $Y_P$ . . . . .	55
4.1	Errores en la determinación de $Y_P$ . . . . .	66
5.1	Lista de objetos seleccionados . . . . .	79
5.1	continuación 5.1 . . . . .	80
5.1	continuación 5.1 . . . . .	81
6.1	Algoritmos para la determinación de abundancias . . . . .	91
6.2	Abundancias de O y N . . . . .	92
6.2	continuación 6.2 . . . . .	93
6.2	continuación 6.2 . . . . .	94
6.3	Emisividades teóricas para He . . . . .	96
6.4	Abundancias de helio, método clásico . . . . .	100
6.4	continuación 6.4 . . . . .	101
6.5	Abundancias de helio, STARLIGHT . . . . .	108
6.5	continuación 6.5 . . . . .	109
6.6	Resultados código minimización . . . . .	114
6.6	continuación 6.6 . . . . .	115
6.7	Metalicidad, edad y modelos SSP . . . . .	120
6.7	continuación 6.7 . . . . .	121
6.8	Anchos equivalentes de He . . . . .	123
6.8	continuación 6.8 . . . . .	124
6.8	continuación 6.8 . . . . .	125
6.9	Abundancias de helio corregidas por AES . . . . .	126
6.9	continuación 6.9 . . . . .	127
6.9	continuación 6.9 . . . . .	128
7.1	Resultados de las regresiones lineales para $Y_P$ . . . . .	149

7.2	Valores finales de $Y_P$ . . . . .	152
7.3	Tabla comparativa de las abundancias primordiales con WMAP . . . . .	154

# Capítulo 1

## Introducción

La cosmología es el estudio de las características globales del universo, a lo largo de la historia esta búsqueda ha llevado a la descripción y el descubrimiento de una multitud de objetos fascinantes, los cuales van desde simples granos y partículas de polvo interestelar, hasta galaxias de núcleo activo y objetos cuasi-estelares. Sin embargo, se puede considerar que su principal objetivo es determinar el estado térmico, químico y estructural del universo en la actualidad en términos de las condiciones que existieron en un universo temprano. Los científicos dedicados al estudio del cosmos gustan de imaginar el universo en términos de una serie de parámetros que describen de manera general su composición y estructura. Hoy en día, sabemos que el universo está caracterizado por una densidad muy pequeña ( $\rho \approx 10^{-26} \text{ kg m}^{-3}$ ), una composición *química* peculiar en donde una parte de la energía se encuentra en la forma de materia ordinaria o *bariónica* y una no tan ordinaria llamada materia oscura fría o *no-bariónica*, además de una extraña energía oscura que parece dominar la estructura y dinámica del universo. Por otra parte, la cosmología ha descubierto que existe una jerarquización de estructuras en el universo unidas a través de la gravedad desde planetas y estrellas hasta galaxias y cúmulos de galaxias. De igual manera, una de las observaciones básicas de la cosmología moderna es la siguiente: el universo se **expande**, en el sentido que las distancias entre galaxias crecen con el tiempo. Esta última y al parecer sencilla observación tiene una gran repercusión, implica que el universo fue más denso en el pasado de lo que lo es ahora. Con la ayuda de las leyes de la física y de evidencia empírica, se puede asegurar que esta expansión ha tenido lugar desde una época en que la densidad era 40 órdenes de magnitud mayor que la actual, lo cual implica que si nos movemos hacia atrás en el tiempo, podríamos observar cómo las estrellas y galaxias se funden en un plasma uniforme de partículas elementales.

La evolución química y física del universo en su pasado, presente y futuro, dependen de la composición y relación entre la materia y la energía en cada etapa de la evolución del universo: radiación, bariones, materia no bariónica y la energía oscura. La existencia y distribución física de los elementos químicos y sus isótopos es una consecuencia de los procesos nucleares que tuvieron lugar en el pasado inmediato después de la Gran Explosión, como en procesos posteriores dentro de las estrellas y en el medio interestelar, los cuales continúan hoy en día. Estos procesos son estudiados en forma teórica, experimental y observacional a través de diversas ramas de la ciencia que cubren una gran variedad de disciplinas, tales como la cosmología, la teoría de evolución estelar, investigaciones en laboratorios de física de partículas, estudios cosmoquímicos de abundancias relativas e isotópicas terrestres, meteoríticas o a través de observaciones astronómicas que ayudan a entender la naturaleza física y la composición química de planetas, estrellas, galaxias y el medio interestelar. Numerosos autores han dedicado sus esfuerzos a develar la complejidad de los procesos

físico-químicos que determinan la composición y estructura del universo, sin embargo entre ellos destacan obras que representan una fuerte influencia académica y personal, y que pueden considerarse referencias básicas para el lector interesado en estos temas. Tal es el caso de *Los primeros tres minutos* de Steven Weinberg, *Física cosmológica* de John A. Peacock y *Nucleosíntesis y evolución química de las galaxias* de Bernard E. J. Pagel.

La abundancia relativa de los elementos químicos ha sido estudiada en detalle por geólogos y astrónomos desde épocas muy remotas, sin embargo los primeros estudios serios y estadísticos en un contexto más global fueron desarrollados a lo largo del siglo XIX. Gradualmente estos análisis revelaron una distribución *cósmica* de abundancias, siendo por mucho el hidrógeno y el helio los elementos más abundantes, seguidos del grupo C-N-O-Ne así como del grupo Li-Be-B. Todos los demás elementos más pesados que el níquel resultaron ser considerablemente escasos. El problema científico que representa explicar tales abundancias cosmológicas ha sido desde los inicios de la ciencia moderna, uno de los retos más importantes que ha enfrentado la astrofísica teórica y observacional.

Una posible explicación a tal escenario reside en las reacciones nucleares que proveen de energía a las estrellas. La demostración por parte de Ernest Rutherford en 1919 de la existencia de transmutaciones nucleares, llevó a Sir Arthur S. Eddington a sugerir en 1920 que el Sol genera su energía a partir de la fusión del hidrógeno para producir helio. De esta manera, tal vez la primera generación de estrellas se formó a partir del átomo más simple de la naturaleza: el hidrogeno, y desde entonces debido a la existencia de muchas generaciones de estrellas, éstas han producido gradualmente la abundancia de helio y de los elementos más pesados que observamos en la actualidad como resultado de su mecanismo de producción de energía. Los detalles de las reacciones nucleares por medio de las cuales las estrellas queman hidrógeno en helio, fueron formuladas por Hans Bethe y no fueron disponibles sino hasta 1939. Los cálculos de reacciones nucleares posteriores en las cuales el helio se fusiona para producir otros elementos pesados fueron exploradas en la década de los 50's en una serie de artículos publicados por Salpeter y Cameron, así como el reconocido trabajo de Margaret y Geoff Burbidge, William A. Fowler y Fred Hoyle en 1957.

Existe sin embargo una teoría alternativa para explicar tal nucleosíntesis, desarrollada a finales de los años 40's por George Gamow y sus colaboradores. Suponiendo que el origen del universo se debió a una singularidad que provocó una Gran Explosión, Gamow consideró que a pesar de que el periodo de expansión cósmica en el cual el universo era joven, caliente y denso fue mucho más corto que el tiempo de vida de una estrella, existieron una gran cantidad de neutrones libres presentes en un momento de tal manera que los elementos pesados pudieran haberse sintetizado rápidamente por captura sucesivas de neutrones, empezando con una reacción del tipo



en donde  $n$  representan los neutrones,  $p$  a los protones,  $D$  constituye un ion de deuterio sintetizado

y  $\gamma$  es la energía fotónica producto de la reacción de fusión. De esta manera, las abundancias de los elementos estarían correlacionadas con la sección eficaz de captura de neutrones, efecto observado en experimentos nucleares.

Ambas teorías de nucleosíntesis, la estelar y la cosmológica tienen sus propias limitaciones. No existen núcleos estables con pesos atómicos  $A = 5$  ó  $A = 8$ , de tal manera que es difícil construir elementos más pesados que el helio vía colisiones,

$$p - \alpha, \quad n - \alpha, \quad \alpha - \alpha, \quad (1.2)$$

en donde la partícula  $\alpha$  representa un núcleo de helio (dos protones y dos neutrones) con  $A = 4$ . Para estrellas que en su núcleo hayan convertido todo su hidrógeno en helio, existe la posibilidad de producir partículas con  $A = 5, 8$  a través de la producción por colisión de partículas  $\alpha$  de pequeñas cantidades de núcleos inestables de berilio  ${}^8\text{Be}$ , seguidas de la producción de  ${}^{12}\text{C}$  en colisiones  $\alpha - {}^8\text{Be}$ . Sin embargo, los cálculos teóricos arrojan que la densidad del universo en expansión a una temperatura  $T \approx 10^9$  K es demasiado baja para permitir que el quemado de helio ocurra eficientemente. Por lo tanto se acepta de manera general que todos los elementos más pesados que el helio fueron sintetizados en las estrellas.

Por otro lado, muchos autores han señalado que la abundancia cósmica de helio es demasiado grande para ser explicada de manera sencilla y satisfactoria en términos de la nucleosíntesis estelar. Una de las razones se debe a la relación Masa-Luminosidad. Para el caso de nuestra Galaxia, la relación  $L/M$  es de alrededor de un décimo de la relación solar  $L_{\odot}/M_{\odot}$  es decir  $0.2 \text{ erg g}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Si la luminosidad de la Galaxia ha permanecido constante por los últimos  $10^{10}$  años, entonces se hubiesen producido cerca de  $0.06 \text{ MeV}$  por nucleón. En contraste, la fusión de hidrógeno en helio produce cerca de  $6 \text{ MeV}$  por nucleón, de tal manera que no más que  $1\%$  de los nucleones en la Galaxia podría haber sido fusionado en helio o en un elemento más pesado por un proceso estelar ordinario. Es posible suponer que el helio pudo haber sido sintetizado en una época mucho más luminosa de nuestra Galaxia, sin embargo resulta más natural suponer que la gran abundancia cósmica de helio fue sintetizada durante una historia temprana del universo, con una potente energía de fusión producida, pero disipada en su mayoría debido a la expansión del universo. Cabe resaltar que un origen puramente estelar de la abundancia de helio observada en la actualidad implicaría una muy alta luminosidad de las galaxias en el pasado.

Para entender los procesos que llevaron a una síntesis primordial de los elementos químicos es necesario considerar la física del universo temprano, es decir las condiciones de densidad, temperatura y composición del universo que siguieron instantes después de la Gran Explosión. Este campo de la cosmología es uno de los más interesantes y fascinantes en cuanto a sus hipótesis y conclusiones, la evolución de la materia y energía en esta época depende de diferentes parámetros, los cuales serán explicados a continuación.

## 1.1 Historia térmica del universo temprano

La historia térmica del universo en instantes posteriores a la Gran Explosión es materia de gran interés y estudio en la comunidad científica, la suposición básica de esta teoría indica que conforme uno retrocede en el tiempo a épocas anteriores la temperatura y la densidad del universo se incrementan de manera substancial. Las principales evidencias para estas suposiciones son las siguientes:

- **La ley de expansión de Hubble**, la cual implica que el universo en edades tempranas ocupó un espacio muy pequeño
- **La radiación cósmica de fondo**, la cual se cree constituye la radiación remanente de la Gran Explosión, siguiendo en forma muy precisa la ley de cuerpo negro
- **La abundancia de los elementos ligeros**, lo cual indica una producción primigenia de elementos en etapas tempranas del universo

La combinación de las altas temperaturas y densidades en épocas tempranas deja lugar a la existencia, en una buena aproximación, de una fase de equilibrio térmico cuando la tasa de reacción entre partículas dominaba la tasa de expansión del universo, lo cual permite realizar cálculos precisos en este periodo en específico.

Actualmente se cree que la historia térmica del universo se puede dividir en diferentes etapas caracterizadas por valores radicalmente distintos de temperatura y composición, en general se consideran de manera simplificada las siguientes etapas:

- a) En épocas muy tempranas del universo, cuando la temperatura  $T$  estaba por arriba de  $10^{12}$  K, el universo contenía una gran variedad de partículas en equilibrio térmico, incluyendo fotones, leptones, mesones y nucleones, así como sus antipartículas. Las interacciones fuertes entre los mesones y los nucleones provocan que este periodo sea de extrema dificultad para su estudio.
- b) Cuando la temperatura era del orden de  $T \approx 10^{12}$  K, el universo contenía fotones, muones, antimuones, electrones, positrones, neutrinos y antineutrinos. Además, existía una ligera *contaminación* de nucleones siendo igual el número de protones y neutrones. Todas estas partículas se encontraban en equilibrio térmico.
- c) Conforme la temperatura descendía por abajo de  $10^{12}$  K, los muones y antimuones empezaron a aniquilarse. Una vez que la gran mayoría de muones se destruyeron a una temperatura  $T \approx 1.3 \times 10^{11}$  K, los neutrinos y antineutrinos se desacoplaron de otras partículas, dejando los electrones, positrones, fotones y algunos nucleones en equilibrio térmico, con una temperatura inversamente proporcional al tamaño del universo  $T \propto R^{-1}$ .

- d) Una vez que la temperatura desciende por abajo de  $10^{11}$  K ( $t \approx 0.01$  seg después de la Gran Explosión), la diferencia en masa entre protones y neutrones provoca que la pequeña contaminación nucleónica crezca hacia una diferencia de más protones sobre neutrones.
- e) Mientras la temperatura sigue decreciendo por abajo de  $5 \times 10^9$  K ( $t \approx 4$  seg), los pares de electrones y positrones empiezan a ser aniquilados, dejando sólo a los fotones, neutrinos y antineutrinos como constituyentes dominantes del universo esencialmente en libre expansión, con una temperatura fotónica 40.1% mayor que la temperatura de los neutrinos. Al mismo tiempo, el enfriamiento de los neutrinos y antineutrinos así como la desaparición de los electrones y positrones provocan que el cociente neutrón-protón se detenga en un valor de 1:5.
- f) A una temperatura de aproximadamente  $10^9$  K ( $t \approx 180$  seg), los neutrones comienzan a fusionarse rápidamente con los protones en un núcleo más pesado, dejando un gas ionizado de hidrógeno y helio-4, así como trazas de deuterio, helio-3 y otros elementos. Esta etapa constituye precisamente la nucleosíntesis primordial y da origen a la abundancia primordial de helio en el universo.
- g) La expansión libre de los fotones, neutrinos y antineutrinos continuó con una temperatura  $T_\gamma = 1.401 T_\nu \propto R^{-1}$ . La temperatura del gas ionizado permaneció acoplada a la temperatura fotónica hasta que el hidrógeno se recombinó a una temperatura  $T \approx 4000$  K.
- h) En algún punto entre  $10^3$  y  $10^5$  K, la densidad de energía de los fotones, neutrinos y antineutrinos cayó por debajo del valor de la densidad de la masa en reposo del hidrógeno y helio, por lo que finalmente se entró en una época dominada por materia.

Después de esta etapa, el universo continuó su inexorable expansión y con el tiempo pequeñas inhomogeneidades en la densidad y temperatura primordial dieron lugar a grandes colapsos gravitacionales formando desde las más grandes estructuras de materia en el universo, hasta pequeñas concentraciones de masa planetaria en donde se han llevado a cabo procesos químicos que han dado por resultado el nacimiento de vida y de inteligencia, al menos en el planeta Tierra. Sin embargo, la composición química inicial del universo estuvo determinada en gran parte por los procesos nucleares que tuvieron lugar segundos después de la Gran Explosión. La teoría que explica tales procesos con base en la suposición de una Gran Explosión primigenia es denominada: Teoría Estándar de la Nucleosíntesis Primordial (ó Standard Big Bang Nucleosynthesis, SBBN). Esta teoría explica en términos de los constituyentes elementales del plasma primigenio, los procesos físicos que causaron la síntesis y la abundancia de los elementos ligeros en el origen del universo.

## 1.2 BBN y la síntesis del helio primordial

La teoría estándar de nucleosíntesis primordial, basada en los modelos homogéneos de Friedman en los primeros cientos de segundos del universo, así como el modelo estándar de física de

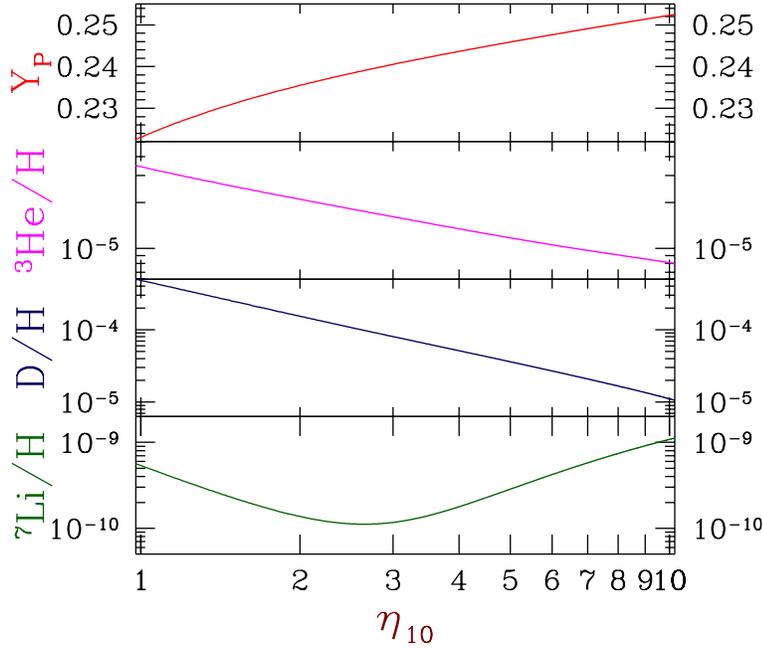


Figura 1.1: Dependencia de las abundancias de los elementos ligeros primordiales en función del cociente barión-fotón  $\eta_{10}$ , en donde  $\eta_{10} \equiv 10^{10} \eta$  (© cortesía: V. Luridiana).

partículas han sido notablemente exitosos al explicar o predecir las abundancias primordiales de los elementos ligeros D,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  y  ${}^7\text{Li}$ , deducidas de observaciones astronómicas. De acuerdo a esta teoría, tales abundancias son funciones de un único parámetro cosmológico: el cociente universal de bariones a fotones

$$\eta = \frac{n_b}{n_\gamma}, \quad (1.3)$$

el cual ha permanecido invariante con un valor de  $\eta \sim 10^{-10}$  desde la época de aniquilación entre electrones y positrones pocos segundos después de la Gran Explosión y está relacionado, a través de la temperatura conocida de la radiación cósmica de fondo, con la densidad bariónica media del universo hoy en día, o de manera equivalente por  $\Omega_b h_{100}^2$ , donde  $\Omega_b$  es la fracción de densidad aportada por los bariones y  $h_{100}$  es la constante de Hubble en unidades de  $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . Estimaciones de límites inferiores y superiores a las abundancias primordiales han establecido límites correspondientes a la densidad de masa bariónica  $0.010 \leq \Omega_b h_{100}^2 < 0.016$  (Olive *et al.*, 1990). La fracción de masa de helio primordial, denominada  $Y_P$ , es una función lentamente creciente del cociente de bariones a fotones como lo muestra la Figura 1.1 y por lo tanto es bastante insensible a cambios en  $\eta$ . Sin embargo, un hecho que compensa esta desventaja es la posibilidad de realizar mediciones mucho más precisas que los otros elementos ligeros.

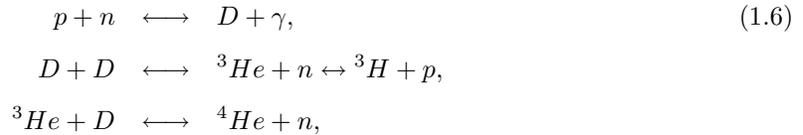
En épocas muy tempranas, cuando la temperatura del universo era aproximadamente  $T \gg 10^{10}$  K los núcleos coexistían en equilibrio térmico con una densidad numérica  $n_i$  del núcleo  $i$  dada por la estadística de Fermi. Dado que los núcleos eran altamente no-relativistas y no-degenerados durante todo el periodo que conforma la nucleosíntesis primordial, es posible utilizar aproximaciones clásicas de la estadística de Fermi a través de la estadística de Maxwell-Boltzmann

$$n_i = g_i \left( \frac{2\pi m_i kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left\{ \frac{\mu_i - m_i}{kT} \right\}, \quad (1.4)$$

para este caso, los potenciales químicos  $\mu_i$  no son conocidos sin embargo se sabe que se conservan en todas las reacciones. Por lo tanto, si las reacciones nucleares pueden formar rápidamente núcleos  $i$  a partir de  $Z_i$  protones y  $A_i - Z_i$  neutrones, entonces  $\mu_i$  está dado por

$$\mu_i = Z_i \mu_p + (A_i - Z_i) \mu_n. \quad (1.5)$$

Si las abundancias nucleares estuviesen verdaderamente gobernadas por condiciones de equilibrio térmico abajo de temperaturas del orden de  $10^9$  K, los cálculos indican que es de esperarse la aparición de  ${}^4\text{He}$  y otros núcleos pesados antes que núcleos tales como  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$  y  ${}^2\text{H}$ . Sin embargo, esto no sucede debido a que el equilibrio térmico no se mantiene por debajo de  $10^9$  K. Las densidades numéricas en periodos muy tempranos del universo no permiten a los núcleos formarse directamente a partir de colisiones como  $2n + 2p \rightarrow {}^4\text{He}$ . Núcleos complejos deben de formarse a través de reacciones de dos cuerpos, tales como



En estas condiciones, no existía dificultad para producir la primera reacción. Sin embargo no se podía formar una cantidad apreciable de  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  y  ${}^4\text{He}$  hasta que el equilibrio en la abundancia del deuterio fuese lo suficientemente grande para permitir reacciones  $D - D$ ,  $D - p$  ó  $D - n$  a una tasa adecuada, lo cual sucede para temperaturas por abajo de  $0.8 \times 10^9$  K o un poco antes para modelos con una densidad bariónica relativamente alta. De acuerdo a cálculos detallados de Peebles (1966), la nucleosíntesis primordial comienza abruptamente a una temperatura de  $0.9 \times 10^9$  K para una densidad de nucleones  $\rho_{N0} = 7 \times 10^{-31}$  g cm $^{-3}$ , o bien a una temperatura de  $1.1 \times 10^9$  K para  $\rho_{N0} = 1.8 \times 10^{-29}$  g cm $^{-3}$ .

Una vez que la nucleosíntesis primordial inicia, ésta procede con relativa rapidez debido a que para cualquier temperatura menor a  $1.2 \times 10^9$  K, es posible que existan concentraciones de alto equilibrio para núcleos más pesados que los deuterones, sin embargo no es posible producir

cantidades apreciables de elementos más pesados que el helio debido a la inestabilidad de núcleos con  $A = 5$  y  $A = 8$ , lo cual impide la nucleosíntesis via  $p - \alpha$ ,  $n - \alpha$ ,  $\alpha - \alpha$ . De igual manera, la barrera Coulombiana en las reacciones  ${}^4\text{He} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$  y  ${}^4\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$  las previene para competir de manera efectiva como procesos del tipo  $p + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$  o bien  $n + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$ . Por lo tanto el efecto de las reacciones nucleares (1.6) incorpora rápidamente todos los neutrones disponibles en la formación de núcleos de  ${}^4\text{He}$ , los cuales poseen por mucho la energía de enlace más alta para cualquier núcleo con  $A < 5$ .

El proceso de la nucleosíntesis primordial sólo puede ser seguido en detalle a través de integraciones numéricas de un gran número de ecuaciones que definen la tasa de equilibrio entre las especies, estas reacciones conservan el número total de protones y neutrones. Después de que la nucleosíntesis primordial termina, la materia en el universo se constituye de protones libres y núcleos de  ${}^4\text{He}$ , de tal manera que la fracción de los neutrones (por número) a todos los nucleones es la mitad de la fracción de todos los nucleones que están embebidos en los núcleos de  ${}^4\text{He}$ , o un medio de la mitad de la abundancia por peso del helio. Por lo tanto, la abundancia del helio por masa producido cosmológicamente está dada por

$$Y \equiv X_{4\text{He}} = 2X_n. \quad (1.7)$$

La razón por la cual la abundancia de helio no es sensible a la densidad bariónica es que la relación entre protones y neutrones antes de la BBN estaba determinada por la interacción de los nucleones con una gran cantidad de leptones y no por interacciones entre ellos, mientras que los procesos de la nucleosíntesis primordial están esencialmente determinados por la temperatura y no por la densidad nucleónica. Diversos autores han calculado las abundancias cosmológicas primigenias producidas para otras especies, los resultados se resumen en la Tabla 1.1. Nótese que las abundancias de todos los núcleos (excepto para  ${}^1\text{H}$  y  ${}^4\text{He}$ ) son extremadamente pequeñas, de tal manera que la producción o destrucción de estos núcleos en las estrellas podría tener un serio efecto en sus abundancias cósmicas *observadas*. Esta es una de las razones por la cual la abundancia cósmica de  ${}^4\text{He}$  sirve como una prueba a los modelos cosmológicos del universo temprano.

Por otra parte,  $Y_P$  es afectado drásticamente por dos constantes físicas que determinan el cociente neutrón-protón en el momento de la síntesis primordial alrededor de 100 segundos después de la Gran Explosión y que hasta hace poco no fueron considerados en detalle por la física de partículas: la constante de acoplamiento para la interacción débil (medida experimentalmente a través de la vida media del decaimiento  $\beta$ ,  $\tau_{1/2}$ ) y el número relativista de grados de libertad efectivos en equilibrio térmico justo antes del desacople de neutrinos alrededor de un segundo después de la Gran Explosión, el cual puede ser parametrizado en términos del número efectivo de neutrinos  $N_\nu$  ( $N_\nu = 3$  si los neutrinos *electrón*,  $\mu$  y  $\tau$  son estables y relativistas a energías del orden de 1 MeV y no existe contribución adicional de familias quark-leptón o partículas exóticas). Un número mayor  $N_\nu$  conllevaría a un valor mayor de  $Y_P$  para una  $\eta$  dada o para abundancias dadas de D,  ${}^3\text{He}$  y  ${}^7\text{Li}$ .

Isótopo	Densidad bariónica $\rho_{N0}$ (g cm <sup>-3</sup> )			
	10 <sup>-31</sup>	10 <sup>-30</sup>	10 <sup>-29</sup>	10 <sup>-28</sup>
<sup>1</sup> H	0.763	0.737	0.719	0.701
<sup>2</sup> H	6.2 x 10 <sup>-4</sup>	2.3 x 10 <sup>-5</sup>	2.5 x 10 <sup>-12</sup>	< 10 <sup>-12</sup>
<sup>3</sup> He	6.3 x 10 <sup>-5</sup>	2.1 x 10 <sup>-5</sup>	5.6 x 10 <sup>-6</sup>	3.5 x 10 <sup>-6</sup>
<sup>4</sup> He	0.236	0.263	0.281	0.299
<sup>7</sup> Li	5.2 x 10 <sup>-10</sup>	4.4 x 10 <sup>-9</sup>	4.3 x 10 <sup>-8</sup>	2.9 x 10 <sup>-7</sup>
Otros	< 10 <sup>-12</sup>	< 10 <sup>-12</sup>	< 10 <sup>-12</sup>	1.0 x 10 <sup>-10</sup>

Tabla 1.1: Abundancias cosmológicas producidas por la nucleosíntesis primordial (como fracción de masa) para diferentes valores de la densidad actual de nucleones  $\rho_{N0}$ . Resultados clásicos de los cálculos de Wagoner, Fowler & Hoyle (1967), donde se asume una temperatura de radiación cósmica de fondo de 3 K

En consecuencia, una determinación precisa de la abundancia de helio primordial se convertiría en una importante prueba de consistencia para la nucleosíntesis primordial y permitiría de igual manera restringir los valores cosmológicos de estos dos parámetros.

### 1.3 Medición observacional del helio primordial

Existen diferentes métodos a través de los cuales se puede medir la abundancia de helio en diferentes partes del universo.

- A) **Masas estelares y luminosidad.** La teoría de estructura y evolución estelar permite en principio calcular la luminosidad estelar  $L$  como función del tiempo si se conoce la masa  $M$  y una composición química inicial. La composición química se especifica por tres números.  $X$ ,  $Y$  y  $Z$  definidos como la fracción de masa de <sup>1</sup>H, <sup>4</sup>He y todos los metales restantes respectivamente, cumpliéndose:

$$X + Y + Z = 1. \quad (1.8)$$

La abundancia de los elementos pesados  $Z$ , a pesar de que normalmente es muy pequeña, es un parámetro muy importante dado que determina la opacidad de la estrella para una densidad y temperatura en específico. La abundancia de helio  $Y$  gobierna el peso molecular medio que aparece en la ecuación de estado termodinámico. Si es posible determinar  $Z$  y la edad para una estrella, la comparación de la teoría con los valores medidos de su masa  $M$  y  $L$  permite determinar la abundancia  $Y$ . Sin embargo esta determinación no es de gran ayuda para calcular el valor de la masa de helio primordial, debido a un importante problema: las estrellas producen helio en el proceso de fusión de hidrógeno. Las masas y luminosidades para estrellas de Población I<sup>1</sup> se conocen para un número de sistemas binarios cercanos, la

<sup>1</sup>Estrellas jóvenes formadas a partir de los remanentes de estrellas evolucionadas.

comparación con los valores teóricos de la relación  $M - L$  dependientes de  $Y$  proporciona valores en el rango 0.25 a 0.35. Las estrellas de Población II representan un caso interesante de análisis debido a que pertenecen a una generación estelar más vieja y por lo tanto su contenido químico debería ser cercano al primordial. Sin embargo al ser estrellas viejas el tiempo de conversión de hidrógeno en helio ha sido más prolongado (dependiendo de la masa) por lo que la abundancia  $Y$  no puede considerarse ni siquiera cercano al primordial.

- B) **Mediciones Solares.** Existen diferentes métodos para estimar la abundancia de helio en el Sol. Tanto determinaciones teóricas basadas en la estructura y evolución de la estrella como a través de mediciones de rayos cósmicos solares junto con determinaciones espectroscópicas de  $Z/X$  en la fotosfera solar sugieren una abundancia de helio cercana al valor primordial  $Y \approx 0.20$  a  $0.26$ . Sin embargo, observaciones espectroscópicas directas en la cromósfera y prominencias solares sugieren un valor de  $Y \approx 0.38$ .
- C) **Cúmulos Globulares.** La comparación del número de estrellas en diferentes regiones del diagrama Hertzsprung-Russell de cúmulos globulares con la teoría brinda estimaciones tanto de la edad como de la abundancia inicial de helio en esos sistemas, derivando una abundancia de  $Y$  en el rango 0.24 a 0.33. Sin embargo estos resultados pueden verse afectados debido a la presencia de estrellas binarias en los cúmulos.
- D) **Espectros Estelares.** Las líneas de helio son visibles en las fotosferas de un gran número de estrellas calientes tanto en Población I como II, pero en general las abundancias derivadas son muy altas ( $Y \approx 0.4$ ) e incluso algunas estrellas son super-abundantes en helio, al igual que las nebulosas planetarias y novas.
- E) **Espectroscopía del material interestelar.** La determinación de la abundancia de helio a través de líneas de emisión en frecuencias ópticas de regiones H II (regiones de hidrógeno ionizado) en nuestra Galaxia resulta en una fracción de masa  $Y \approx 0.27-0.36$ . Es igualmente posible observar líneas de recombinación de helio ionizado en frecuencias de radio, lo cual resulta en una determinación de  $Y \approx 0.14-0.40$ .
- F) **Mediciones extragalácticas.** Este método es por mucho el más utilizado para determinar la abundancia de helio primordial y el que ha causado mayor controversia a lo largo de la historia. Las líneas de emisión del helio observadas en regiones H II en galaxias dentro y fuera del grupo local indican en general una abundancia similar a regiones H II en nuestra Galaxia, sin embargo la utilidad de estas regiones radica en la posibilidad de aplicar métodos para inferir la abundancia primordial de helio y no sólo la abundancia presente del objeto. Por otra parte, fuentes cuasi-estelares muestran líneas de helio extremadamente débiles.
- G) **Predicciones a partir de mediciones de la radiación cósmica de fondo.** En los últimos años ha sido posible medir la anisotropía de la radiación cósmica de fondo a órdenes de magnitud del orden de  $10^{-4}$  K, por lo que es posible estimar la densidad bariónica del

universo y por ende predecir la abundancia de elementos químicos primigenios a partir de la teoría estándar de nucleosíntesis primordial. Este método ha experimentado una relativa popularidad debido a su alta exactitud en la determinación de todas las variables, sin embargo los resultados que arroja contradicen a la mayoría de las mejores determinaciones observacionales de abundancias primordiales, por lo que existe un fuerte debate en cuanto a la validez del método utilizado para predecir tales abundancias.

Algunos estudios de regiones H II extragalácticas han demostrado que existe claramente una buena evidencia de que la abundancia de helio primordial no difiere mucho del valor teórico calculado en un rango  $Y \approx 0.24-0.27$ . Desafortunadamente el estudio de regiones H II extragalácticas ha aportado evidencia de una abundancia primordial mucho menor. El resolver esta disyuntiva es un problema de la mayor importancia en la cosmología, debido a que el helio producido por la nucleosíntesis primordial, junto con la radiación cósmica de fondo de 2.73 K constituyen las únicas reliquias de la Gran Explosión que pueden servir como base para explicar la historia temprana del universo. En capítulos posteriores se discutirá algunos de los problemas que afectan las determinaciones de  $Y_P$  con los distintos métodos arriba mencionados.

#### 1.4 Modelos alternativos a la nucleosíntesis primordial

Es útil considerar posibles modificaciones en las teorías físicas o astrofísicas que pudieran afectar la producción del helio en épocas tempranas del universo.

- **Modelos fríos.** Si la radiación de microondas observada no siguiera una ley de cuerpo negro y no constituyera radiación residual del universo temprano, entonces se tendría que considerar la posibilidad de que la verdadera temperatura actual de cuerpo negro  $T_{\gamma 0}$  es mucho menor que 2.7 K. En este caso, la densidad bariónica a cualquier temperatura anterior tendría que ser mucho mayor a la supuesta en primera instancia, con un consecuente incremento en la tasa de reacciones nucleares y en la abundancia de núcleos complejos producidos en el universo temprano. En realidad, la alta abundancia de helio producida en tales modelos fríos llevó a Gamow y a sus colaboradores a sugerir la presencia de una radiación caliente de fondo.
- **Modelos rápidos y lentos.** Algunos mecanismos pueden incrementar o reducir la tasa de expansión del universo. En particular, si el universo contiene una distribución térmica de partículas adicionales sin masa tales como gravitones, partículas escalares o alguna nueva clase de neutrinos, entonces la densidad de energía a una temperatura dada sería mayor y por lo tanto el tiempo requerido para alcanzar la temperatura adecuada a fin de obtener una nucleosíntesis efectiva sería menor. La producción de deuterones por neutrón libre es normalmente mayor que la tasa de expansión a una temperatura  $T = 10^9$  K por un factor de 10 o 1000, de tal manera que para una moderada reducción en la escala temporal existiría bastante tiempo para que ocurriera la nucleosíntesis a esta temperatura. En este caso el único efecto de una expansión más rápida consistiría en disminuir el tiempo disponible para

la conversión de neutrones en protones de tal manera que la fracción de neutrones estaría cerca de su valor inicial  $\frac{1}{2}$  y por lo tanto se produciría más helio. Sin embargo, si las escalas de tiempo fueran reducidas significativamente no existiría tiempo disponible para la formación de núcleos complejos antes de que la densidad (y la temperatura para la formación de  ${}^3\text{He}$  y  ${}^4\text{He}$ ) caiga a un valor bajo. Por otra parte, si la escala de tiempo en la expansión fuera de alguna manera mayor, el único efecto consistiría en que más neutrones decaerían en protones antes de que la nucleosíntesis ocurra, por lo cual se produciría menos helio.

- **Interacciones Neutrino-Electrón**

La teoría de la historia térmica del universo temprano se desarrolla suponiendo que los neutrinos-electrón y neutrinos-muón pierden contacto térmico con el plasma conformado por electrones, positrones y fotones antes de que se lleve a cabo la aniquilación entre electrones y positrones. Esta suposición es probablemente válida si la dispersión entre neutrinos y electrones se produce por interacción débil con la misma intensidad que el decaimiento nuclear  $\beta$  o el decaimiento de muón. Sin embargo la interacción neutrino-electrón no ha sido medida experimentalmente y podría ser de alguna manera más intensa. En este caso, el neutrino y antineutrino electrón (y posiblemente también los correspondientes neutrinos y antineutrinos muón) pueden permanecer en equilibrio térmico con el plasma hasta que la mayoría de los electrones y positrones se hayan aniquilado. El efecto consistiría en incrementar la densidad de energía a cualquier temperatura y eliminaría la diferencia entre las temperaturas del plasma y de neutrinos. Cálculos detallados de este proceso muestran que si los neutrinos tipo electrón permanecen en equilibrio térmico hasta que se realice la síntesis de helio, entonces la abundancia primordial de helio sería de alrededor de  $Y_P = 0.29$ .

Aún cuando la gran abundancia cosmológica de helio se ha establecido definitivamente, no necesariamente sugiere que este helio fue creado en el universo temprano. Diversos autores han enfatizado la posibilidad de que el helio pudo haber sido sintetizado en una fase anterior y mucho más luminosa en la historia de nuestra Galaxia, tal vez en objetos galácticos masivos.

En años recientes se han discutido modelos alternativos al modelo estándar de la Gran Explosión, los cuales incluyen modelos inhomogéneos que postulan fluctuaciones isotérmicas de la densidad bariónica y variaciones en el cociente  $n/p$  debidas a la transición de fase quark-hadrón. En particular se ha sugerido que tales modelos podrían ajustar las abundancias de elementos ligeros con  $\Omega_b = 1$ , sin embargo este análisis parece no resultar viable debido a que predice demasiado helio, aunque puede ajustar los datos observacionales con un rango mayor en el parámetro de densidad que la teoría de nucleosíntesis primordial estándar y podría convertirse de especial interés si se pudiera establecer sin lugar a duda que  $Y_P < 0.236$ , el valor más bajo de la abundancia de helio primordial permitido por la teoría de nucleosíntesis primordial estándar con los límites actuales para el D,  ${}^3\text{He}$ ,  $N_\nu$  y  $\tau_{1/2}$ , o bien si se comprueba la existencia de neutrinos con masa de 17 KeV. Es por lo tanto de crítica importancia derivar la abundancia de helio primordial de una manera tan precisa como sea posible de manera observacional.

## 1.5 Resultados y restricciones de la CMB

El modelo estándar de la cosmología puede ser descrito por un pequeño número de parámetros, para los cuales existen en la actualidad determinaciones relativamente precisas. Recientemente los experimentos para medir la radiación cósmica de fondo (**CMB**) han sido extremadamente exitosos en sus propósitos y han proporcionado excelentes datos que ayudan a constreñir en gran medida muchos de los parámetros cosmológicos de la teoría estándar de la Gran Explosión.

Uno en particular, la sonda *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* o mejor conocida como **WMAP** (Sonda Wilkinson para la Medición de la Anisotropía de Microondas), ha realizado el más detallado mapa de la radiación cósmica de fondo y ha determinado entre otras cosas el espectro primordial de fluctuaciones de densidad en pequeñas escalas angulares. Comparando y combinando los datos proporcionados por WMAP con otras fuentes de mediciones cosmológicas (cúmulos de galaxias, cúmulos de nubes Lyman- $\alpha$ , supernovas, lentes gravitacionales, etc.) el experimento ha brindado en general un nuevo entendimiento del universo. En su tercer año de resultados (Spergel *et al.*, 2006) el proyecto ha arrojado un nuevo set de parámetros que favorecen el modelo cosmológico denominado  $\Lambda$ CDM, algunas de sus principales conclusiones se resumen a continuación:

- WMAP determina que el universo es plano, por lo que la densidad de energía media en el universo es igual a la densidad crítica (con un margen de error del 2%) equivalente a  $9.9 \times 10^{30} \text{ g cm}^{-3}$ , equivalente a sólo 5.9 protones por metro cúbico.
- El universo está compuesto por:
  - 4% de átomos (materia bariónica), 22% materia oscura y 74% de una energía oscura, por lo que el 96% de la densidad de energía del universo está en una forma que nunca se ha detectado directamente en laboratorio
- El universo tiene una edad de 13.7 mil millones de años, con un margen de error cercano al 1%
- El valor calculado de la constante de Hubble (la tasa de expansión del universo) es de  $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , con un margen de error de alrededor de 5%
- El espectro de radiación de microondas medido por WMAP proviene de 379,000 años después de la Gran Explosión
- Los datos restringen de alguna manera la naturaleza de la Energía Oscura, constituyendo algún tipo de constante cosmológica, mas que un campo de energía con presión negativa o *quintessence*, aunque esta posibilidad no ha sido totalmente descartada
- Los neutrinos no juegan un papel principal en la evolución de la estructura del universo, pero podrían haber prevenido el colapso de gas en épocas tempranas lo cual retardaría la creación de las primeras estrellas

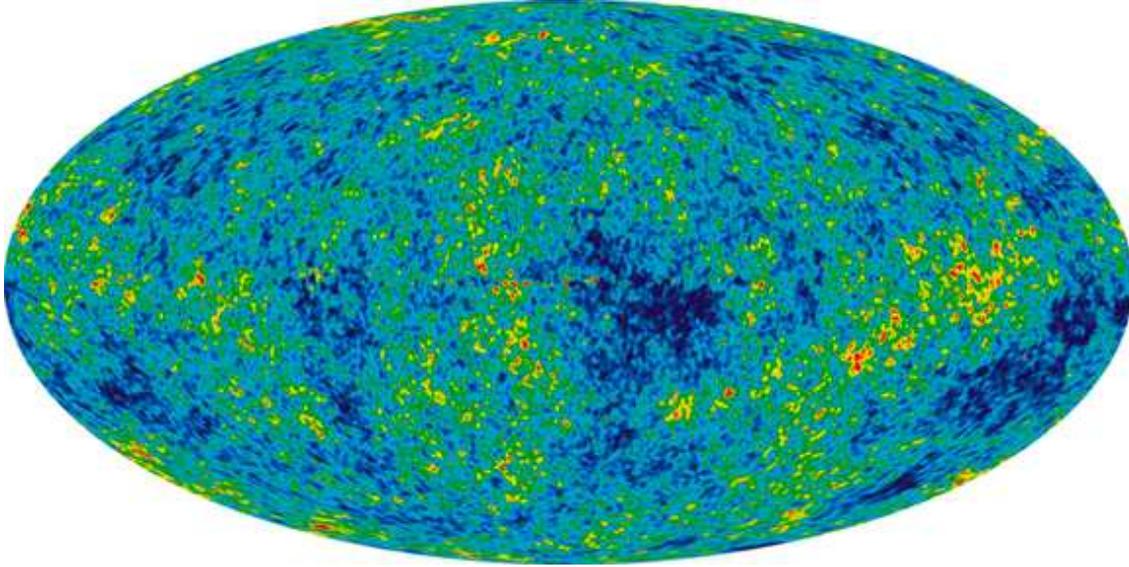


Figura 1.2: Anisotropía de la radiación cósmica de fondo medida en la bóveda celeste por WMAP en proyección ecuatorial. La señal de la Galaxia fue substraída utilizando datos en diferentes frecuencias. La imagen muestra un rango de temperaturas de  $\pm 200 \mu\text{K}$  (© Three Year Results, NASA/WMAP Science Team)

- La curvatura del universo está determinada por  $\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} = 1$ , donde  $\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$  es la densidad crítica del universo
- De acuerdo a la teoría que se ajusta a las mediciones de WMAP, el universo se expandirá eternamente, aunque esta conclusión podría cambiar si resultara que la energía oscura (cuya naturaleza se desconoce) es función del tiempo
- Existe nueva evidencia para la teoría de Inflación

De acuerdo con el Tercer Año de Resultados de WMAP un simple modelo cosmológico con sólo seis parámetros (densidad de materia,  $\Omega_m h^2$ , densidad bariónica,  $\Omega_b h^2$ , Constante de Hubble,  $H_0$ , amplitud de fluctuaciones,  $\sigma_8$ , profundidad óptica,  $\tau$  y una pendiente para el espectro de perturbaciones escalares  $n_s$ ) ajusta no sólo los datos de temperatura y polarización del tercer año de WMAP, sino también datos **CMB** en pequeña escala, observaciones de estructura a gran escala y la relación distancia/luminosidad de supernovas. Utilizando sólo datos de WMAP, los valores de los parámetros cosmológicos que aportan el mejor ajuste para un modelo plano  $\Lambda\text{CDM}$  de ley de potencia son  $(\Omega_m h^2, \Omega_b h^2, h, n_s, \tau, \sigma_8) = (0.127^{+0.007}_{-0.013}, 0.0223^{+0.0007}_{-0.0009}, 0.73^{+0.03}_{-0.03}, 0.951^{+0.015}_{-0.019}, 0.09^{+0.03}_{-0.03}, 0.74^{+0.05}_{-0.06})$  disminuyendo dramáticamente el volumen en el espacio de parámetros de seis dimensiones en comparación al primer año de resultados.

### 1.5.1 Abundancias primordiales

La densidad bariónica  $\eta$  (también llamada cociente de bariones-a-fotones, la cual suele emplearse en unidades de  $10^{10}$  de tal forma que  $\eta_{10} \equiv 10^{10} \eta$ ) constituye el único parámetro libre del

modelo estándar de la nucleosíntesis primordial. Antes de las más recientes y precisas mediciones de la densidad bariónica a través del espectro de potencia de la radiación cósmica de fondo, el mejor método disponible para determinar la densidad bariónica del universo consistía en encontrar una concordancia entre las predicciones de la teoría de nucleosíntesis primordial con las observaciones de las abundancias de elementos ligeros.

Desde hace algún tiempo se ha calculado un límite superior para la densidad bariónica con un nivel de confianza significativa a partir de observaciones de la abundancia local de deuterio (con un valor cercano a  $\eta_{10} < 9.0$ , Reeves *et al.*; 1976). Sin embargo no se ha encontrado un límite inferior con una precisión importante. Numerosos autores<sup>2</sup> han combinado las observaciones de tres diferentes isótopos  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$  y  $\text{D}/\text{H}$  para determinar con un rango de confianza del 95% el valor de la densidad bariónica

$$5.1 < \eta_{10} < 6.7, \quad (1.9)$$

con un valor más probable de  $\eta_{10} = 5.7$  lo cual corresponde a  $\Omega_b h^2 = 0.021$ . Sin embargo, es de resaltar la muy poca concordancia entre las determinaciones de  $^4\text{He}$  y  $^7\text{Li}$  por una parte, y de deuterio por la otra. Los dos últimos isótopos, sin tomar en cuenta el valor determinado a través de  $^4\text{He}$ , indican un valor para  $\eta_{10} = 2.4$ , mientras que el deuterio por sí sólo indica un valor de 6.1. Esta discrepancia puede deberse en gran medida a errores sistemáticos desestimados en las observaciones. En épocas recientes se le ha dado incluso un mayor peso a la determinación a través de  $\text{D}/\text{H}$  debido a su excelente concordancia con los experimentos de la radiación cósmica de fondo.

WMAP ha determinado el cociente de bariones a fotones tanto en el primer año como en el tercer año de resultados. El estimado de WMAP de la abundancia bariónica depende del entendimiento de las oscilaciones acústicas 300,000 años después de la Gran Explosión. Los estimaciones que arroja WMAP para  $\eta_{10}$  son las siguientes

$$\eta_{10, WMAP (1^{st} \text{ year})} = 6.14 \pm 0.25, \quad (1.10)$$

$$\eta_{10, WMAP (3^{rd} \text{ year})} = 6.0965 \pm 0.2055.$$

Estos valores pueden ser utilizados como parámetros de entrada en la teoría estándar de la nucleosíntesis primordial, con lo cual es posible predecir las abundancias primordiales de los elementos ligeros con una alta precisión (Cyburt *et al.* 2003). La Tabla 1.2 muestra las estimaciones de abundancias primordiales para los elementos ligeros de acuerdo a los resultados de WMAP.

La medición de la abundancia de deuterio representa la prueba más convincente para la predicción de la abundancia bariónica a través de mediciones de CMB. El resultado de WMAP para  $\text{D}/\text{H}$  se encuentra en excelente acuerdo con el promedio de las cinco mejores determinaciones de abundancias de sistemas de absorción de cuasares, las cuales dan  $\text{D}/\text{H} = (2.78 \pm 0.29) \times$

---

<sup>2</sup>Fields & Olive 1996, Fields *et al.* 1996, Hata *et al.* 1996, Fiorentini *et al.* 1998, Esposito *et al.* 2000, Cyburt, Fields & Olive 2001, Burles *et al.* 2001.

Abundancias primordiales a partir de CMB WMAP			
Isótopo	1 <sup>er</sup> Año	3 <sup>er</sup> Año	Valores Observados
$10^5 Y_D$	$2.75^{+0.24}_{-0.19}$	$2.58^{+0.14}_{-0.13}$	1.6 - 4.0
$10^6 \frac{{}^3\text{He}}{H}$	$9.28^{+0.55}_{-0.54}$	$10.5^{+0.3}_{\pm 0.3}$ (sistem.)	$< 11.0 \pm 2.0$
$Y_P$	$0.2484^{+0.0004}_{-0.0005}$	$0.24815^{+0.00033}_{\pm 0.0006}$ (sistem.)	0.232 - 0.258
$10^{10} \frac{{}^7\text{Li}}{H}$	$3.82^{+0.73}_{-0.60}$	$4.3651^{+0.31}_{-0.30}$	2.2 - 2.4

Tabla 1.2: Abundancias primordiales a partir de CMB para el deuterio primordial  $Y_D$  ( $D/H$ ), los isótopos  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$  y la fracción de masa de helio primordial  $Y_P$  basados en ajustes analíticos a las abundancias predichas por la nucleosíntesis primordial (Steigman, 2005). Las predicciones para  ${}^3\text{He}$  y  ${}^4\text{He}$  sufren de incertidumbres sistemáticas.

$10^{-5}$ . Los seis sistemas usados en el análisis de Kirkman *et al.* (2003) muestran un gran rango en abundancias:  $1.65 - 3.98 \times 10^{-5}$  con una dispersión mucho mayor que los errores observacionales. Crighton *et al.* (2004) reportan una abundancia de  $(1.6 \pm 0.5) \times 10^{-5}$  para PKS 1937-1009. La abundancia promedio de estos sistemas está en acuerdo con la predicción de la CMB.

La medición directa de la abundancia para  ${}^3\text{He}$  resulta extremadamente complicada. Bania *et al.* (2002) argumentan que un límite superior para la abundancia primordial de  ${}^3\text{He}$  sería  $< (11.0 \pm 2.0) \times 10^{-6}$ , límite compatible con las predicciones de WMAP. En contraste, las predicciones de  ${}^7\text{Li}$  son bastante altas, diferentes determinaciones dan un valor entre  ${}^7\text{Li}/H = (1.23 - 2.19) \times 10^{-10}$ , lo cual representa casi un factor de 3 por debajo de los resultados de WMAP y casi un factor de 2 cuando todos los errores sistemáticos considerados maximizan la abundancia de  ${}^7\text{Li}$ . Las más recientes mediciones (Charbonnel & Primas 2005, Boesgaard *et al.* 2005) encuentran una abundancia de  $[\text{Li}]_p \approx 2.2 - 2.25$ . Mientras Meléndez & Ramírez (2004) encuentran un valor mayor  $[\text{Li}]_p \approx 2.37 \pm 0.05$ , incluso este valor es significativamente menor al valor inferido por la CMB, siendo en estas unidades<sup>3</sup>  $[\text{Li}]_p = 2.64 \pm 0.03$ . Estas discrepancias pueden ser debidas a efectos sistemáticos (Steigman 2005), incertidumbres en la escala de temperatura (Fields *et al.* 2005), destrucción de litio en una generación estelar primigenia o la marca de un nuevo tipo de física en el universo temprano (Coc *et al.* 2005, Richard *et al.* 2005). La reciente detección (Asplund *et al.* 2005) de  ${}^6\text{Li}$  en estrellas de baja metalicidad representa un reto a los modelos de evolución química y enfatiza la tensión entre las predicciones de la nucleosíntesis primordial y las observaciones.

Previo a la medición del espectro de potencia del CMB, las incertidumbres en la abundancia bariónica eran la fuente más grande de incertidumbre para las predicciones por CMB. Hoy en día, las incertidumbres sistemáticas en la predicción de la abundancia de helio primordial son debidas a las incertidumbres en los parámetros nucleares, particularmente la vida media del neutrón (Steigman 2005). Mediciones recientes (Serebrov *et al.* 2005) sugieren que el valor actualmente aceptado,  $\tau_n$

<sup>3</sup>La abundancia de litio se expresa también como la abundancia logarítmica,  $[\text{Li}]_p = 12 + \log_{10}(\text{Li}/H)$ .

= 887.5 s, debe ser reducido por 7.2 s. Este acortamiento de la vida media del neutrón predice un mejor ajuste para la abundancia primordial de helio de  $Y_P = 0.24675$  (Mathews *et al.* 2005, Steigman 2005). Históricamente la determinación observacional de  $Y_P$  se ha hecho a través de observaciones en regiones H II de baja metalicidad, sin embargo este método está dominado por fuertes errores sistemáticos que influyen de manera significativa en el resultado final para  $Y_P$ . Olive & Skillman (2004) encuentran un valor representativo de  $0.249 \pm 0.009$  para  $Y_P$ , valor considerablemente mayor a estimaciones observacionales previas y consistente sin embargo con las predicciones normalizadas de WMAP.

Se podría pensar que los resultados obtenidos con WMAP son prácticamente certeros y constriñen de manera definitiva los parámetros cosmológicos antes mencionados. Sin embargo, es importante recordar que los parámetros cosmológicos individuales no pueden ser derivados independientemente a partir de las mediciones de la radiación cósmica de fondo, éstas únicamente pueden constreñir la combinación de los parámetros cosmológicos, por lo que la determinación independiente de los parámetros (o la combinación de ellos, como es el caso de  $\Omega_b h^2$ ) continúa siendo de gran importancia.

## 1.6 Trabajo de tesis

A través de este capítulo se ha tratado de dar una visión general de la problemática e importancia que representa la determinación de las abundancias de los elementos ligeros en un contexto cosmológico, como una prueba fundamental para respaldar el modelo estándar de la Gran Explosión. La concordancia de las abundancias primordiales de los elementos ligeros se considera un triunfo de la cosmología moderna, por lo que la búsqueda de una correspondencia significativa entre todos los isótopos a un mismo tiempo es de igual manera una meta importante en la cosmología. En contraste con las abundancias de los otros elementos ligeros, la medición de  ${}^4\text{He}$  necesita una precisión extrema, a un nivel de unos cuantos por cientos, para que de esta manera tenga una importancia y utilidad cosmológica y así restringir la densidad bariónica del universo entre otros parámetros cosmológicos.

En este trabajo de tesis se desarrolla la determinación de la abundancia de helio primordial a partir de las observaciones y mediciones de regiones extragalácticas con regiones H II de baja metalicidad pertenecientes al catálogo del Sloan Digital Sky Survey. Un punto importante a resaltar es el método utilizado para la selección de los objetos de estudio en este trabajo, ya que por primera vez la selección se llevó a cabo a través de métodos espectroscópicos y tomando en cuenta parámetros físicos propios de tales regiones, a diferencia de la selección por catálogos obtenidos a partir de prismas-objetivo que conforman la mayoría de los objetos utilizados para este propósito en la literatura. A lo largo del desarrollo de esta tesis, se ha tratado de cuantificar de la mejor manera las incertidumbres intrínsecas en la determinación de la abundancia de helio para cada sistema en particular a través de diferentes métodos, para de esta manera calcular un estimado de la abundancia primordial de helio. El resto de los capítulos están orientados hacia un mejor entendimiento de la física, la técnica y las incertidumbres que juegan un papel en la determinación

de  $Y_P$ .

En el capítulo 2 se da una pequeña introducción a la física de las regiones H II y se señalan los principales agentes físicos que forman el espectro de emisión del tipo de objetos estudiados en este trabajo. En el capítulo 3 se hace una pequeña revisión histórica de la determinación de la abundancia de helio primordial hasta nuestras fechas. En el capítulo 4 se discuten las fuentes de incertidumbres en la determinación de la abundancia de helio primordial, tanto observacionales, sistemáticas como intrínsecas. Finalmente en los capítulos 5 y 6 se presentan los objetos estudiados así como los métodos implementados para la determinación de la abundancia de helio primordial. Los resultados y conclusiones se presentan en los capítulos 7 y 8.

# Capítulo 2

## Física de regiones H II

Los resultados del presente trabajo se basan en el estudio y análisis de las líneas de emisión espectrales de nebulosas gaseosas y regiones ionizadas de galaxias compactas. La física de gases ionizados es uno de los temas de estudio más importantes de la astrofísica en la actualidad, ya que la interpretación de las líneas de emisión en términos de condiciones físicas y abundancias metálicas permite analizar la evolución química y la historia de la formación de estrellas mucho más allá de los límites de nuestra propia galaxia. El presente capítulo describe de manera básica el origen físico de las mediciones espectrales en las que se basa el trabajo de tesis.

### 2.1 Introducción

Las nebulosas gaseosas son observadas a través del telescopio como regiones brillantes y extensas en el cielo, aquellas con el más alto brillo como la Nebulosa de Orión (NGC 1976) o la Nebulosa del Anillo (NGC 6720) se pueden observar fácil y directamente a través de un telescopio. Sin embargo las nebulosas que son intrínsecamente menos luminosas o sufren de un alto grado de extinción interestelar son más débiles en una placa fotográfica y necesitan exposiciones mucho más prolongadas con filtros especiales o bien a través de dispositivos electrónicos modernos como los CCD<sup>4</sup>. El brillo superficial de una nebulosa es independiente de su distancia, pero las nebulosas más distantes tienen en promedio un tamaño angular más pequeño y una mayor extinción interestelar, por lo que es más difícil su estudio detallado.

Las nebulosas gaseosas tienen un espectro de líneas de emisión. El espectro está dominado por las llamadas "líneas prohibidas" de iones y elementos comunes, tales como [O III]  $\lambda\lambda$  4959, 5007, las famosas líneas nebulares verdes que alguna vez se creyó indicaban la presencia de un elemento hipotético llamado *nebulium*; [N II]  $\lambda\lambda$  6548, 6583 en el rojo; [O II]  $\lambda\lambda$  3726, 3729 el cual es un doblete en el ultravioleta y aparece en espectrogramas de alta y mediana dispersión en casi cada nebulosa observada. Igualmente son prominentes las líneas permitidas del hidrógeno en sus transiciones al nivel  $n=2$  en el óptico (serie de Balmer) tales como H $\alpha$   $\lambda$  6563 en el rojo, H $\beta$   $\lambda$  4861 en el azul, H $\gamma$   $\lambda$  4340 en el violeta, etc. Espectrogramas de larga exposición o las más modernas observaciones espectrofotométricas que se extienden a intensidades cada vez menores muestran líneas prohibidas todavía más débiles, así como líneas permitidas de difícil observación, tales como C II, C III, C IV, O II, etc. El espectro de líneas de emisión se extiende desde luego al infrarrojo y al ultravioleta, donde podemos encontrar todo tipo de líneas correspondientes a diferentes iones y elementos.

---

<sup>4</sup>Siglas en inglés: Charge-Coupled Device.

Las nebulosas gaseosas tienen un espectro continuo muy débil, el cual consiste en componentes atómicos y de reflexión. El continuo atómico se emite principalmente por transiciones *libre-ligado* en el continuo de Paschen de H I en longitudes de onda  $\lambda > 3646 \text{ \AA}$ , y en el continuo de Balmer en  $\lambda < 3646 \text{ \AA}$ . Además, las nebulosas pueden emitir continuo por reflexión debido a la luz de estrellas dispersada por polvo. La cantidad de polvo varía de una nebulosa a otra y por lo tanto el continuo debido a este efecto varía proporcionalmente. En el infrarrojo, el continuo nebuloso es en gran parte radiación térmica emitida por el polvo.

La fuente de energía que permite a las nebulosas emitir, la constituye radiación ultravioleta de estrellas que se encuentran dentro o cerca de la nebulosa. En este tipo de nebulosas existe una o más estrellas calientes con temperatura superficial  $T_{\star} \geq 3 \times 10^4 \text{ K}$ . Los fotones ultravioleta que emiten estas estrellas transfieren energía hacia la nebulosa por fotoionización. Dado que el elemento más común en el universo es el hidrógeno, en las nebulosas gaseosas la fotoionización de H es el principal mecanismo de aporte de energía. Los fotones con una energía mayor a 13.6 eV (el potencial de ionización del átomo de hidrógeno) son absorbidos en este proceso y el exceso de energía de cada fotón absorbido sobre el potencial de ionización se manifiesta como energía cinética del foto-electrón recién liberado. Las colisiones entre electrones y entre iones y electrones, distribuyen esta energía y mantienen una velocidad que cumple la distribución de Maxwell con una temperatura  $T$  en el rango  $5,000 \text{ K} < T < 20,000 \text{ K}$  en nebulosas gaseosas comunes.

Las colisiones entre iones y electrones térmicos excitan los niveles de baja energía de los iones, lo cual produce que los electrones suban hacia niveles superiores. Las transiciones radiativas de estos niveles excitados tienen una probabilidad de transición muy pequeña, pero en las bajas densidades de una nebulosa típica ( $N_e \leq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) la des-excitación colisional<sup>5</sup> es aún menos probable de tal manera que prácticamente cada excitación conlleva a la emisión de un fotón y por lo tanto la nebulosa emite un espectro con las llamadas *líneas prohibidas* el cual es muy difícil de reproducir en el laboratorio.

De la misma manera, los electrones térmicos son recapturados por los iones y el grado de ionización en cada punto de la nebulosa se mantiene constante por el equilibrio entre la fotoionización y la recaptura. En nebulosas en las cuales la estrella central tiene una temperatura muy alta, el campo de radiación tiene un número muy grande de fotones de alta energía y por lo tanto la ionización nebulosa es alta. En tales nebulosas se pueden observar inclusive líneas de excitación colisional de [Ne V] y [Fe VII], pero dado que el alto grado de ionización depende de la alta energía de los fotones emitidos por la estrella, estas características no necesariamente indican una alta temperatura nebulosa, definida por la energía cinética de los electrones libres.

En el proceso de recombinación, las recapturas se dan hacia niveles excitados de los iones (especialmente de H), los átomos formados de esta manera decaen hacia niveles más bajos a través de transiciones radiativas y eventualmente terminan en el nivel base. Durante este proceso se emiten fotones de línea de emisión que constituyen los espectros de Balmer y Paschen de H I

---

<sup>5</sup>Efecto que se produce cuando una partícula colisionante gana energía cinética a través de una absorción disipativa, lo cual incrementa la energía térmica.



Figura 2.1: Imágenes de la Nebulosa de Orión (NGC 1976) y la Nebulosa del Anillo (NGC 6720), las cuales constituyen ejemplos de regiones H II en nuestra galaxia. © HubbleSite.org, STScI - NASA.

observadas en todas las nebulosas gaseosas, es decir la recombinación de  $H^+$  da lugar a átomos excitados  $H^0$  los cuales emiten el espectro característico de H I. De la misma manera, el helio ionizado  $He^+$  se recombina y emite el espectro característico de He I, y en las nebulosas con un muy alto grado de ionización, el helio doblemente ionizado  $H^{++}$  se recombina emitiendo el espectro de He II, siendo la línea  $\lambda 4686$  la más intensa en la región óptica.

Las nebulosas gaseosas pueden ser clasificadas principalmente en dos diferentes tipos:<sup>6</sup>

- Nebulosas difusas o regiones H II
- Nebulosas Planetarias

A pesar de que los procesos físicos en ambos casos son muy similares, los dos grupos difieren enormemente en cuanto al origen, masa, evolución y edad de los miembros típicos. El presente trabajo se basa en el análisis del primer tipo de nebulosas gaseosas, cuya física se describe a continuación.

## 2.2 Nebulosas Difusas

Las nebulosas difusas, también conocidas como regiones H II (debido a que contienen en su mayoría  $H^+$ ), son regiones de gas interestelar en las cuales la fuente de ionización la constituyen una o varias estrellas de tipo O ó tipo B de Población I. Normalmente existen muchas estrellas ionizantes muchas de las cuales pueden constituir sistemas de estrellas múltiples o incluso un cúmulo galáctico cuyas estrellas más calientes son la principal fuente de la radiación ionizante. Estas estrellas muy luminosas y calientes se han formado sin lugar a duda en un periodo reciente del mismo material interestelar en las cuales se encuentran sumergidas, la temperatura efectiva de estas estrellas se

<sup>6</sup>Existen también nebulosas gaseosas producto de remanentes de supernovas, cuya excitación es producida principalmente por ondas de choque en el medio interestelar.

encuentra en el rango  $3 \times 10^4 \text{ K} < T_\star < 5 \times 10^4 \text{ K}$ . En todo el volumen de la nebulosa el hidrógeno se encuentra ionizado, el helio se encuentra una vez ionizado y otros elementos pueden estar una o dos veces ionizados. Las densidades típicas en la zona de ionización de la nebulosa son del orden de  $10^1$  a  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  o incluso tan altas como  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ , sin embargo deben existir regiones de densidades aún menores que se encuentran más allá de los límites observacionales. Igualmente en muchas nebulosas existen pequeñas regiones densas y neutras que se encuentran dispersas a lo largo de la nebulosa y del volumen ionizado. El movimiento interno del gas ocurre con velocidades del orden de  $10 \text{ km s}^{-1}$ , aproximadamente la velocidad del sonido isotérmica en el medio. El gas caliente e ionizado tiende a expandirse dentro de las regiones más frías y neutras alrededor del gas ionizado, disminuyendo la densidad dentro de la nebulosa pero incrementando el volumen ionizado. La superficie externa de la nebulosa se encuentra rodeada por frentes de ionización penetrando el gas neutro interestelar. El espectro de estas regiones H II consiste de líneas intensas de recombinación de H I, así como líneas de excitación colisional de [N II] y [O II]. Pero las intensidades de las líneas de [N III] y [O III] difieren en gran medida dependiendo de la temperatura de las estrellas centrales ionizantes.

Las regiones H II se observan no sólo en nuestra Galaxia sino en otras galaxias cercanas. Las regiones H II más brillantes pueden ser fácilmente observadas en la mayoría de fotografías de campo amplio de galaxias cercanas. Pero las imágenes obtenidas en una banda de longitud de onda estrecha en el rojo, incluyendo  $H\alpha$  y las líneas de [N II] son especialmente efectivas al mostrar débiles y enrojecidas regiones H II de otras galaxias. Las regiones H II se encuentran altamente concentradas en los brazos espirales de las galaxias y constituyen los mejores objetos para determinar la estructura de los brazos espirales de galaxias lejanas. Las mediciones de la velocidad radial de las regiones H II dan información acerca de la cinemática de los objetos de Población I en nuestra y las demás galaxias. La masa estelar típica de las regiones H II observadas es del orden de  $10^2$  hasta  $10^6 M_\odot$ , siendo el límite inferior dependiente de la sensibilidad del método observacional utilizado.

### 2.3 Equilibrio de Fotoionización

El espectro de emisión de las nebulosas es el resultado de la fotoionización de una nube de gas difusa por fotones ultravioletas provenientes de una o más estrellas cercanas. El equilibrio de ionización en cada punto de la nebulosa se logra gracias al balance entre fotoionizaciones y recombinaciones de los electrones con los iones. Dado que el hidrógeno es el elemento más abundante, podemos obtener una primera aproximación de la estructura de una nebulosa considerando una nube pura de hidrógeno que rodea una estrella central caliente. La ecuación de equilibrio de ionización para este caso es

$$N_{H^0} \int_{\nu}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(H^0) d\nu = N_e N_p \alpha(H^0, T), \quad (2.1)$$

donde  $J_\nu$  es la intensidad media de radiación (en unidades de energía, por unidad de área, por unidad de tiempo, por unidad de ángulo sólido, por unidad de intervalo de frecuencia) en ese punto. Por lo tanto  $4\pi J_\nu/h\nu$  es el número de fotones incidentes por unidad de área por unidad de tiempo por unidad de intervalo de frecuencia y  $a_\nu(H^0)$  es la sección eficaz de ionización para el hidrógeno por fotones con energía  $h\nu$  (arriba del umbral dado por  $h\nu_0$ , el cual representa la energía mínima para ionizar un átomo de H en su estado base); por lo tanto la integral representa el número de fotoionizaciones por átomo de hidrógeno, por unidad de tiempo.  $N_{H^0}$ ,  $N_e$  y  $N_p$  son las densidades de los átomos de H neutro, electrones y protones por unidad de volumen y  $\alpha(H^0, T)$  es el coeficiente de recombinación, de tal manera que la parte derecha de la ecuación representa el número de recombinaciones por unidad de volumen por unidad de tiempo.

A primera aproximación, la intensidad media es simplemente la radiación emitida por la estrella, reducida por el efecto inverso al cuadrado dado por la dilución geométrica, de tal manera que

$$4\pi J_\nu = \frac{R^2}{r^2} \pi F_\nu(0) = \frac{L_\nu}{4\pi r^2}, \quad (2.2)$$

donde  $R$  es el radio de la estrella,  $\pi F_\nu(0)$  es el flujo en la superficie de la estrella,  $r$  es la distancia de la estrella al punto considerado y  $L_\nu$  es la luminosidad de la estrella por unidad de intervalo de frecuencia.

A un cierto punto dentro de la nebulosa, el campo de radiación ultravioleta es tan intenso que el hidrógeno se encuentra completamente ionizado, sin embargo una fuente finita de fotones ultravioleta no puede ionizar un volumen infinito de material, por lo tanto si la estrella se encuentra en una nube lo suficientemente grande, debe existir un límite del material ionizado. La anchura de esta zona de transición entre el gas ionizado y el gas neutro es aproximadamente el camino libre medio de un fotón ionizante:

$$d \approx \frac{1}{N_{H^0} a_\nu}, \quad (2.3)$$

el cual típicamente es mucho menor que el radio de la nebulosa ionizada. De esta manera podemos considerar una esfera de material prácticamente ionizado en su totalidad, también llamada **esfera de Strömgren** o región H II, separada por una muy delgada región de transición, de una nube de gas neutro alrededor de la esfera denominada región H I. Un modelo más apegado a la realidad consistiría de una nube que contuviera hidrógeno y helio, el segundo elemento más abundante del Universo, así como trazas de elementos más pesados ó metales que aunque despreciables en masa son fundamentales para el equilibrio radiativo de la nebulosa. Para ello necesitamos conocer las secciones eficaces de ionización y los coeficientes de recombinación para estos elementos.

### 2.3.1 Fotoionización y recombinación del hidrógeno

La Figura 2.2 muestra el diagrama de niveles de energía del hidrógeno, los niveles están marcados con su número cuántico principal  $n$  y el número cuántico angular  $L$ , así como las denominaciones  $S, P, D, F$ , etc. para los estados  $L = 0, 1, 2, 3$ , etc. en la notación convencional. Las transiciones permitidas<sup>7</sup> están dibujadas por líneas sólidas. Las probabilidades de transición  $A_{nL,n'L'}$  de estas líneas son del orden de  $10^4$  a  $10^8$  s<sup>-1</sup>, y el tiempo de vida media correspondiente de los niveles excitados es

$$\tau_{nL} = \frac{1}{\sum_{n' < n} \sum_{L' = L \pm 1} A_{nL,n'L'}}, \quad (2.4)$$

siendo por lo tanto del orden de  $10^{-4}$  a  $10^{-8}$  s. La única excepción es el nivel  $2^2S$  para el cual no existe una transición radiativa permitida por medio de un fotón. Sin embargo la transición  $2^2S \rightarrow 1^2S$  ocurre con la emisión de dos fotones, siendo la probabilidad de este proceso  $A_{2^2S,1^2S} = 8.23$  s<sup>-1</sup> lo cual corresponde a un tiempo de vida media para el nivel  $2^2S$  de 0.12 s. Incluso este tiempo de vida media es muy pequeño comparado con el tiempo de vida media de un átomo de hidrógeno contra la fotoionización, el cual se estima es de  $10^8$  s. para el nivel  $1^2S$  pero es del mismo orden de magnitud para los niveles excitados. Por lo tanto, en una buena aproximación podemos considerar que prácticamente todo el H<sup>0</sup> se encuentra en el nivel  $1^2S$  y que la fotoionización de este nivel está balanceada por la recombinación a todos los niveles. La recombinación de cualquier nivel excitado conlleva una rápida transición radiativa que eventualmente termina en el estado base. Esta aproximación simplifica en gran medida el cálculo de las condiciones físicas de las nebulosas gaseosas.

La sección eficaz de fotoionización para el nivel  $1^2S$  del H<sup>0</sup>, o en general de un ión tipo hidrógeno con carga nuclear  $Z$ , puede ser expresada como

$$a_\nu(Z) = \frac{A_0}{Z^2} \left(\frac{\nu_1}{\nu}\right)^4 \frac{e^4 - [(4 \tan^{-1} \varepsilon)/\varepsilon]}{1 - e^{-2\pi/\varepsilon}}, \quad (2.5)$$

para  $\nu \geq \nu_1$ , donde

$$A_0 = \frac{2^8 \pi}{3e^4} \left(\frac{1}{137.0}\right) \pi a_0^2 = 6.30 \times 10^{-18} \text{ cm}^2, \quad (2.6)$$

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\nu}{\nu_1} - 1}, \quad (2.7)$$

y  $h\nu_1 = Z^2 h\nu_0 = 13.60 Z^2$  eV es la energía umbral. Para el caso del hidrógeno  $\nu_0 = 3.29 \times 10^{15}$  s<sup>-1</sup> o bien  $\lambda_0 = 912$  Å.

Los electrones producidos por fotoionización tienen una distribución inicial de energía que

<sup>7</sup>Las cuales para un sistema de un electrón deben satisfacer la regla de selección  $\Delta L \pm 1$ .

depende de  $J_\nu a_\nu/h\nu$ . Sin embargo la sección eficaz para colisiones elásticas entre electrones es bastante grande, del orden de  $4\pi(e^2/mv^2)^2 \approx 10^{-13} \text{ cm}^2$  y estas colisiones tienden a crear una distribución de energía de Maxwell-Boltzmann. La sección eficaz de recombinación y todas las demás secciones eficaces dentro de la nebulosa son tan pequeñas que a primera aproximación podemos considerar la función de distribución de electrones como Maxwelliana y por lo tanto, todos los procesos colisionales ocurren a tasas fijas definidas por la temperatura local. El coeficiente de recombinación de un nivel en específico  $n^2L$  es

$$\alpha_{n^2L}(H^0, T) = \int_0^\infty v \sigma_{nL}(H^0, v) f(v) dv, \quad (2.8)$$

donde

$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{m}{2kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2kT}, \quad (2.9)$$

es la función de distribución de Maxwell-Boltzmann para los electrones y  $\sigma_{nL}(H^0, v)$  es la sección eficaz de recombinación al nivel  $n^2L$  para  $H^0$  para electrones con velocidad  $v$ . Esta sección eficaz varía aproximadamente como  $v^{-2}$  y dado que los coeficientes de recombinación son proporcionales a  $v\sigma$ , varían aproximadamente como  $T^{-1/2}$ .

### 2.3.2 Fotoionización de una nebulosa que contiene H y He

Después del hidrógeno, el elemento más abundante del Universo es el helio, cuya abundancia relativa (por número) es del orden del 10%. Una mejor aproximación a la estructura de ionización de una nebulosa real se logra considerando ambos elementos en el material que constituye la nube difusa. El potencial de ionización del helio es  $h\nu_2 = 24.6 \text{ eV}$ , un factor dos más alto que el del hidrógeno, sin embargo el potencial de ionización del  $\text{He}^+$  es  $54.4 \text{ eV}$ , y aun las estrellas tipo O más calientes prácticamente no emiten fotones con una energía  $h\nu > 54.4 \text{ eV}$ , por lo tanto la segunda ionización del helio no ocurre en regiones H II ordinarias. Los fotones con energías en el rango  $13.6 \text{ eV} < h\nu < 24.6 \text{ eV}$  pueden ionizar únicamente al hidrógeno, pero fotones con energía  $h\nu > 24.6 \text{ eV}$  pueden ionizar tanto al H como al He, dando como resultado dos diferentes tipos de estructura de ionización, dependiendo del campo de radiación ionizante y de la abundancia de He.

Si el espectro de ionización se concentra en frecuencias justo por encima de  $13.6 \text{ eV}$  y contiene sólo algunos fotones con  $h\nu > 24.6 \text{ eV}$ , entonces los fotones con energía  $13.6 \text{ eV} < h\nu < 24.6 \text{ eV}$  mantienen el H ionizado y los fotones con  $h\nu > 24.6 \text{ eV}$  son absorbidos por el He. La estructura de ionización consiste de una pequeña región central  $\text{H}^+$ ,  $\text{He}^+$  rodeada por una gran región  $\text{H}^+$ ,  $\text{He}^0$ . Por otro lado, si el espectro contiene una gran cantidad de fotones con  $h\nu > 24.6 \text{ eV}$ , entonces éstos dominan la ionización tanto de H como de He y los límites de ambas regiones de ionización coinciden, lo cual genera una región común  $\text{H}^+$ ,  $\text{He}^+$ .

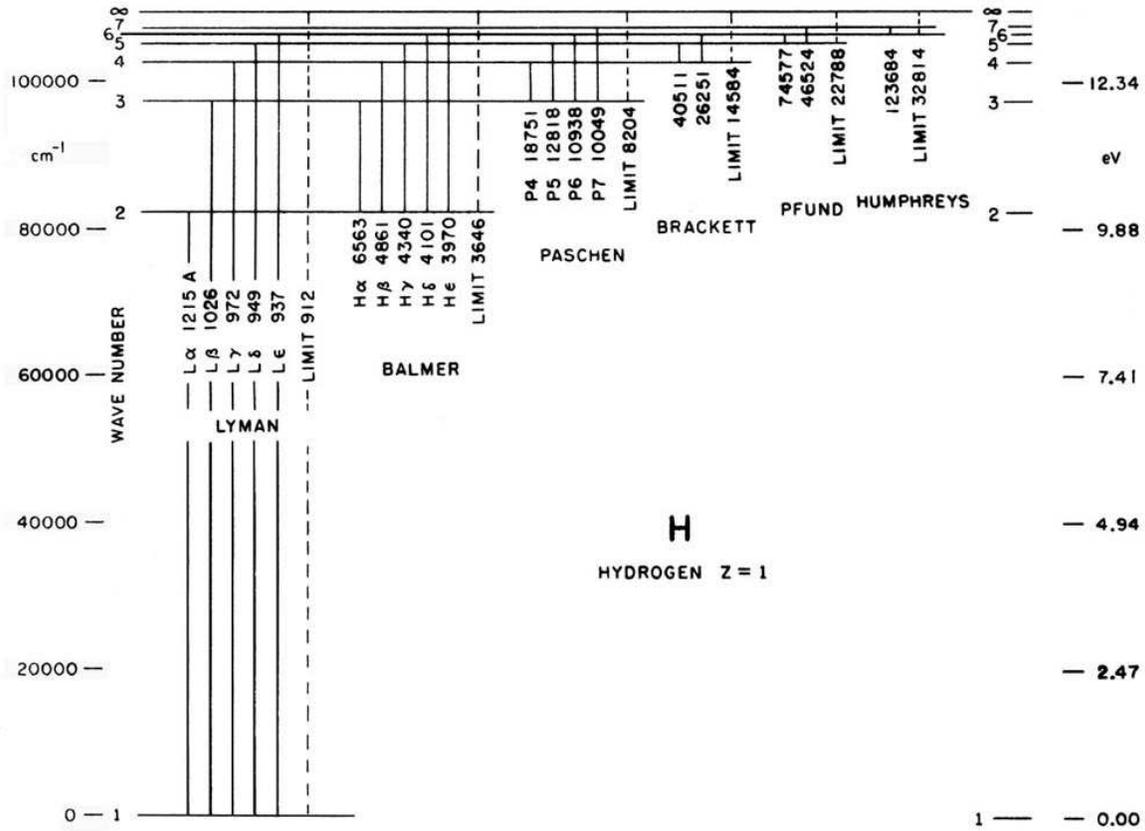


Figura 2.2: Diagrama Grotrian o de niveles de energía del átomo de hidrógeno, © Rosalie Marley, Caltech - IPAC.

En una buena aproximación, los coeficientes de recombinación totales para el He para configuraciones  $L \geq 2$  son los mismos que para el H dado que estos niveles son del tipo hidrógeno, pero dado que el He es un sistema de dos electrones tiene niveles singletes y tripletes separados y por lo tanto

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{n^1L}(He^0, T) &\approx \frac{1}{4}\alpha_{n^2L}(H^0, T) \\ \alpha_{n^3L}(He^0, T) &\approx \frac{3}{4}\alpha_{n^2L}(H^0, T) \end{aligned} \right\} L \geq 2 \quad (2.10)$$

Para los niveles P y en particular los niveles S existen diferencias importantes entre los coeficientes de recombinación de H y He. Las ecuaciones de ionización para el hidrógeno y helio están acopladas al campo de radiación para  $h\nu > 24.6$  eV y son bastante complicadas en detalle. En primera instancia, los fotones emitidos en recombinación al nivel base del He pueden ionizar ya sea H o He, dado que esos fotones son emitidos con energías justo por encima de  $h\nu_2 > 24.6$  eV. La fracción de fotones absorbidos por H es

$$y = \frac{N_{H^0} a_{\nu_2}(H^0)}{N_{H^0} a_{\nu_2}(H^0) + N_{He^0} a_{\nu_2}(He^0)}, \quad (2.11)$$

y la fracción remanente  $1 - y$  es absorbida por He. Posteriormente algunos fotones emitidos por recombinación a los niveles excitados del He pueden ionizar el H, de estas recombinaciones aproximadamente tres cuartas partes son a los niveles de tripletes y aproximadamente una cuarta parte a los singletes. Todos los procesos de captura a los niveles de tripletes terminan eventualmente en el nivel  $2^3S$  por medio de transiciones radiativas, este nivel es muy particular ya que es altamente metaestable, pero del cual puede existir una transición radiativa de un fotón hacia  $1^1S$  que produce una línea prohibida de 19.8 eV con una probabilidad de transición  $A_{2^3S,1^1S} = 1.27 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . No obstante existe otro proceso que compite con la despoblación del nivel  $2^3S$ , el cual es la excitación colisional al nivel del singlete  $2^1S$  y  $2^1P$  pudiendo ocurrir con una probabilidad importante, mientras que las transiciones colisionales hacia el nivel  $1^1S$  o al continuo son menos probables. Dado que las colisiones hacia los singletes conllevan un cambio en el spín, sólo los electrones son efectivos para causar estas excitaciones y la tasa de transiciones por átomo en el nivel  $2^3S$  es

$$N_e q_{2^3S,2^1L} = N_e \int_{\chi=\frac{1}{2}mv^2}^{\infty} v \sigma_{2^3S,2^1L}(v) f(v) dv, \quad (2.12)$$

donde  $\sigma_{2^3S,2^1L}(v)$  es la sección eficaz de colisión para el electrón en este proceso de excitación, mientras que las  $\chi$  son los umbrales de energía. Igualmente, la densidad crítica electrónica para este nivel es

$$N_c(2^3S) = \frac{A_{2^3S,1^1S}}{q_{2^3S,2^1S} + q_{2^3S,2^1P}}, \quad (2.13)$$

en la cual las transiciones colisionales son igualmente probables que las transiciones radiativas. En regiones típicas H II, la densidad de electrones es  $N_e \leq 10^2 \text{ cm}^{-3}$ , lo cual es considerablemente menor que  $N_c$ , así que prácticamente todos los átomos de He en esta condición despoblan el nivel  $2^3S$  por medio de la emisión de un fotón con energía de 19.8 eV.

De las capturas a los niveles excitados del singlete del He, aproximadamente dos terceras partes terminan poblando el nivel  $2^1P$ , mientras que la otra tercera parte pobla el nivel  $2^1S$ . Los átomos en el nivel  $2^1P$  decaen en su mayoría al nivel  $1^1S$  con la emisión de un fotón de línea de resonancia de 21.2 eV, aunque algunos decaen igualmente al nivel  $2^1S$  con una probabilidad relativa de aproximadamente  $10^{-3}$ . Los fotones de resonancia son dispersados por átomos neutros de He y por lo tanto, después de  $10^3$  dispersiones un fotón sería convertido en promedio en un fotón de línea (2.06  $\mu\text{m}$ ) y poblaría el nivel  $2^1S$ . Sin embargo antes que un fotón sea dispersado en tantas ocasiones, es más probable que fotoionice un átomo de H y sea absorbido. Los átomos de He en el nivel  $2^1S$  decaen a través de la emisión de dos fotones (con una suma de energías 20.6 eV

y probabilidad de transición de  $51 \text{ s}^{-1}$ ) al nivel  $1^1S$ . De la distribución de fotones en este espectro continuo, la probabilidad de que un fotón pueda ionizar el H por un decaimiento radiativo del  $\text{He}^0$  al nivel  $2^1S$  es del 56%.

Todas estas transiciones *ligado-ligado* del He producen fotones que ionizan el H pero no el He, y pueden ser fácilmente incluidas en las ecuaciones de ionización del H. El número total de recombinaciones a los niveles excitados de He por unidad de volumen por unidad de tiempo es  $N_{\text{He}^+}N_e\alpha_B(\text{He}^0, T)$  y de estos una fracción  $p$  genera fotones ionizantes que son absorbidos en el medio circundante. En el límite de baja densidad  $N_e \ll N_c$

$$p \approx \frac{3}{4} + \frac{1}{4} \left[ \frac{2}{3} + \frac{1}{3}(0.56) \right] = 0.96, \quad (2.14)$$

pero en el límite de alta densidad  $N_e \gg N_c$

$$p \approx \left[ \frac{3}{4}(0.78) + \frac{1}{4}\frac{1}{3} \right] (0.56) + \left[ \frac{3}{4}(0.16) + \frac{1}{4}\frac{2}{3} \right] = 0.66, \quad (2.15)$$

Por lo tanto, la ecuación de ionización se puede escribir como

$$\begin{aligned} \frac{N_{\text{H}^0}R^2}{r^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} a_{\nu}(\text{H}^0) e^{-\tau_{\nu}} d\nu + yN_{\text{He}^+}N_e\alpha_1(\text{He}^0, T) \\ + pN_{\text{He}^+}N_e\alpha_B(\text{He}^0, T) = N_pN_e\alpha_B(\text{H}^0, T), \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \frac{N_{\text{He}^0}R^2}{r^2} \int_{\nu_2}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} a_{\nu}(\text{He}^0) e^{-\tau_{\nu}} d\nu + (1-y)N_{\text{He}^+}N_e\alpha_1(\text{He}^0, T) \\ = N_{\text{He}^+}N_e\alpha_A(\text{He}^0, T), \end{aligned} \quad (2.17)$$

con

$$\frac{d\tau_{\nu}}{dr} = N_{\text{H}^0}a_{\nu}(\text{H}^0), \quad (2.18)$$

para  $\nu_0 < \nu < \nu_2$ , y

$$\frac{d\tau_{\nu}}{dr} = N_{\text{H}^0}a_{\nu}(\text{H}^0) + N_{\text{He}^0}a_{\nu}(\text{He}^0), \quad (2.19)$$

para  $\nu_2 < \nu$ , siendo  $N_e = N_p + N_{\text{He}^+}$ .

A pesar de que el tamaño real de la zona  $\text{He}^+$  sólo puede ser encontrado a través de la integración debido al acoplamiento de la ionización entre H y He por la radiación, el tamaño aproximado se puede encontrar fácilmente ignorando la absorción por H en la zona  $\text{He}^+$ . Esto equivale a poner  $y = 0$  en la ecuación (2.16) y  $N_{H^0} = 0$  en la ecuación (2.19) y podemos encontrar por analogía que

$$\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = Q(\text{He}^0) = \frac{4\pi}{3} r_2^3 N_{\text{He}^+} N_e \alpha_B(\text{He}^0), \quad (2.20)$$

donde  $r_2$  es el radio de la zona  $\text{He}^+$ . Además, dado que  $p \approx 1$ , las absorciones causadas por He no reducen en gran medida el número de fotones disponibles para ionizar H y por lo tanto en una buena aproximación

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = Q(H^0) = \frac{4\pi}{3} r_1^3 N_{H^+} N_e \alpha_B(H^0). \quad (2.21)$$

Si suponemos que la zona  $\text{He}^+$  es mucho más pequeña que la región  $H^+$ , entonces a lo largo de la región  $H^+$  los electrones provienen únicamente de la ionización del H, pero en la zona  $\text{He}^+$ , provienen de la ionización tanto del H como del He. Con estas simplificaciones

$$\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^3 = \frac{Q(H^0)}{Q(\text{He}^0)} \frac{N_{\text{He}^+}}{N_H} \left(1 + \frac{N_{\text{He}^+}}{N_H}\right) \frac{\alpha_B(\text{He}^0)}{\alpha_B(H^0)}, \quad (2.22)$$

en el caso en el que  $r_2 < r_1$ .

## 2.4 Cálculo del espectro de emisión

La radiación emitida por cada elemento de volumen en una nebulosa gaseosa depende de la abundancia de los elementos, la cual está determinada por la historia evolutiva del gas y de la ionización, densidad y temperatura local determinadas por el campo de radiación. La principal característica espectral son las líneas de emisión, las cuales en su mayoría son líneas debidas a la excitación colisional en equilibrio térmico. Si pudiéramos observar la totalidad de las líneas en toda la región espectral desde el ultravioleta hasta el lejano infrarrojo, podríamos medir directamente la tasa de enfriamiento de cada punto observado de la nebulosa. Muchas de las líneas importantes en el proceso de enfriamiento (por ejemplo [O II]  $\lambda\lambda$  3726, 3729 y [O III]  $\lambda\lambda$  4959, 5007) se encuentran en la región óptica y son fácilmente medibles.

Por razones históricas, los astrónomos tienden a denominar a las principales líneas de emisión de las nebulosas gaseosas como *líneas prohibidas*. En realidad, es mejor concebirlas como líneas producidas a través de excitaciones colisionales, las cuales se originan de niveles situados a unos pocos electron volts por encima del nivel base y que por lo tanto pueden ser excitados por colisiones

con electrones térmicos. De hecho, en la región óptica, todas las líneas producidas por excitación colisional son líneas prohibidas, debido a que en los iones comunes todos los niveles excitados a unos cuantos electron volts del nivel base se originan de la misma configuración electrónica que el mismo nivel base y por lo tanto las transiciones radiativas son prohibidas por las reglas de selección de paridad.

Además de las líneas por excitación colisional, las líneas de recombinación de H I, He I y He II son una importante característica de los espectros de nebulosas gaseosas. Éstas son emitidas por átomos que sufren transiciones radiativas en cascada hacia el nivel base producidas por recombinaciones a niveles excitados.

### 2.4.1 Líneas de recombinación en el óptico

Las líneas de recombinación del espectro de H I son emitidas por átomos neutros que han sido formados de iones gracias a la captura de electrones en niveles excitados y que emiten fotones a través de transiciones radiativas en cascada hacia el nivel base. En el límite de baja densidad, los únicos procesos que deben ser considerados son las capturas y transiciones radiativas en cascada. Por lo tanto la ecuación de equilibrio estadístico para cualquier nivel  $nL$  puede ser escrita como

$$N_p N_e \alpha_{nL}(T) + \sum_{n' > n} \sum_{L'} N_{n'L'} A_{n'L',nL} = N_{nL} \sum_{n''=1}^{n-1} \sum_{L''} A_{nL,n''L''}, \quad (2.23)$$

Es conveniente expresar la población en términos de un factor adimensional  $b_{nL}$  que mide la desviación del equilibrio termodinámico con la temperatura y densidades locales, dado que en equilibrio termodinámico, tanto la ecuación de Saha

$$\frac{N_p N_e}{N_{1S}} = \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-h\nu_0/kT}, \quad (2.24)$$

como la ecuación de Boltzmann

$$\frac{N_{nL}}{N_{1S}} = (2L + 1) e^{-\chi_n/kT}, \quad (2.25)$$

son válidas, la población del nivel  $nL$  en equilibrio termodinámico puede ser escrita como

$$N_{nL} = (2L + 1) \left( \frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} e^{X_n/kT} N_p N_e, \quad (2.26)$$

donde

$$X_n = h\nu_0 - \chi_n = \frac{h\nu_0}{n^2}, \quad (2.27)$$

es el potencial de ionización del nivel  $nL$ . Por lo tanto, la población puede en general describirse como

$$N_{nL} = b_{nL}(2L + 1) \left( \frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} e^{X_n/kT} N_p N_e, \quad (2.28)$$

donde  $b_{nL} = 1$  en equilibrio termodinámico. Sustituyendo en la ecuación (2.23) obtenemos:

$$\begin{aligned} & \frac{\alpha_{nL}}{(2L + 1)} \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-X_n/kT} \\ & + \sum_{n' > n}^{\infty} \sum_{L'} b_{n'L'} A_{n'L', nL} \left( \frac{2L' + 1}{2L + 1} \right) e^{(X_{n'} - X_n)/kT} \\ & = b_{nL} \sum_{n''=1}^{n-1} \sum_{L''} A_{nL, n''L''}, \end{aligned} \quad (2.29)$$

donde se observa que los factores  $b_{nL}$  son independientes de la densidad sólo mientras las recombinaciones y transiciones radiativas sean los únicos procesos importantes. Las  $n$  ecuaciones con  $L = 0, 1, \dots, n - 1$  para  $n = n_k - 1$  pueden ser resueltas y expresadas en términos de una matriz de cascada  $C_{nL, n'L'}$  la cual es la probabilidad de que la población del nivel  $nL$  sea seguida de una transición a  $n'L'$  via todas las posibles rutas de cascada. Una vez que la población de  $N_{nL}$  ha sido encontrada, es fácil calcular el coeficiente de emisión en cada línea, dado por

$$j_{nn'} = \frac{h\nu_{nn'}}{4\pi} \sum_{L=0}^{n-1} \sum_{L'=L\pm 1} N_{nL} A_{nL, n'L'}. \quad (2.30)$$

Esta situación es llamada **Caso A** en la teoría de radiación de líneas de recombinación. El caso A asume que todos los fotones de línea emitidos en la nebulosa escapan sin absorción y que por lo tanto no causan ninguna transición adicional. Es una buena aproximación para nebulosas gaseosas que son ópticamente delgadas en todas las líneas de resonancia de H I, pero que son muy débiles para ser observadas. Las nebulosas que contienen cantidades considerables de gas tienen grandes profundidades ópticas en las líneas de resonancia Lyman del H I. En cada dispersión existe una probabilidad finita de que el fotón de línea Lyman sea convertido en un fotón de serie menor más un miembro menos energético de la serie de Lyman. Una mejor aproximación que el Caso A es el opuesto, en el cual cada fotón Lyman es dispersado en muchas ocasiones y eventualmente convertido (si  $n \geq 3$ ) en un fotón de serie menor más, ya sea un fotón Ly $\alpha$ , o dos fotones del continuo. La aproximación de una profundidad óptica muy grande en las líneas de Lyman es denominada **Caso B**. La situación real para la mayoría de las nebulosas es el caso intermedio, el

cual es similar al Caso B para las líneas menores de Lyman pero progresa de manera continua a una situación cercana al Caso A conforme  $n \rightarrow \infty$  y  $\tau(Ln) \rightarrow 1$ .

## 2.5 Efectos de transporte radiativo

Para la mayoría de las líneas de emisión observadas en las nebulosas no existen problemas relacionados con la transferencia radiativa. Sin embargo para algunas líneas, especialmente las líneas de resonancia de átomos abundantes, las profundidades ópticas son considerables y tanto la dispersión como absorción deben ser tomadas en cuenta para calcular la intensidad esperada de las líneas. Otros problemas de transferencia radiativa surgen en conexión con los tripletes del He I, la conversión de fotones de He II en radiación observable a través de las líneas del [O III] por el proceso de resonancia-fluorescente de Bowen<sup>8</sup> y la excitación fluorescente de otras líneas por el continuo de radiación estelar.

La radiación de recombinación de los singletes del He I es muy similar a la del H I y el *Caso B* es una buena aproximación para el cálculo de las líneas Lyman de He I. Sin embargo la radiación de recombinación de los tripletes del He I sufre una modificación por el hecho de que el término  $\text{He}^0 2^3S$  es considerablemente más metaestable que el nivel  $\text{He}^0 2^2S$  y como resultado los efectos de auto-absorción son importantes (como lo es la excitación colisional para el nivel  $2^3S$ ). La Figura 2.3 muestra el diagrama de niveles de energía del He I, el nivel  $2^3S$  es el menor término del triplete en el He y todas las recapturas a niveles tripletes terminan eventualmente cayendo en cascada en este nivel. La despoblación de este nivel ocurre por fotoionización, especialmente por fotones Ly  $\alpha$  de H I, por transiciones colisionales a los niveles  $2^1S$  y  $2^1P$  o por la fuertemente prohibida transición  $2^3S - 1^1S$ . Como resultado, la población  $N_{2^3S}$  es grande, lo cual provoca que la profundidad óptica de las transiciones  $2^3S - n^3P$  sea importante.

## 2.6 Excitación colisional del He I

La excitación colisional del H es despreciable en comparación con la recombinación como medio para poblar los niveles excitados de este átomo en nebulosas planetarias y regiones H II, dado que incluso el umbral para el nivel más bajo  $n = 2$  a 10.2 eV es muy grande en comparación con las energías térmicas para las temperaturas típicas en nebulosas gaseosas. Sin embargo, para el  $\text{He}^0$  la alta metaestabilidad el nivel  $2^3S$  provoca que la excitación colisional sea importante, en especial excitando el nivel  $2^3P$  provocando la emisión de una línea He I  $\lambda 10,830$ . Consideremos una nebulosa lo suficientemente densa ( $N_e \gg N_c$ ) de tal manera que el principal mecanismo para despoblar el nivel  $2^3S$  sean transiciones colisionales hacia  $2^1S$  y  $2^1P$ . El equilibrio de la población para el nivel  $2^3S$  está dado por el balance entre las recombinaciones a todos los niveles del triplete los cuales decaen eventualmente al nivel  $2^3S$ , y la despoblación colisional de  $2^3S$

$$N_e N_{\text{He}^+} \alpha_B(\text{He}^0, n^3L) = N_e N_{2^3S} (q_{2^3S, 2^1S} + q_{2^3S, 2^1P}). \quad (2.31)$$

<sup>8</sup>Este efecto es una coincidencia accidental entra las longitudes de onda de la línea  $L\alpha$  del He II en  $\lambda 303.78$  con la de la línea O III  $2p^2 \ ^3P_2 - 3d^3P_0^0$  en  $\lambda 303.80$ .

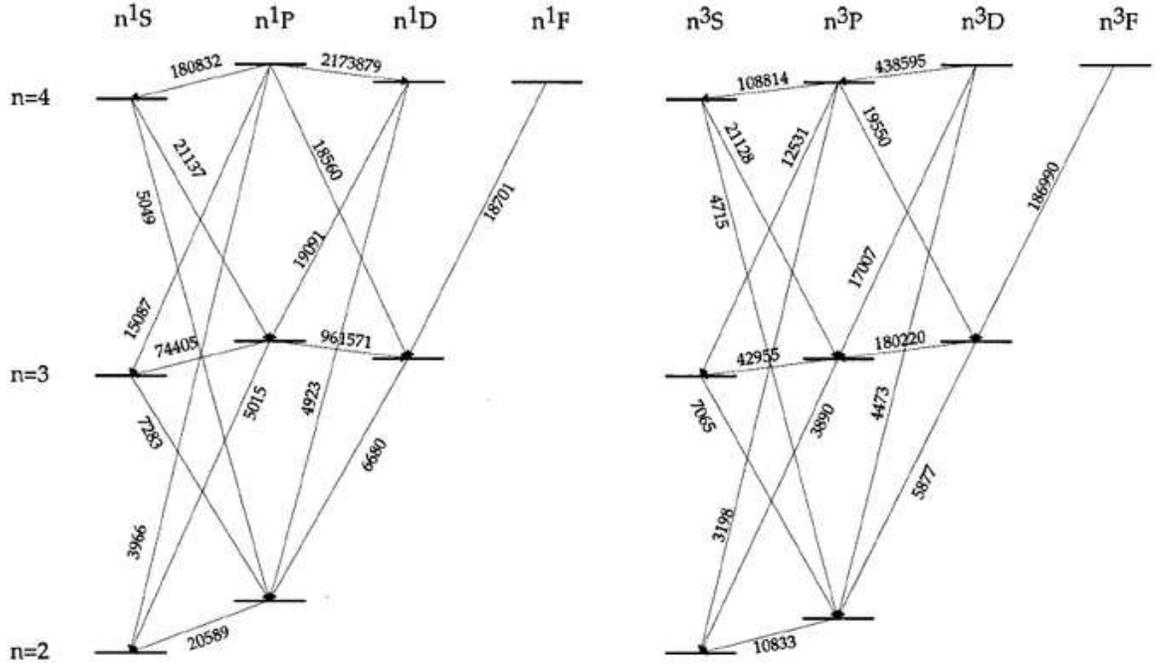


Figura 2.3: Diagrama Grotrian o de niveles de energía de He I mostrando los niveles singletes y tripletes (Benjamin *et al.* 2005).

La tasa de población por colisión del nivel  $2^3P$  es

$$N_e N_{2^3S} q_{2^3S, 2^3P} = \frac{N_e N_{He^+} q_{2^3S, 2^3P}}{(q_{2^3S, 2^1S} + q_{2^3S, 2^1P})} \alpha_B(He^0, n^3L). \quad (2.32)$$

A pesar de que las tasas de transición colisionales del nivel  $2^3S$  al  $2^1S$  y  $2^1P$  son menores que para  $2^3P$ , las tasas de población por recombinación a los niveles singletes son también pequeñas y por lo tanto las colisiones son importantes para poblar los niveles  $2^1S$  y  $2^1P$ . Efectos de excitación colisional similares ocurren para los niveles metaestables  $He^0 2^1S$  y  $He^0 2^2S$ , sin embargo sus decaimientos son mucho más rápidos que para  $He^0 2^3S$  y por lo tanto las tasas de excitación colisional son despreciablemente pequeñas.

## 2.7 Teoría vs. observaciones

En las secciones anteriores se ha discutido parte de la teoría física de las nebulosas gaseosas, sin embargo su utilidad radica en la aplicación de esta teoría a las observaciones disponibles de sistemas nebulosos en el Universo. Existen diferentes métodos para determinar los parámetros físicos de una nebulosa, tales como temperatura y densidad, siempre a partir de las líneas de emisión del espectro de las regiones de gas ionizado. La temperatura nebular puede ser determinada a partir de la medición del cociente de intensidades de pares de líneas de emisión, específicamente aquellas emitidas por un tipo único de ión a partir de dos niveles con energías de excitación

considerablemente diferentes. A pesar de que la intensidad relativa de las líneas de recombinación del hidrógeno no varía proporcionalmente con la temperatura, el cociente de la intensidad de una línea a la intensidad del continuo de recombinación varía mucho más rápidamente y puede ser una herramienta para determinar  $T$ . Información adicional de la temperatura puede ser obtenida a partir de observaciones en el radio, combinando observaciones en el continuo de baja y alta longitud de onda (profundidades ópticas grandes y pequeñas respectivamente) o bien mediciones del continuo de alta longitud de onda y observaciones de líneas en el óptico. Por otra parte, la densidad electrónica en una nebulosa puede ser determinada a partir de cocientes de intensidad de pares de líneas de emisión, pero con la diferencia de que sean emitidas por un tipo único de ión a partir de dos niveles con energías muy cercanas pero con diferentes probabilidades de transición radiativa.

De igual manera, es posible deducir información de las estrellas que generan los fotones ionizantes a partir de las observaciones nebulares. Por ejemplo, si una nebulosa es ópticamente gruesa para un cierto tipo de radiación ionizante, entonces el número total de fotones de este tipo emitidos por la estrella puede ser deducido por las propiedades de la nebulosa. Combinando estas observaciones nebulares (las cuales básicamente miden el campo de radiación ionizante en el lejano ultravioleta) con mediciones ópticas de la mismas estrellas, se puede determinar índices de colores en un amplio rango que proporcionan información sobre la temperatura de las estrellas. El cálculo de los parámetros físicos y abundancias químicas desarrollado en este trabajo se basa precisamente en los métodos descritos anteriormente.

Una vez que se conoce la temperatura y densidad de una nebulosa, la intensidad observada de una línea permite deducir el número total de iones en la nebulosa que son responsables por la emisión de tal línea. De esta manera se deducen las abundancias de los elementos en las regiones H II y nebulosas planetarias. Un método más sofisticado para determinar tanto la temperatura, densidad y composición química de una nebulosa consiste en modelar teóricamente la estructura de una nebulosa y producir un espectro sintético para posteriormente compararlo con las observaciones. La idea básica del cálculo de un modelo de región H II o nebulosa planetaria es la siguiente:

- a) Considerar suposiciones razonables acerca de los parámetros físicos de las estrellas ionizantes, la distribución de densidad y las abundancias relativas de los elementos en la nebulosa.
- b) A partir de estas suposiciones, calcular los componentes de la estructura física, tales como: ionización, temperatura y coeficientes de emisión como funciones de la posición.
- c) Calcular la radiación emergente de la nebulosa en cada punto para cada línea de emisión.

Comparando este modelo con las observaciones permite comprobar si las suposiciones iniciales son consistentes con las observaciones. Si no es el caso, los parámetros de entrada deben variarse hasta que el modelo reproduzca las observaciones. En la práctica, las observaciones no son suficientemente completas ni precisas y no poseen la resolución angular requerida para realizar

una comparación real. Sin embargo, mucha información importante acerca de la estructura de las nebulosas puede determinarse a partir de un cálculo modelo-nebular. Este tipo de simulaciones se denominan modelos de fotoionización y resultan en general un método sofisticado que está más allá de los alcances del presente trabajo.



# Capítulo 3

## Desarrollo histórico y *status* actual

La determinación de la abundancia de helio pregaláctico o primordial es de capital importancia en el estudio de la cosmología, la física de partículas elementales y la evolución química de galaxias. El helio es el segundo elemento más abundante en el universo de acuerdo a múltiples observaciones que han proporcionado datos en la región óptica y de radio de líneas de emisión en nebulosas, líneas de emisión en el óptico de la cromósfera solar así como líneas de absorción en los espectros de estrellas calientes. Sin embargo, el origen de la gran abundancia de este elemento ha sido cuestionado desde los primeros estudios de la abundancia universal de los elementos. El presente capítulo busca brindar una perspectiva histórica de la determinación de la abundancia cosmológica del helio, así como su *status* actual, problemas y retos teóricos/observacionales que afectan tal determinación.

El desarrollo histórico de la determinación de la abundancia de helio empezó en la década de los 50's, en ese periodo los astrónomos sólo disponían de unos cuantos datos provenientes de estrellas tipo-B y nebulosas planetarias, los cuales eran consistentes con una fracción de helio por número de  $y \equiv \text{He}/\text{H} \simeq 0.1$  o bien  $Y \simeq 0.3$ , valores plausibles de acuerdo a las primeras predicciones de la nucleosíntesis primordial hechas por Hayashi (1950) y por Alpher, Follin y Herman (1953). En esa época se creía que esta abundancia era universal, sin embargo con el arribo de la evidencia de nucleosíntesis estelar y el posterior desarrollo la teoría, hizo pensar a los investigadores que en realidad los objetos más viejos y pobres en metales tendrían la más baja abundancia de helio, incluso algunos autores hicieron notorio que un origen puramente estelar de la gran cantidad de helio implicaría una luminosidad muy grande de las galaxias en el pasado.

En 1963, C.R. O'Dell, M. Peimbert y T.D. Kinman encontraron una abundancia de helio normal en una nebulosa planetaria perteneciente al cúmulo globular M15, conocido por ser un objeto en el cual las estrellas tienen una muy baja metalicidad ( $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -2$ )<sup>9</sup>. Este descubrimiento llevó en 1964 (justo antes del descubrimiento de la Radiación Cósmica de Fondo) a Fred Hoyle y R.J. Tayler a señalar la importancia crucial en la cosmología de la presencia o ausencia de un porcentaje inicial y universal de helio. Ellos proporcionaron una nueva estimación de la abundancia de helio primordial, que por número igualaría  $0.14 \pm 0.02$ , lo cual traducido a abundancia en masa y considerando  $Z = 0$  correspondería a  $Y_P = 0.36 \pm 0.03$ . De igual manera, Hoyle y Tayler fueron los primeros en señalar la importancia e influencia de la densidad de neutrinos primigenia en los cálculos de la nucleosíntesis primordial.

Después de la observación de la Radiación Cósmica de Fondo, la teoría de la existencia de una cantidad primordial de helio debido a una nucleosíntesis inicial empezó a tener más relevancia gracias a varios factores: los estudios de R.F. Christy acerca de la pulsación de estrellas RR Lyrae

---

<sup>9</sup>En donde  $[\text{Fe}/\text{H}] = \log(\text{Fe}/\text{H}) - \log(\text{Fe}/\text{H})_{\odot}$ .

energetizadas por  $\text{He}^+$ , los modelos de evolución estelar en cúmulos globulares de J. Faulkner y I. Iben, el estudio de los tiempos de vida relativos en las estrellas en la rama de gigantes rojas (quemado de hidrógeno en capas) y en la rama horizontal (quemado de helio en el núcleo), así como el cálculo de las masas, luminosidades y temperaturas efectivas de sub-enanas de baja metalicidad, las cuales se encuentran un poco abajo de la Población I en el extremo inferior de la secuencia principal del diagrama HR. Pero de igual manera surgieron indicadores que contradecían esta tendencia, por ejemplo: las estrellas sub-enanas tipo-B las cuales se localizan en el extremo azul de la rama horizontal; sus atmósferas son deficientes de helio, sin embargo poco después fue demostrado que éstas tienen otras anomalías similares a las que poseen las estrellas CP<sup>10</sup> por lo que se llegó a la conclusión que la deficiencia de helio era sólo un efecto superficial gravitacional.

En 1966, P. J. E. Peebles realizó un detallado cálculo de la producción de  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  y deuterio con base en la teoría de la Gran Explosión. En sus cálculos supuso que la temperatura actual de la radiación de microondas era de 3 °K y determinó abundancias teóricas para dos valores de la densidad de materia actual del Universo y al igual que sus antecesores, enfatizó la necesidad teórica de suponer una nucleosíntesis primordial. El valor teórico obtenido por Peebles fue de  $Y_P = 0.27 \pm 0.01$ .

No fue hasta principios de la década de los 70's en que el debate llegó a un acuerdo satisfactorio para casi la mayoría de los investigadores, en particular en 1972 L. Searle y W. L. W. Sargent descubrieron que dos galaxias azules compactas previamente descubiertas por Fritz Zwicky (II Zw 40 y I Zw 18) tenían como componentes principales regiones gigantes H II con baja abundancia de oxígeno y otros elementos pesados (I Zw 18 aún posee el record de baja abundancia para una región H II extragaláctica con  $[\text{O}/\text{H}] \simeq -1.7$ ), pero prácticamente con una abundancia de helio normal. En su artículo destacan la difícil tarea de determinar la abundancia de helio primordial con base en estudios empíricos del contenido de helio en objetos pobres en metales. Descartan la posibilidad de analizar las fotosferas de las estrellas y nebulosas planetarias debido a la posible contaminación de material producido por las mismas estrellas. Este fue el descubrimiento que marcó una nueva etapa en la cual se desarrollaron métodos para determinar de manera sistemática  $Y_P$ , ya sea midiendo o estimando la abundancia de helio en diferentes objetos con diferentes metalicidades y extrapolando a un límite inferior. Dado que en esta época no se tenían modelos sofisticados de evolución química ni de evolución de galaxias ni tampoco de observaciones precisas, un hecho que causaba gran interés en la comunidad científica era que las variaciones observadas en  $Z$  podían ser de varios órdenes de magnitud mientras que las observadas en  $Y$  eran de unos cuantos por cientos. Searle & Sargent estiman una abundancia de helio en número igual a  $\text{He}/\text{H} = 0.10$ , pero éste es un valor que no representa en realidad un cálculo detallado, sino la intención de enfatizar que la abundancia de helio es en una buena aproximación constante. A pesar de que Searle & Sargent no presentan claramente sus estimaciones, se puede hacer un cálculo si consideramos el valor  $\text{He}^+/\text{H}^+ = 0.08 \pm 0.008$  reportado por Searle & Sargent lo cual equivale a  $Y_P = 0.242 \pm 0.017$ .

<sup>10</sup>Estrellas de química peculiar, por sus siglas en inglés.

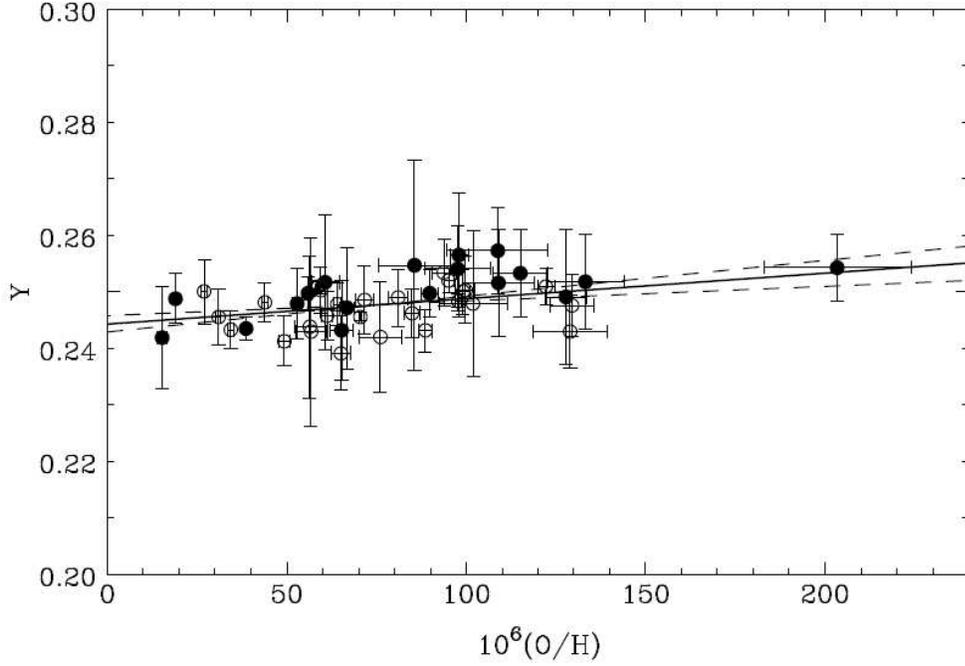


Figura 3.1: Ejemplo de regresión lineal del  $Y$  vs.  $O/H$  utilizando el método de Peimbert *et al.*, 1974 (Izotov & Thuan 1998, ApJ 500).

### 3.1 Método clásico: Peimbert & Torres-Peimbert, 1974

Peimbert & Torres-Peimbert fueron los primeros en notar una correlación entre las abundancias de helio y oxígeno en una pequeña muestra de regiones H II en la Gran Nube de Magallanes y algunas galaxias azules compactas (BCG's). Ellos establecieron un procedimiento en el cual las mediciones de regiones H II Galácticas o extragalácticas que tuvieran diferentes metalicidades (representadas principalmente por la abundancia de oxígeno) podrían ser utilizadas para determinar la abundancia de helio primordial  $Y_P$  (Peimbert & Torres-Peimbert 1974, 1976). El procedimiento se basa en medir la abundancia química (incluyendo el helio) para un conjunto de objetos los cuales tengan una dispersión importante en la metalicidad. Posteriormente la abundancia de helio de cada objeto se grafica en función de la metalicidad (la cual se caracteriza en función del oxígeno) como lo muestra la Figura 3.1. Dado que el universo nació con cero metalicidad  $Z$ , y tanto  $Z$  como la abundancia de helio crecen con el tiempo,  $Y_P$  puede ser determinado a partir de extrapolar la relación de metalicidad y abundancia de helio a  $Z = 0$ . Peimbert & Torres-Peimbert ajustaron una relación lineal a los datos de la forma:

$$\begin{aligned}
 Y &= Y_P + Z \frac{\Delta Y}{\Delta Z}, \\
 &= Y_P + (O/H) \frac{\Delta Y}{\Delta(O/H)}.
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

La extrapolación a  $Z = (O/H) = 0$  proporcionaría la abundancia de helio primordial  $Y_P$  con una pendiente en la regresión  $\Delta Y/\Delta Z$  (no necesariamente una constante) la cual nos daría un importante estimado de la nucleosíntesis estelar brindando una tasa a la cual el helio es sintetizado y expulsado al medio interestelar en comparación a la producción de oxígeno, carbono y otros elementos pesados. Sin embargo, existen algunos problemas con la aplicación de esta idea en objetos de nuestra galaxia ya que en general éstos poseen una alta abundancia representativa de  $Z$  lo que implicaría una extrapolación considerable a  $Z = 0$ . Igualmente las nebulosas planetarias necesitan una corrección debida al helio que es expulsado de la superficie de las estrellas en una etapa evolutiva anterior, mientras que en su mayoría las regiones Galácticas H II no poseen estrellas lo suficientemente calientes para garantizar la ausencia de helio neutro no detectable  $He^0$ , especialmente con la limitada resolución angular de los radiotelescopios.

En consecuencia, los mejores objetos en los cuales se puede aplicar esta idea son regiones extragalácticas H II en galaxias enanas irregulares como las Nubes de Magallanes o bien en Galaxias Azules Compactas (o H II) donde las abundancias de oxígeno y otros elementos pesados son bajas y las estrellas ionizantes son suficientemente calientes de tal manera que las regiones de ionización de hidrógeno y helio coinciden hasta en un 1%.

En ese mismo año (1976), D’Orico, Peimbert & Sabbadin publican un estudio acerca de los gradientes radiales de las abundancias de helio, oxígeno y nitrógeno relativas a hidrógeno a lo largo de nuestra Galaxia, sin embargo se basan en observaciones de nebulosas planetarias y por lo tanto representa la última investigación acerca de la abundancia de helio primordial utilizando objetos que no sean galaxias H II o galaxias compactas azules. Ellos encontraron que el enriquecimiento de helio estaba acoplado al enriquecimiento de metales por  $\Delta Y/\Delta Z \simeq 2.95$ , pendiente que coincide con el determinado previamente a través de regiones H II. Igualmente encuentran un cociente de  $N(\text{He})/N(\text{H})$  pregaláctico de  $0.073 \pm 0.008$  que corresponde a  $Y_P = 0.227 \pm 0.024$  considerando una corrección por enriquecimiento de helio producido en estratos internos y por el mezclado con el material de la nebulosa por la capa convectiva durante la fase de gigante roja de la estrella.

### 3.2 Década de 1980 a 1990

Siguiendo la pauta en la investigación establecida por los artículos de Peimbert & Torres-Peimbert, después de 1974 se publicaron diversos trabajos que en principio presentaban resultados contradictorios: Lequeux *et al.* (1979) presentó observaciones espectrofotométricas de regiones H II de las galaxias irregulares NGC 4449, NGC 6822 y IC 10, así como las ya mencionadas I ZW 18, II Zw 40 y II Zw 70 encontrando una regresión lineal de helio contra oxígeno con una pendiente  $\Delta Y/\Delta Z = 3$ , mientras que Kunth & Sargent (1983) en su estudio espectrofotométrico de 12 galaxias de líneas de emisión no encontraron evidencia de una correlación entre la fracción de masa de helio  $Y$  y las abundancias de elementos pesados  $Z$  representadas por el cociente  $O/H$ . Sin embargo sus resultados estuvieron muy probablemente influenciados por el alto peso estadístico dado a II Zw 40, galaxia para la cual la línea amarilla de helio  $\lambda 5876$  coincide por corrimiento al

rojo con la línea  $\lambda 5889$  del sodio de la Vía Láctea teniendo un efecto de absorción. Lequeux *et al.* encontró un valor  $Y_P = 0.233 \pm 0.005$ , mientras que Kunth & Sargent  $Y_P = 0.245 \pm 0.010$ .

En el mismo periodo, H. B. French (1980) hace un estudio de 14 galaxias tipo H II encontrando que los objetos con menor abundancia de oxígeno tienden igualmente a tener la menor abundancia de helio. Con la mejor correlación que encuentra para sus datos obtiene una abundancia de helio primordial de  $(\text{He}/\text{H})_0 = 0.069 \pm 0.006$  lo cual corresponde a  $Y_P = 0.216 \pm 0.018$  con una pendiente  $\Delta Y/\Delta Z = 3.2$ . Sin embargo en una época en la que se cuestionaba la naturaleza de los objetos estudiados (galaxias H II) su trabajo se centra en las características de los objetos y en el modelado de la formación estelar.

Posteriormente en 1986, Pagel, Terlevich & Melnick hicieron el primer estudio extenso con galaxias de líneas de emisión utilizando en su muestra once galaxias compactas azules (junto con una selección de Kunth & Sargent que satisfacían los mismos criterios) con estrellas ionizantes lo suficientemente calientes para considerar los factores de corrección de ionización (ICF's) despreciables. Este artículo es históricamente importante ya que marca una nueva pauta para la determinación del helio primordial al no restringirse en el cálculo de la metalicidad con base en una regresión lineal meramente del oxígeno, sino utilizando una correlación con el nitrógeno

$$\begin{aligned} Y &= Y_P + Z \frac{dY}{dZ}, \\ &= Y_P + (N/H) \frac{dY}{d(N/H)}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Con base en este método, Pagel *et al.* encuentran un valor para su muestra de  $Y_P = 0.237 \pm 0.005$ . No obstante que esta determinación es consistente con los cálculos teóricos de la nucleosíntesis primordial, encuentran que la pendiente de la regresión lineal es muy elevada ( $dY/dZ = 5.7$ ) y no es sustentable dentro del marco convencional de evolución estelar (Maeder 1984; Peimbert 1986). Ellos atribuyen este comportamiento a la contaminación local por vientos de estrellas tipo Wolf-Rayet en el entorno.

En 1986, D. Kunth resume las ventajas de la determinación del helio primordial con base en la observación de galaxias de líneas de emisión pobres en metales sustentando que no existe evidencia de una abundancia menor a 0.23 por masa, y sugiere un valor de  $Y_P = 0.24 \pm 0.01$ . Igualmente, hace énfasis en los procedimientos para una determinación precisa de la abundancia de helio primordial, los cuales se pueden resumir en los siguientes puntos:

1. Obtener datos de alta calidad para una muestra importante de objetos
2. Seleccionar los objetos con alto grado de ionización donde la temperatura estelar en promedio exceda 38,000 °K. Grandes anchos equivalentes de las líneas de emisión se requieren para minimizar los efectos de la absorción estelar subyacente en las líneas de H I y He I
3. Evitar objetos o regiones con características en el espectro de estrellas Wolf-Rayet

4. Seleccionar galaxias pobres en metales para minimizar la corrección por enriquecimiento estelar de helio
5. Desarrollar alguna técnica teórica u observacional para determinar la corrección por helio neutro

En los últimos años de la década de los 80's la comunidad astronómica le da gran relevancia al tema de la abundancia de helio primordial lo cual se verifica con la cantidad de artículos publicados al respecto. G. Steigman en 1987 señala que para explotar satisfactoriamente los nuevos datos de alta calidad disponibles para regiones extragalácticas H II resulta crucial reducir las incertidumbres en las correcciones que deben de efectuarse para suprimir el helio producido por estrellas. Steigman sugiere un valor para la fracción de masa primordial de  $Y_P = 0.235 \pm 0.012$ . Un poco después en 1989, Torres-Peimbert *et al.* presentan un estudio de las condiciones físicas del núcleo y de las regiones H II en M 101 y su relación con la abundancia de helio primordial<sup>11</sup> encontrando gradientes en la abundancia de He/H, O/H y N/H con distancias galactocéntricas. Sin embargo el gradiente encontrado para N/O implica un enriquecimiento químico diferente al de oxígeno. La abundancia pregaláctica de helio la determinaron utilizando datos de NGC 2363, NGC 5471 y de la pequeña Nube de Magallanes obteniendo  $Y_P = 0.230 \pm 0.006$ .

En 1989, Pagel & Simonson realizan nuevas mediciones de He I  $\lambda 6678$  en las galaxias H II Tololo 1214-277, Michigan 461 y Tololo 0633-415 previamente observadas por R. Terlevich y colaboradores, obteniendo valores similares de la abundancia de helio ( $Y_P = 0.229 \pm 0.004$ ). Concluyen que las estrellas excitadoras de los objetos de baja abundancia Tol 1214-277 y Michigan 461 son tan calientes y [O II] es tan débil que se puede tener certeza, independientemente de los modelos de fotoionización, que la corrección por helio neutro es menor que al 5%, con una pendiente en su regresión de helio contra oxígeno de  $dY/dZ = 7 \pm 2$  si  $Z = 25(O/H)$ , siendo muy pronunciada debido a la presencia de objetos ricos en nitrógeno.

### 3.3 Década de 1990 a 2000

La producción de artículos científicos acerca de la abundancia primordial de helio tuvo un nuevo repunte a partir de 1992 hasta 1995, publicándose 8 trabajos al respecto. Melnick *et al.* (1992) hace un nuevo estudio de la abundancia de helio primordial utilizando observaciones de alta resolución espacial de la galaxia H II SBS 0335-052 muy pobre en metales junto con datos de galaxias H II pobres en metales para las cuales se detectó la línea de He I  $\lambda 6678$ . Su estimado de la abundancia de helio primordial es  $Y_P = 0.216 \pm 0.006$  el cual señalan es consistente a  $2\sigma$  con las predicciones de la nucleosíntesis primordial, sin embargo señalan que este valor puede incrementarse si no se supone estrictamente una regresión lineal ya que argumentan que el valor de la pendiente obtenida  $\Delta Y/\Delta Z \approx 7.7$  es un orden de magnitud más grande que el valor predicho por la nucleosíntesis estelar.

---

<sup>11</sup>M 101 (NGC 5457) es una galaxia tipo Sc con regiones H II prominentes.

Pagel *et al.* publicaron en 1992 un importante artículo en el cual hacen un nuevo estimado de la abundancia primordial de helio con base en una amplia muestra de regiones H II extragalácticas descubiertas en el mapeo con objetivo prismático de Palomar, Michigan, Tololo y Cambridge e incluidas en la extensa muestra espectrofotométrica de R.J. Terlevich *et al.* (1991). Ellos determinan una fracción de masa de helio pre-galáctico  $Y_P = 0.228 \pm 0.005$  o bien  $Y_P < 0.242$  con una certeza de 95% tomando en cuenta todas las fuentes de incertidumbre sistemáticas. Utilizando regresiones de máxima probabilidad relativa (maximum likelihood) de helio contra oxígeno y nitrógeno encuentran un comportamiento bastante lineal con una pendiente  $dY/dZ$  cercana a 5 (o 4 si se toma en cuenta el polvo interno) y excluyendo de la muestra galaxias H II de las cuales se conoce que tienen características espectrales de estrellas tipo Wolf-Rayet.

En 1993 se publican dos artículos referentes al tema, siendo el primero de Mathews *et al.* quienes utilizan diversos modelos de evolución química para galaxias compactas irregulares a fin de determinar la abundancia de helio primordial  $Y_P$  a partir de la correlación entre las abundancias observadas de  $Y$  y  $Z$ . En su estudio sugieren que una regresión lineal no necesariamente aporta una correcta determinación de  $Y_P$ , especialmente para el caso de los datos de  $Y$  contra N/H, los cuales dependen de las contribuciones relativas de un enriquecimiento primario y secundario del nitrógeno en estrellas de baja metalicidad. Su mejor estimado para la abundancia primordial de helio es de  $Y_P = 0.228 \pm 0.005$  para O/H y  $Y_P = 0.223 \pm 0.006$  para N/H.

Skillman & Kennicutt son los autores del segundo artículo de 1993 en donde presentan la espectroscopía en el óptico y en el cercano infrarrojo de I Zw 18, de la cual derivan condiciones físicas y las abundancias de oxígeno, nitrógeno, azufre y helio para ambas componentes del objeto. Utilizando nuevos coeficientes de emisividad para el helio obtienen una fracción de masa  $Y = 0.238 \pm 0.006$ .

Nuevamente en 1994, Skillman *et al.* presentan un trabajo similar de espectroscopía óptica e infrarroja para la galaxia pobre en metales UGC 4483, la cual es una galaxia enana irregular en el grupo de M81 con regiones H II. Se determinó una abundancia de  $\text{He}/\text{H} = 0.079 \pm 0.002$  utilizando la línea de emisión de He I  $\lambda 6678$  lo cual corresponde a una fracción de masa de  $0.239 \pm 0.006$ , la cual consideran consistente con los valores observacionales de la abundancia de helio primordial.

Posteriormente la determinación de  $Y_P$  entró en un periodo marcado por un desarrollo en las técnicas de observación, análisis de los datos y consideraciones de las incertidumbres asociadas. Esto se logró observando una mayor cantidad de objetos ideales para el estudio de la abundancia de helio primordial, para los cuales se poseían datos de muy buena calidad. Igualmente se empezó a considerar de manera importante todos los efectos físicos, teóricos y observacionales que pudieran contribuir a una incertidumbre en la determinación de  $Y_P$ . El primero de estos intentos estuvo a cargo de Y. I. Izotov, T. X. Thuan y V. A. Lipovetsky en 1994, en su artículo utilizan observaciones espectrofotométricas de 10 galaxias compactas azules con abundancias de oxígeno en el rango de  $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 7.37$  a 8.04, encontrando que la absorción estelar subyacente y las correcciones por helio ya sea neutro o doblemente ionizado eran despreciables. Sustentan que el principal mecanismo físico que interviene en la diferencia de la intensidad de las líneas de He I de su valor de

recombinación es la excitación colisional. Igualmente hacen notar la diferencia entre valores de la abundancia de helio obtenidos utilizando los valores de emisividad por recombinación de He I de Brocklehurst (1972) y Smits (1994). Tomando en cuenta estas diferencias derivan para su muestra una abundancia de helio primordial  $Y_P = 0.229 \pm 0.004$  (con una pendiente  $dY/dZ = 5.8 \pm 1.7$ ) utilizando las emisividades de Brocklehurst y  $Y_P = 0.240 \pm 0.005$  utilizando las emisividades de Smith (con  $dY/dZ = 5.8 \pm 4.4$ ).

Posteriormente K. A. Olive & G. Steigman (mayo de 1995) utilizaron observaciones de 49 regiones H II extragalácticas de baja metalicidad para definir valores promedio de O vs. H,  $^4He$  vs N y  $^4He$  vs. O las cuales son extrapoladas a cero metalicidad para obtener una abundancia de helio primordial en fracción de masa  $Y_P = 0.232 \pm 0.003$  con un límite superior (a  $2\sigma$ ) de  $Y_P^{2\sigma} \leq 0.238$ . En su publicación enfatizan la idea de que las regiones H II extragalácticas pobres en metales representan posiblemente un conjunto de objetos muy heterogéneos los cuales no necesariamente proveen un panorama claro de la evolución temprana del oxígeno y el nitrógeno en la galaxia. Igualmente, plantean que si se toma como límite superior  $Y_P^{2\sigma} \leq 0.238$  y se compara con cálculos recientes de la producción de helio de la nucleosíntesis primordial se obtiene un cociente de bariones a fotones  $\eta_{10} \leq 2.5$  y el número equivalente de neutrinos livianos  $N_\nu \leq 2.7$ .

Dos meses después de la publicación de Olive & G. Steigman, D. Sasselov & D. Goldwirth hacen un nuevo estimado de las incertidumbres en la determinación de la abundancia de helio primordial. Sasselov & Goldwirth re-examinan los errores sistemáticos en la determinación de  $Y_P$  y encuentran que los errores catalogados como sistemáticos son en realidad significativamente mayores que los errores estadísticos y concluyen que la incertidumbre en el valor de la determinación de  $Y_P$  es mayor que la reportada y en general estos errores sistemáticos tienden a desestimar el valor de la abundancia de helio primordial. A pesar de que no dan un nuevo estimado para la abundancia de helio, argumentan que el verdadero límite superior para  $Y_P$  es 0.255, valor que puede relajar las constricciones del número de especies de neutrinos ligeros y eliminaría la necesidad de considerar modelos exóticos que pudieran reconciliar las observaciones con los parámetros de densidad del modelo estándar de Big Bang.

Nuevamente en 1997, Izotov, Thuan & Lipovetsky presentan un importante estudio en el cual hacen una nueva determinación de la abundancia de helio primordial poniendo especial énfasis en la detección y corrección de los efectos sistemáticos. Utilizan espectrofotometría de alta calidad para 27 regiones gigantes H II extragalácticas, en 24 galaxias azules compactas con abundancias de oxígeno en el rango  $12 + \log(O/H)$  entre 7.22 y 8.17, ( $Z_\odot/50 \leq Z \leq Z_\odot/6$ ). Encuentran que precisamente la galaxia más deficiente en metales: I Zw 18 ( $Z \approx Z_\odot/50$ ) no puede ser utilizada para el propósito de la determinación de helio primordial debido a sus anormalmente bajas intensidades de línea para He I. En su examen de efectos sistemáticos señalan que los efectos de las correcciones tanto para el helio neutro y por absorción estelar subyacente en las líneas de He I, las posibles desviaciones del caso B de la teoría de recombinación<sup>12</sup>, la estimulación por fluorescencia en la intensidad de las líneas de He I, las variaciones de temperatura en las regiones H II, los vientos de

---

<sup>12</sup>Ver capítulo 2.

estrellas tipo Wolf-Rayet y las ondas de choque por supernovas son pequeñas.

Sin embargo, concluyen que el principal efecto que afecta la determinación de  $Y_{\mathcal{P}}$  subyace en el conjunto de datos atómicos utilizados, para ellos el mejor conjunto de datos los representan las emisividades para He I calculadas por Smith (1994) y los factores de corrección por excitación colisional de Kingdon & Ferland (1995). Utilizando el mismo procedimiento clásico para la determinación de  $Y_{\mathcal{P}}$ , obtienen un valor de  $0.243 \pm 0.003$  para ambas regresiones del oxígeno y nitrógeno, con un valor de  $dY/dZ = 1.7 \pm 0.9$  considerablemente menor a los obtenidos anteriormente pero consistente con los modelos de evolución química de galaxias enanas en proceso de formación de estrellas con flujos salientes de material mezclado. Señalan igualmente que una extrapolación a la metalicidad solar dá un valor correcto de la fracción de masa solar del helio dentro de los errores.

Pocos meses después, Olive, Skillman & Steigman retoman el tema considerando las observaciones hechas por Izotov *et al.* del mismo año, las cuales señalan a primera vista, darían un valor muy grande para  $Y_{\mathcal{P}}$ . Sin embargo encuentran que estos datos son totalmente consistentes con los publicados por Pagel *et al.* (1992), Skillman *et al.* (1994) y Skillman *et al.* (1997) pero no deben de ser tomados como un conjunto exclusivo para la determinación de la abundancia de helio primordial debido a la falta de objetos lo suficientemente pobres en metales. Haciendo una combinación de todos los datos para un análisis de 62 regiones H II, encuentran que la correlación entre  $Y$  y O/H resulta en un valor de  $Y_{\mathcal{P}} = 0.234 \pm 0.002$ . Sin embargo, consideran la posibilidad de que en el proceso de la obtención de abundancias a partir de las observaciones pueda haber existido una contaminación sistemática de incertidumbres no conocidas que puedan desviar el valor de  $Y_{\mathcal{P}}$ .

Craig Hogan, Keith Olive & Sean Scully realizan un muy particular estudio de la abundancia de helio primordial en 1997, en el cual determinan  $Y_{\mathcal{P}}$  a través de un método estadístico Bayesiano a partir de observaciones de abundancias observadas en un conjunto de galaxias las cuales experimentaron un enriquecimiento de helio debido a producción estelar. En lugar de usar una regresión lineal con base en la abundancia de metalicidad, construyeron una función de probabilidad relativa utilizando una hipótesis Bayesiana *a priori* la cual consiste en suponer que la verdadera abundancia de helio debe siempre exceder el valor primordial por una cantidad que puede ser tan grande como un enriquecimiento máximo  $w$ . En su estudio encuentran estimados de  $Y_{\mathcal{P}}$  entre 0.221 y 0.236 dependiendo del subconjunto de datos utilizado y de la hipótesis *a priori* considerada. Con esta técnica Hogan *et al.* estiman un límite superior el cual es independiente del modelo considerado, igual a  $Y_{\mathcal{P}} < 0.243$  con un valor de confianza del 95%, lo cual favorece una baja densidad bariónica y una alta abundancia de deuterio primordial. Igualmente concluyen que la principal fuente de error en la determinación de este límite para la abundancia de helio primordial no se encuentra en el modelo de enriquecimiento estelar considerado, sino en las desviaciones sistemáticas de los estimados de  $Y$  en cada región H II individual. Este artículo es único en su género ya que desde 1974 representa el único intento estadístico para determinar  $Y_{\mathcal{P}}$  sin utilizar el método clásico de Peimbert *et al.*

Sin embargo, al año siguiente y siguiendo con su particular método de investigación, Izotov



Figura 3.2: Imágenes de las regiones más pobres en metales conocidas en el universo. A la izquierda IZw 18, galaxia azul enana con tan solo  $1/50 Z_{\odot}$ , los nodos brillantes corresponden a dos regiones de formación estelar embebidas en una estructura filamentaria de gas en expansión. IZw 18 se encuentra a 45 millones de años luz (13 Mpc) y mide tan sólo 3,000 años luz de diámetro (© HubbleSite.org, STScI - NASA). A la derecha, imagen compuesta en V-I de SBS-0335-052, galaxia enana rica en gas a una distancia de 170 millones de años luz (52 Mpc), la segunda galaxia más pobre en metales conocida, con un contenido de tan solo  $1/40 Z_{\odot}$  (© Thuan *et al.* 1997).

& Thuan publicaron un nuevo y extenso artículo en el cual utilizan una muestra de 45 regiones H II para determinar la abundancia de helio primordial con una precisión que ellos estiman mejor que el 1%. Sus datos fueron obtenidos de observaciones espectrofotométricas de 15 galaxias compactas azules con baja metalicidad ( $Z_{\odot}/13 \leq Z \leq Z_{\odot}/4$ ). Señalan que su muestra constituye una de las más grandes disponibles y más homogéneas (en cuanto se refiere a la obtención, reducción y análisis) para la determinación de  $Y_P$ . A diferencia de Olive *et al.* (1997), Izotov & Thuan incluyeron las dos regiones H II más pobres en metales conocidas hasta el momento I Zw 18 ( $Z_{\odot}/50$ ) y SBS 0335-052 ( $Z_{\odot}/43$ ). Utilizando el método clásico de regresión lineal encuentran un valor de  $Y_P = 0.244 \pm 0.002$  y  $0.245 \pm 0.001$  para el caso de oxígeno y nitrógeno respectivamente, valores que concuerdan con anteriores estudios de los mismos autores (Izotov *et al.*; 1994, 1997) pero mayores que otras determinaciones. Sustentan que parte de las diferencias provienen del hecho que otros autores hayan utilizado la componente noroeste de I Zw 18 en la determinación de  $Y_P$  la cual tiene una fuerte absorción estelar subyacente que reduce la intensidad de las líneas de He I de un 5% a 25%. Izotov & Thuan utilizan por el contrario la componente sureste de I Zw 18 la cual tiene un menor efecto por absorción subyacente.

Dos importantes trabajos fueron publicados entre 1998 y 1999 con relación a la abundancia de helio primordial. A pesar de que en ninguno de ellos se calcula un nuevo estimado para  $Y_P$ , resultan relevantes por diversas discusiones teóricas:

- Brian D. Fields & Keith A. Olive (1998) presentan un estudio de la evolución del helio en el cual discuten la evolución química de galaxias irregulares y galaxias compactas azules gracias

a nuevos datos y modelos de evolución química recientes. En su análisis buscan evidencia de efectos de enriquecimiento propio en las regiones H II lo cual provocaría una correlación en la medida de dispersión de las abundancias de helio, oxígeno y nitrógeno de su valor promedio. Además representa un excelente resumen histórico acerca de las discrepancias entre resultados obtenidos por Olive *et al.* e Izotov *et al.* desde 1997.

- Robert A. Benjamin, Evan D. Skillman & D. Smits presentan un nuevo conjunto de emisividades para determinar la intensidad de las líneas de helio las cuales incluyen efectos de excitación colisional para los niveles  $2^3S$  y  $2^1S$  y por ello elimina la necesidad de hacer correcciones para líneas con niveles superiores menores a  $n = 5$ . Estiman que las incertidumbres en los datos atómicos por sí solas pueden limitar las determinaciones de las abundancias hasta en un 1.5% y señalan que en los últimos intentos para determinar la abundancia de helio primordial las incertidumbres en los datos atómicos fueron erróneamente despreciadas.

En 1999, Izotov *et al.* retoman el estudio de las galaxias más pobres en metales: I Zw 18 y SBS 0335-052 utilizando nuevas observaciones espectrofotométricas y tomando en cuenta las diferencias discutidas anteriormente en la literatura acerca de las abundancias de helio, oxígeno y nitrógeno entre las componentes noroeste y sureste de I Zw 18. A pesar de esto encuentran que la abundancia de oxígeno en ambas componentes es la misma dentro de los errores, no así en cambio para el caso de SBS 0335-052 donde encuentran un gradiente en la abundancia de oxígeno. Su principal contribución en esta publicación señala que la determinación de la densidad numérica electrónica a través de las líneas de emisión de [S II] resulta característica de la zona de ionización de  $S^+$  pero no de la zona en la cual se ioniza el helio lo cual conlleva a una subestimación de la fracción de masa de helio. Determinan que la abundancia de helio por promedio ponderado en I Zw 18 y SBS 0335-052 es igual a  $Y = 0.246 \pm 0.0015$  y tomando en cuenta la corrección por producción estelar de He resulta en una fracción de masa de helio primordial igual a  $Y_P = 0.2452 \pm 0.0015$ .

### 3.4 Año 2000 hasta la actualidad

Viegas, Gruenwald & Steigman publican un nuevo estudio de carácter teórico acerca de los factores de corrección por ionización (ICF's), los cuales se aplican a las abundancias obtenidas para corregir por niveles de excitación no considerados. Estos factores para el caso de helio se aplican de tal manera que

$$y = \text{ICF} \cdot (y^+ + y^{++}). \quad (3.3)$$

Normalmente, se había supuesto  $\text{ICF} = 1$ , sin embargo Viegas *et al.* encuentran que para las regiones H II utilizadas para calcular la abundancia de helio primordial  $Y_P$ , existe un corrección de ionización que denominan 'reversa', de tal manera que  $\text{ICF} < 1$  y estiman una reducción en los valores publicados de  $Y_P$  del orden de 0.003, el cual es casi el doble del error estadístico citado.

De esta manera sugieren que el verdadero estimado para los más recientes resultados de Izotov *et al.* debería ser  $Y_P = 0.241 \pm 0.002$ , sin embargo puntualizan que este estimado no toma en cuenta otras posibles fuentes de incertidumbre como fluctuaciones en la temperatura y absorción estelar subyacente.

Otro cálculo teórico de la abundancia de helio primordial fue el de Ballentyne, Ferland & Martin (2000) en el cual principalmente, tratan de determinar la dispersión que debería tener la pendiente  $dY/dZ$  a través de modelos de fotoionización para regiones H II bajas en metales. Concluyen que los factores de corrección por ionización no son despreciables para nebulosas excitadas por estrellas con temperatura efectiva mayor a 40,000 °K y pueden ser significativamente negativas para regiones con temperaturas mayores a 45,000 °K. Igualmente establecen un criterio por medio del cual se puede hacer una selección de nebulosas que potencialmente tengan ICF's no despreciables.

En los años subsecuentes, M. Peimbert y su grupo publican una serie de cuatro artículos referentes al helio primordial en los cuales discuten nuevas formas de determinación de  $Y_P$  y hacen una comparación a los resultados obtenidos por Izotov *et al.* (1999). El primero de ellos corresponde a una nueva determinación observacional por parte de M. Peimbert, A. Peimbert & M. T. Ruiz (2000) la cual se realiza con un objeto un poco atípico de acuerdo a las tendencias observacionales de la época las cuales apuntaban a regiones H II extragalácticas en galaxias azules compactas. Peimbert *et al.* utilizan trece componentes brillantes de la región H II NGC 346 en la Pequeña Nube de Magallanes para determinar la abundancia de helio primordial. Justifican el cambio en la tendencia observacional de las determinaciones de  $Y_P$  basadas en regiones H II lejanas debido a los siguientes puntos:

- No se necesita una corrección por absorción estelar subyacente debido a que las estrellas ionizantes pueden ser excluidas de las observaciones
- Los factores de corrección por ionización pueden ser estimados observando diferentes líneas de visión para una región H II dada
- La precisión de la determinación puede ser estimada comparando los resultados derivados para diferentes puntos en una región H II determinada
- La temperatura electrónica es en general más pequeña que para las regiones H II más pobres en metales y por lo tanto se reduce el efecto de excitación colisional del nivel metaestable  $2^3S$  del He I

Sin embargo, indican que una desventaja importante es la corrección debida a la evolución química de la Pequeña Nube de Magallanes la cual es mucho más grande que otros sistemas. A pesar de ello encuentran que las abundancias por masa de helio y oxígeno están dadas por  $Y = 0.2405 \pm 0.0018$  y  $O = 0.00171 \pm 0.00025$ . Utilizando una pendiente  $dY/dO = 3.5 \pm 0.9$  obtenida a partir de modelos y observaciones de galaxias azules compactas e irregulares determinan una abundancia de helio primordial  $Y_P = 0.2345 \pm 0.0026$ .

Nuevamente en 2001 Peimbert *et al.* realizan un estimado de la abundancia de helio primordial a través de las que consideran las mejores observaciones de regiones H II extragalácticas de baja metalicidad disponibles en la literatura. Éstas las constituyen las regiones NGC 346, I Zw 18 y NGC 2363. Para el conjunto de datos de I Zw 18 y NGC 2363, Peimbert *et al.* obtienen valores de  $Y$  menores que los reportados por Izotov *et al.* (1998) debido a una diferente temperatura electrónica. Señalan que a pesar de que la diferencia es pequeña no es despreciable y estiman un valor para  $Y_P = 0.2351 \pm 0.0022$  el cual encuentran consistente con la determinación obtenida en Peimbert *et al.* de 2000.

En el tercer artículo de la serie publicado (2002), Peimbert & Peimbert re-analizan las observaciones de las 45 regiones H II extragalácticas de Izotov *et al.* (1994, 1997, 1998, 1999) de las cuales seleccionan las mejores 12 y determinan la abundancia de helio primordial a través del procedimiento clásico de Peimbert *et al.* de 1974, encontrando que  $Y_P = 0.2371 \pm 0.0015$ , el cual es considerablemente menor al obtenido por Izotov *et al.* debido principalmente al tratamiendo de la temperatura electrónica y sus fluctuaciones.

De la misma manera en 2002, A. Peimbert, M. Peimbert & V. Luridiana estudiaron el efecto de las fluctuaciones y la estructura de temperatura dentro de las regiones H II. Brindan una nueva ecuación que relaciona la temperatura obtenida de las líneas de [O III] con la temperatura de He II. A través de ésta derivan la abundancia de helio primordial para cinco objetos con muy baja metalicidad que incluyen los tres objetos más pobres en metales conocidos en la literatura. De esta manera derivan una abundancia  $Y_P = 0.2356 \pm 0.0020$ , valor menor al obtenido considerando la temperatura derivada de  $T(\text{OIII})$  y denominan a esta abundancia  $Y_P(\text{nHc})$  debido a que no consideran la contribución colisional a la intensidad de las líneas de Balmer. Señalan que las últimas derivaciones de la abundancia de helio primordial no han tomado en cuenta este factor de incertidumbre el cual conlleva a desestimar  $Y_P$ . Considerando las contribuciones colisionales derivan  $Y_P = 0.2384 \pm 0.0025$ .

Gruenwald *et al.* realizan un nuevo análisis de la determinación del helio primordial, basándose en el método de Peimbert *et al.* (1974) y considerando los errores sistemáticos en la determinación de  $Y$  y en consecuencia de  $Y_P$  tales como las fluctuaciones de temperatura, la evolución de las regiones H II (diferentes estrellas ionizantes con diferentes temperaturas), inhomogeneidades en las componentes del gas y distintos modelos de foto-ionización, calculan una nueva fracción de masa para el helio primordial igual a  $Y_P = 0.238 \pm 0.003$ .

V. Luridiana, A. Peimbert, M. Peimbert y M. Cerviño publican un importante artículo (2003) acerca de una de las fuentes más grandes de incertidumbre en la determinación de  $Y$  y que hasta ese momento no se había considerado en detalle. Describen una nueva determinación de la abundancia de helio primordial basados en el análisis de la abundancia de cinco regiones H II extragalácticas pobres en metales, para las cuales presentan modelos teóricos de foto-ionización con los cuales estudian cuantitativamente el efecto de la excitación colisional de las líneas de Balmer y cómo afecta a la determinación de la abundancia de helio en regiones individuales. Señalan que este efecto tiene dos vertientes:

1. La intensidad de las líneas de Balmer aumenta con respecto al valor de la recombinación pura, lo cual simula una abundancia mayor de hidrógeno
2. El enrojecimiento observado es mayor que la verdadera extinción como resultado del efecto de colisión en diferentes líneas de Balmer

Una determinación precisa de la contribución colisional a las líneas de Balmer requiere un modelado detallado tanto de las fluctuaciones de temperatura como de estructura de ionización dentro de la nebulosa. Igualmente, consideran los efectos de la estructura y fluctuación de temperatura, la estructura de densidad, la presencia de helio neutro, la excitación colisional de las líneas de He I así como la absorción subyacente en las líneas de He I. De esta manera realizan un estudio verdaderamente completo en el cual consideran todos los efectos conocidos que resulten en una incertidumbre sistemática de la determinación de la abundancia de helio primordial. Para sus cinco objetos encuentran que  $Y_P = 0.2391 \pm 0.0020$ . Sugieren que para futuros estudios enfocados a la determinación de la abundancia de helio primordial se deben considerar las dificultades inherentes a una determinación precisa de las contribuciones colisionales, sin embargo estas dificultades se pueden eludir si estos esfuerzos se encaminan a analizar regiones H II de metalicidad moderadamente baja.

Spergel *et al.* publican en 2003 uno de los artículos más importantes acerca de la determinación de abundancias primordiales dentro del contexto de resultados e implicaciones cosmológicas derivadas a partir del Primer Año de Resultados de la sonda espacial WMAP. En este caso, Spergel *et al.* asumen como ciertas las predicciones de la nucleosíntesis primordial estándar<sup>13</sup> y utilizan el valor inferido de  $\eta$  a través de datos provenientes de la CMB y de Estructura a Gran Escala (LSS) para predecir las abundancias primordiales. Utilizando datos únicamente de WMAP, Spergel *et al.* derivan un valor de  $\eta_{10} = 6.3 \pm 0.3$  y de esta manera, predicen una abundancia primordial para el helio de  $Y_P = 0.2485 \pm 0.0008$ . Combinando los datos de CMB WMAP con datos de Estructura a Gran Escala, derivan un parámetro de abundancia bariónica ligeramente menor, igual a  $\eta_{10} = 6.14 \pm 0.25$ . Para este valor de  $\eta$  la abundancia de helio resulta  $Y_P = 0.2482 \pm 0.0007$ . Esta determinación indirecta representa uno de los avances más importantes ya que representa la primera ocasión en que se predicen valores para las abundancias primordiales utilizando un valor de  $\eta_{10}$  medido directamente. A partir de este punto, la discusión acerca de la validez de las determinaciones observacionales se centrará no sólo en encontrar una correspondencia cosmológica entre los valores inferidos para todos los isótopos, sino en una concordancia con los valores predichos por WMAP.

En 2004, Izotov & Thuan presentan un nuevo estudio y determinación de la abundancia de helio primordial. En esta ocasión presentan el conjunto de datos analizados más grande que cualquier otra publicación anterior. Utilizan observaciones espectroscópicas de 82 regiones H II en 76 galaxias azules compactas que comprenden un amplio espectro de metalicidades (entre 7.43 y 8.30 en la escala  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ ), lo cual corresponde a  $Z_{\odot}/30 \leq Z \leq Z_{\odot}/4$ ). No obstante sólo

---

<sup>13</sup>Standard Big Bang Nucleosynthesis ó SBBN.

33 regiones H II son objetos nuevos y los demás corresponden a objetos anteriormente publicados (Izotov & Thuan 1998b). De esta gran cantidad de datos sólo utilizan un sub-conjunto de siete regiones H II para las cuales derivan la fracción de masa de helio tomando en cuenta los efectos sistemáticos de incertidumbre. Encuentran que el resultado neto de todos los efectos sistemáticos combinados es pequeño y puede cambiar la masa de He determinada por no más de 0.6%. Por medio del método tradicional para la determinación del helio primordial derivan  $Y_P = 0.2421 \pm 0.0021$  y una pendiente  $dY/dO = 5.7 \pm 1.8$ , lo cual corresponde a  $dY/dZ = 3.7 \pm 1.2$

Keith A. Olive & Evan D. Skillman son los autores de uno de los más extensos estudios acerca de status actual en la determinación de la abundancia de helio primordial. En buena medida representa un análisis realista de los alcances y limitaciones del método clásico observacional a través de regiones H II extragalácticas el cual hasta hace unos pocos años representaba la única alternativa observacional para determinar  $Y_P$ . Sin embargo a pesar de no representar un método directo para la determinación de la abundancia de helio primordial, las observaciones de la Radiación Cósmica de Fondo (Cosmic Microwave Background **CMB**) constituyen una herramienta para constreñir la cantidad de helio primordial a través de la dependencia de la fracción de masa de helio en la densidad bariónica y la anisotropía descubierta en la Radiación Cósmica de Fondo.

Olive & Skillman utilizan las observaciones de la sonda WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) y el modelo estándar del Big Bang para dar predicciones precisas de las abundancias primordiales de los elementos ligeros. Encuentran que las discrepancias entre las determinaciones observacionales y el valor favorecido por los resultados de WMAP son importantes. Después de examinar las fuentes de incertidumbre sistemáticas en las determinaciones observacionales de la abundancia de helio primordial, concluyen que éstas se encuentran completamente limitadas por los errores sistemáticos y que éstos a su vez no han sido totalmente desarrollados y resueltos por ninguna determinación observacional publicada hasta la fecha. Señalan que el espectro observado de regiones H II pobres en metales debe ser analizado de una manera no-paramétrica, de tal manera que las condiciones físicas de las regiones H II y la abundancia de helio sean determinadas puramente de las razones de flujo de las líneas de emisión del helio y del hidrógeno.

Igualmente hacen patente el hecho de la poca disposición de datos observacionales y espectros de la calidad suficiente para un estudio que no dependa de relaciones entre parámetros físicos que conlleven a una determinación paramétrica con errores desestimados. El resultado de su análisis es  $Y_P = 0.249 \pm 0.009$ , sin embargo señalan que la mayoría de los espectros analizados no constriñen significativamente la abundancia de helio primordial. De esta manera Olive & Skillman se inclinan en favor de un rango de valores permitidos para la abundancia de helio primordial siendo este de  $0.232 \leq Y_P \leq 0.258$ , lo cual estaría en concordancia con las mediciones de la cociente barión-fotón  $\eta$  de WMAP y la medición de la abundancia de deuterio (aunque todavía existiría alguna discrepancia con la cantidad de litio primordial).

Gary Steigman presenta en noviembre de 2005, uno de los mejores *reviews* acerca de la nucleosíntesis primordial en un contexto actual. Steigman brinda una revisión exhaustiva y bastante clara acerca de los procesos físicos que tuvieron lugar durante la síntesis de elementos primor-

diales bajo el escenario propuesto por los modelos estándar tanto cosmológico como de la física de partículas. Describe de igual manera los datos observacionales utilizados para inferir las abundancias primordiales, haciendo énfasis en los problemas existentes en cuanto a la precisión y validez de tales resultados. Estas abundancias son comparadas con predicciones derivadas de datos provenientes de WMAP y la Radiación Cómica de Fondo. Steigman describe los ingredientes básicos de un código numérico que resuelva la física de la nucleosíntesis primordial, explica que a pesar del limitado número de ecuaciones diferenciales acopladas necesarias para el cálculo, éstas son no-lineales por lo que una comparación detallada entre predicciones teóricas con abundancias primigenias inferidas observacionalmente resulta complicado si no se cuenta con un código apropiado. Sin embargo, Steigman aporta una serie de sencillas ecuaciones que relacionan las abundancias primordiales con el cociente de bariones a fotones  $\eta$  para un rango restringido pero realista de valores observacionales, incluyendo parámetros cosmológicos como la tasa de expansión  $S$  y el parámetro de asimetría leptónica  $\xi$ . En su revisión, Steigman describe los alcances, éxitos y limitaciones de la determinación observacional de elementos ligeros primigenios. En particular, para el caso de  $^4\text{He}$  concluye que a pesar de que los recientes intentos para determinar  $Y_P$  hayan alcanzado una gran precisión, éstos carecen de alguna forma de validez intrínseca, debido a nuestro limitado entendimiento o habilidad para discriminar sesgos y errores sistemáticos de incertidumbres estadísticas. Recomienda un valor conservador para  $Y_P$  y en especial para su incertidumbre, siendo éste igual a  $0.241 \pm 0.004$ . Argumenta que mientras el valor central de  $Y_P$  es pequeño, se encuentra dentro de  $2\sigma$  del valor central de WMAP. Steigman concluye su revisión comentando modelos no-estándares para la BBN y haciendo énfasis en la necesidad de mejores estudios observacionales y un mejor análisis que favorezca la validez y no tanto la precisión de los resultados para todos los isótopos ligeros.

En febrero de 2005, Holovaty & Melekh publican un trabajo en el cual llevan a cabo la determinación de abundancias de He en las regiones H II pertenecientes a galaxias enanas azules de la literatura, utilizando nuevos coeficientes de recombinación a partir de Benjamin *et al.* Los parámetros tales como la densidad electrónica, la profundidad óptica para líneas de He I y el coeficiente de absorción estelar subyacente son determinados a partir del método propuesto por Olive & Skillman. Encuentran una abundancia primordial  $Y_P = 0.244 \pm 0.004$  and  $dY/dZ = 8.8 \pm 4.6$ .

Siguiendo la tendencia hacia estimaciones no estándares para  $Y_P$ , Mathews *et al.* (2005) publican un artículo en donde ponen en tela de juicio los resultados de la SBBN (y por ende la producción de helio primordial) considerando nuevas mediciones de la vida media del neutrón, lo que implicaría un cambio en la tasa de reacciones débiles presentes en la nucleosíntesis primordial. Consideran para sus cálculos tres valores para  $\tau_n$ ; 1) el valor mundial promedio previo ( $885.7 \pm 0.8$  sec), 2) el nuevo valor mundial promedio ( $881.9 \pm 1.6$  sec) y 3) el valor más pequeño medido recientemente ( $878.5 \pm 0.7$  sec). En resumen, encuentran que el efecto primario de la disminución del tiempo de vida media del neutrón es disminuir la predicción para la abundancia primordial de helio. El valor de  $Y_P$  requerido para ajustar los valores de WMAP y/o D/H se reduce de  $Y_P =$

$0.2479 \pm 0.0006$  a  $Y_P = 0.2463 \pm 0.0006$  si se toma en cuenta el nuevo valor para  $\tau_n$ . Sin embargo, el valor de  $\eta_{10} = 4.8 \pm 0.8$  sugerido por un promedio de determinaciones observacionales ( $Y_P = 0.2452 \pm 0.0015$ ), cambiaría a  $5.5 \pm 0.9$  ó  $5.1 \pm 1.1$  para los dos nuevos tiempos de vida media del neutrón, lo cual colocaría a  $\eta_{10}$  a  $1\sigma$  del valor sugerido por WMAP.

De nueva cuenta en 2006, Spergel *et al.* publican las implicaciones cosmológicas derivadas del Tercer Año de Resultados de WMAP en donde se calcula un nuevo valor estimado para la abundancia bariónica en términos de  $\eta_{10}$  siendo igual a  $6.0965 \pm 0.2055$ , en comparación del valor publicado en 2003, donde  $\eta_{10, 1stYear} = 6.3 \pm 0.3$ . De esta manera, la predicción de la abundancia primordial de helio cambia ligeramente a comparación del primer año de WMAP, siendo el nuevo valor  $Y_{P, WMAP} = 0.24815 \pm 0.0006$ , mientras que el valor anterior resultó  $Y_{P, 1stYear} = 0.2485 \pm 0.0008$ .

Siguiendo esta línea, Kazuhide Ichikawa y Tomo Takahashi (2006) re-examinan las restricciones que impone únicamente la radiación cósmica de fondo a la abundancia primordial de helio a partir de diferentes observaciones. Utilizando un método que difiere de los aplicados anteriormente (basados en métodos MC), se adopta una minimización de  $\chi^2$  al conjunto de parámetros y utilizando observaciones de WMAP, CBI, ACBAR y BOOMERANG obtienen un rango de validez para el valor de  $Y_P$  igual a  $0.25 \leq Y_P \leq 0.52$  y  $0.17 \leq Y_P \leq 0.52$  ( $1\sigma$  nivel de confianza) considerando y no considerando los datos de BOOMERANG respectivamente. Cabe resaltar que la suposición clásica donde  $Y_P = 0.24$  no se encuentra dentro a  $1\sigma$  del rango considerando datos combinados con BOOMERANG.

Recientemente, el artículo más relevante acerca de la determinación de la abundancia primordial de helio fue escrito por Masataka Fukugita y Masahiro Kawasaki en marzo de 2006. Ellos re-analizan la muestra espectroscópica de regiones extragalácticas H II de Izotov & Thuan, sin embargo consideran el efecto de la absorción estelar subyacente en las líneas de emisión nebulares, en particular las débiles líneas de helio utilizadas para calcular  $Y_P$ . Fukugita & Kawasaki siguen la línea de Olive & Skillman (2004) quienes introducen la absorción del helio como un parámetro libre, sin embargo su método difiere en la forma de encontrar el mejor conjunto de valores en su espacio de parámetros  $\{y^+, n_e, a_{HeI}, \tau\}$  para cada línea, ya que en lugar de minimizar la suma de  $\chi^2$  (lo cual ignoraría la correlación entre las líneas y desestimaría el error), ajustan los parámetros por cada línea. Fukugita & Kawasaki advierten que si no se considera la contribución de la absorción estelar subyacente, los valores determinados para  $Y_P$  y  $dY/dZ$  pueden sufrir de grandes errores sistemáticos, debido a que la absorción estelar tiende a ser más importante para sistemas más pobres en metales. La inclusión de este factor mejora considerablemente la bondad en el ajuste para los datos de emisión en He. Con la inclusión de absorción estelar, Fukugita & Kawasaki obtienen que la abundancia primordial de helio aumenta de  $Y_P = 0.234 \pm 0.004$  a  $Y_P = 0.250 \pm 0.004$ , mientras que  $dY/dZ$  varía de  $\approx 4-5$  a  $\approx 1$ . De manera conservadora, argumentan que no es posible obtener el valor de  $Y_P$  con un error menor a  $\Delta Y_P \approx 0.004$  a menos de que se haga un apropiado tratamiento de la absorción estelar subyacente.

Existen otras publicaciones referentes a la abundancia de helio primordial de carácter teórico

(Bauman *et al.* 2003, Trotta & Hansen 2003, Cyburt *et al.* 2004, Lara *et al.* 2006) sin embargo se enfocan en cálculos de las abundancias primordiales de elementos ligeros considerando teorías alternativas a la física del modelo estándar de la nucleosíntesis primordial o bien considerando mediciones de la radiación cósmica de fondo. Sin embargo para los fines de determinar la abundancia de helio primordial cuantitativamente no resultan relevantes.

A través de este capítulo fue posible vislumbrar la relevancia histórica que representa la determinación de la abundancia de helio primordial, desde sus orígenes en donde la misma naturaleza de las regiones H II no era bien entendida, hasta el nivel de precisión y entendimiento de los factores que influyen y afectan la correcta determinación de  $Y_P$ . A lo largo de este camino, numerosos autores han resaltado la dificultad intrínseca en obtener una correcta determinación de la abundancia de helio en las regiones de estudio, lo cual ha llevado a estimaciones con falta de rigor en cuanto a sus conclusiones.

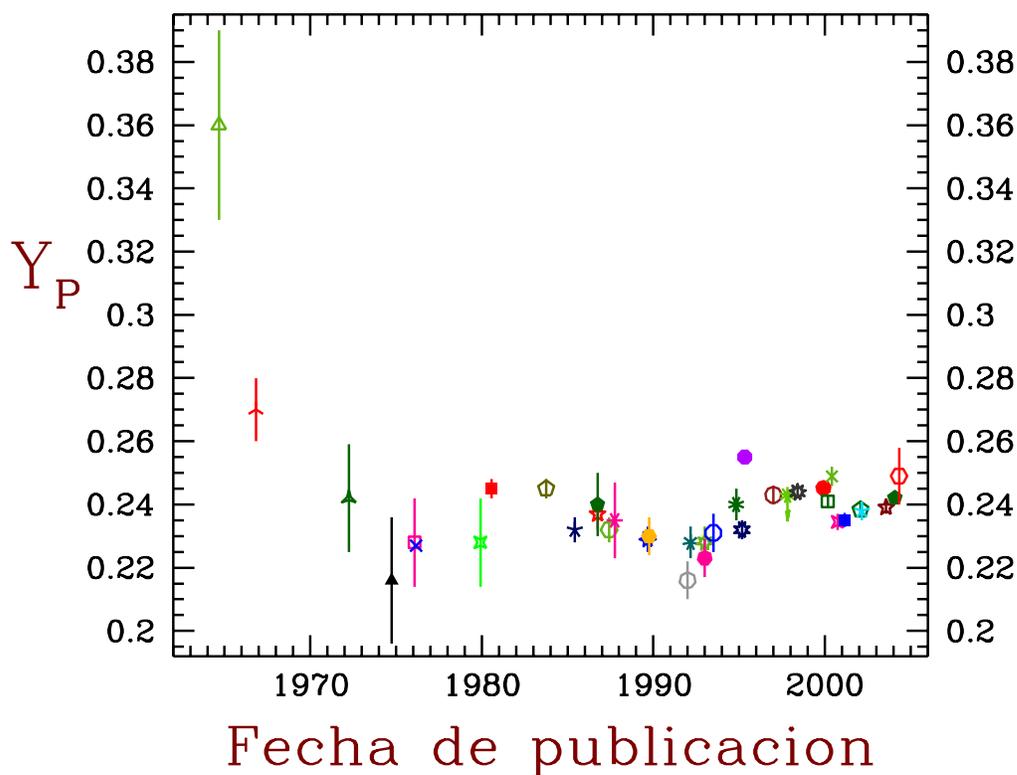


Figura 3.3: Diagrama que muestra la determinación de la abundancia de helio primordial como función del tiempo. Los puntos representan las determinaciones listadas en la Tabla 3.1 siguiendo el mismo orden (© cortesía: V. Luridiana)

Autor(es)	$Y_P \pm \text{error}$	Año
Hoyle & Tayler	0.36 $\pm$ 0.03	1964
Peebles	0.27 $\pm$ 0.01	1966
Searle & Sargent	0.242 $\pm$ 0.017	1972
Peimbert & Torres-Peimbert	0.216 $\pm$ 0.02	1974
Peimbert & Torres-Peimbert	0.228 $\pm$ 0.014	1976
D’Orico & Peimbert	0.227 $\pm$ 0.024	1976
Lequeux <i>et al.</i>	0.233 $\pm$ 0.005	1979
French	0.216 $\pm$ 0.018	1980
Kunth & Sargent	0.245 $\pm$ 0.003	1983
Peimbert <sup>(a)</sup>	0.232 $\pm$ 0.013	1985
Pagel <i>et al.</i>	0.237 $\pm$ 0.005	1986
Kunth	0.24 $\pm$ 0.01	1986
Pagel <sup>(b)</sup>	0.232 $\pm$ 0.004	1987
Steigman	0.235 $\pm$ 0.012	1987
Torres-Peimbert <i>et al.</i>	0.230 $\pm$ 0.006	1989
Pagel & Simonson	0.229 $\pm$ 0.004	1989
Melnick <i>et al.</i>	0.216 $\pm$ 0.006	1992
Pagel <i>et al.</i>	0.228 $\pm$ 0.005	1992
Mathews <i>et al.</i>	0.228 $\pm$ 0.005	1993
Skillman & Kennicutt	0.238 $\pm$ 0.006	1993
Skillman <i>et al.</i>	0.239 $\pm$ 0.006	1994
Izotov <i>et al.</i>	0.240 $\pm$ 0.005	1994
Olive & Steigman	0.232 $\pm$ 0.003	1995
Sasselov & Goldwirth <sup>(c)</sup>	$\leq$ 0.255	1995
Izotov <i>et al.</i>	0.243 $\pm$ 0.003	1997
Olive <i>et al.</i>	0.234 $\pm$ 0.002	1997
Hogan <i>et al.</i> <sup>(d)</sup>	0.221 - 0.236	1997
Izotov & Thuan	0.245 $\pm$ 0.004	1998
Izotov <i>et al.</i>	0.2452 $\pm$ 0.0015	1999
Viegas <i>et al.</i>	0.241 $\pm$ 0.002	2000
Ballantyne <i>et al.</i>	0.2489 $\pm$ 0.003	2001
Peimbert <i>et al.</i>	0.2345 $\pm$ 0.0026	2000
Peimbert <i>et al.</i>	0.2351 $\pm$ 0.0022	2001
Peimbert & Peimbert	0.2371 $\pm$ 0.0015	2002
Peimbert <i>et al.</i>	0.2384 $\pm$ 0.0025	2002
Gruenwald <i>et al.</i>	0.238 $\pm$ 0.003	2002
Spergel <i>et al.</i>	0.2485 $\pm$ 0.0008	2003
Luridiana <i>et al.</i>	0.2391 $\pm$ 0.0020	2003
Izotov & Thuan	0.2421 $\pm$ 0.0021	2004
Olive & Skillman	0.249 $\pm$ 0.009	2004
Holovaty & Melekh	0.244 $\pm$ 0.004	2005
Spergel <i>et al.</i>	0.24815 $\pm$ 0.00033	2006
Fukugita & Kawasaki	0.250 $\pm$ 0.004	2006

Tabla 3.1: Relación histórica de la determinación de la abundancia de helio primordial

Por otra parte, es patente el problema que representa encontrar objetos idóneos para la determinación de  $Y_P$ , podemos darnos cuenta que prácticamente el mismo conjunto de datos observacionales ha sido utilizado desde hace aproximadamente 20 años y que aun así existe debate en la literatura en cuanto a la validez de resultados obtenidos con algunos de estos objetos. Por primera vez en muchos años, este trabajo de tesis presenta objetos adecuados al estudio de la abundancia primordial del helio no considerados previamente, así como un tratamiento riguroso que tiene como propósito considerar todos los efectos sistemáticos que tienen influencia en la determinación de  $Y_P$ . El siguiente capítulo tiene como propósito describir de manera general los principales errores e incertidumbres que conlleva la determinación de la abundancia de helio en las regiones H II extragalácticas utilizadas para el propósito de la estimación de  $Y_P$ .

---

### Notas de la Tabla 3.1

- (*a*) Esta determinación de  $Y_P$  fue publicada como parte de la conferencia: *Chemical Evolution of Galaxies : H, He, C, N and O*, Peimbert, M. "Star-Forming Dwarf Galaxies and Related Objects", Proceedings of the Workshop on Star-forming Dwarf Galaxies and Related Objects (1st IAP Astrophysics Meeting), held at Institut d'Astrophysique, Paris, July 1-3, 1985. Edited by Daniel Kunth, Trinh Xuan Thuan, and J. Tran Thanh Van. Gif-sur-Yvette: Editions Frontieres, 1985., p.403
  - (*b*) Trabajo publicado en la Primera Escuela Internacional de Física de Astropartículas, *Primordial Abundances of the Light Elements*, Pagel, B. E. J. in *A Unified View of the Macro and the Micro Cosmos*, First International School on Astroparticle Physics, Erice (Sicily, Italy), January, 1987. Edited by A. De Rjula, D.V. Nanopoulos, and P.A. Shaver. Singapore: World Scientific, 1987., p.399
  - (*c*) Estimación de un límite superior
  - (*d*) Estimado bayesiano, no observacional ( $< 0.243$ )
-

# Capítulo 4

## Fuentes de incertidumbre en la determinación de $Y_P$

La determinación de la abundancia de helio primordial a partir de observaciones de regiones H II extragalácticas ha adquirido en los últimos años una importante notoriedad y se ha convertido en un campo de investigación relevante y controversial dada su relación directa con la cosmología, la evolución química de galaxias y el estudio de las condiciones físicas dentro de las regiones H II. Sin embargo, muchos investigadores han identificado numerosas fuentes de incertidumbre que afectan la determinación de la abundancia de helio primordial a través de estos objetos, desde errores estadísticos cuantificables hasta efectos sistemáticos que tienen una influencia negativa en la determinación de  $Y_P$ . Este capítulo tiene como propósito describir de manera general los principales errores e incertidumbres que conlleva la determinación de la abundancia de helio en las regiones H II para el propósito de la estimación de  $Y_P$ .

M. Peimbert, el creador del método clásico para determinar la abundancia de helio primordial divide las incertidumbres asociadas con la determinación de la fracción de masa  $Y_P$  en tres grupos:

- **Grupo I** - Incertidumbres en la determinación de los cocientes de las líneas de emisión
- **Grupo II** - Incertidumbres en la interpretación de los cocientes de líneas de emisión
- **Grupo III** - Incertidumbres en la extrapolación a metalicidad cero,  $Z = 0$

En el primer grupo las incertidumbres pueden ser atribuidas a problemas experimentales (que incluyen el bajo nivel de señal a ruido, la no-linealidad del detector, la atmósfera de la Tierra, la substracción del cielo, etc.) y la falta de prescripciones claras para corregir la posible absorción estelar subyacente del continuo estelar. Este último problema sería el más importante y representaría una incertidumbre sistemática. Sin embargo, la importancia de este efecto puede ser determinada a través de diferentes mediciones de las líneas de He I con diferentes anchos equivalentes. Para aquellos casos cuidadosamente analizados, los efectos de absorción estelar subyacente son del orden de 1% o menos.

Las incertidumbres del grupo II pueden ser atribuidas a la presencia de helio neutro, la variación en la temperatura (fluctuaciones), la precisión de los datos atómicos, las correcciones por excitación colisional de las líneas de He I, correcciones por efectos de transferencia radiativa y correcciones por excitación colisional de las líneas de H I. La presencia de He neutro disminuiría sistemáticamente la abundancia observada de helio. Sin embargo, ninguno de los métodos aplicados hasta la fecha en las regiones estudiadas ha encontrado evidencia de que la cantidad de He

neutro sea relevante, los modelos de fotoionización indican de igual manera que no representa un problema importante. Si existieran variaciones en la temperatura electrónica del gas, las abundancias de los elementos pesados derivadas de las líneas de excitación colisional serían subestimadas y las abundancias de He tenderían a ser un poco sobrestimadas, sin embargo en condiciones de alta densidad y temperatura las contribuciones colisionales se incrementarían, lo cual daría como resultado una subestimación de  $Y$ . Las incertidumbres del grupo II pueden ser atribuidas a la presencia de helio neutro, la variación en la temperatura (fluctuaciones), la precisión de los datos atómicos, las correcciones por excitación colisional de las líneas de He I, correcciones por efectos de transferencia radiativa y correcciones por excitación colisional de las líneas de H I. La presencia de He neutro disminuiría sistemáticamente la abundancia observada de helio. Sin embargo, ninguno de los métodos aplicados hasta la fecha en las regiones estudiadas ha encontrado evidencia de que la cantidad de He neutro sea relevante, los modelos de fotoionización indican de igual manera que no representa un problema importante. Si existieran variaciones en la temperatura electrónica del gas, las abundancias de los elementos pesados derivadas de las líneas de excitación colisional serían desestimadas y las abundancias de He tenderían a ser un poco sobrestimadas, sin embargo en condiciones de alta densidad y temperatura las contribuciones colisionales se incrementarían, lo cual daría como resultado una subestimación de  $Y$ .

La ya mencionada metaestabilidad del nivel  $2^3S$  del He I es otra fuente de incertidumbre en los cálculos de parámetros atómicos, la alta población de este nivel causa una emisión adicional en líneas tales como  $\lambda 4471$  y  $\lambda 5876$  ya sea por excitación colisional o por efectos de transferencia radiativa. La intensidad de la línea del singlete  $\lambda 6678$  puede ser de igual manera aumentada por excitación colisional debido a la población del nivel  $2^3S$ . Los efectos colisionales pueden ser calculados si la temperatura electrónica y la densidad son bien conocidas, y éstos son muy pequeños para densidades electrónicas típicas de  $100 \text{ cm}^{-3}$ , con excepción de la línea  $\lambda 7065$ . Ésta última puede ser utilizada para calibrar la influencia de efectos de transferencia radiativa, los cuales normalmente son pequeños para regiones H II extragalácticas. Si los errores por excitación colisional no son corregidos, se sobreestimaría sistemáticamente la abundancia de helio.

En las altas temperaturas de las regiones H II bajas en metales, la excitación colisional de las líneas de H I puede ser importante, sin embargo no lo es tanto para fracciones de hidrógeno neutro menores a 0.0001 (Skillman & Kennicutt, 1993), cálculos directos del balance de fotoionización en regiones H II normalmente dan como resultado un valor mucho menor al mencionado. Cabe resaltar que los diferentes cálculos atómicos y de emisividades por recombinación disponibles en la literatura para las líneas de He I en el óptico constituyen una excelente aproximación con los datos atómicos observables (dentro de un 1%), sin embargo existen aún diferencias importantes con los resultados en transiciones infrarrojas. Igualmente, se estima que los efectos por transferencia radiativa son despreciables para las líneas brillantes utilizadas para derivar la abundancia de helio primordial, particularmente para las líneas de los singletes.

Dentro del tercer grupo se consideran problemas intrínsecos del método clásico de Peimbert para la determinación de la abundancia de helio primordial. Para determinar el valor de  $Y_P$  a partir

de un conjunto de regiones H II determinado, es necesario estimar la fracción de helio presente en el medio interestelar producido por la evolución química galáctica. Normalmente  $Y_P$  se obtiene a través de

$$Y_P = Y - O \frac{\Delta Y}{\Delta O}, \quad (4.1)$$

donde todas las cantidades están dadas en masas. Una buena determinación de  $Y_P$  requiere de objetos con baja metalicidad de tal manera que la extrapolación a metalicidad cero y por ende el valor de corte de la regresión lineal  $Y_P$  tengo un  $\Delta Y$  pequeño. Sin embargo, se requiere de la misma manera un espectro amplio de metalicidades a fin de obtener una pendiente  $\Delta Y/\Delta Z$  con la menor dispersión posible. Dado que lo esperado es que la cantidad de He/H se incremente en función de  $Z$ , no es probable que este método pueda subestimar sistemáticamente  $Y_P$ . Si la suposición de linealidad se relaja, entonces en principio, la abundancia de helio primordial puede ser significativamente menor. Steigman *et al.* sugieren que el helio puede estar mejor correlacionado con el nitrógeno y/o con carbono que con el oxígeno. Observaciones posteriores tienden a apoyar tal suposición.

Finalmente debe considerarse un factor muy importante, éste consiste en cómo combinar las diferentes fuentes de incertidumbre sistemáticas. Dado que los posibles errores no estan correlacionados no tiene sentido sumar (linealmente) todas las posibles e imaginables incertidumbres para obtener un estimado del error total sistemático en la determinación de  $Y_P$ . Sin embargo muchas fuentes potenciales de incertidumbre pueden ser clasificadas como no probables con la ayuda de más y mejores observaciones. En este capítulo se analizarán en detalle las incertidumbres asociadas al cálculo de la determinación de la abundancia de helio primordial mencionadas dentro de los tres grupos principales.

#### 4.1 Absorción estelar subyacente

Los espectros observados de regiones H II extragalácticas se producen debido a la combinación de emisión nebular y emisión estelar. La emisión estelar incluye un continuo con las líneas del hidrógeno y del helio en absorción. Si la absorción subyacente no es tomada en cuenta, la intensidad de las líneas de emisión del H y He son subestimadas. Para objetos con líneas de emisión (por ejemplo H $\beta$ ) cuyos anchos equivalentes sean pequeños, la corrección por absorción estelar subyacente es grande y por lo tanto los errores asociados serán mayores.

Existen tres maneras de minimizar los errores introducidos por este problema:

- a) Contar con suficiente resolución angular de tal manera que sea posible evitar la luz de estrellas jóvenes dentro del campo de visión. Esto es posible solamente en regiones H II dentro del Grupo Local (Peimbert *et al.* 2000, Peimbert 2003)

- b) Disponer de buenos modelos de la producción química estelar de tal manera que sea posible reproducir el espectro estelar esperado.
- c) Analizar objetos con grandes anchos equivalentes en sus líneas de emisión

## 4.2 Estructura de ionización

Para determinar con precisión valores de la abundancia de helio dentro de una región H II en específico necesitamos considerar la estructura de ionización de la nebulosa. El valor total de la abundancia de helio He/H está dado por

$$\frac{N(He)}{N(H)} = \frac{\int N_e N(He^0) dV + \int N_e N(He^+) dV + \int N_e N(He^{++}) dV}{\int N_e N(H^0) dV + \int N_e N(H^+) dV}, \quad (4.2)$$

$$= ICF(He) \frac{\int N_e N(He^+) dV + \int N_e N(He^{++}) dV}{\int N_e N(H^+) dV}, \quad (4.3)$$

donde  $ICF(He)$  es el factor de corrección por ionización para el Helio. Para objetos con un bajo grado de ionización es necesario considerar la presencia de helio neutro  $He^0$  dentro de la zona de ionización del hidrógeno  $H^+$ , mientras que para objetos con un alto grado de ionización es necesario considerar la posible presencia de hidrógeno neutro  $H^0$  dentro de la región de ionización del helio  $He^+$ . Para el primer tipo de objetos, el factor de corrección por ionización  $ICF(He)$  debe ser mayor a 1.0, mientras que para objetos con un alto grado de ionización, este factor debe ser menor a la unidad. El problema de determinar el mejor  $ICF$  ha sido materia de controversia entre distintos autores (Shields 1974, Stasińska 1983, Peña 1986, Viegas *et al.* 2000, Viegas & Gruenwald 2000, Ballantyne *et al.* 2000, Gruenwald *et al.* 2002, etc.) y no se ha logrado una conclusión satisfactoria.

Las desviaciones de la unidad para el factor de corrección  $ICF$  ocurren en una zona dentro y cerca del límite de ionización para una región H II determinada. Aquellas regiones H II que están delimitadas en densidad en todas las direcciones tienen un  $ICF(He) = 1.0$ . Relaño *et al.* (2001) estudiaron el tipo espectral de las estrellas ionizantes de la región NGC 346<sup>14</sup> y dedujeron al ajustar las intensidades de línea observadas con modelos de foto-ionización, que cerca de la mitad del total de fotones ionizantes escapan de la nebulosa, lo cual favorece un  $ICF(He) = 1.0$ , coincidiendo con estudios de ionización del medio interestelar en galaxias externas que predicen el escape de una gran fracción de fotones ionizantes para la mayoría de las regiones luminosas H II. Salvo casos específicos, existe una tendencia que favorece la suposición de que el factor de corrección por ionización para el helio  $ICF(He)$  es muy cercano a la unidad.

<sup>14</sup>Cúmulo estelar asociado con la nebulosa del Tucán.

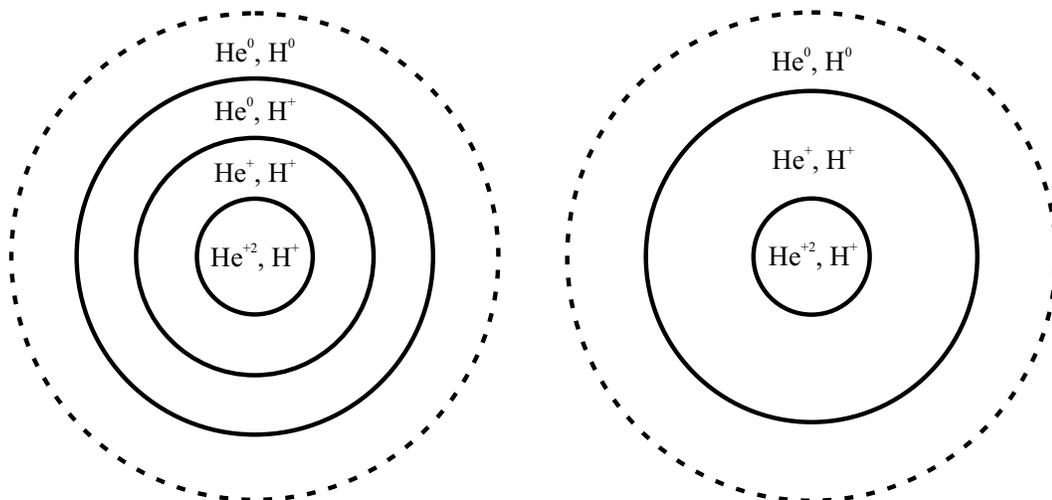


Figura 4.1: Diagrama esquemático de dos tipos de esferas de Strömgren, la primera (izquierda) con un bajo campo de radiación y la segunda (derecha) con un intenso campo de radiación lo cual provoca que la frontera de ionización del hidrógeno y helio coincidan.

### 4.3 Temperatura de las nebulosas

La temperatura derivada del cociente de las líneas  $\lambda 4363$  (de [O III]) y  $\lambda 5007$  (O III) es la que normalmente se utiliza para determinar la abundancia de helio en las regiones H II, bajo la suposición de una temperatura constante. Sin embargo, los modelos de fotoionización de estas regiones muestra que existen variaciones significativas en la temperatura dentro de las nebulosas y que en las regiones H II más pobres en metales, las zonas en donde se originan las líneas de [O III] son miles de grados más calientes que las regiones donde se originan las líneas de [O II], mientras que las líneas de He I se originan en ambas regiones.

A partir de observaciones en regiones H II galácticas y extragalácticas existe una creciente evidencia de que las fluctuaciones en temperatura son mayores a las predichas por modelos de fotoionización químicamente homogéneos. La temperatura representativa de las líneas de He I es considerablemente menor que la temperatura derivada de las líneas de [O III]. Estos resultados implican que la temperatura  $T(4363/5007)$  es una sobreestimación de la temperatura  $T(\text{He II})$ .

### 4.4 Estructura de densidad

Para producir un buen modelo de fotoionización y un estimado de la excitación colisional para las líneas He I se necesita un buen modelado de la estructura de densidad de las nebulosas. Las regiones H II muestran fluctuaciones de densidad muy grandes lo cual es aparente con imágenes de muy alta resolución de regiones gigantes H II extragalácticas que han sido usadas para determinar la abundancia de helio primordial.

Existen cinco grupos de líneas prohibidas que han sido utilizadas para estimar la densidad en las nebulosas:  $\lambda\lambda 6717, 6731$  [S II],  $\lambda\lambda 3726, 3729$  [O II],  $\lambda\lambda 4658, 5011$  [Fe III],  $\lambda\lambda 5517, 5537$  [Cl III] y  $\lambda\lambda 4711, 4740$  [Ar IV]. Cada conjunto proporciona un estimado de la densidad en diferentes zonas

de las regiones H II, normalmente la densidad obtenida a través de [S II] muestrea del 2 al 4% del volumen exterior de la región de ionización, mientras que [O II] y [Fe III] muestrean del 10 al 15%. El [Cl III] se utiliza para determinar la densidad de cerca del 85% del objeto y con [Ar IV] se estima la densidad del volumen más profundo de la nebulosa hasta en un 2-4%. Desafortunadamente para la mayoría de las regiones H II mejor observadas sólo existen estimados de la densidad a partir de las líneas provenientes de [S II].

Normalmente, las líneas de [S II] son utilizadas igualmente para determinar los efectos colisionales en las líneas de He I, lo cual tiene que ser considerado como una primera aproximación, pero no con la precisión suficiente para dar un estimado de  $Y$  considerando la precisión requerida para la determinación de la abundancia de helio primordial. Otro problema relacionado con la densidad derivada de [S II] (aparte de sólo representar una pequeña fracción de la región H II) consiste en que es prácticamente insensible para valores de densidad menores que  $100 \text{ cm}^{-3}$ , por lo cual es recomendable (cuando sea posible) utilizar las líneas provenientes de [Fe III] en lugar de las de [S II] para el cálculo de la densidad debido a que representan una fracción mayor del volumen total de la región H II y es más sensible en los regímenes de bajas densidades (Peimbert *et al.* 2000).

#### 4.5 Excitación colisional de las líneas de H I y He I

Davidson & Kinman (1985) fueron los primeros en resaltar la importancia de la excitación colisional de las líneas de Balmer del estado base del átomo de hidrógeno. La importancia de este efecto es proporcional a  $\text{H}^0/\text{H}^+$  y al factor de Boltzman para excitación colisional. En objetos con metalicidades muy bajas con alta temperatura electrónica, la contribución de este efecto a la intensidad de la línea  $\text{H}\beta$  puede ser importante. Dado que  $\text{H}^0/\text{H}^+$  no puede ser derivado directamente de las observaciones se necesitan modelos de fotoionización adaptados a cada región H II considerada para estimar apropiadamente este efecto. Para objetos con  $T_e > 17000 \text{ }^\circ\text{K}$  la excitación colisional de las líneas de Balmer introduce probablemente la fuente más grande de incertidumbre en la determinación de  $Y$  (Luridiana *et al.* 2003).

#### 4.6 Profundidad óptica de las líneas del triplete de He I

La intensidad de las líneas provenientes del triplete de He I es afectada por la profundidad óptica del nivel  $2^3\text{S}$  del átomo de helio. Normalmente este efecto se corrige al determinar la profundidad óptica  $\tau_{3889}$  del cociente de la línea más afectada del triplete con una línea del singlete (las líneas del singlete son independientes de este efecto) y de la profundidad óptica derivada se aplica la solución de simetría esférica a las líneas  $\lambda 5876$  y  $\lambda 4471$  para corregir sus intensidades, lo cual en general es una corrección pequeña. Las cuatro líneas más sensibles a  $\tau_{3889}$  son  $\lambda 3188$ ,  $\lambda 3889$ ,  $\lambda 4713$  y  $\lambda 7065$ . Dos de ellas,  $\lambda 4713$  y  $\lambda 7065$  incrementan su intensidad si la profundidad óptica  $\tau_{3889}$  aumenta, mientras que las restantes tienen un comportamiento inverso.

Peimbert (2003) sugiere utilizar el valor de  $\tau_{3889}$  derivado de  $\lambda 4713$  y  $\lambda 7065$  junto con los cálculos de Benjamin *et al.* (2002) para corregir las líneas  $\lambda 5876$  y  $\lambda 4471$  para todos los objetos. Argumenta que mientras las intensidades de las líneas  $\lambda 3188$  y  $\lambda 3889$  dependen de la profundidad óptica a lo largo de la línea de visión, las líneas  $\lambda 4713$ ,  $7065$ ,  $5876$  y  $4471$  dependen de los átomos que absorben los fotones en todas las líneas de visión y que re-emiten en nuestra dirección de observación y por lo tanto dependen en promedio de la profundidad óptica a lo largo de todos los ángulos.

#### 4.7 Incertidumbres sistemáticas

El efecto de incertidumbres sistemáticas en la determinación de helio primordial ha sido uno de los temas en constante discusión en los últimos años. Olive & Skillman presentan en 2004 un trabajo bastante amplio en el cual re-analizan una muestra de galaxias H II previamente publicadas en la literatura utilizando un nuevo método cuyo propósito contempla la determinación de las abundancias nebulares de He por medios no-paramétricos (ver § 3). Este artículo representa un esfuerzo importante para tratar de examinar en detalle algunas de las posibles fuentes de incertidumbre sistemática que puedan resolver las diferencias entre la gran cantidad de determinaciones observacionales de  $Y_P$ .

Los llamados errores sistemáticos surgen de la necesaria parametrización de resultados en el análisis de abundancias. Esta parametrización es debida por un lado a estimaciones de temperatura y densidad electrónica por medio de relaciones de intensidades de línea que no necesariamente representan las condiciones físicas de la región emisora de He. Por otra parte, otro conjunto de errores sistemáticos deriva del desconocimiento del valor de la profundidad óptica de la nebulosa (lo cual tienen un efecto en los coeficientes de recombinación) y el de la presencia de absorción estelar subyacente, la cual por la naturaleza de los espectros de regiones H II (débiles en continuo con fuertes líneas de emisión) es muy difícil cuantificar.

La temperatura electrónica se deriva tradicionalmente por medio de líneas de [OIII] y se toma a ésta como la temperatura apropiada para toda la región de emisión  $\text{He}^+$ , por lo que las densidades electrónicas consideradas son desviadas hacia valores muy pequeños y no acordes a la realidad. Esto conlleva a sobrestimar la determinación de la abundancia de helio en regiones individuales, lamentablemente no ha sido posible hasta el momento con los recursos disponibles en la actualidad determinar una temperatura y densidad electrónica utilizando exclusivamente relaciones de línea para  $^4\text{He}$ . Por otro lado, si suponemos que el efecto de la absorción estelar subyacente es despreciable, las abundancias de helio derivadas estarían sesgadas a valores más pequeños aumentando de esta manera el error sistemático.

A pesar de que en la actualidad se cuenta con datos espectroscópicos de alta calidad, la abundancia final de  $^4\text{He}$  para cualquier región H II depende críticamente en las suposiciones de una apropiada temperatura electrónica, la presencia de absorción estelar subyacente y el tratamiento de efectos de profundidad óptica. La mayoría de los sistemas analizados en la literatura hasta el

momento, presentan evidencia importante de absorción subyacente al igual que una profundidad óptica  $\tau(3889)$  diferente de cero, por lo que estos efectos no son despreciables y necesariamente implican una incorrecta determinación de la abundancia de helio.

De igual manera, es posible vislumbrar a partir de resultados individuales para regiones H II que la dispersión en las abundancias derivadas para  $^4\text{He}$  puede ser mucho mayor que el error estimado para una única solución. Esto demuestra claramente que las incertidumbres sistemáticas dominan en general la estimación de los errores. A pesar de que algunos efectos sistemáticos tales como la profundidad óptica y la absorción subyacente cambian en valor de la abundancia de  $^4\text{He}$  en direcciones opuestas, no tiene justificación suponer que estas incertidumbres sistemáticas se cancelan una a la otra y pueden por lo tanto ser ignoradas, como han argumentado algunos autores (Izotov & Thuan 2004). Dados los diferentes y posibles escenarios que uno puede contemplar con respecto a la absorción subyacente, la profundidad óptica o la temperatura electrónica, surge de alguna manera la siguiente inquietud: ¿Es posible determinar un valor fidedigno para la abundancia primordial de  $^4\text{He}$  a partir de observaciones espectroscópicas? Una cierta esperanza consistiría en librar los cálculos de cualquier tipo de parametrización posible y considerar todas las fuentes de error de tal manera que la abundancia de helio determinada cuente con un error estimado razonable. Sin embargo cabe resaltar, que soluciones estrictamente no-paramétricas podrían brindar resultados que no sean totalmente plausibles. Es decir, las estimaciones podrían tender hacia valores de parámetros físicos no enteramente representativos del escenario astrofísico en cuestión.

Olive & Skillman sugieren una serie de estrategias para obtener un valor más preciso y libre de incertidumbres sistemáticas para la abundancia de helio a un plazo futuro. En la parte observacional concluyen lo siguiente:

- Se requieren espectros de una calidad significativamente mayor para la mayoría de las regiones estudiadas hasta el momento, con especial énfasis en aquellos objetos con gran  $\text{EW}(\text{H}\beta)$ , una reducida  $\tau(3889)$  y con baja metalicidad O/H. La mayoría de las observaciones utilizadas para determinar  $Y_{\mathcal{P}}$  han sido obtenidas a partir de telescopios de 4 m. con un tiempo total de integración de aproximadamente 1 hr. Por lo tanto, es totalmente factible incrementar la calidad de los espectros nebulares.
- Se requieren observaciones con mayor resolución espectral y a lo largo de un mayor rango en longitud de onda. Con una mejor resolución (mejor que  $1 \text{ \AA}$ ) será posible discernir los perfiles de absorción subyacente en las líneas de He I. Midiendo esta contribución para cada línea, una de las fuentes principales de error sistemático podrá ser eliminada. El mayor rango en longitud de onda podrá ayudar a la medición de parámetros físicos adicionales (por ejemplo, estimación de temperatura a partir de  $[\text{Ar IV}] \text{ I}(4711+4740)/\text{I}(2854+2868)$ ,  $[\text{N II}] \text{ I}(6548+6583)/\text{I}(5755)$ ,  $[\text{S III}] \text{ I}(9069+9532)/\text{I}(6312)$ ) lo cual ayudará a constreñir los parámetros físicos derivados y dará una idea de la fluctuación de temperatura existente en la nebulosa.

- Dadas las características y la calidad de los objetos idóneos para este propósito (líneas de emisión con grandes anchos equivalentes, baja metalicidad, poca profundidad óptica, etc.) es importante la búsqueda de nuevos objetos que satisfagan tales características.
- Las observaciones a lo largo de múltiples líneas de visión (en caso de contar con alta resolución espacial) en objetos individuales permitirá probar las técnicas de análisis disponibles en la actualidad. Al tiempo que las condiciones físicas cambian de un punto a otro en la nebulosa y si la abundancia de helio permanece constante, será posible discriminar errores en los parámetros físicos que ayuden a una mejor estimación de  $Y_{\mathcal{P}}$ .

En la parte teórica, es necesario caracterizar de una mejor manera las incertidumbres en los datos atómicos disponibles hoy en día que permiten traducir las intensidades de líneas nebulares en abundancias, así como encontrar posibles fuentes adicionales de incertidumbre sistemática que afecten la determinación de  $Y_{\mathcal{P}}$ . Dado que la mayoría de los espectros analizados hasta la fecha no constriñen significativamente la abundancia de helio primordial, resulta más plausible aceptar un rango más amplio de valores permitidos para  $Y_{\mathcal{P}}$ . Es decir, dadas las limitaciones técnicas y teóricas en la actualidad es necesario estudiar más a fondo la validez de los resultados obtenidos que su misma precisión.

## 4.8 Otros problemas

Aparte de las fuentes de incertidumbre discutidas anteriormente, existen otros problemas asociados a la determinación de  $Y_{\mathcal{P}}$  que son de menor importancia pero sin embargo deben ser tomados en cuenta.

Uno de ellos es la precisión en los parámetros atómicos requerida para derivar las abundancias a partir de las intensidades de las líneas He I, esta precisión parece estar dentro de un intervalo del 0 al 3%. Comparaciones de los coeficientes de recombinación para el He I de diferentes autores indican diferencias de pocos por cientos para la intensidad de algunas líneas del He I. De igual manera, una comparación en la literatura de las contribuciones colisionales indica una diferencia similar.

La corrección por enrojecimiento puede ser sistemáticamente sobrestimada si la excitación colisional de las líneas de H I no se toma en cuenta, lo cual introduciría un factor adicional de corrección para las abundancias de He derivadas. Cota & Ferland (1988) sugieren que las regiones H II con presencia de polvo pueden mostrar desviaciones del *Caso B* para las líneas de H I, este efecto disminuiría el valor de He/H. Finalmente, se tienen que considerar los errores en la medición de las intensidades de línea: calibración de las estrellas estándar, la estadística de fotones, la extinción atmosférica, las propiedades de los detectores, etc.

La tabla 4.1 presenta el estimado del error en la determinación de la abundancia de helio primordial a partir de un conjunto típico de datos de regiones H II observadas (Peimbert *et al.*, 2003), la segunda columna muestra el tamaño y signo de la desviación en la determinación de  $Y_{\mathcal{P}}$

Problema	Sin corregir	Corregido
Absorción subyacente en las líneas de H I	- 50	± 5
Absorción subyacente en las líneas de He I	+ 70	± 7
Intensidad de las líneas de H I y He I	...	± 2
Estructura de ionización	± 12	± 5
Fluctuación de temperatura	- 60	± 15
Estructura de densidad	± 45	± 10
Excitación colisional de las líneas de He I	- 90	± 7
Excitación colisional de las líneas de H I +50	± 20	...
Profundad óptica de las líneas del triplete de He I	± 10	± 3
Parámetros atómicos de H I y He I	± 30	± 15
$\Delta Y/\Delta O$	...	± 10

Tabla 4.1: Errores en la determinación de abundancia de helio primordial, proporcional a una diezmilésima parte de la fracción de masa

cuando el problema es ignorado. La tercera columna incluye errores estadísticos si el problema es considerado.

Es claro que para una determinación en específico la consideración de las diversas incertidumbres dependerán de las regiones H II incluidas. Por ejemplo, si los objetos son de baja temperatura  $T_e$ , la contribución por excitación colisional de las líneas de H I y He I será pequeña y consecuentemente sus errores serán menores; pero por otro lado el error debido a la pendiente  $\Delta Y/\Delta O$  será grande.

#### 4.9 Los mejores objetos para la determinación de $Y_P$

Para derivar un valor preciso de la abundancia de helio primordial es necesario minimizar las fuentes de incertidumbre presentadas en este capítulo. La aplicación del método de Peimbert para la determinación de  $Y_P$  a objetos de nuestra Galaxia no es recomendable debido al hecho de que las abundancias representativas de las regiones H II de la Vía Láctea son muy altas y por lo tanto se requeriría una extrapolación muy grande a metalicidad cero. En general las regiones H II Galácticas no contienen estrellas lo suficientemente calientes como para garantizar que no haya helio neutro el cual no es detectable. De igual manera, las nebulosas planetarias necesitan una pequeña corrección por el helio procesado y transportado a la superficie durante diversas etapas evolutivas de las estrellas centrales, corrección que no es conocida en detalle.

Considerando cada una de las fuentes de errores sistemáticos se puede concluir que los mejores objetos para determinar la abundancia  $Y_P$  deben tener las siguientes características:

- a) Una medida importante del ancho equivalente de la línea  $H\beta$  en emisión, de esta manera se reducirían los efectos de la absorción estelar subyacente.
- b) Un alto grado de ionización, lo cual aseguraría la ausencia de He neutro dentro de la nebulosa,

el cual no es observable.

- c) Una baja densidad que contribuya a disminuir los efectos de excitación colisional, pero lo suficientemente grande para que sea un objeto brillante.
- d) Un valor moderadamente bajo de la metalicidad (representativamente O/H), para que de esta manera se tenga una corrección pequeña por  $\Delta Y$

En consecuencia, los mejores objetos en los cuales se puede aplicar esta idea son regiones H II extragalácticas en galaxias enanas donde la abundancia de oxígeno y de otros elementos pesados es baja y el campo de radiación proporcionado por las estrellas centrales es muy intenso, por lo que las regiones de ionización del hidrógeno y el helio coincidirían dentro de 1%. En los años recientes, como lo constata el resumen presentado en §3, se han realizado importantes esfuerzos para mejorar la determinación de la abundancia del helio pre-galáctico así como de la pendiente  $\Delta Y/\Delta O$  por medio de observaciones de regiones extragalácticas H II.

Las ventajas de estos métodos son:

1. La teoría de recombinación para el hidrógeno y el helio parece contar con un muy alto grado de entendimiento (dentro de un 1% o 2%), las intensidades no son muy sensibles a la temperatura o densidad y en particular, no existen factores exponenciales.
2. Las bajas abundancias aseguran una pequeña extrapolación a  $Z = 0$
3. Se puede asegurar que la presencia de helio neutro es despreciable si se consideran temperaturas efectivas de las estrellas ionizantes lo suficientemente altas. Como parámetro de comparación se puede analizar el grado de ionización del oxígeno ( $[\text{O II}]/[\text{O III}]$ ) y azufre ( $[\text{S II}]/[\text{S III}]$ ) los cuales tienen diferentes potenciales de ionización, con predicciones teóricas provenientes de modelos de fotoionización

#### 4.9.1 Un problema adicional: disponibilidad de objetos

Con todas las restricciones antes citadas, es claro que muy pocos objetos en la literatura cumplen con los requisitos necesarios para ser considerados ideales para la determinación de la abundancia de helio primordial. Para resolver significativamente esta situación es necesario incrementar el número de mediciones de nuevas regiones con metalicidades extremadamente bajas. Esto requeriría una muestra inicial muy grande de objetos de tal manera que el número de candidatos que satisfagan los criterios antes mencionados se incremente y de esta manera se puedan seleccionar los mejores datos espectroscópicos. Es posible que incluso las regiones H II más pobres en metales no sean los mejores candidatos para derivar una abundancia precisa de  $Y_P$  debido a que las altas temperaturas  $T_e$  de estas regiones contribuirían de manera significativa a los efectos colisionales.

En este capítulo se ha tratado de dar una breve descripción de los múltiples procesos que introducen incertidumbre en la determinación de la abundancia de helio primordial. Los esfuerzos tanto teóricos como observacionales para caracterizar y minimizar cada fuente probable de incertidumbre engloban muchos campos de investigación en la física y astronomía modernas. Una determinación precisa de la magnitud y posible corrección de los errores es necesaria para determinar de una manera significativa la abundancia de helio primordial.

# Capítulo 5

## Datos espectroscópicos

En el capítulo anterior se describieron las características que debieran poseer los mejores objetos para el estudio de la abundancia de helio primordial. Las restricciones en cuanto a la calidad y características son importantes y desafortunadamente muy pocos objetos en la literatura cumplen con los requisitos necesarios para ser considerados ideales en este análisis. Los mejores objetos para este tipo de trabajo son regiones H II extragalácticas con un alto brillo superficial, con grandes anchos equivalentes en sus líneas de emisión, con una baja metalicidad y con un débil continuo estelar subyacente.

Como fue señalado en §3, desde hace aproximadamente 20 años se ha utilizado el mismo conjunto de datos observacionales para determinar la abundancia de helio primordial, el número de objetos no ha aumentado considerablemente en este periodo y a pesar de que la muestra más grande analizada de manera uniforme y sistemática abarca aproximadamente 85 objetos (Izotov & Thuan 2004) existe debate en la literatura en cuanto a la validez de resultados obtenidos con la mayoría de estas galaxias debido en parte<sup>15</sup> a que no cumplen con los exigentes requisitos necesarios para considerarse datos de buena calidad. De este número de regiones H II extragalácticas se considera que a lo más tan sólo 30 objetos cumplen los requisitos básicos para los propósitos de la determinación de  $Y_P$  (Fukugita & Kawasaki 2006).

Dada esta problemática, la determinación de la abundancia de helio primordial por medios observacionales se encuentra restringida por la disponibilidad de objetos óptimos para su estudio. Para resolver significativamente esta situación es necesario disponer de una muestra muy grande de potenciales objetos con características especiales, lo cual daría la posibilidad de que el número de candidatos que satisfagan los criterios antes mencionados se viera incrementado y de esta manera se podría discriminar entre ellos para así seleccionar los mejores datos espectroscópicos. La revolución que en los últimos años ha experimentado la astronomía observacional abre una ventana para tales fines y este trabajo de tesis se basa precisamente en explotar una de las bases de datos más importantes por su tamaño, impacto y calidad: el Sloan Digital Sky Survey. Considerando los recursos con los que cuentan y las posibilidades que ofrecen, este tipo de bases de datos han ido evolucionando hacia lo que ahora conocemos como observatorios virtuales, concepto que marcará el futuro de la astronomía observacional.

---

<sup>15</sup>El principal problema es, sin embargo, debido al método de análisis.

## 5.1 Observatorios virtuales y grandes bases de datos

La astronomía moderna está entrando en una nueva etapa revolucionaria en cuanto a la observación, manejo y almacenamiento de datos astrofísicos. En años recientes se ha dado un incremento espectacular en la cantidad de datos observacionales disponibles para la investigación científica gracias a proyectos internacionales de mapeo de la bóveda celeste en múltiples longitudes de onda. La importancia de este hecho en la astronomía es enorme, así como la complejidad del manejo de las bases de datos creadas para la distribución y aprovechamiento de las observaciones. En los próximos años los datos disponibles para la investigación científica seguirán acumulándose y llegarán a un punto en el que se tendrán que manipular de una manera eficiente bases de datos con una gran cantidad de datos con centenares de parámetros y tal vez decenas de millones de objetos astronómicos.

Es precisamente a través de estas grandes bases de datos que el estudio de la determinación de la abundancia de helio primordial puede ser beneficiado dada la gran cantidad de objetos disponibles como muestra inicial. Teóricamente, la disponibilidad de una gran cantidad de objetos prototipo para la determinación de  $Y_P$  brindaría mayor posibilidad de encontrar objetos idóneos en cuanto a los parámetros físicos requeridos. El concepto de los llamados observatorios virtuales y las grandes bases de datos astronómicas han llegado a tener un gran auge en la astronomía moderna, existen ambiciosos proyectos presentes y futuros para su implementación. Algunos de los proyectos internacionales más importantes son los siguientes:

- Sloan Digital Sky Survey, SDSS
- Two Microns All Sky Survey, 2MASS (U. of Massachusetts & IPAC-Caltech)
- 2dF Galaxy Redshift Survey, 2dF GRS (Australia - Reino Unido)
- 2dF QSO Survey, 2QZ (Australia - Reino Unido)
- Visible imaging Multi-Object Spectrograph, VIMOS (ESO-VLT)
- Deep Extragalactic Evolutionary Probe, DEEP2 (Berkeley, U. Santa Cruz & Hawaii)
- International Virtual Observatory Alliance, IVOA

los cuales están revolucionando la manera en la que se ha concebido la astronomía, añadiendo enormes cantidades de datos de alta calidad a los ya disponibles para la investigación, de una manera accesible para el usuario y de forma gratuita. Nuestro Instituto está participando también de este esfuerzo internacional mediante la puesta en funcionamiento del Observatorio Virtual INAOE<sup>16</sup>. Las observaciones del presente trabajo se basan en los datos publicados por la primera de estas bases de datos a través de una búsqueda de objetos dentro del espacio de parámetros necesario para el estudio de la determinación del helio primordial. A continuación se describe brevemente

---

<sup>16</sup>OV-INAOE, <http://ov.inaoep.mx>.

el proyecto del SDSS, así como el procedimiento para la obtención de datos y la selección de los mejores datos espectroscópicos.

### 5.1.1 Sloan Digital Sky Survey

El Sloan Digital Sky Survey ó SDSS consiste, como sus creadores lo denominan, en *el proyecto de mapeo astronómico más ambicioso jamás realizado* y ha logrado particular relevancia debido a su estrategia, metodología, así como por sus logros científicos alcanzados desde la publicación de su primer conjunto de datos. El proyecto cubrirá en detalle una cuarta parte de la totalidad del cielo, determinando las posiciones y brillo absoluto de más de 180 millones de objetos celestes, midiendo la distancia a más de un millón de galaxias y cuasares. Su estrategia consiste en producir una muestra muy grande y homogénea de galaxias y objetos del espacio profundo a través de diferentes bandas fotométricas con una precisa astrometría, seguida de un estudio espectroscópico de un conjunto de objetos seleccionados.

Para tal propósito, el SDSS utiliza un telescopio de 2.5 m  $f/5$  especialmente construido para el mapeo del cielo a través de una cámara especial CCD de gran formato para obtener imágenes en más de 10,000 grados cuadrados para objetos de alta latitud Galáctica en cinco bandas diferentes. El telescopio se sitúa en el Observatorio *Apache Point* en Sunspot, Nuevo México. La estrategia de observación fue diseñada de tal manera que una gran cantidad de cielo fuese cubierta por periodo de observación, de este modo la información es obtenida de manera continua mientras el telescopio barre la bóveda celeste. El mapeo ha sido diseñado precisamente para maximizar su sensibilidad a objetos que constituyan las estructuras de grandes dimensiones del Universo. El proyecto cubre cerca del 25% de la bóveda celeste con objetos en el límite de resolución de magnitud 22.2<sup>17</sup> en cinco bandas diferentes<sup>18</sup> lo cual permite determinar fotométricamente el corrimiento al rojo de los objetos.

El sistema espectroscópico consiste en la utilización de placas metálicas perforadas situadas en el plano focal que producen 640 espectros individuales en un campo de tres grados de diámetro con una resolución  $R \equiv \lambda/\Delta\lambda$  cercana a 1800 en el intervalo de longitud de onda de  $\lambda 3800$  a  $\lambda 9200$  Å y una relación señal-ruido  $> 4$  por pixel en  $g = 20.2$ . Este intervalo se divide en dos cámaras alrededor de  $6150$  Å con un espectrógrafo individual. Las fibras ópticas instaladas en los orificios de los platos que llevan la luz a los espectrógrafos cubren tres segundos de arco en el plano focal. El tiempo característico de exposición de cada placa es de 45 minutos, dividido en al menos tres partes para rechazar ruido de rayos cósmicos. Esta serie de exposiciones es precedida y seguida por un conjunto de exposiciones de calibración.

El SDSS ha hecho públicos hasta el momento 5 entregas de todos los datos recabados, incluyendo el Early Data Release y los Data Release 1, 2, 3 y 4. Cada entrega contiene ciertas mejoras con respecto a la calibración, reducción y calidad de los datos. Este trabajo de tesis se basó en datos obtenidos de la más reciente publicación de resultados: Data Release 4 ó DR4, la

<sup>17</sup>Para las bandas  $g$  y  $r$ .

<sup>18</sup> $u, g, r, i$  y  $z$  centradas en  $\lambda 3551, \lambda 4686, \lambda 6165, \lambda 7481$  y  $\lambda 8931$ .



Figura 5.1: Telescopio del SDSS en el Observatorio Apache Point en las montañas de Sacramento en Nuevo México. El sitio se encuentra a 2787 metros sobre el nivel del mar.

cual cubre 6670 grados cuadrados de cielo en sus datos de imagen. Los datos espectroscópicos del DR4 incluyen 1052 placas con 640 espectros cada una cubriendo 4681 grados cuadrados.

Además, DR4 incluye por primera vez 276 placas especiales no antes publicadas, las cuales incluyen:

- 70 combinaciones de placa/MJD lo cual representan 52 observaciones repetidas del mapeo original
- 206 placas especiales, con las observaciones de objetos espectroscópicos en el hemisferio sur galáctico seleccionados por colaboración para una serie de programas científicos

Los datos que cubre el DR4 incluyen mapeos de imágenes en el área elíptica definida *a priori* en el Hemisferio Norte Galáctico y en tres bandas en el Hemisferio Sur Galáctico obtenidas antes del 1° de julio de 2004, y la espectroscopía asociada a tal área. De hecho, 34 grados cuadrados de los datos de imagen en el Hemisferio Norte Galáctico se encuentran fuera de la elipse antes mencionada. Excepto por la cobertura de cielo, las bases de datos y los canales de procesamiento (ó *pipelines*) son idénticas para DR4, DR3 y DR2. Por lo tanto, DR4 es en realidad un conjunto de datos mejorado a partir de DR3. El DR2 incluyó a su tiempo un reprocesamiento integral de todos los datos incluidos en DR1 que superaron los criterios de calidad para ser considerados en la base de datos oficial.

### 5.1.2 Aspectos espectroscópicos del DR4

El catálogo espectroscópico del DR4 contiene aproximadamente los siguientes objetos:

- 849,920 Espectros, clasificados como:

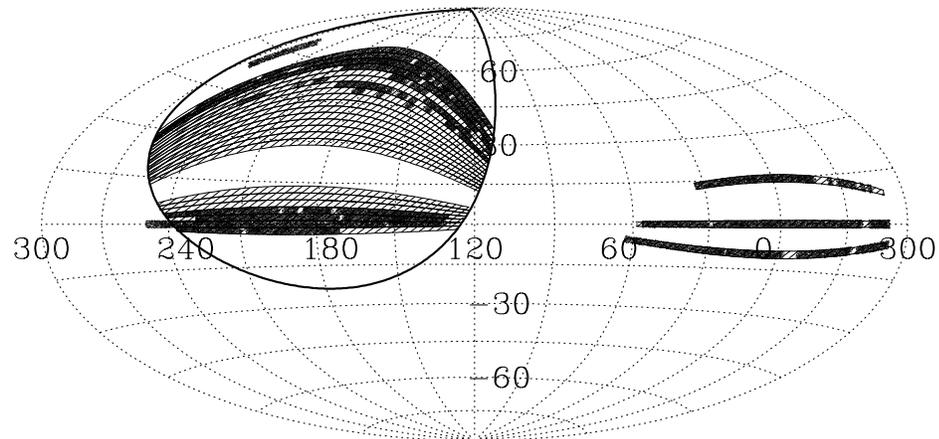


Figura 5.2: Porción del cielo cubierta por el estudio espectroscópico del SDSS. La línea sólida muestra la zona elíptica de mapeo original en el Hemisferio Norte Galáctico, las zonas oscuras muestran la porción cubierta por el DR3. Las zonas más claras muestran la porción de cielo que se espera cubrir en futuras observaciones (proyección Aitoff en coordenadas ecuatoriales centradas a  $RA = 120^\circ$ ).

- 565,715 Galaxias
- 67,382 Cuásares ( $z < 2.3$ )
- 9,101 Cuásares ( $z > 2.3$ )
- 102,714 Estrellas
- 44,363 Espectros de cielo
- 10,272 Clasificación desconocida

cubriendo un volumen de datos equivalentes a 191 Gb.

Sin embargo, el equipo del SDSS ha hecho hincapié en ciertos aspectos problemáticos con los datos espectroscópicos de esta última entrega:

- Debido a un error en el código de medición de líneas utilizado desde el DR3, algunos anchos equivalentes de líneas de emisión son considerados cero, a pesar de que exista una detección importante en la línea. Este efecto es particularmente relevante para el caso de  $H\alpha$ . Afortunadamente, en los datos utilizados para este trabajo de tesis no se encontraron este tipo de irregularidades.
- Tanto para las entregas EDR como DR1, los datos fueron corregidos por extinción galáctica. La espectrofotometría en DR2/DR3 fue mejorada en comparación a DR1, sin embargo los datos calibrados para DR2/DR3 no fueron corregidos por enrojecimiento Galáctico. A pesar de esto, el usuario debe considerar que la pérdida de calidad debida a la corrección por extinción es ampliamente compensada por la mejora en la calidad espectrofotométrica.
- Un pequeño número de placas sufren de una serie de problemas que afectan la calidad de

la espectrofotometría. Ninguno de los datos utilizados en este trabajo aparece dentro de la lista de placas problemáticas.

- Debido a varias razones, una pequeña fracción de los objetos espectroscópicos no cuentan con una contraparte visible en la base de datos de imágenes. Por otra parte, el DR4 no contiene información fotométrica para algunas placas especiales y la obtención de datos fotométricos para ciertas placas requiere una atención especial. Afortunadamente, los datos de este trabajo no se basan en ninguna placa especial publicada especialmente dentro del DR4.

A pesar de estos problemas menores, es claro que la cantidad de objetos disponibles en el SDSS DR4 para la investigación científica es increíblemente vasta. Las técnicas clásicas de observación y selección de objetos para el estudio astronómico han dejado de ser vigentes y como fue señalado anteriormente, este nuevo tipo de observatorios virtuales con millones de datos disponibles a nivel mundial están revolucionando la astrofísica moderna.

## 5.2 Criterios de selección espectroscópicos

La adquisición de datos por medio de observatorios virtuales y bases de datos astronómicas se lleva a cabo a través de diversos tipos de consultas estadísticas, de tal manera que el investigador pueda realizar búsquedas de los objetos de su interés utilizando parámetros y variables comunes en la investigación astronómica.

Uno de los grandes problemas en la determinación de la abundancia del helio primordial consiste en encontrar objetos con ciertas características físicas que los hagan candidatos ideales para la aplicación del método descrito en §3. El SDSS representa una fuente de datos muy importante e incomparable para este propósito, ya que cuenta potencialmente con una cantidad muy grande de regiones H II extragalácticas observadas en su estudio espectroscópico, muchas de las cuales pueden resultar candidatos idóneos para la determinación de  $Y_P$ . Son muchos los parámetros físicos requeridos a las regiones H II extragalácticas de tal manera que puedan ser útiles para el estudio de la abundancia de helio primordial, sin embargo éstos deben cumplir ciertas características básicas y que de buena manera determinan la naturaleza de los objetos de interés. En primer lugar se deben buscar objetos jóvenes, brillantes, con buena señal-a-ruido, con un nivel de excitación relativamente alto, de baja metalicidad y dentro de un universo relativamente *cercano* para evitar problemas de correcciones cosmológicas.

Uno de los parámetros físicos que engloban en buena medida las características físicas descritas anteriormente, consiste en el ancho equivalente de las líneas de emisión en  $H\alpha$  y  $H\beta$ . Una medida importante de estos parámetro reduciría significativamente los efectos de absorción estelar subyacente, además de que puede reflejar el alto grado de excitación de una región H II, lo cual aseguraría la no presencia de He neutro no observable dentro de la nebulosa. Por otro lado, diversos modelos de síntesis de población estelar (González Delgado *et al.* 2005, Martins *et al.* 2005), demuestran que un ancho equivalente prominente en estas líneas en particular es asociado a objetos jóvenes con una fuerte formación estelar. Por lo tanto, resulta obvio que la búsqueda de

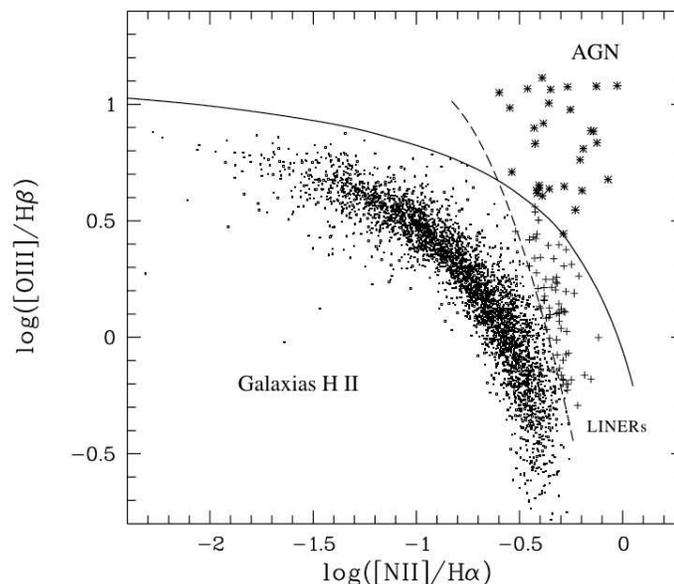


Figura 5.3: Ejemplo de diagrama de clasificación BPT (Baldwin, Phillips & Terlevich, 1981) para una muestra de galaxias de líneas de emisión del SDSS en términos de  $\log([\text{O III}] \lambda 5007/\text{H}\beta)$  vs.  $\log([\text{N II}] \lambda 6584/\text{H}\alpha)$ . Las galaxias identificadas como AGNs se muestran con asteriscos, mientras que las galaxias tipo LINERs se dibujan como cruces. El resto de los objetos, identificados como galaxias H II de representan como puntos. Las líneas en el gráfico muestran criterios de selección de regiones H II, AGNs y LINERs a partir de modelos de teóricos (Kniazev *et al.* 2004).

objetos de interés para la determinación de la abundancia de helio primordial se tiene que centrar en encontrar fuentes con prominentes líneas de emisión en sus espectros que posean grandes anchos equivalentes para  $\text{H}\alpha$  y  $\text{H}\beta$ .

Sin embargo, no todos los objetos con estas características corresponden a espectros de regiones H II, ya que existen fuentes tales como Núcleos Activos de Galaxias (AGN's) y LINER's (*Low Ionization Nuclear Emission-line Region*) que presentan fuertes líneas de emisión con prominentes anchos equivalentes en  $\text{H}\alpha$  y  $\text{H}\beta$  debidos a procesos físicos diferentes a la fotoionización. J.A. Baldwin, M.M. Phillips & R. Terlevich (1981) fueron los primeros en notar una cierta correlación entre diferentes relaciones de intensidades de línea características de objetos extragalácticos cuyos espectros presentan líneas de emisión. Baldwin *et al.* encontraron que diferentes tipos de objetos se situaban en diferentes regiones dentro de este espacio de parámetros, haciendo notoria la división entre regiones H II, AGN's y LINER's como se muestra en la Fig. 5.3. A partir de este tipo de diagramas (conocidos desde entonces como **diagramas BPT**), es posible clasificar y discriminar entre los diferentes tipos de objetos cuyos espectros presentan líneas de emisión. Debido a que el espacio de parámetros es una medida de la cantidad de metales contenida en las fuentes observadas, es de igual manera factible hacer una burda estimación de la metalicidad de los objetos en cuestión. Con base en estos diagramas y en estudios posteriores, se sabe que objetos para los cuales el cociente  $[\text{N II}] \lambda 6584/\text{H}\alpha$  es menor a 0.2 resultan de baja abundancia metálica y por lo tanto representan

candidatos ideales para la determinación de  $Y_P$ . Sin embargo, debe tomarse en cuenta que regiones H II muy pobres en metales pueden presentar altas temperaturas electrónicas, de tal manera que la contribución de efectos colisionales en la determinación de helio puede llevar a subestimar su abundancia.

Finalmente, otro aspecto que resulta relevante es el grado de excitación de la nebulosa y la oportunidad de realizar una medición precisa de la temperatura electrónica del gas. Tradicionalmente, esta determinación se efectúa a través del cociente  $(\lambda 5007 + \lambda 4959)/\lambda 4363$ . Mientras que las dos primeras resultan de las líneas más prominentes en el espectro óptico de una región H II y por lo tanto de fácil medición, la tercera línea [O III]  $\lambda 4363$  es muy débil y se puede detectar sólo en objetos de alto grado de excitación y buena señal a ruido.

Con base en los criterios descritos en párrafos anteriores, se estimaron dos diferentes conjuntos de parámetros que en un principio aportarían un importante número de objetos con tales características, del cual sería posible discriminar aquellos que resultaran idóneos para el estudio de la determinación de la abundancia de helio primordial. El primer conjunto de datos basado en  $H\alpha$ , describiría objetos jóvenes, brillantes, con buena señal-a-ruido y con baja metalicidad. El segundo conjunto basado en  $H\beta$ , describiría objetos igualmente jóvenes, con buena señal-a-ruido y con un alto nivel de excitación. La suma de los conjuntos de objetos resultantes conformaría la base de datos espectroscópicos para este trabajo de tesis. Ambos conjuntos de parámetros *tentativos* se describen a continuación.

### 1<sup>er</sup> Conjunto de criterios de selección

- $EW H\alpha > 300 \text{ \AA}$
- $0.7 < \sigma_{H\alpha} < 3.5 \text{ km s}^{-1}$
- $(S/N)_{H\alpha} > 100$
- $[N \text{ II}] \lambda 6584 / H\alpha < 0.2$
- $0.0007 < z < 0.2$

### 2<sup>do</sup> Conjunto de criterios de selección

- $EW H\beta > 50 \text{ \AA}$
- $0.5 < \sigma_{H\beta} < 3.0 \text{ km s}^{-1}$
- $(S/N)_{H\beta} > 100$
- $[O \text{ III}] \lambda 4363 / H\beta \geq 0.1$
- $0.0007 < z < 0.2$

Cabe hacer notar que una consulta demasiado restringida en las variables astrofísicas arriba descritas arrojaría como resultado un número muy reducido de objetos, por lo que los criterios en cuanto señal-a-ruido y los cocientes de líneas para [N II] y [O III] fueron relajados en un principio.

Con base en estos criterios, se procedió a realizar una búsqueda de objetos candidato utilizando la herramienta denominada *Consultas Espectroscópicas* que funciona como parte del *Observatorio Virtual* del Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica. Esta herramienta permite al usuario realizar consultas espectroscópicas implementadas a la base de datos de la copia local del SDSS en el INAOE dentro de un amplio espacio de parámetros astronómicos, los cuales han sido medidos y determinados estadísticamente a través de filtros computacionales y métodos de reducción automáticos. La herramienta de *Consultas Espectroscópicas* brinda al usuario una lista de los objetos que satisfacen los criterios establecidos en la búsqueda, con múltiples opciones que van desde obtener una imagen de la fuente y del espectro *on-line*, hasta la creación automática de *scripts* para recolectar los datos espectroscópicos directamente del servidor con la versión más reciente del SDSS.

De esta manera, la herramienta del OV-INAOE *Consultas Espectroscópicas* proporcionó un número de 498 objetos para el primer criterio de selección y 51 objetos para el segundo conjunto de parámetros, haciendo un total de 549 objetos. Sin embargo, debido a que las consultas se realizaron de manera independiente, 42 de los 51 objetos pertenecientes a la segunda lista de criterios se encontraban considerados dentro de los objetos de la primera lista de parámetros, por lo que el segundo conjunto de criterios sólo aportó 9 nuevos objetos. Para cada uno de los 507 objetos en total se obtuvo el espectro reducido en formato FITS<sup>19</sup> directamente de la base de datos del DR4.

Posteriormente se procedió a analizar cada uno de los objetos por separado utilizando la rutina *SPLIT* de *IRAF*<sup>20</sup>, la cual permite visualizar el espectro en función de la longitud de onda. Un análisis detenido de los objetos mostró que a pesar de tener un buen punto de partida en cuanto a las características de los objetos, muchos de ellos presentaban problemas patentes en su señal-a-ruido intrínseca y la calidad en general de los espectros. Por lo tanto, después de una serie de pruebas se decidió ser más restrictivos en cuanto al valor mínimo en señal-a-ruido en líneas. De esta manera, se realizaron nuevas búsquedas espectroscópicas con prácticamente los mismos criterios antes mencionados, pero cambiando el valor de la señal-a-ruido  $(S/N)_{H\alpha}$  y  $(S/N)_{H\beta}$  de 100 a 1000.

De esta forma, se obtuvieron un total de 91 objetos por el primer conjunto de parámetros y 13 por el segundo, haciendo un total de 104 objetos. Sin embargo, al igual que en la primera oportunidad, del total de objetos del segundo conjunto de criterios de selección sólo 8 resultaron ser objetos no incluidos en la primera lista, por lo que el total de objetos individuales resultó ser de 99. De este total de objetos, se procedió a realizar una nueva selección de candidatos basada en observar directamente los espectros tomando en cuenta los siguientes puntos:

<sup>19</sup>FITS: **F**lexible **I**mage **T**ransport **S**ystem, formato astronómico de datos e imágenes.

<sup>20</sup>IRAF: **I**mage **R**eduction and **A**nalysis **F**acility, software de reducción y análisis de datos astronómicos.

- Calidad global del espectro y una buena relación señal-ruido en líneas y en diferentes partes del continuo, lo cual favorece la resolución de líneas espectrales, especialmente las muy débiles.
- La clara presencia de líneas de emisión de diferentes especies atómicas a diferentes estados de ionización, lo cual es útil para una mejor determinación de la temperatura y densidad electrónica.
- La presencia de las líneas de emisión de He I  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 5876$ , que sugiere la presencia de las líneas necesarias para la determinación de la abundancia de helio nebuloso.
- Búsqueda de un perfil azul en el espectro, lo cual reflejaría en el continuo una población joven de estrellas ionizantes de alta temperatura.

A través de este nuevo análisis más detallado se obtuvieron un total de 71 objetos, los cuales conforman los datos utilizados para el análisis y estudio de la determinación de la abundancia de helio primordial del presente trabajo. Cabe resaltar que a pesar de utilizar una muestra inicial muy grande de objetos espectroscópicos, el número de objetos finalmente seleccionados que cumplen las características requeridas es muy pequeño. Este es un buen ejemplo de la dificultad discutida en § 4 acerca de la disponibilidad de objetos para la determinación de  $Y_P$ .

La Tabla 5.1 muestra los objetos seleccionados para la determinación de la abundancia de helio primordial con base en los criterios descritos anteriormente. La tabla enlista los objetos con base en sus coordenadas ecuatoriales (Ascensión Recta  $RA$  y Declinación  $Dec$ ) en orden ascendente de acuerdo a la  $RA$  para cada objeto. Se incluye de igual manera el identificador oficial de cada fuente de acuerdo a las estipulaciones de la IAU y del SDSS así como los datos de la placa y fibra del mapeo espectroscópico ( $spSpec$ ), el corrimiento al rojo  $z$ , la fecha de observación y Día Juliano Medio ( $MJD$ ). Los objetos 11, 12, 21, 24, 27, 29, 38 y 70 marcados en la Tabla 5.1 con † corresponden a las fuentes seleccionadas a través del segundo criterio espectroscópico que no aparecían en la primera lista de objetos. Como muestra la Tabla 5.1, tres de los objetos seleccionados presentan observaciones repetidas en el catálogo del SDSS, siendo éstos los objetos marcados como 4 y 5 que corresponden a una única fuente (SDSS J003218.59+150014.1), al igual que los objetos 11 y 12 (SDSS J082334.84+031315.6) y los objetos 60 y 61 (SDSS J144806.37-011057.7). Esta duplicidad es debida a que las regiones fueron observadas en diferentes fechas y con diferentes placas y fibras espectroscópicas. Por este motivo, el número efectivo de fuentes analizadas en este trabajo es de 68 objetos. En el Apéndice A y B se incluyen las imágenes y espectros de cada uno de los objetos seleccionados para este trabajo de tesis, ordenados y numerados de acuerdo al número de objeto de la Tabla 5.1.

Un punto muy importante que vale la pena reiterar, es el método utilizado para la selección de los objetos de estudio en este trabajo, ya que por primera vez la selección se llevó a cabo a través de proponer criterios de selección espectroscópicos característicos de los parámetros físicos reales en tales regiones, a diferencia de la selección por catálogos obtenidos a partir de prismas objetivo que conforman la mayoría de las muestras utilizados para este propósito en la literatura.

Objeto	Identificador	spSpec SDSS	RA	Dec	$z$	Fecha de Observación	MJD
1	SDSS J001647.75-104742.2	spSpec-52138-0652-090	4.19899	-10.79508	0.02325	2001-08-16	52138
2	SDSS J002101.02+005248.0	spSpec-51900-0390-445	5.25429	0.88002	0.09841	2000-12-07	51900
3	SDSS J002425.94+140410.6	spSpec-52233-0753-094	6.10811	14.06962	0.01423	2001-11-20	52233
4	SDSS J003218.59+150014.1	spSpec-51817-0418-302	8.07747	15.00394	0.01787	2000-09-30	51817
5	SDSS J003218.59+150014.1	spSpec-51821-0417-513	8.07747	15.00394	0.01785	2000-10-04	51821
6	SDSS J005147.30+000940.0	spSpec-51913-0394-472	12.94711	0.16112	0.03756	2000-12-23	51913
7	SDSS J005527.46-002148.7	spSpec-51913-0394-075	13.86443	-0.36355	0.16748	2000-12-23	51913
8	SDSS J024815.93-081716.5	spSpec-51910-0456-076	42.06640	-8.28792	0.00459	2001-01-01	51910
9	SDSS J081334.17+313252.1	spSpec-52318-0861-489	123.39240	31.54782	0.01953	2002-02-13	52318
10	SDSS J082334.84+031315.6	spSpec-52642-1185-123	125.89519	3.22102	0.00978	2003-01-03	52642
†11	SDSS J084029.91+470710.2	spSpec-51959-0550-092	130.12464	47.11952	0.04221	2001-02-19	51959
†12	SDSS J084029.91+470710.2	spSpec-51981-0549-621	130.12464	47.11952	0.04219	2001-03-13	51981
13	SDSS J084414.23+022621.1	spSpec-52224-0564-216	131.05931	2.43920	0.09116	2001-11-08	52224
14	SDSS J084634.39+362620.8	spSpec-52672-0934-369	131.64333	36.43912	0.01062	2003-02-02	52672
15	SDSS J090714.86+385704.2	spSpec-52707-0937-425	136.81194	38.95117	0.00936	2003-03-09	52707
16	SDSS J091434.95+470207.2	spSpec-52620-0899-594	138.64564	47.03534	0.02732	2002-12-12	52620
17	SDSS J093006.43+602653.3	spSpec-51909-0485-550	142.52681	60.44817	0.01363	2000-12-31	51909
18	SDSS J093402.02+551427.8	spSpec-52266-0555-558	143.50845	55.24107	0.00249	2001-12-11	52266
19	SDSS J093813.49+542825.0	spSpec-51991-0556-224	144.55624	54.47362	0.10215	2001-03-23	51991
20	SDSS J094256.74+092816.2	spSpec-52757-1305-269	145.73643	9.47118	0.01084	2003-04-28	52757
†21	SDSS J094401.86-003832.1	spSpec-51630-0266-100	146.00779	-0.64227	0.00508	2000-03-27	51630
22	SDSS J094920.98+014303.1	spSpec-51989-0480-552	147.33745	1.71754	0.17493	2001-03-21	51989
23	SDSS J094954.14+003658.6	spSpec-51608-0267-384	147.47559	0.61629	0.00631	2000-03-05	51608
†24	SDSS J100348.65+450457.7	spSpec-52703-0942-612	150.95275	45.08270	0.00922	2003-03-05	52703
25	SDSS J100746.51+025228.4	spSpec-52235-0501-602	151.94381	2.87457	0.02347	2001-11-22	52235

Tabla 5.1: Lista de objetos seleccionados del SDSS para la determinación de  $Y_P$ , los objetos marcados con † corresponden a aquellos seleccionados por medio del segundo criterio espectroscópico ( $\lambda_{4363}/H\beta \geq 0.1$ ).

Objeto	Identificador	spSpec SDSS	RA	Dec	$z$	Fecha de Observación	MJD
26	SDSS J102429.25+052451.0	spSpec-52319-0575-521	156.12188	5.41417	0.03329	2002-02-14	52319
†27	SDSS J103137.27+043422.0	spSpec-52367-0577-344	157.90533	4.57279	0.00401	2002-04-02	52367
28	SDSS J103410.15+580349.0	spSpec-52411-0947-569	158.54230	58.06363	0.00748	2002-05-16	52411
†29	SDSS J104457.79+035313.1	spSpec-52339-0578-060	161.24080	3.88699	0.01309	2002-03-06	52339
30	SDSS J104554.77+010405.8	spSpec-51910-0275-445	161.47824	1.06829	0.02619	2001-01-01	51910
31	SDSS J112528.08+574246.9	spSpec-52762-1309-371	171.36704	57.71304	0.00644	2003-05-02	52762
32	SDSS J112732.66+535454.4	spSpec-52707-1014-254	171.88611	53.91513	0.01005	2003-03-09	52707
33	SDSS J113445.72+500603.3	spSpec-52636-0967-339	173.69050	50.10092	0.02601	2002-12-28	52636
34	SDSS J113706.18-033737.0	spSpec-52294-0327-042	174.27578	-3.62695	0.02759	2002-01-12	52294
35	SDSS J114333.10+533000.6	spSpec-52734-1015-003	175.88794	53.50019	0.02828	2003-04-05	52734
36	SDSS J115237.18-022810.0	spSpec-52056-0329-633	178.15495	-2.46944	0.00349	2001-05-27	52056
37	SDSS J115237.67-022806.3	spSpec-52370-0330-471	178.15699	-2.46844	0.00352	2002-04-06	52370
†38	SDSS J115247.51-004007.6	spSpec-51943-0284-170	178.19797	-0.66879	0.00473	2001-02-03	51943
39	SDSS J115528.33+573951.9	spSpec-52790-1313-423	178.86808	57.66444	0.01714	2003-05-23	52790
40	SDSS J115712.44+022827.8	spSpec-52017-0516-315	179.30186	2.47441	0.05814	2001-04-18	52017
41	SDSS J120144.07+621933.1	spSpec-52320-0777-635	180.43364	62.32588	0.00373	2002-02-15	52320
42	SDSS J121839.13+454706.8	spSpec-52821-1371-323	184.66308	45.78524	0.01924	2003-06-21	52821
43	SDSS J121909.88+035123.3	spSpec-52378-0844-041	184.79119	3.85649	0.00511	2002-04-14	52378
44	SDSS J122505.41+610911.2	spSpec-52409-0955-608	186.27255	61.15314	0.00238	2002-05-13	52409
45	SDSS J122720.15+513924.3	spSpec-52374-0884-216	186.83398	51.65677	0.04441	2002-04-10	52374
46	SDSS J124954.84+060610.3	spSpec-52426-0847-522	192.47854	6.10287	0.05899	2002-06-01	52426
47	SDSS J130249.19+653449.2	spSpec-52072-0602-369	195.70499	65.58035	0.02767	2001-06-12	52072
48	SDSS J130728.70+542649.6	spSpec-52707-1039-119	196.86959	54.44713	0.03254	2003-03-08	52707
49	SDSS J132211.95+013034.3	spSpec-52312-0526-097	200.54982	1.50955	0.18397	2002-01-22	52312
50	SDSS J132923.46-031502.2	spSpec-52426-0911-253	202.34778	-3.25061	0.07589	2002-06-01	52426

Tabla 5.1: Continuación.

Objeto	Identificador	spSpec SDSS	RA	Dec	$z$	Fecha de Observación	MJD
51	SDSS J134251.84+524230.5	spSpec-52465-1043-308	205.71603	52.70849	0.00595	2002-07-10	52465
52	SDSS J134427.36+560129.7	spSpec-52791-1322-470	206.11402	56.02493	0.07059	2003-06-01	52791
53	SDSS J134531.50+044232.7	spSpec-52373-0854-514	206.38126	4.70909	0.03043	2002-04-09	52373
54	SDSS J135950.91+572622.9	spSpec-52668-1158-062	209.96216	57.43971	0.03377	2003-01-29	52668
55	SDSS J140411.24+542518.6	spSpec-52762-1325-350	211.04685	54.42185	0.00092	2003-05-02	52762
56	SDSS J140956.75+545648.8	spSpec-52762-1325-412	212.48650	54.94692	0.07743	2003-05-02	52762
57	SDSS J143012.19+453232.4	spSpec-52731-1288-390	217.55081	45.54234	0.00782	2003-04-02	52731
58	SDSS J143053.51+002746.3	spSpec-51613-0305-604	217.72297	0.46287	0.01346	2000-03-10	51613
59	SDSS J143202.85+515252.2	spSpec-52781-1327-276	218.01190	51.88117	0.02574	2003-05-22	52781
60	SDSS J144805.37-011057.7	spSpec-51662-0308-081	222.02240	-1.18270	0.02743	2000-04-28	51662
61	SDSS J144805.38-011057.7	spSpec-52411-0920-575	222.02242	-1.18270	0.02741	2002-05-17	52411
62	SDSS J151212.85+471630.6	spSpec-52721-1050-402	228.05357	47.27519	0.05322	2003-03-23	52721
63	SDSS J151725.86-000805.4	spSpec-51689-0312-508	229.35775	-0.13485	0.05305	2000-05-25	51689
64	SDSS J153753.32+584137.7	spSpec-52347-0615-590	234.47218	58.69382	0.06951	2002-03-14	52347
65	SDSS J161623.53+470202.3	spSpec-52377-0624-361	244.09808	47.03398	0.00249	2002-04-13	52377
66	SDSS J162410.11-002202.5	spSpec-52000-0364-187	246.04215	-0.36738	0.03135	2001-04-01	52000
67	SDSS J164725.17+302729.2	spSpec-52793-1342-537	251.85490	30.45812	0.06334	2003-06-02	52793
68	SDSS J172906.55+565319.2	spSpec-51818-0358-472	262.27732	56.88868	0.01577	2000-10-01	51818
69	SDSS J173501.24+570308.5	spSpec-51818-0358-504	263.75520	57.05237	0.04740	2000-10-01	51818
†70	SDSS J223036.79-000636.9	spSpec-52143-0376-160	337.65332	-0.11027	0.00559	2001-08-22	52143
71	SDSS J225140.31+132713.4	spSpec-52261-0741-279	342.91799	13.45373	0.06216	2001-12-18	52261

Tabla 5.1: Continuación 5.1.

## CREDITOS

Los fondos para la creación y distribución del archivo SDSS han sido provistos por la Fundación Alfred P. Sloan, las Instituciones Participantes, la Administración para la Aeronáutica y el Espacio, la Fundación Nacional de Ciencia (EUA), el Departamento de Energía de los Estados Unidos, el instituto Monbukagakusho (Japón) y la Sociedad Max Planck. El sitio internet del SDSS es <http://www.sdss.org/>.

El Observatorio *Apache Point* es operado por el Consorcio de Investigación en Astrofísica (ARC). El SDSS es un proyecto conjunto entre las Instituciones Participantes: la Universidad de Chicago, Fermilab, el Instituto de Estudios Avanzados, el Grupo de Participación (Japón), la Universidad Johns Hopkins, el Laboratorio Nacional de los Álamos, el Instituto Max-Planck de Astronomía (MPIA, Alemania), el Instituto Max-Planck de Astrofísica (MPA, Alemania), la Universidad Estatal de Nuevo México, la Universidad de Pittsburgh, la Universidad de Princeton, el Observatorio Naval de los Estados Unidos y la Universidad de Washington.

# Capítulo 6

## Análisis de los datos

El presente capítulo describe el manejo de los datos seleccionados y su proceso para determinar las abundancias químicas de los objetos descritos en §5 a través de diferentes métodos. Debido que la determinación de la abundancia de helio primordial requiere de una gran precisión, cada paso en el proceso que conlleva a la descripción química y física de los objetos en estudio debe realizarse con sumo cuidado y atención, poniendo énfasis en posibles errores sistemáticos dentro del cálculo de abundancias. Cuatro diferentes métodos fueron aplicados a los datos observacionales para obtener diferentes estimados de  $Y_P$ . De éstos, dos métodos nunca habían sido implementados para la determinación de la abundancia de helio primordial, por lo que su desarrollo y resultados resultan relevantes para este campo de investigación.

A continuación se describe en detalle la metodología utilizada a través de cada proceso y se describen los resultados generales del cálculo de abundancias y las condiciones físicas derivadas para los objetos de la muestra espectroscópica.

### 6.1 Corrección por extinción

La discusión en capítulos anteriores acerca de las propiedades físicas de las nebulosas gaseosas se ha concentrado en los procesos atómicos del gas dentro de las regiones H II. Sin embargo otro efecto que debemos tomar en cuenta en la trayectoria de la luz desde las fuentes nebulares es la presencia de partículas de polvo interestelar, cuyo efecto más obvio es la disminución de la intensidad de la luz recibida de estrellas y nebulosas distantes, efecto conocido como extinción.

Antes de aplicar cualquier metodología orientada al cálculo de abundancias nebulares, es necesario corregir los datos espectroscópicos por extinción. Los 71 espectros seleccionados de la muestra original fueron corregidos por este efecto utilizando por una parte los Mapas de Emisión de Polvo en IR para la Estimación de Enrojecimiento y Corrección para CMBR<sup>21</sup> (Schlegel *et al.* 1998) y por otra, la ley de extinción de Cardelli, Clayton & Mathis (1989).

Los mapas de Schlegel *et al.* consisten en archivos FITS en proyección polar Lambert para ambos hemisferios. Las proyecciones sufren de mínimas distorsiones, siendo la escala igual a  $(2.37 \text{ arcmin})^2$  por pixel, equivalente al FWHM de 6.1 arcmin. Los mapas incluyen información acerca de la emisión del cielo a  $100\mu\text{m}$  en MJy/sr, mapas de temperatura en grados Kelvin, factores de corrección de temperatura y el valor de E(B-V) en magnitudes en tres diferentes resoluciones:  $4096^2$ ,  $2048^2$  y  $1024^2$  pixeles. Utilizando el mapa de mayor resolución ( $4096^2$  pix) se dedujo un valor de enrojecimiento para cada una de las posiciones de los objetos de la muestra, transformando las

---

<sup>21</sup>Maps of Dust IR Emission for Use in Estimation of Reddening and CMBR Foreground, <http://www.astro.princeton.edu/~schlegel/dust/index.html>.

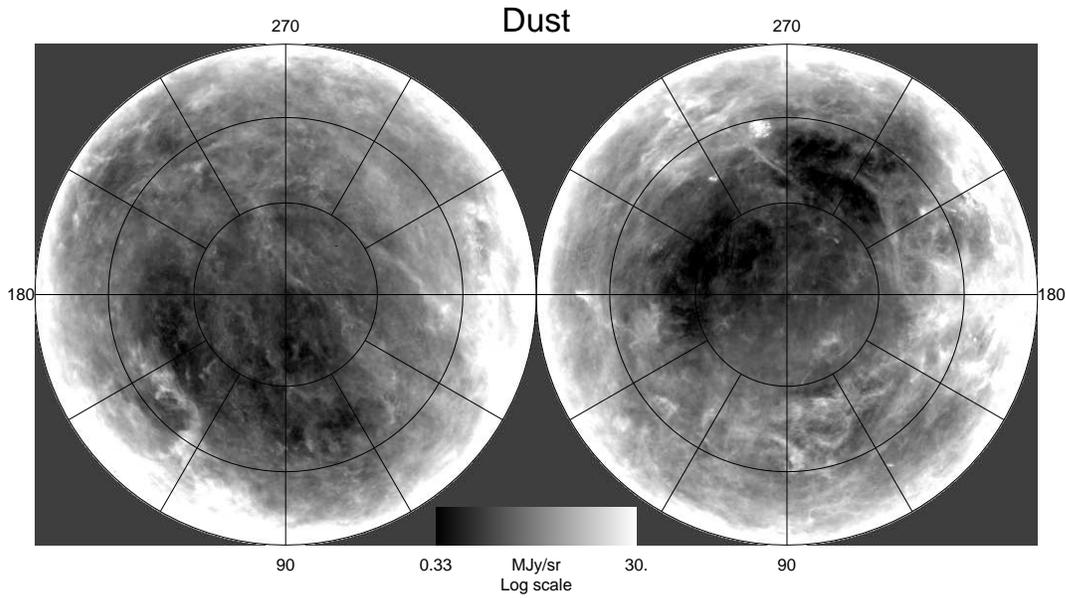


Figura 6.1: Mapa de cielo entero mostrando la emisión de polvo Galáctico a  $100\mu\text{m}$  en unidades de  $\text{MJy/sr}$  y escala logarítmica. Las dos regiones corresponden al Hemisferio Norte y Sur Galáctico respectivamente (Schlegel *et al.* 1998).

coordenadas ecuatoriales de la Tabla 5.1 a coordenadas galácticas y obteniendo por interpolación de los 4 píxeles más cercanos el valor de  $E(B-V)$  para cada objeto.

Por otro lado, Cardelli *et al.* utilizan los datos de extinción paramétricos de Fitzpatrick & Massa (1986) en el UV, óptico e IR-cercano para derivar una ley de extinción promedio  $A(\lambda)/A(V)$ , válida para un amplio rango de longitudes de onda  $3.5\mu\text{m} \geq \lambda \geq 0.125\mu\text{m}$ , aplicable tanto a regiones difusas como densas del medio interestelar. Esta ley de extinción depende de un sólo parámetro:  $R_V = A(V)/E(B-V)$ . Cardelli *et al.* proporcionan relaciones analíticas para calcular la ley de extinción media la cual puede ser utilizada para corregir observaciones por enrojecimiento. La ley de extinción media paramétrica dependiente de  $R_V$  toma la forma:

$$\langle A(\lambda)/A(V) \rangle = a(x) + b(x)/R_V, \quad (6.1)$$

en donde los valores de  $a(x)$  y  $b(x)$  están dados por:

$$a(x) = 1 + 0.17699y - 0.50447y^2 - 0.02427y^3 + 0.72085y^4 + 0.01979y^5 - 0.77530y^6 + 0.32999y^7, \quad (6.2)$$

$$b(x) = 1.41338y + 2.28305y^2 + 1.07233y^3 - 5.38434y^4 - 0.62251y^5 + 5.30260y^6 - 2.09002y^7, \quad (6.3)$$

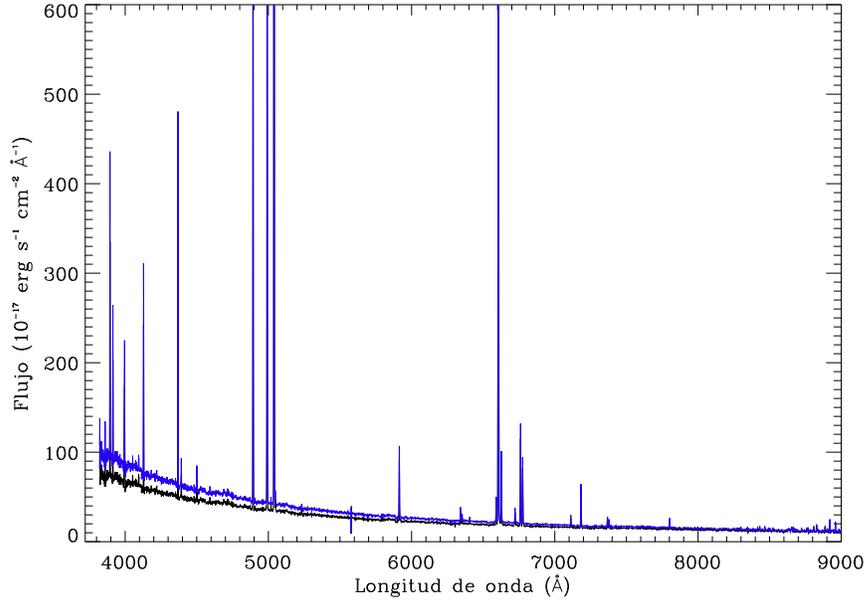


Figura 6.2: Espectro del objeto SDSS J005147.30+000940.0 en donde se muestra en azul el cambio en el perfil del espectro después de la corrección por extinción.

y en donde  $y = (x - 1.82)$ . Las ecuaciones (6.2) y (6.3) son válidas en el rango  $1.1\mu\text{m}^{-1} \leq x \leq 3.3\mu\text{m}^{-1}$  que corresponde a la región óptica/NIR. Utilizando un valor estándar de  $R_V = 3.1$  y  $E(B-V)$  calculado a partir de los mapas de Schlegel *et al.* para obtener un valor de  $A(V)$ , se utilizó (6.1) para calcular un valor de  $A(\lambda)$  en cada punto de los espectros observados. Los flujos fueron corregidos utilizando la expresión:

$$F(\lambda) = F_0(\lambda)10^{0.4A(\lambda)}, \quad (6.4)$$

en donde  $F_0$  corresponde al flujo observado. Como era de esperarse, la corrección aumenta en general el flujo intrínseco de los objetos en la parte azul del espectro, como lo muestra la Fig. 6.2.

## 6.2 Primer método: determinación clásica de $Y_P$

Aplicada la corrección por extinción se procedió a analizar los espectros siguiendo diferentes metodologías. La primera de ellas consistió en aplicar el método que llamaremos clásico para determinar la abundancia primordial de helio, siguiendo la pauta marcada por Peimbert & Torres-Peimbert (1974), la cual consiste a *grosso modo* en determinar la abundancia química de las regiones H II extragalácticas directamente a partir de los espectros observados. Como fue señalado en § 4, este método presenta muchas dificultades en cuanto a la validez y precisión de los resultados obtenidos, debido principalmente a una serie de incertidumbres estadísticas y sistemáticas en la determinación de la abundancia de helio en la regiones nebulares. Sin embargo, este ejercicio tiene por objeto proporcionar un primer conjunto de resultados que servirán como base para pos-

teriores análisis y comparaciones con aquellos resultados de métodos más elaborados en secciones subsecuentes.

Los 71 espectros de la muestra fueron corregidos por corrimiento al rojo utilizando la rutina `dopcor` de `IRAF`, basados en el valor de redshift reportado en el *header* de cada objeto. Posteriormente, para cada uno de los espectros mostrados en la Tabla 5.1 se midió la intensidad de líneas de emisión para 6 diferentes elementos, las cuales son: [O II]  $\lambda\lambda$  3727,3729 [Ne III]  $\lambda$ 3869, H $\delta$  + He I  $\lambda$ 3889, H $\epsilon$  + [Ne III]  $\lambda$ 3969, He I  $\lambda$ 4026, H $\delta$   $\lambda$ 4102, H $\gamma$   $\lambda$ 4340, [O III]  $\lambda$ 4363, He I  $\lambda$ 4471, He II  $\lambda$ 4686, H $\beta$   $\lambda$ 4861, [O III]  $\lambda$ 4959, [O III]  $\lambda$ 5007, He I  $\lambda$ 5876, [N II]  $\lambda$ 6548, H $\alpha$   $\lambda$ 6563, [N II]  $\lambda$ 6584, He I  $\lambda$ 6678, [S II]  $\lambda$ 6717, $\lambda$ 6731, He I  $\lambda$ 7065 y [O II]  $\lambda\lambda$  7320,7330, sumando un total de aproximadamente 1700 mediciones individuales hechas a mano. Para tal propósito se utilizó la rutina `SPLIT` de la paquetería `IRAF` utilizando dos diferentes métodos para integrar el flujo de una línea en particular: (1) en el caso de líneas individuales o de dos líneas mezcladas y no resueltas, la intensidad fue calculada integrando entre dos puntos considerando la posición del continuo local y las alas de cada línea siguiendo un criterio de selección manual; (2) si dos líneas se encontraban mezcladas pero podían ser resueltas, se utilizó un múltiple ajuste gaussiano o *de-blending* para estimar el valor de los flujos individuales. La rutina `SPLIT` proporciona la intensidad de línea en unidades de  $10^{-17}$  ergs cm $^{-1}$  s $^{-2}$  así como el ancho equivalente en Ångstroms ajustando una curva gaussiana al perfil de línea espectral. Siguiendo los lineamientos descritos por Pérez-Montero & Díaz (2003), los errores estadísticos asociados con los flujos en emisión observados fueron calculados usando la expresión:  $\sigma_l = \sigma_c N^{1/2} [1 + EW/(N\Delta)]^{1/2}$ ; donde  $\sigma_l$  es el error en el flujo de línea observado,  $\sigma_c$  es una medida de la desviación estándar en los linderos de la línea de emisión medida y representa el error en la posición del continuo, N es el número de pixeles utilizados para la medición del flujo de la línea, EW es el ancho equivalente de la línea y  $\Delta$  es la dispersión en longitud de onda en Ångstroms por pixel.

Como una prueba de consistencia, la Fig. 6.3 muestra la posición de los 71 objetos seleccionados espectroscópicamente del SDSS en un diagrama de clasificación BPT (Baldwin, Phillips & Terlevich) con base en las relaciones de línea [O III]  $\lambda$  5007/H $\beta$  vs. [N II]  $\lambda$  6548/H $\alpha$  medidas en esta sección. Como puede apreciarse, los objetos seleccionados corresponden exclusivamente a regiones H II de baja abundancia ( $\log ([\text{NII}]/\text{H}\alpha) < -0.7$ ).

### 6.2.1 Análisis de abundancias

El proceso de cálculo de abundancias destinado a la determinación de helio primordial en esta sección está basado en gran medida en el método descrito por Pagel *et al.* (1992), el cual se resume bajo los siguientes lineamientos:

1. Se mide la intensidad de las líneas de emisión para todos los espectros de la muestra
2. Se calcula la temperatura, densidad y abundancias químicas para cada objeto, incluyendo la abundancia de helio
3. La abundancia de helio se corrige por algunas de las incertidumbres discutidas en § 4

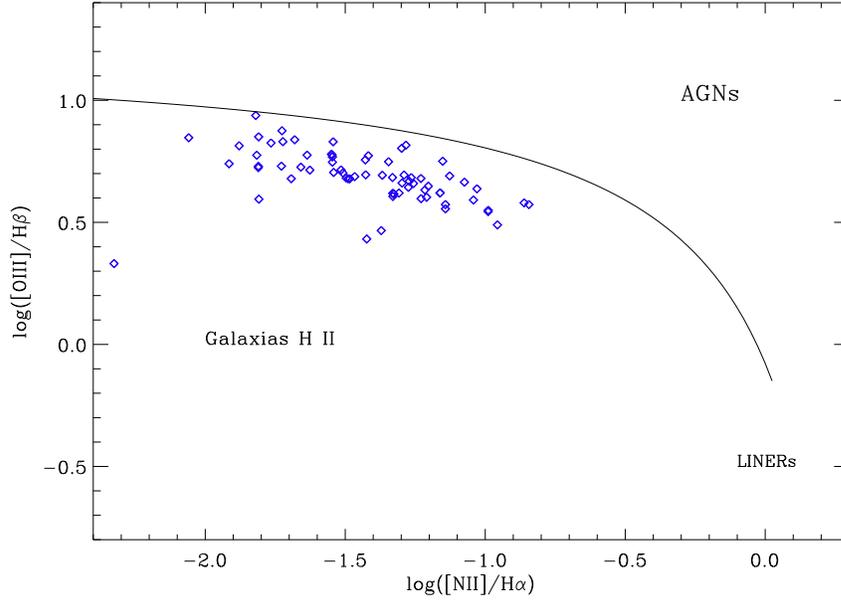


Figura 6.3: Diagrama de clasificación BPT (Baldwin, Phillips & Terlevich) para la muestra de 71 objetos seleccionados del SDSS en donde se puede apreciar que todos los objetos considerados corresponden a regiones H II extragalácticas. La línea sólida separa las regiones H II de los objetos tipo AGN/LINERs, de acuerdo a Kewley *et al.* (2001).

### 6.2.1.1 Temperaturas y densidades electrónicas

Las condiciones físicas del gas ionizado, incluyendo temperaturas y densidades electrónicas fueron derivadas a partir de los datos de líneas de emisión utilizando los procedimientos descritos en Pérez-Montero & Díaz (2003). Se utilizaron las llamadas líneas prohibidas para derivar temperaturas electrónicas y abundancias iónicas de  $\text{O}^+$ ,  $\text{O}^{++}$ ,  $\text{N}^+$ ,  $\text{S}^+$  y  $\text{S}^{++}$  utilizando algoritmos basados en aproximaciones a soluciones de modelos de un átomo de cinco niveles a través del programa FIVEL (Shaw & Dufour 1995), con modificaciones menores a los coeficientes atómicos basados en Pérez-Montero & Díaz (2003), con excepción del caso para  $\text{O}^+$  en donde se utilizaron las probabilidades de transición a partir de Zeppen (1982) y cálculos colisionales para el  $[\text{O II}]$  por Pradhan (1976), los cuales son apropiados para densidades electrónicas tanto bajas como moderadas que resultan en diagnósticos nebulares más fidedignos en esta especie (Wang *et al.*, 2004) para el tipo de objetos de este estudio.

La temperatura electrónica se calculó a partir del cociente de las líneas:

$$R_{O3} \equiv \frac{I(\lambda 4959) + I(\lambda 5007)}{I(\lambda 4363)}, \quad (6.5)$$

de acuerdo a la teoría de Osterbrock (1989) en donde la temperatura puede ser calculada a partir del cociente de líneas excitadas colisionalmente cuyos niveles superiores tienen energías muy distintas. Pérez-Montero & Díaz (2003) utilizando la rutina TEMDEN del paquete STSDAS de IRAF obtienen un ajuste para la temperatura no dependiente de la densidad electrónica, de donde se define la

temperatura electrónica como:

$$t \equiv t[OIII] = 0.8254 - 0.0002415R_{O3} + \frac{47.77}{R_{O3}}, \quad (6.6)$$

siendo  $t$  la temperatura de [O III] en unidades de  $10^4$  K.

El cociente de líneas de [S II] es el más usado para determinar la densidad electrónica en las zonas de baja excitación. A pesar de que ha sido establecido que existe un cierto perfil de densidad en la regiones nebulares, las especies de alta excitación tienen cocientes de diagnóstico que afortunadamente no son sensibles a la densidad y por lo tanto el valor de  $n_e$  derivado a partir de [S II] se puede utilizar en una buena aproximación. De esta forma, las densidades electrónicas fueron calculadas a partir del cociente de las líneas  $R_{S2} \equiv I(\lambda 6717)/I(\lambda 6731)$  utilizando la relación:

$$n[\text{S II}] = 10^3 \frac{R_{S2}a_0(t) + a_1(t)}{R_{S2}b_0(t) + b_1(t)}, \quad (6.7)$$

donde

$$\begin{aligned} a_0(t) &= 2.21 - 1.3/t - 1.25t + 0.23t^2, \\ a_1(t) &= -3.35 + 1.94/t + 1.93t - 0.36t^2, \\ b_0(t) &= -4.33 + 2.33/t + 2.72t - 0.57t^2, \\ b_1(t) &= 1.84 - 1/t - 1.14t + 0.24t^2, \end{aligned}$$

y en donde  $t = t_{\text{OIII}}$ . En el caso de valores muy pequeños o negativos para  $n[\text{S II}]$ , se adoptó un valor mínimo de  $n_e \equiv n[\text{S II}] = 10 \text{ cm}^{-3}$ .

El caso de la determinación de temperatura para regiones de baja excitación presenta ciertos problemas debido a que el cociente de las líneas de [O II] depende fuertemente de la densidad electrónica. Idealmente podríamos obtener la densidad de [O II] mediante el cociente  $I(\lambda 3726)/I(\lambda 3729)$ , pero generalmente no existe suficiente resolución (como en el caso del SDSS) para resolver este doblete por lo que suele ser necesario recurrir a la densidad de [S II] representativa de la zona de baja excitación. Además, dado que las líneas aurorales de [O II] no son observadas con buena calidad, se encuentran fuera del rango espectral o no existe resolución para medirlas apropiadamente, se suele utilizar modelos de fotoionización para deducir  $t[OII]$  a partir de  $t[OIII]$ . Algunos de estos modelos obvian la dependencia de  $t[OII]$  con la densidad (Stasińska 1990), sin embargo existen modelos que toman en cuenta esta dependencia (Pérez-Montero & Díaz 2003), por lo cual podemos definir una temperatura  $t[OII]$  característica de la zona de baja excitación como:

$$t[OII] = \frac{1.2 + 0.002n_e + \frac{4.2}{n_e}}{t[OIII]^{-1} + 0.08 + 0.003n_e + \frac{2.5}{n_e}}, \quad (6.8)$$

en donde  $n_e = n[\text{S II}]$  y  $t[OII]$  está en unidades de  $10^4$  K.

### 6.2.1.2 Abundancias químicas a partir de líneas prohibidas

A continuación se describen las expresiones utilizadas para calcular las abundancias químicas correspondientes a cada ión una vez conocidos los flujos de líneas disponibles, y utilizando las densidades y temperaturas obtenidas en la sección anterior para cada objeto de la muestra espectroscópica.

En el caso del oxígeno, las abundancias iónicas  $O^+/H^+$  y  $O^{2+}/H^+$  fueron derivadas a partir de  $[O\ II]\lambda\lambda\ 3726,3729$  y  $[O\ III]\lambda\lambda\ 4959,5007$  respectivamente. La determinación simultánea de  $t_{[OII]}$  y  $t_{[OIII]}$  permite una estimación más fidedigna de la abundancia total de oxígeno, para la cual se utilizó la aproximación

$$\frac{O}{H} = \frac{O^+ + O^{2+}}{H^+}, \quad (6.9)$$

ya que por medio de la reacción de intercambio de carga las fracciones relativas de oxígeno e hidrógeno neutro son similares

$$\frac{O^0}{O} = \frac{H^0}{H}. \quad (6.10)$$

Los algoritmos utilizados para el cálculo de las abundancias iónicas de oxígeno se muestran en la Tabla 6.1.

Sin embargo, para un cierto número de objetos la determinación de  $O/H$  no pudo realizarse de la forma antes descrita debido a un problema de detección en el doblete  $[O\ II]\ \lambda 3727$ . Dado que el rango espectral del SDSS se encuentra entre  $3800\ \text{\AA}$  y  $9000\ \text{\AA}$ , la línea  $[O\ II]\ \lambda 3727$  se encuentra fuera del límite de detección o muy cercana de éste para objetos con un corrimiento al rojo  $z \leq 0.024-0.025$ . Por lo tanto, para estas galaxias la determinación de la abundancia de  $O^+/H^+$  por el método estándar resulta imposible. Sin embargo, para la mayoría de los espectros del SDSS correspondientes a galaxias H II con tales características, este problema puede ser resuelto con la ayuda de una pequeña modificación en el cálculo de abundancias. Como fue demostrado por Aller (1984), el valor de  $O^+/H^+$  puede ser calculado a partir de las intensidades de las líneas aurales  $[O\ II]\ \lambda\lambda\ 7320,7330$  utilizando la segunda relación para la determinación de  $O^+/H^+$  en la Tabla 6.1. Teóricamente ambos métodos deben proporcionar el mismo valor de  $O^+/H^+$ , sin embargo dado que la intensidad total de  $[O\ II]\ \lambda\lambda\ 7320,7330$  es varios factores menor a la intensidad del doblete  $[O\ II]\ \lambda\lambda\ 3726,3729$ , la aplicación de este método está restringido a espectros del SDSS con una alta señal-a-ruido. Este método fue utilizado por Kniazev *et al.* (2003) para una amplia muestra de galaxias del SDSS, demostrando que proporciona resultados válidos en un amplio rango de abundancias. Sin embargo, debido a que las líneas aurales de  $[O\ II]\ \lambda\lambda\ 7320,7330$  se encuentran contaminadas por emisión de recombinación, la determinación de oxígeno a través de este método produce muchas incertidumbres. A pesar de que la contribución por recombinación puede modelarse y ser ajustada según Liu *et al.* (2000) en el rango  $0.5 \leq t \leq 1.0$  mediante la función

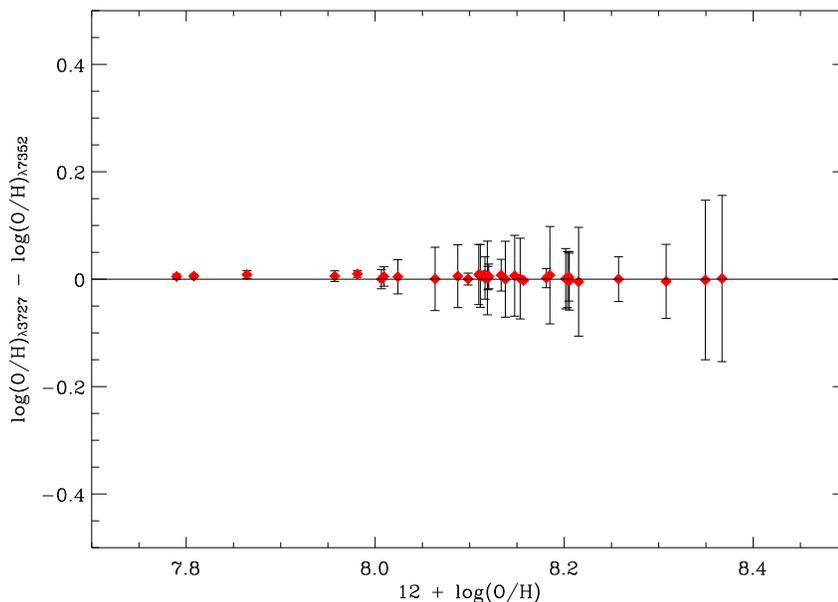


Figura 6.4: Diferencia entre la determinación de la abundancia total de oxígeno en términos de  $\log(\text{O}/\text{H})$  obtenida a partir de  $\lambda\lambda 3727$  y  $\lambda\lambda 7325$  para 34 de los 71 objetos de la muestra en los cuales ambos dobletes pudieron ser medidos en el espectro, la diferencia en la determinación de oxígeno es mínima.

$$\frac{I(\lambda 7320 + \lambda 7330)}{I(H\beta)} = 9.36t^{0.44} \frac{O^{2+}}{H^+}, \quad (6.11)$$

existen todavía discrepancias entre los valores finales de la abundancia de oxígeno calculada para aquellos objetos en los cuales se disponen tanto de  $[\text{O II}] \lambda\lambda 3726, 3729$ , como de  $[\text{O II}] \lambda\lambda 7320, 7330$ .

De la muestra original de 71 objetos del presente trabajo, 37 poseen un corrimiento al rojo  $z \leq 0.024$  y por lo tanto no presentan la línea de  $[\text{O II}] \lambda 3727$  en emisión. Para este subconjunto de objetos se utilizaron los métodos y correcciones descritos anteriormente con base en las líneas aurales de  $[\text{O II}] \lambda 7325$  para calcular la abundancia iónica  $O^+/H^+$ . La Fig. 6.4 muestra la variación en la determinación de la abundancia total de oxígeno para el caso de los 34 objetos en donde se disponía tanto de  $[\text{O II}] \lambda 3727$ , como de  $[\text{O II}] \lambda 7325$ , como puede apreciarse la concordancia entre ambas determinaciones es bastante buena. La incertidumbre asociada a estas determinaciones se encuentra dentro de los errores reportados en la literatura (Kniazev *et al.*, 2003). Cabe resaltar que el presente trabajo cubre un amplio rango en abundancias, en unidades de  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  este rango es de 7.26 a 8.48, en donde el valor solar es igual a 8.87.

Por otro lado, la abundancia iónica de nitrógeno  $N^+/H^+$  se derivó a partir de las intensidades de línea de  $[\text{N II}] \lambda 6548$  y  $\lambda 6584$  y la temperatura electrónica  $t[\text{O II}]$  correspondiente a la zona de baja excitación. En el caso de aquellos objetos donde no se disponía de  $[\text{N II}] \lambda 6548$  debido a su proximidad a  $H\alpha$ , se utilizó la relación teórica entre ambas líneas de tal forma que  $I(\lambda 6584)$

Ión	Expresión
$12 + \log(\text{O}^+/\text{H}^+)$	$= \log\left(\frac{\lambda_{3727}}{\text{H}\beta}\right) + 5.992 + \frac{1.583}{t_2} - 0.681 \log t_2 + \log(1 + 0.00023n_e)$ $= \log\left(\frac{\lambda_{7325}}{\text{H}\beta}\right) + 6.895 + \frac{2.44}{t_2} - 0.58 \log t_2 - \log(1 + 0.0047n_e)$
$12 + \log(\text{O}^{++}/\text{H}^+)$	$= \log\left(\frac{\lambda_{4959} + \lambda_{5007}}{\text{H}\beta}\right) + 6.144 + \frac{1.251}{t} - 0.55 \log t$
$12 + \log(\text{N}^+/\text{H}^+)$	$= \log\left(\frac{\lambda_{6548} + \lambda_{6584}}{\text{H}\beta}\right) + 6.273 + \frac{0.894}{t_2} - 0.592 \log t_2$

Tabla 6.1: Algoritmos utilizados para la determinación de las abundancias iónicas de O y N, en donde  $t = t[\text{O III}]$  y  $t_2 = t[\text{O II}]$ , la segunda expresión para  $12 + \log(\text{O}^+/\text{H}^+)$  se utiliza cuando el doblete de O en  $\lambda\lambda 3737$  no se encuentra presente en el espectro.

$\approx 2.9\text{I}(\lambda 6548)$ . Cabe señalar que la aproximación  $t[\text{N II}] \approx t[\text{O II}]$  está justificada y confirmada por diversos modelos (Pérez-Montero & Díaz 2003). La abundancia total de nitrógeno se derivó utilizando la conocida y confirmada suposición

$$\frac{N}{O} = \frac{N^+}{O^+}, \quad (6.12)$$

en donde el valor de O/H fue derivado a partir de las relaciones para  $[\text{O II}] \lambda 3727$  ó  $[\text{O II}] \lambda 7325$  de la Tabla 6.1, dependiendo si el objeto presentaba o no el doblete de oxígeno en el azul.

Los resultados de temperatura, densidad, abundancias determinadas y errores correspondientes para cada objeto se muestran en la tabla 6.2. Los errores asociados corresponden a la desviación estándar  $1\sigma$  del valor central calculado a partir de la propagación de errores estadísticos efectuados a través de un proceso Monte Carlo considerando una distribución de errores Gaussianos para cada uno de los números y cálculos involucrados, con un nivel de resolución  $N = 10,000$  en el número de puntos aleatorios utilizados.

Objeto	Identificador	E(B-V)	$t$ ( $10^4$ K)	$n_e$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$O^+$	$O^{2+}$	$N^+$	$12 + \log(O/H)$	$12 + \log(N/H)$
1	SDSS J001647.75-104742.2	0.041	1.17 ± 0.06	98 ± 41	7.69 ± 0.26	7.91 ± 0.07	6.41 ± 0.11	8.12 ± 0.05	6.84 ± 0.02
2	SDSS J002101.02+005248.0	0.025	1.11 ± 0.04	143 ± 55	7.72 ± 0.14	8.03 ± 0.04	6.70 ± 0.10	8.20 ± 0.01	7.18 ± 0.02
3	SDSS J002425.94+140410.6	0.066	1.05 ± 0.03	65 ± 27	7.67 ± 0.44	8.07 ± 0.04	6.37 ± 0.18	8.21 ± 0.02	6.91 ± 0.05
4	SDSS J003218.59+150014.1	0.062	1.28 ± 0.02	161 ± 35	7.39 ± 0.10	7.87 ± 0.02	6.15 ± 0.07	8.00 ± 0.01	6.75 ± 0.02
5	SDSS J003218.59+150014.1	0.062	1.21 ± 0.04	154 ± 37	7.47 ± 0.05	7.95 ± 0.05	6.19 ± 0.05	8.07 ± 0.02	6.80 ± 0.02
6	SDSS J005147.30+000940.0	0.024	1.58 ± 0.02	334 ± 191	7.42 ± 0.18	7.67 ± 0.01	5.84 ± 0.10	7.86 ± 0.08	6.28 ± 0.01
7	SDSS J005527.46-002148.7	0.026	1.19 ± 0.06	366 ± 41	7.97 ± 0.02	7.85 ± 0.07	7.17 ± 0.04	8.22 ± 0.02	7.42 ± 0.01
8	SDSS J024815.93-081716.5	0.028	1.24 ± 0.02	178 ± 22	7.33 ± 0.09	8.07 ± 0.02	5.88 ± 0.05	8.14 ± 0.01	6.70 ± 0.04
9	SDSS J081334.17+313252.1	0.040	1.28 ± 0.07	224 ± 56	7.46 ± 0.01	8.02 ± 0.07	6.16 ± 0.07	8.12 ± 0.05	6.82 ± 0.01
10	SDSS J082334.84+031315.6	0.032	1.33 ± 0.01	307 ± 15	7.40 ± 0.06	8.08 ± 0.01	6.03 ± 0.05	8.16 ± 0.01	6.78 ± 0.01
11	SDSS J084029.91+470710.2	0.026	1.86 ± 0.03	719 ± 89	7.42 ± 0.08	7.55 ± 0.02	6.75 ± 0.10	7.79 ± 0.02	7.12 ± 0.04
12	SDSS J084029.91+470710.2	0.026	1.83 ± 0.03	745 ± 93	7.42 ± 0.09	7.58 ± 0.02	6.60 ± 0.10	7.81 ± 0.02	6.98 ± 0.04
13	SDSS J084414.23+022621.1	0.038	1.16 ± 0.02	186 ± 32	7.65 ± 0.05	8.06 ± 0.02	6.63 ± 0.05	8.20 ± 0.01	7.18 ± 0.01
14	SDSS J084634.39+362620.8	0.032	1.11 ± 0.01	144 ± 16	7.77 ± 0.07	8.05 ± 0.01	6.53 ± 0.04	8.23 ± 0.02	6.99 ± 0.01
15	SDSS J090714.86+385704.2	0.022	1.09 ± 0.05	76 ± 40	7.66 ± 0.97	8.04 ± 0.07	6.51 ± 0.37	8.19 ± 0.06	7.04 ± 0.04
16	SDSS J091434.95+470207.2	0.018	1.26 ± 0.06	149 ± 44	7.66 ± 0.05	7.92 ± 0.06	6.10 ± 0.04	8.11 ± 0.02	6.55 ± 0.03
17	SDSS J093006.43+602653.3	0.032	1.34 ± 0.06	171 ± 57	7.34 ± 0.14	7.84 ± 0.06	6.04 ± 0.09	7.96 ± 0.04	6.66 ± 0.01
18	SDSS J093402.02+551427.8	0.033	2.03 ± 0.01	1344 ± 42	6.86 ± 0.07	7.04 ± 0.01	5.73 ± 0.08	7.26 ± 0.02	6.13 ± 0.03
19	SDSS J093813.49+542825.0	0.018	1.16 ± 0.01	128 ± 30	7.63 ± 0.07	7.94 ± 0.01	6.72 ± 0.06	8.12 ± 0.02	7.21 ± 0.01
20	SDSS J094256.74+092816.2	0.027	1.16 ± 0.03	195 ± 11	7.70 ± 0.02	8.02 ± 0.04	6.29 ± 0.01	8.19 ± 0.02	6.78 ± 0.03
21	SDSS J094401.86-003832.1	0.063	1.52 ± 0.01	368 ± 13	7.40 ± 0.08	7.81 ± 0.01	5.92 ± 0.06	7.96 ± 0.02	6.48 ± 0.01
22	SDSS J094920.98+014303.1	0.095	1.17 ± 0.07	190 ± 67	7.82 ± 0.09	7.88 ± 0.08	6.90 ± 0.06	8.15 ± 0.02	7.24 ± 0.03
23	SDSS J094954.14+003658.6	0.061	1.16 ± 0.01	91 ± 27	7.44 ± 0.11	7.93 ± 0.01	6.31 ± 0.08	8.05 ± 0.02	6.92 ± 0.01
24	SDSS J100348.65+450457.7	0.010	1.64 ± 0.09	323 ± 212	7.08 ± 0.11	7.71 ± 0.06	5.62 ± 0.12	7.81 ± 0.06	6.34 ± 0.07
25	SDSS J100746.51+025228.4	0.026	1.17 ± 0.06	81 ± 37	7.55 ± 0.26	8.00 ± 0.06	6.19 ± 0.11	8.13 ± 0.04	6.77 ± 0.04

Tabla 6.2: Temperatura, densidad, abundancias iónicas y totales de O y N, así como errores a  $1\sigma$  asociados para los objetos de la muestra espectroscópica. En el caso de la abundancia iónica de O y N, el valor reportado está en unidades de  $12 + \log(X/H^+)$ . Se incluye el valor de E(B-V) utilizado para la corrección por extinción.

Objeto	Identificador	E(B-V)	$t$ ( $10^4$ K)	$n_e$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$\text{O}^+$	$\text{O}^{2+}$	$\text{N}^+$	$12 + \log(\text{O}/\text{H})$	$12 + \log(\text{N}/\text{H})$
26	SDSS J102429.25+052451.0	0.025	1.45 ± 0.10	295 ± 72	7.49 ± 0.07	7.78 ± 0.08	5.97 ± 0.09	7.96 ± 0.03	6.43 ± 0.01
27	SDSS J103137.27+043422.0	0.036	1.69 ± 0.13	337 ± 133	6.68 ± 0.12	7.62 ± 0.08	5.86 ± 0.14	7.66 ± 0.06	6.84 ± 0.04
28	SDSS J103410.15+580349.0	0.006	1.52 ± 0.08	319 ± 77	7.14 ± 0.09	7.72 ± 0.06	5.86 ± 0.08	7.82 ± 0.03	6.54 ± 0.04
29	SDSS J104457.79+035313.1	0.043	1.91 ± 0.02	767 ± 116	6.95 ± 0.13	7.41 ± 0.01	5.44 ± 0.10	7.54 ± 0.02	6.03 ± 0.02
30	SDSS J104554.77+010405.8	0.045	1.14 ± 0.06	115 ± 31	7.67 ± 0.02	8.02 ± 0.07	6.33 ± 0.02	8.18 ± 0.04	6.85 ± 0.05
31	SDSS J112528.08+574246.9	0.015	1.12 ± 0.06	71 ± 31	7.72 ± 0.31	7.92 ± 0.07	6.59 ± 0.12	8.13 ± 0.04	7.00 ± 0.03
32	SDSS J112732.66+535454.4	0.014	1.24 ± 0.01	67 ± 35	7.30 ± 0.83	8.00 ± 0.01	6.01 ± 0.33	8.08 ± 0.02	6.79 ± 0.05
33	SDSS J113445.72+500603.3	0.017	1.22 ± 0.01	140 ± 14	7.63 ± 0.05	7.77 ± 0.01	6.27 ± 0.04	8.01 ± 0.02	6.65 ± 0.01
34	SDSS J113706.18-033737.0	0.033	1.20 ± 0.06	114 ± 55	7.64 ± 0.37	7.94 ± 0.07	6.40 ± 0.23	8.12 ± 0.03	6.88 ± 0.03
35	SDSS J114333.10+533000.6	0.010	1.14 ± 0.04	92 ± 31	7.73 ± 0.06	7.94 ± 0.05	6.42 ± 0.05	8.15 ± 0.02	6.84 ± 0.02
36	SDSS J115237.18-022810.0	0.019	1.34 ± 0.04	266 ± 32	7.48 ± 0.06	7.86 ± 0.03	6.08 ± 0.04	8.01 ± 0.01	6.61 ± 0.02
37	SDSS J115237.67-022806.3	0.019	1.45 ± 0.10	229 ± 76	7.27 ± 0.08	7.72 ± 0.08	5.91 ± 0.12	7.85 ± 0.05	6.50 ± 0.03
38	SDSS J115247.51-004007.6	0.024	1.66 ± 0.11	419 ± 93	7.37 ± 0.08	7.55 ± 0.07	5.98 ± 0.05	7.77 ± 0.02	6.38 ± 0.05
39	SDSS J115528.33+573951.9	0.041	1.42 ± 0.01	290 ± 26	7.27 ± 0.08	7.93 ± 0.01	6.01 ± 0.06	8.01 ± 0.01	6.76 ± 0.02
40	SDSS J115712.44+022827.8	0.033	1.31 ± 0.01	212 ± 15	7.62 ± 0.05	7.78 ± 0.01	6.66 ± 0.04	8.01 ± 0.02	7.05 ± 0.02
41	SDSS J120144.07+621933.1	0.019	1.17 ± 0.06	187 ± 51	7.65 ± 0.04	8.02 ± 0.07	6.35 ± 0.05	8.17 ± 0.04	6.88 ± 0.03
42	SDSS J121839.13+454706.8	0.012	1.32 ± 0.11	193 ± 83	7.50 ± 0.15	7.89 ± 0.11	6.15 ± 0.11	8.04 ± 0.07	6.69 ± 0.02
43	SDSS J121909.88+035123.3	0.017	0.96 ± 0.01	42 ± 2	8.19 ± 0.05	8.19 ± 0.01	6.67 ± 0.01	8.49 ± 0.01	6.97 ± 0.03
44	SDSS J122505.41+610911.2	0.017	1.36 ± 0.03	194 ± 43	7.10 ± 0.03	7.93 ± 0.02	5.75 ± 0.09	7.99 ± 0.01	6.64 ± 0.05
45	SDSS J122720.15+513924.3	0.017	1.14 ± 0.06	118 ± 43	7.77 ± 0.20	7.97 ± 0.07	6.48 ± 0.12	8.18 ± 0.03	6.89 ± 0.03
46	SDSS J124954.84+060610.3	0.029	1.19 ± 0.06	87 ± 46	7.67 ± 2.37	7.88 ± 0.07	6.40 ± 1.34	8.09 ± 0.04	6.81 ± 0.03
47	SDSS J130249.19+653449.2	0.012	1.39 ± 0.01	182 ± 42	7.52 ± 0.11	7.86 ± 0.01	6.10 ± 0.13	8.02 ± 0.03	6.60 ± 0.05
48	SDSS J130728.70+542649.6	0.019	1.06 ± 0.04	227 ± 21	8.00 ± 0.01	8.12 ± 0.06	6.59 ± 0.01	8.37 ± 0.03	6.96 ± 0.03
49	SDSS J132211.95+013034.3	0.029	0.99 ± 0.02	175 ± 26	8.00 ± 0.03	8.09 ± 0.03	6.92 ± 0.03	8.35 ± 0.01	7.27 ± 0.01

Tabla 6.2: Continuación.

Objeto	Identificador	E(B-V)	$t$ ( $10^4$ K)	$n_e$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$O^+$	$O^{2+}$	$N^+$	$12 + \log(O/H)$	$12 + \log(N/H)$
50	SDSS J132923.46-031502.2	0.042	1.18 ± 0.06	101 ± 47	7.67 ± 0.72	7.84 ± 0.07	6.68 ± 0.41	8.06 ± 0.03	7.07 ± 0.04
51	SDSS J134251.84+524230.5	0.010	1.33 ± 0.01	163 ± 24	7.44 ± 0.11	7.82 ± 0.01	6.20 ± 0.06	7.97 ± 0.03	6.73 ± 0.02
52	SDSS J134427.36+560129.7	0.011	1.09 ± 0.03	222 ± 19	7.91 ± 0.01	8.09 ± 0.04	6.72 ± 0.02	8.31 ± 0.02	7.12 ± 0.02
53	SDSS J134531.50+044232.7	0.021	1.25 ± 0.09	164 ± 72	7.66 ± 0.11	7.92 ± 0.10	6.13 ± 0.10	8.11 ± 0.05	6.58 ± 0.03
54	SDSS J135950.91+572622.9	0.012	1.44 ± 0.10	229 ± 79	7.61 ± 0.12	7.74 ± 0.08	6.28 ± 0.09	7.98 ± 0.02	6.66 ± 0.03
55	SDSS J140411.24+542518.6	0.009	1.21 ± 0.07	81 ± 46	7.31 ± 0.83	7.76 ± 0.07	6.16 ± 0.32	7.89 ± 0.06	6.74 ± 0.05
56	SDSS J140956.75+545648.8	0.016	1.15 ± 0.08	298 ± 50	7.65 ± 0.02	8.14 ± 0.09	6.58 ± 0.03	8.26 ± 0.06	7.19 ± 0.05
57	SDSS J143012.19+453232.4	0.011	1.04 ± 0.04	115 ± 24	7.80 ± 0.01	8.11 ± 0.05	6.47 ± 0.02	8.28 ± 0.03	6.95 ± 0.02
58	SDSS J143053.51+002746.3	0.036	1.31 ± 0.07	186 ± 58	7.44 ± 0.03	7.94 ± 0.06	6.03 ± 0.09	8.06 ± 0.04	6.64 ± 0.03
59	SDSS J143202.85+515252.2	0.008	1.30 ± 0.07	223 ± 62	7.49 ± 0.08	7.86 ± 0.06	6.39 ± 0.06	8.02 ± 0.04	6.92 ± 0.02
60	SDSS J144805.37-011057.7	0.055	1.29 ± 0.03	259 ± 34	7.39 ± 0.05	8.00 ± 0.02	6.03 ± 0.06	8.10 ± 0.01	6.73 ± 0.01
61	SDSS J144805.38-011057.7	0.055	1.28 ± 0.03	230 ± 31	7.42 ± 0.05	8.02 ± 0.03	6.04 ± 0.05	8.12 ± 0.01	6.74 ± 0.01
62	SDSS J151212.85+471630.6	0.038	1.09 ± 0.01	136 ± 15	7.80 ± 0.05	7.99 ± 0.01	6.71 ± 0.03	8.21 ± 0.02	7.12 ± 0.01
63	SDSS J151725.86-000805.4	0.064	1.25 ± 0.01	178 ± 29	7.77 ± 0.07	7.86 ± 0.01	6.42 ± 0.07	8.12 ± 0.03	6.77 ± 0.03
64	SDSS J153753.32+584137.7	0.015	1.21 ± 0.09	129 ± 57	7.74 ± 0.15	7.92 ± 0.10	6.47 ± 0.09	8.14 ± 0.04	6.87 ± 0.05
65	SDSS J161623.53+470202.3	0.012	1.37 ± 0.12	205 ± 100	7.23 ± 0.14	7.89 ± 0.11	5.87 ± 0.11	7.97 ± 0.07	6.61 ± 0.08
66	SDSS J162410.11-002202.5	0.090	1.14 ± 0.05	87 ± 31	7.47 ± 0.08	8.12 ± 0.06	6.13 ± 0.06	8.20 ± 0.04	6.86 ± 0.04
67	SDSS J164725.17+302729.2	0.034	1.20 ± 0.07	192 ± 47	7.85 ± 0.04	7.76 ± 0.07	6.79 ± 0.03	8.11 ± 0.02	7.05 ± 0.02
68	SDSS J172906.55+565319.2	0.032	1.28 ± 0.08	195 ± 64	7.51 ± 0.13	7.80 ± 0.08	6.57 ± 0.07	7.98 ± 0.05	7.04 ± 0.01
69	SDSS J173501.24+570308.5	0.046	1.23 ± 0.02	290 ± 16	7.52 ± 0.03	8.04 ± 0.02	6.53 ± 0.01	8.16 ± 0.01	7.16 ± 0.02
70	SDSS J223036.79-000636.9	0.071	1.66 ± 0.10	342 ± 190	6.90 ± 0.07	7.62 ± 0.07	6.14 ± 0.07	7.69 ± 0.07	6.93 ± 0.07
71	SDSS J225140.31+132713.4	0.066	1.18 ± 0.06	119 ± 44	7.74 ± 0.08	7.91 ± 0.06	6.48 ± 0.05	8.13 ± 0.02	6.87 ± 0.04

Tabla 6.2: Continuación.

### 6.2.1.3 Determinación de la abundancia de helio

En ausencia de efectos complicados, los cocientes de abundancia  $\text{He}^+/\text{H}^+$  pueden ser deducidos a partir de las intensidades relativas de las líneas de hidrógeno y helio utilizando coeficientes teóricos efectivos de recombinación para el *Caso B* (ver § 2). En el espectro óptico es posible medir las intensidades de diez líneas de He I y una de He II, sin embargo cuatro de ellas se encuentran mezcladas con otras líneas de emisión y dos son tan débiles que no pueden ser utilizadas para derivar abundancias de helio con la precisión necesaria. Por lo tanto, para el propósito de obtener la abundancia de helio de las regiones consideradas, se midieron las líneas más prominentes en la región óptica de las cuales es posible obtener una medición relativamente precisa de su intensidad. Estas líneas son He I  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 5876$ ,  $\lambda 6678$ ,  $\lambda 7065$  y He II  $\lambda 4686$ .

Benjamin, Skillman & Smits (1999) presentan predicciones mejoradas para las emisividades teóricas de las líneas de emisión de helio que incluyen efectos de excitación colisional para los niveles  $2^3S$  y  $2^1S$  combinando los modelos de recombinación y de cascadas radiativas de Smits (1996) con las tasas colisionales de Sawey & Berrington (1993). Gracias a estas emisividades, fue posible definir nuevos algoritmos que se han utilizado desde entonces para calcular la abundancia de helio a partir de mediciones de las intensidades de línea en el óptico con una muy buena precisión (Olive & Skillman 2004). Benjamin *et al.* proponen una serie de funciones de ajuste en un rango restringido de temperaturas y densidades apropiadas para regiones extragalácticas H II de baja metalicidad:  $1.2 < t < 2.0$  y  $1 < n_e < 300 \text{ cm}^{-3}$ , en donde las unidades de  $t$  son  $10^4 \text{ K}$ . Las funciones corresponden a la emisividad teórica escalada a  $\text{H}\beta$  y consideran las líneas ópticas más brillantes que no se ven severamente afectadas por efectos colisionales o de transferencia radiativa, es decir para el helio una vez ionizado:  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 5876$  y  $\lambda 6678 \text{ \AA}$ , y para el helio doblemente ionizado:  $\lambda 4686 \text{ \AA}$ . Si suponemos que los efectos de profundidad óptica y de factores de corrección de ionización son despreciables y si se dispone de una temperatura y densidad electrónica a partir de otros diagnósticos espectrales, estas funciones pueden ser combinadas con los flujos de líneas observados para estimar la abundancia nebular de helio de un objeto. Una de las ventajas del uso de las funciones propuestas por Benjamin *et al.* es que éstas toman en cuenta las correcciones por excitación colisional para las líneas con niveles abajo de  $n = 5$ , por lo que la abundancia de helio se puede determinar con una precisión del orden del 1%.

De manera general, se considera que la temperatura electrónica de [O III] es representativa de la zona en donde surge la emisión de He. Para el caso de  $\text{He}^{2+}$ , la fracción iónica es muy pequeña y ocupa únicamente las zonas más interiores de la nebulosa y por lo tanto la de mayor excitación, en este caso es lógico suponer que  $t[\text{He II}] = t[\text{O III}]$ . Por otro lado, en el caso de la zona de emisión de  $\text{He}^+$  se debe de tomar en cuenta en principio la contribución de diferentes temperaturas, sin embargo diversos modelos sugieren que la mayor parte de  $\text{He}^+$  se encuentra dentro de la zona emisora de  $\text{O}^{2+}$ . La determinación de otro tipo de temperaturas sufre de mayores incertidumbres debido a la debilidad de las líneas o bien porque dependen de modelos cuyas incertidumbres no han sido cuantificadas. Por lo tanto en este trabajo, la temperatura utilizada para la determinación de la abundancia de helio se toma como  $t = t_{[\text{O III}]}$ .

Función de ajuste	$\sigma_{fit}$
$f_{4471} = 2.01 t^{0.127-0.00041n_e}$	$7.67 \times 10^{-3}$
$f_{5876} = 0.735 t^{0.230-0.00063n_e}$	$3.06 \times 10^{-3}$
$f_{6678} = 2.58 t^{0.249+0.00020n_e}$	$3.05 \times 10^{-3}$
$f_{4686} = 0.0816 t^{0.145}$	$8.72 \times 10^{-5}$

Tabla 6.3: Funciones de ajuste a la abundancia numérica de helio correspondientes a las emisividades teóricas escaladas a  $H\beta$ , válidas en el rango  $1.2 < t < 2.0$  y  $1 < n_e < 300 \text{ cm}^{-3}$ .

Utilizando las funciones de ajuste de la tabla 6.3, la abundancia numérica de helio para una línea en particular está dada por:

$$y_\lambda = \frac{I_\lambda}{I_{H\beta}} f_\lambda(n_e, t) \quad (6.13)$$

en donde  $\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}}$  es el cociente de la intensidad de la línea de helio observada relativa a la intensidad de  $H\beta$ .

Sin embargo, no todos los objetos de la muestra analizada se encuentran dentro de los rangos de temperatura y densidad electrónica en donde las funciones de ajuste la tabla 6.3 son válidas, por lo que la determinación de la abundancia de helio a través de estas funciones se encuentra limitada a aquellos objetos que cumplan con tales restricciones. De hecho, sólo 31 de los 71 objetos de la selección cumplen con los parámetros físicos de temperatura y densidad para que su abundancia de helio sea calculada a través de las funciones de ajuste de Benjamin *et al.* Por lo tanto, para aquellos objetos en los cuales la temperatura y/o densidad electrónica salen del rango permitido, la determinación de la abundancia de helio se llevó a cabo siguiendo los lineamientos y algoritmos descritos por Pagel *et al.* (1992), los cuales consideran un rango ligeramente más amplio en cuanto a los parámetros físicos válidos, siendo éstos iguales a:  $1.0 < t < 2.0$  y  $1 < n_e < 500 \text{ cm}^{-3}$ , pero que engloban satisfactoriamente al resto de los 40 objetos de la muestra.

Los algoritmos para determinar la abundancia iónica de helio basados en el método de Pagel *et al.* se derivan de los coeficientes de recombinación de Brocklehurst (1971, 1972), y dependen de la temperatura electrónica y los cocientes de línea de He relativos a  $H\beta$ :

$$y^+ = 2.04 t^{0.13} \left( \frac{4471}{H\beta} \right), \quad (6.14)$$

$$= 0.738 t^{0.23} \left( \frac{5876}{H\beta} \right), \quad (6.15)$$

$$= 2.58 t^{0.25} \left( \frac{6678}{H\beta} \right), \quad (6.16)$$

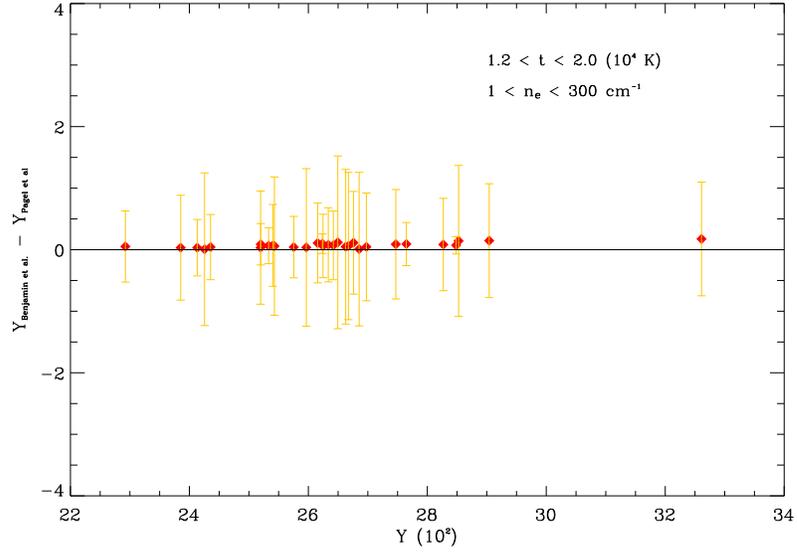


Figura 6.5: Diferencia entre la determinación de la abundancia de helio a través de las funciones de ajuste de Benjamin *et al.* y los algoritmos de Pagel *et al.* para los 31 objetos en donde el rango de parámetros físicos hacen posible la comparación.

$$y^{++} = 0.084 t^{0.14} \left( \frac{4686}{H\beta} \right), \quad (6.17)$$

en donde  $t = t_{OIII}$ .

Sin embargo, a diferencia del método de Benjamin *et al.*, las abundancias iónicas obtenidas de estas ecuaciones sufren de un sesgo que debe corregirse. Aparte de problemas tales como líneas de absorción telúricas o Galácticas (las cuales afectan únicamente  $\lambda 5876$  en ciertos casos y que se estiman despreciables para los datos espectroscópicos del SDSS) la corrección más importante es debida a contribuciones colisionales originadas por la metaestabilidad del nivel He I  $2^3S$  (ver § 4). Las correcciones implementadas para tal efecto son de la forma:

$$y_{\lambda}^{+} = \frac{y_{0,\lambda}^{+}}{1 + \gamma_{\lambda}}, \quad (6.18)$$

en donde  $y_{0,\lambda}^{+}$  representa la abundancia de He derivada a partir de (6.14-6.16) y  $\gamma_{\lambda}$  es el factor de corrección calculado para cada línea de He I como función de  $t$  y  $n_e$  obtenido de las formulas propuestas por Clegg (1987), quien supone tasas colisionales calculadas por Berrington & Kingston (1987), las cuales resultan muy pequeñas en la mayoría de los casos

$$\gamma_{4471} = 6.11t^{0.02}e^{-4.544}/D, \quad (6.19)$$

$$\gamma_{5876} = (7.12t^{0.14}e^{-3.776/t} + 1.47t^{-0.28}e^{-4.544/t})/D, \quad (6.20)$$

$$\gamma_{6678} = (3.27t^{-0.41}e^{-3.777/t} + 0.49t^{-0.52}e^{-4.544/t})/D, \quad (6.21)$$

$$D = 1 + 3110t^{-0.51}n_e^{-1}.$$

Otra consecuencia de la metaestabilidad del estado  $2^3S$  es la posibilidad de que las líneas de emisión sean excitadas por fluorescencia, la línea más sensible a este efecto es  $\lambda 7065$  la cual es también sensible a colisiones. Sin embargo, dado que tres de las líneas de He utilizadas tienen una dependencia despreciable por efectos de profundidad óptica y que en general las densidades de los objetos seleccionados es muy baja ( $n_e < 400 \text{ cm}^{-3}$ ), es posible argumentar que los efectos de fluorescencia en las líneas de He son prácticamente despreciables. Otro aspecto a tomar en cuenta es la presencia en los espectros de estrellas Wolf-Rayet (WR) cuya principal característica es el abultamiento del continuo en la región alrededor de  $\lambda 4600 \text{ \AA}$  y que afecta la medición de la línea He II  $\lambda 4686$ . Sin embargo, ninguno de los objetos seleccionados muestra una clara presencia de estrellas WR, por lo que la medición de He II  $\lambda 4686$  pudo realizarse en la mayoría de los casos dentro de los límites que impone la estimación del flujo de una línea tan débil como  $\lambda 4686$ .

Tanto para el caso en que la abundancia de helio fue determinada por las funciones de ajuste de Benjamin *et al.* o bien por los algoritmos de Pagel *et al.*, la abundancia numérica total de helio para cada objeto se obtuvo considerando

$$y \equiv \frac{He}{H} = \frac{He_{prom}^+ + He^{2+}}{H^+}, \quad (6.22)$$

en donde el promedio ponderado del ión  $y_{prom}^+ = \frac{He_{prom}^+}{H^+}$  se obtiene sumando las contribuciones de las tres líneas de He I dando un mayor peso estadístico al valor de  $y$  obtenido a partir de  $\lambda 5876$ , dado que es la línea de recombinación más intensa en el óptico para He I. De esta manera, el promedio ponderado es igual a<sup>22</sup>

$$\frac{N(He^+)}{N(H^+)} = \frac{3}{5} \left[ \frac{N(He^+, 5876)}{N(H^+, H\beta)} + \frac{1}{3} \frac{N(He^+, 4471)}{N(H^+, H\beta)} + \frac{1}{3} \frac{N(He^+, 6678)}{N(H^+, H\beta)} \right]. \quad (6.23)$$

Finalmente, la abundancia numérica de helio se convierte a la fracción de masa para cada objeto utilizando la relación propuesta por Pagel *et al.* (1992):

$$\begin{aligned} Y &= \frac{4y(1-Z)}{1+4y}, \\ &= \frac{4y[1-20(O/H)]}{1+4y}. \end{aligned} \quad (6.24)$$

Los resultados obtenidos a través del análisis de abundancias para la muestra de objetos se muestran en la tabla 6.4, junto con sus errores.

Como medida de comparación, se utilizaron los datos de tres objetos reportados por Pagel *et*

---

<sup>22</sup> Siguiendo la formulación de Peimbert & Torres-Peimbert, 1974.

*al.* (1992), Tololo 1214-277, NGC 5253 y UM 461; y tres objetos incluidos en el artículo de Olive & Skillman (2004), NGC 364, NGC 2363 y SBS 0940+544; para llevar a cabo la determinación de la temperatura, densidad y abundancias químicas para estas fuentes utilizando los algoritmos válidos para cada tipo de objetos. Los resultados obtenidos reproducen satisfactoriamente los parámetros y abundancias reportados en Pagel *et al.* y Olive & Skillman para los mismos objetos.

Identificador	O/H $10^5$	N/H $10^6$	y	Y	
1	SDSS J001647.75-104742.2	$13.12 \pm 1.74$	$6.87 \pm 0.64$	$0.096 \pm 0.013$	$0.277 \pm 0.027$
2	SDSS J002101.02+005248.0	$16.03 \pm 1.02$	$15.12 \pm 0.46$	$0.101 \pm 0.005$	$0.287 \pm 0.011$
3	SDSS J002425.94+140410.6	$16.34 \pm 0.83$	$8.22 \pm 1.39$	$0.088 \pm 0.005$	$0.260 \pm 0.011$
4	SDSS J003218.59+150014.1	$9.93 \pm 0.34$	$5.68 \pm 0.66$	$0.085 \pm 0.007$	$0.254 \pm 0.015$
5	SDSS J003218.59+150014.1	$11.85 \pm 0.15$	$6.29 \pm 0.52$	$0.085 \pm 0.004$	$0.254 \pm 0.010$
6	SDSS J005147.30+000940.0	$7.32 \pm 0.20$	$1.93 \pm 0.15$	$0.082 \pm 0.005$	$0.247 \pm 0.011$
7	SDSS J005527.46-002148.7	$16.42 \pm 2.14$	$26.17 \pm 0.22$	$0.108 \pm 0.015$	$0.301 \pm 0.029$
8	SDSS J024815.93-081716.5	$13.76 \pm 0.13$	$4.97 \pm 0.16$	$0.089 \pm 0.001$	$0.262 \pm 0.002$
9	SDSS J081334.17+313252.1	$13.29 \pm 0.13$	$6.59 \pm 0.31$	$0.089 \pm 0.004$	$0.262 \pm 0.008$
10	SDSS J082334.84+031315.6	$14.45 \pm 0.15$	$6.08 \pm 0.12$	$0.094 \pm 0.001$	$0.273 \pm 0.002$
11	SDSS J084029.91+470710.2	$6.16 \pm 0.04$	$13.29 \pm 1.47$	$0.097 \pm 0.004$	$0.280 \pm 0.008$
12	SDSS J084029.91+470710.2	$6.43 \pm 0.03$	$9.61 \pm 0.88$	$0.095 \pm 0.004$	$0.275 \pm 0.009$
13	SDSS J084414.23+022621.1	$15.91 \pm 1.14$	$15.08 \pm 0.91$	$0.101 \pm 0.005$	$0.288 \pm 0.010$
14	SDSS J084634.39+362620.8	$17.14 \pm 1.01$	$9.86 \pm 0.74$	$0.098 \pm 0.005$	$0.280 \pm 0.010$
15	SDSS J090714.86+385704.2	$15.65 \pm 2.57$	$11.05 \pm 2.06$	$0.097 \pm 0.007$	$0.280 \pm 0.015$
16	SDSS J091434.95+470207.2	$13.03 \pm 0.08$	$3.56 \pm 0.04$	$0.089 \pm 0.005$	$0.262 \pm 0.010$
17	SDSS J093006.43+602653.3	$9.03 \pm 0.11$	$4.57 \pm 0.20$	$0.081 \pm 0.004$	$0.244 \pm 0.009$
18	SDSS J093402.02+551427.8	$1.83 \pm 0.20$	$1.36 \pm 0.85$	$0.049 \pm 0.001$	$0.164 \pm 0.003$
19	SDSS J093813.49+542825.0	$13.07 \pm 0.85$	$16.18 \pm 0.85$	$0.092 \pm 0.005$	$0.268 \pm 0.010$
20	SDSS J094256.74+092816.2	$15.42 \pm 0.01$	$6.01 \pm 0.10$	$0.094 \pm 0.001$	$0.273 \pm 0.002$
21	SDSS J094401.86-003832.1	$9.05 \pm 0.23$	$2.99 \pm 0.08$	$0.106 \pm 0.001$	$0.297 \pm 0.001$
22	SDSS J094920.98+014303.1	$14.24 \pm 1.35$	$17.19 \pm 1.42$	$0.099 \pm 0.006$	$0.284 \pm 0.011$
23	SDSS J094954.14+003658.6	$11.28 \pm 0.56$	$8.29 \pm 0.98$	$0.085 \pm 0.005$	$0.254 \pm 0.011$
24	SDSS J100348.65+450457.7	$6.39 \pm 0.22$	$2.20 \pm 0.07$	$0.089 \pm 0.005$	$0.262 \pm 0.011$
25	SDSS J100746.51+025228.4	$13.47 \pm 0.76$	$5.91 \pm 0.67$	$0.090 \pm 0.008$	$0.265 \pm 0.016$
26	SDSS J102429.25+052451.0	$9.06 \pm 0.10$	$2.71 \pm 0.21$	$0.084 \pm 0.006$	$0.252 \pm 0.012$
27	SDSS J103137.27+043422.0	$4.61 \pm 0.02$	$6.94 \pm 0.04$	$0.078 \pm 0.005$	$0.238 \pm 0.012$
28	SDSS J103410.15+580349.0	$6.66 \pm 0.18$	$3.50 \pm 0.16$	$0.071 \pm 0.003$	$0.222 \pm 0.008$
29	SDSS J104457.79+035313.1	$3.44 \pm 0.16$	$1.08 \pm 0.05$	$0.073 \pm 0.002$	$0.227 \pm 0.004$
30	SDSS J104554.77+010405.8	$15.17 \pm 0.18$	$7.05 \pm 0.10$	$0.091 \pm 0.002$	$0.266 \pm 0.004$
31	SDSS J112528.08+574246.9	$13.60 \pm 1.42$	$9.97 \pm 0.99$	$0.094 \pm 0.005$	$0.273 \pm 0.011$
32	SDSS J112732.66+535454.4	$12.08 \pm 0.09$	$6.20 \pm 0.59$	$0.093 \pm 0.005$	$0.270 \pm 0.011$
33	SDSS J113445.72+500603.3	$10.22 \pm 0.18$	$4.45 \pm 0.08$	$0.090 \pm 0.003$	$0.264 \pm 0.007$
34	SDSS J113706.18-033737.0	$13.14 \pm 1.30$	$7.55 \pm 0.43$	$0.096 \pm 0.009$	$0.277 \pm 0.019$
35	SDSS J114333.10+533000.6	$14.05 \pm 1.06$	$6.89 \pm 0.30$	$0.087 \pm 0.007$	$0.258 \pm 0.016$
36	SDSS J115237.18-022810.0	$10.18 \pm 0.06$	$4.09 \pm 0.01$	$0.085 \pm 0.001$	$0.253 \pm 0.003$
37	SDSS J115237.67-022806.3	$7.08 \pm 0.11$	$3.14 \pm 0.09$	$0.074 \pm 0.004$	$0.229 \pm 0.009$
38	SDSS J115247.51-004007.6	$5.93 \pm 0.33$	$2.41 \pm 0.03$	$0.086 \pm 0.004$	$0.255 \pm 0.009$
39	SDSS J115528.33+573951.9	$10.30 \pm 0.21$	$5.69 \pm 0.28$	$0.096 \pm 0.002$	$0.276 \pm 0.004$
40	SDSS J115712.44+022827.8	$10.15 \pm 0.45$	$11.29 \pm 0.56$	$0.121 \pm 0.007$	$0.326 \pm 0.012$
41	SDSS J120144.07+621933.1	$14.88 \pm 0.59$	$7.53 \pm 1.02$	$0.087 \pm 0.007$	$0.256 \pm 0.015$
42	SDSS J121839.13+454706.8	$11.01 \pm 0.28$	$4.91 \pm 0.33$	$0.091 \pm 0.012$	$0.266 \pm 0.026$
43	SDSS J121909.88+035123.3	$30.75 \pm 1.92$	$9.37 \pm 0.48$	$0.103 \pm 0.002$	$0.290 \pm 0.004$
44	SDSS J122505.41+610911.2	$9.73 \pm 0.11$	$4.37 \pm 0.22$	$0.080 \pm 0.003$	$0.241 \pm 0.006$

Tabla 6.4: Abundancias de O y N en unidades de  $10^5$  y  $10^6$  respectivamente, así como abundancias de He por número ( $y = y^+ + y^{++}$ ) y como fracción de masa Y para los objetos de la muestra espectroscópica obtenidos a través del método tradicional para la determinación de  $Y_P$ . Los errores mostrados corresponden a  $1\sigma$ .

Identificador	O/H $10^5$	N/H $10^6$	y	Y	
45	SDSS J122720.15+513924.3	$15.31 \pm 1.72$	$7.84 \pm 0.52$	$0.093 \pm 0.009$	$0.270 \pm 0.019$
46	SDSS J124954.84+060610.3	$12.23 \pm 1.84$	$6.47 \pm 0.74$	$0.086 \pm 0.008$	$0.255 \pm 0.018$
47	SDSS J130249.19+653449.2	$10.57 \pm 0.61$	$4.02 \pm 0.09$	$0.092 \pm 0.012$	$0.269 \pm 0.026$
48	SDSS J130728.70+542649.6	$23.28 \pm 1.74$	$9.08 \pm 0.34$	$0.098 \pm 0.005$	$0.280 \pm 0.011$
49	SDSS J132211.95+013034.3	$22.35 \pm 2.42$	$18.44 \pm 1.39$	$0.100 \pm 0.009$	$0.285 \pm 0.018$
50	SDSS J132923.46-031502.2	$11.57 \pm 1.15$	$11.74 \pm 1.02$	$0.093 \pm 0.007$	$0.270 \pm 0.015$
51	SDSS J134251.84+524230.5	$9.39 \pm 0.06$	$5.41 \pm 0.19$	$0.092 \pm 0.005$	$0.268 \pm 0.011$
52	SDSS J134427.36+560129.7	$20.32 \pm 1.41$	$13.13 \pm 0.64$	$0.100 \pm 0.005$	$0.285 \pm 0.010$
53	SDSS J134531.50+044232.7	$12.92 \pm 0.70$	$3.82 \pm 0.12$	$0.090 \pm 0.009$	$0.265 \pm 0.020$
54	SDSS J135950.91+572622.9	$9.58 \pm 0.36$	$4.52 \pm 0.12$	$0.080 \pm 0.011$	$0.243 \pm 0.024$
55	SDSS J140411.24+542518.6	$7.81 \pm 0.06$	$5.52 \pm 0.33$	$0.084 \pm 0.002$	$0.252 \pm 0.004$
56	SDSS J140956.75+545648.8	$18.09 \pm 0.42$	$15.46 \pm 0.00$	$0.110 \pm 0.006$	$0.305 \pm 0.011$
57	SDSS J143012.19+453232.4	$19.17 \pm 1.09$	$8.98 \pm 0.73$	$0.091 \pm 0.004$	$0.266 \pm 0.008$
58	SDSS J143053.51+002746.3	$11.36 \pm 0.11$	$4.39 \pm 0.15$	$0.087 \pm 0.003$	$0.258 \pm 0.007$
59	SDSS J143202.85+515252.2	$10.37 \pm 0.63$	$8.27 \pm 0.66$	$0.088 \pm 0.012$	$0.260 \pm 0.025$
60	SDSS J144805.37-011057.7	$12.54 \pm 0.11$	$5.42 \pm 0.14$	$0.090 \pm 0.004$	$0.263 \pm 0.009$
61	SDSS J144805.38-011057.7	$13.16 \pm 1.06$	$5.52 \pm 0.15$	$0.091 \pm 0.012$	$0.267 \pm 0.025$
62	SDSS J151212.85+471630.6	$16.05 \pm 1.13$	$13.20 \pm 0.79$	$0.101 \pm 0.003$	$0.287 \pm 0.006$
63	SDSS J151725.86-000805.4	$13.19 \pm 0.59$	$5.93 \pm 0.17$	$0.095 \pm 0.006$	$0.275 \pm 0.012$
64	SDSS J153753.32+584137.7	$13.73 \pm 0.73$	$7.45 \pm 0.25$	$0.100 \pm 0.008$	$0.285 \pm 0.016$
65	SDSS J161623.53+470202.3	$9.41 \pm 0.16$	$4.06 \pm 0.19$	$0.079 \pm 0.004$	$0.239 \pm 0.010$
66	SDSS J162410.11-002202.5	$15.98 \pm 0.53$	$7.29 \pm 0.04$	$0.096 \pm 0.005$	$0.277 \pm 0.010$
67	SDSS J164725.17+302729.2	$12.87 \pm 1.42$	$11.11 \pm 0.99$	$0.103 \pm 0.007$	$0.290 \pm 0.014$
68	SDSS J172906.55+565319.2	$9.61 \pm 0.36$	$10.91 \pm 1.06$	$0.099 \pm 0.006$	$0.283 \pm 0.011$
69	SDSS J173501.24+570308.5	$14.36 \pm 0.01$	$14.44 \pm 0.13$	$0.100 \pm 0.001$	$0.285 \pm 0.001$
70	SDSS J223036.79-000636.9	$4.93 \pm 0.12$	$8.54 \pm 0.69$	$0.076 \pm 0.004$	$0.232 \pm 0.010$
71	SDSS J225140.31+132713.4	$13.59 \pm 0.72$	$7.45 \pm 0.26$	$0.087 \pm 0.005$	$0.256 \pm 0.012$

Tabla 6.4: Continuación.

### 6.3 Segundo método: STARLIGHT

El estudio de poblaciones estelares en galaxias está viviendo una nueva era dada la disponibilidad de una gran cantidad de datos de alta calidad provenientes tanto de espectros galácticos observados como de modelos de síntesis de poblaciones estelares.

La síntesis espectral consiste en la descomposición de un espectro observado en términos de una superposición con base en simples poblaciones estelares de varias edades y metalicidades, produciendo como resultado la tasa de formación estelar y la historia química de la galaxia, su extinción y dispersión de velocidad.

En esta sección se aplica un método de síntesis de poblaciones a la muestra de galaxias seleccionadas para obtener mediciones más precisas de las intensidades de línea obtenidas a partir de un espectro residual, resultado de la sustracción del espectro observado y del modelo sintético ajustado.

### 6.3.1 Método de síntesis espectral

El modelado de poblaciones estelares en galaxias ha sufrido recientemente grandes mejoras gracias a la publicación de modelos de síntesis de evolución con una alta resolución espectral, tal es el caso de los modelos de Bruzual & Charlot (2003). Cid-Fernandes *et al.* (2004) incorpora esta nueva librería a un código de síntesis de población denominado STARLIGHT el cual mezcla una serie de técnicas computacionales originalmente desarrolladas para síntesis de poblaciones empíricas con ingredientes de modelos sintéticos de evolución. En breve el código funciona de la siguiente manera: en primera instancia STARLIGHT busca el mejor ajuste a un espectro observado  $O_\lambda$  a través de una combinación lineal de  $N_*$  poblaciones simples estelares ó SSPs (*Simple Stellar Populations*). Una SSP es una población cuyas estrellas se han formado simultáneamente y a partir del mismo gas, por lo que a la población se le puede asignar unívocamente una edad  $t$  y una metalicidad  $Z$ . La extinción se modela por medio de un fondo de polvo Galáctico parametrizado por la extinción en la banda V,  $A(V)$ . Se adopta la ley de extinción Galáctica de Cardelli, Clayton & Mathis (1989) con  $R_V = 3.1$ . Los movimientos estelares en la línea de visión se modelan por una distribución Gaussiana  $G$  centrada a una velocidad  $v_*$  y con una dispersión  $\sigma_*$ . Bajo estas suposiciones, el modelo del espectro está dado por

$$M_\lambda = M_{\lambda_0} \left( \sum_{j=1}^{N_*} x_j b_{j,\lambda} r_\lambda \right) \otimes G(v_*, \sigma_*), \quad (6.25)$$

donde  $b_{j,\lambda}$  es el espectro del  $j$ -ésimo SSP normalizado a  $\lambda_0$ ,  $r_\lambda \equiv 10^{-0.4(A_\lambda - A_{\lambda_0})}$  es el término de enrojecimiento.  $M_{\lambda_0}$  es el flujo sintético a la longitud de onda de normalización, el cual juega el papel de un parámetro de escalamiento,  $x$  es el vector de población y  $\otimes$  denota el operador de convolución. Cada componente  $x_j$  ( $j = 1, \dots, N_*$ ) representa la contribución fraccionaria del SSP con edad  $t_j$  y metalicidad<sup>23</sup>  $Z_j$  al flujo del modelo en  $\lambda_0$ .

El ajuste entre el modelo y el espectro observado se evalúa via

$$\chi^2(x, M_{\lambda_0}, A_V, v_*, \sigma_*) = \sum_{\lambda=1}^{N_\lambda} [(O_\lambda - M_\lambda) w_\lambda]^2, \quad (6.26)$$

en donde el peso estadístico al espectro  $w_\lambda$  se define como el inverso del ruido en  $O_\lambda$ . Las regiones que contienen líneas de emisión o donde existan pixeles dañados o residuos de cielo se enmascaran asumiendo  $w_\lambda = 0$ . Pixeles que se desvíen más de tres veces el *rms* entre  $O_\lambda$  y un valor inicial estimado de  $M_\lambda$  son igualmente excluidos, lo cual resulta útil para enmascarar líneas de emisión muy débiles o defectos en  $O_\lambda$  no eliminados en enmascaramientos previos.

El ajuste se realiza a través de la minimización de  $\chi^2$  que consiste en una serie de  $N_M = 6$  exploraciones *Metropolis*<sup>24</sup> en el espacio de parámetros. En cada iteración se incrementa el valor

<sup>23</sup>Se sigue la convención utilizada en estudios de evolución estelar, en donde se define la metalicidad estelar en términos de la fracción de masa en metales. En este sistema, al Sol le corresponde  $Z_\odot = 0.016$  (Asplund *et al.* 2005).

<sup>24</sup>Para una discusión ilustrada del método *Metropolis* aplicado a un problema de síntesis de poblaciones, ver Cid Fernandes *et al.* 2001.

del peso  $w_\lambda$  geométricamente (lo cual corresponde a un decremento de la "temperatura" en término mecánico estadísticos). De esta manera, el tamaño del paso en cada parámetro se reduce mientras el número de pasos se incrementa. Este esquema gradualmente converge a la región más probable en el espacio de parámetros, evitando (a través de la lógica de un algoritmo Metrópolis) que el cálculo se vea atrapado en un mínimo local. El código ofrece la posibilidad de repetir el proceso con un re-ajuste a los parámetros excluyendo los componentes en donde  $x_j = 0$ . Otra ventaja de STARLIGHT es que permite al mismo tiempo medir parámetros cinemáticos, principalmente  $\sigma_*$ . Una desventaja de este método consiste en el tiempo y requerimientos computacionales para llevar a cabo el ajuste de los modelos a los espectros observados. Sin embargo, esto no representa un grave problema si se tiene en cuenta la facilidad y rapidez de los equipos computacionales en la actualidad. Los factores principales que afectan el tiempo de cálculo para una muestra incluyen el número de espectros observados a analizar y el número de espectros sintéticos en la base  $N_*$  a comparar. Si el tipo de objetos a analizar engloba un rango restringido de edades y metalicidades, entonces el número de espectros sintéticos a comparar resulta menor lo cual reduce significativamente el tiempo de cálculo.

Diversas simulaciones y trabajos previos comprueban la eficacia de este método. Esta técnica ha sido aplicada de manera exitosa en un importante número de trabajos (Kauffmann *et al.* 2003, Cid Fernandes *et al.* 2004, Cid Fernandes *et al.* 2005, Gu *et al.* 2006) comprobando que STARLIGHT es efectivo en cuanto a reproducir el espectro real de una galaxia a un buen nivel de precisión.

El método de síntesis brinda muchas aplicaciones de interés, una de las más importantes es que nos permite inferir las propiedades físicas de las poblaciones estelares a partir de los parámetros del modelo ajustado, así como la posibilidad de obtener una mejor y más precisa medición de la intensidad relativa de líneas de emisión a partir del espectro residual  $O_\lambda - M_\lambda$ . Es precisamente esta posibilidad la que resulta atractiva para la implementación del método de síntesis de poblaciones al problema de la determinación de la abundancia de helio primordial, en donde el término precisión adquiere un nuevo significado. El espectro residual brinda la posibilidad de efectuar una medición más exacta de "líneas puras" de emisión en donde se ha descontado el efecto de un espectro estelar subyacente.

Por este motivo, el método de síntesis arriba descrito se implementó al conjunto de espectros presentados en § 5 para medir la intensidad de líneas nebulares, determinar los parámetros físicos y abundancias químicas para de esta manera determinar la abundancia de helio primordial. Un ingrediente importante en la síntesis de poblaciones estelares es que la base espectral  $b_{j,k}$  de modelos SSP sea apropiada. Idealmente, los elementos de la base deben cubrir en lo posible el rango de propiedades espectrales en la muestra de galaxias observadas como poseer suficiente resolución en edad y metalicidad para atacar el problema científico en cuestión. En este caso, para procesar el conjunto de 71 fuentes espectroscópicas del presente trabajo a través del código STARLIGHT, una base ideal consistiría en un conjunto de modelos sintéticos de regiones jóvenes con baja metalicidad lo cual acotaría de manera importante el número de elementos en la base y el

tiempo de cálculo computacional. Sin embargo, Cid Fernandes *et al.* (2005) aplican el método de síntesis por medio de STARLIGHT a un conjunto de 50 362 galaxias del SDSS DR2, produciendo un catálogo de propiedades de poblaciones estelares y un estudio de las líneas de emisión a través de espectros residuales. Para este enorme conjunto de espectros se dispone de la información del tipo y características del modelo ajustado para cada espectro individual observado por el SDSS, así como la información del tipo de enmascaramiento aplicado a cada objeto. Gracias al gran número de objetos analizados por Cid Fernandes *et al.*, encontramos que 43 de los 71 objetos del presente trabajo están incluidos en su muestra considerada por lo que existe ya la información del modelo teórico ajustado a cada objeto. Por otro lado, para los 28 objetos restantes fue necesaria la implementación de STARLIGHT de manera individual a cada objeto.

Para los 43 objetos incluidos en la muestra de Cid Fernandes *et al.* (CF05), los resultados que arrojó STARLIGHT (los cuales incluyen las propiedades estelares y el espectro del modelo ajustado) se obtuvieron haciendo uso de la base de datos local del Observatorio Virtual del INAOE<sup>25</sup> y de su herramienta de análisis PGos3.

Los 50 362 espectros de CF05 tuvieron un pre-procesamiento determinado para poder ser utilizados en STARLIGHT, en principio fueron corregidos por corrimiento al rojo utilizando el redshift de la base de datos del SDSS, re-muestreados en un rango espectral de 3650 a 8000 Å en pasos de 1 Å, corregidos por extinción Galáctica utilizando los mapas de Schlegel *et al.* (1998) y la ley de extinción de Cardelli *et al.* (1989, con  $R_V = 3.1$ ) y normalizados por un flujo medio en la región entre 4010-4060 Å, mientras que los espectros teóricos de la base fueron normalizados a  $\lambda_0 = 4020$  Å, facilitando la comparación con estudios previos (González Delgado *et al.* 2004). La señal-a-ruido en la región espectral considerada abarca valores entre 5-30 con un valor promedio de 14. El error en  $O_\lambda$  se estimó a partir del *rms* en el flujo de una ventana relativamente limpia entre 4760 y 4810 Å.

El enmascaramiento de las líneas de emisión y regiones problemáticas del espectro se realizó a través de una rutina que enmascara automáticamente los espectros observados, asignando valores entre 23-30 Å a las regiones seleccionadas. Aparte de este enmascaramiento, se excluyeron puntos considerados malos por el mismo SDSS los cuales incluyen pixeles con mala señal, residuos de cielo y otros problemas. Después de este pre-procesamiento los espectros fueron alimentados al código STARLIGHT, en promedio la síntesis se efectuó con  $N_\lambda = 3677$  puntos, después de remover los pixeles enmascarados. Los ajustes espectrales son en general muy buenos, como lo muestra la Fig. 6.6 en donde se grafica el espectro observado y el espectro sintético ajustado, así como el espectro residual de "emisión pura"  $O_\lambda - M_\lambda$ . La calidad de los ajustes puede medirse a través  $\chi_\lambda^2$ , cantidad que representa la  $\chi^2$  de la Ec. 6.26 dividida por el número efectivo de longitudes de onda utilizadas en la síntesis (descontando los puntos enmascarados). Este valor depende de la amplitud del ruido del espectro y de los pesos dados a ventanas especiales, por lo que un diagnóstico estándar de bondad estadística para  $\chi^2$  no es aplicable en este caso. El valor medio de los ajustes para  $\chi^2/N_\lambda$  es 0.78 el cual resulta bastante bueno comparado con valores  $\chi^2/N_\lambda \sim 0.95$  para datos simulados.

---

<sup>25</sup>Los resultados de CF05 y STARLIGHT se obtuvieron a través de comunicación privada.

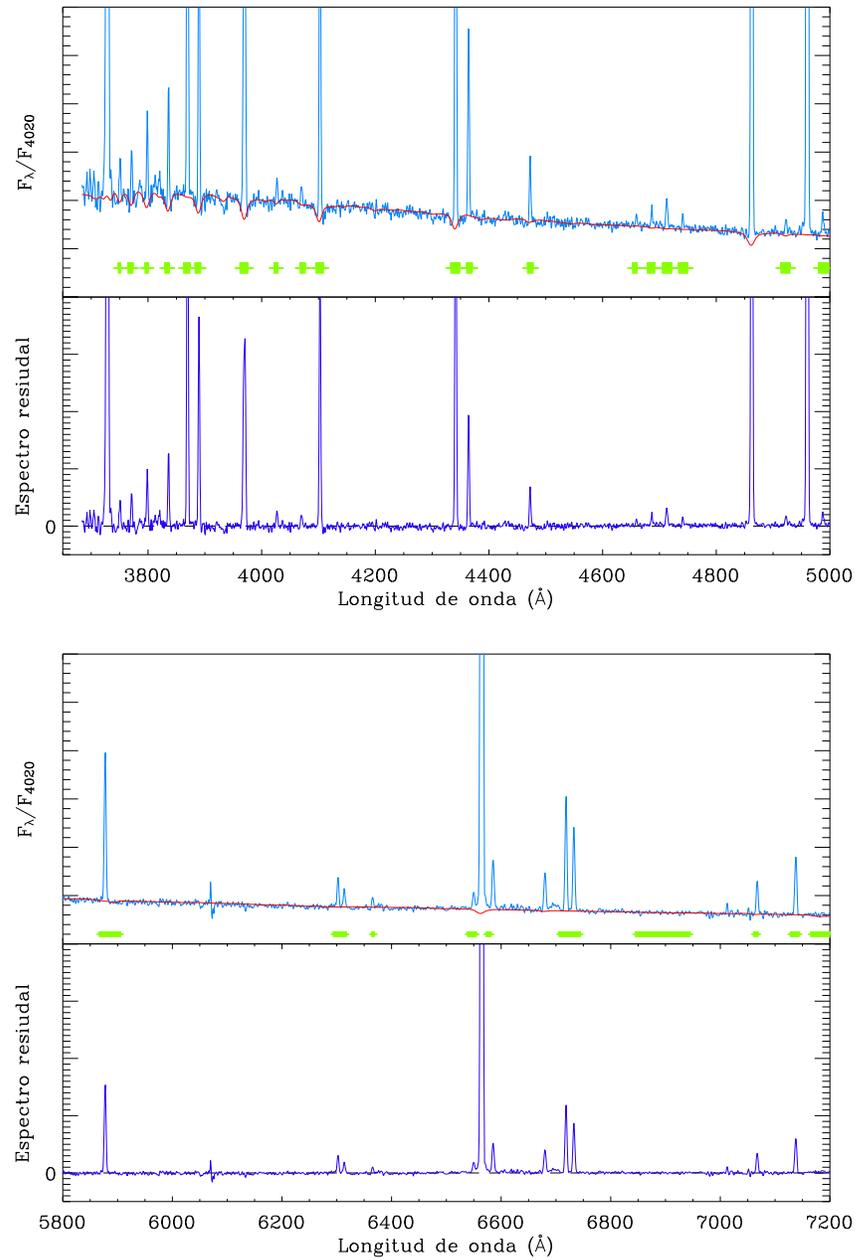


Figura 6.6: Síntesis espectral para la galaxia SDSS J005147.30+000940.0. Imagen superior, pánel superior: espectro observado (azul) y modelo SSP (rojo), el flujo se encuentra normalizado a una ventana a  $\lambda_{4020}$ , las zonas marcadas en verde son aquellas regiones espectrales enmascaradas; pánel inferior: espectro residual  $O_{\lambda} - M_{\lambda}$ . Imagen inferior, porción espectral en el rojo del mismo objeto con las mismas características.

Los componentes de la base sintética cubrieron un rango de 15 edades entre  $10^6$  y  $1.3 \times 10^{10}$  años y tres diferentes metalicidades,  $Z = 0.2, 1$  y  $2.5 Z_{\odot}$  haciendo un total de  $N_{\star} = 45$  SSPs, lo cual resulta una base teórica acorde con las características de los espectros observados.

Para el estudio de los espectros del SDSS, una componente no estelar representada por

una ley de potencias de la forma  $F_\nu \propto \nu^{-1.5}$  fue incluida a la base estelar para representar la contribución de un continuo tipo AGN, un ingrediente tradicional en el modelado de espectros de galaxias Seyfert. La contribución fraccional de esta componente al flujo en  $\lambda_0$  se denota como  $x_{FC}$ . En el escenario de un modelo unificado<sup>26</sup>, un continuo sin líneas (*featureless continuum*) puede presentarse en Seyferts tipo 2 debido a radiación dispersada de un núcleo oculto de Seyfert 1, sin embargo uno debe considerar que brotes de formación estelar muy jóvenes pueden fácilmente confundirse con un continuo de tipo AGN, lo cual representa un problema típico en trabajos de síntesis espectral para Seyferts tipo 2. Para la muestra de objetos del presente trabajo, se puede argumentar que el ajuste en el continuo de esta componente fraccionaria se debe completamente a brotes de formación estelar muy jóvenes embebidos dentro de las regiones H II. Sin embargo debido a que esta componente joven se ajusta a través de una ley de potencias no se consideran componentes espectrales en absorción, por lo que una corrección por este efecto en las líneas débiles de He I utilizadas para calcular la abundancia de helio no es posible a través de este método.

Para el resto de los 28 objetos no incluidos en CF05, el método de síntesis utilizando el código STARLIGHT fue aplicado para ajustar modelos teóricos a los espectros observados del SDSS. La implementación de este método utilizó los modelos de Bruzual & Charlot (2003), adoptando una base con  $N_\star = 150$  SSPs y cubriendo un rango de 25 edades (desde  $t = 10^6$  hasta  $7.5 \times 10^9$  años) y 6 diferentes metalicidades ( $Z = 0.001$  ó  $\frac{1}{20} Z_\odot$  hasta  $Z = 0.05$  ó  $2.5 Z_\odot$ ). A pesar de representar una base mucho más grande que la utilizada en el caso de CF05, la única diferencia substancial radica en un rango de metalicidades un poco más amplio que en CF05. Considerando el tipo de objetos de la muestra, esta diferencia mejora el ajuste para modelos con metalicidades más bajas ( $Z = 0.001$  ó  $1/20 Z_\odot$ ) y SSPs jóvenes. El tratamiento de los datos antes de la implementación del código de síntesis llevado a cabo para los 28 objetos restantes fue idéntico al realizado en CF05, los objetos fueron corregidos por extinción, llevados a su longitud de onda de reposo y normalizados por el flujo en  $\lambda_0 = 4020 \text{ \AA}$ . De igual manera, se les aplicó un método de enmascaramiento individual para suprimir regiones con líneas de emisión y aquellas en donde las ventanas espectrales presentaban una baja calidad. El cálculo computacional fue llevado a cabo en el *cluster* del OV-IAOE, el tiempo de ajuste individual por objeto considerando una base de  $N_\star = 150$  SSPs fue de aproximadamente 20 minutos por espectro, por lo que el tiempo total de cómputo fue de aproximadamente nueve horas.

Una vez obtenidos los ajustes para el caso de los 43 objetos incluidos en la muestra de CF05 como para los 28 objetos cuyo ajuste fue obtenido de manera directa con STARLIGHT, se produjo una muestra de 71 espectros residuales substrayendo el modelo sintético ajustado al espectro observado en la forma  $O_\lambda - M_\lambda$ . El excelente ajuste entre los modelos teóricos y las observaciones nos brinda una gran oportunidad para medir con mayor precisión líneas débiles en emisión a partir del espectro residual, las cuales se muestran más claras después de la substracción del espectro estelar. A partir de este conjunto de 71 espectros residuales, se llevó a cabo el análisis

<sup>26</sup>El modelo unificado para AGNs señala que los diversos tipos de espectros asociados a AGNs (Seyfert 1.x y Seyfert 2) son el resultado de una diferente orientación con respecto a la línea de visión de un mismo tipo de objeto, i.e. un agujero negro supermasivo en el centro de un disco grueso de acreción.

de abundancias y estimación de parámetros físicos de las regiones H II exactamente de la misma forma descrita en la sección 6.2.1. La intensidad de líneas se midió directamente a través de la rutina SPLOT de IRAF para un total de aproximadamente 1700 mediciones. La temperatura, densidad y abundancias iónicas de O y N fueron calculadas utilizando las mismas relaciones descritas en las secciones 6.2.1-3. La abundancia de helio para cada región fue determinada siguiendo los mismos lineamientos y criterios descritos en tales apartados.

Una de las ventajas que presenta la substracción del espectro estelar teórico al observado en regiones de gas ionizado, es que permite la clara detección de la presencia de estrellas WR a través de un abultamiento del espectro en  $\lambda \sim 4680 \text{ \AA}$ , lo cual indicaría la actividad de brotes de formación estelar que vendrían a sumarse a la población estelar normal. La presencia de estrellas WR trae nuevas complicaciones a la ya difícil tarea de medir con precisión las débiles líneas de He. Debido a que estas estrellas se caracterizan por grandes pérdidas de masa a través de vientos estelares, resulta muy difícil cuantificar el grado de influencia de la posible emisión en las líneas debida a la contribución por viento, esto es particularmente importante para la determinación de He por lo que regiones con presencia de estrellas WR no resultan adecuadas para la determinación de  $Y_P$ . Sin embargo, analizando la muestra de espectros residuales de este trabajo no se encontraron rasgos importantes que señalen la presencia de estrellas WR en los espectros nebulares.

Las abundancias químicas determinadas en esta sección conforman un nuevo bloque de resultados destinado a la determinación de la abundancia de helio promordial. Estos nuevos resultados se obtuvieron a través de un refinamiento de los datos espectroscópicos que tuvo por objeto producir un espectro residual de "emisión pura" a través de la substracción de un espectro sintético ajustado al espectro observado. De esta manera se busca que los errores en la medición de las líneas débiles de He I utilizadas para la determinación de  $Y_P$  se minimicen. Sin embargo, cabe resaltar que la absorción estelar subyacente no puede ser cuantificada a través de este método, debido a que la contribución de poblaciones jóvenes en el espectro sintético se modela a través de una ley de potencias y por lo tanto no se dispone de información de líneas de absorción. Los resultados de la determinación de abundancias químicas para cada objeto de la muestra a partir de los espectros residuales obtenidos por medio de STARLIGHT se muestran a continuación en la tabla 6.5.

	Identificador	O/H $10^5$	N/H $10^6$	y	Y
1	SDSS J001647.75-104742.2	$14.87 \pm 1.90$	$7.30 \pm 0.80$	$0.094 \pm 0.012$	$0.272 \pm 0.026$
2	SDSS J002101.02+005248.0	$15.29 \pm 0.96$	$12.56 \pm 0.42$	$0.101 \pm 0.005$	$0.288 \pm 0.011$
3	SDSS J002425.94+140410.6	$17.74 \pm 0.83$	$7.84 \pm 1.55$	$0.089 \pm 0.005$	$0.262 \pm 0.011$
4	SDSS J003218.59+150014.1	$10.70 \pm 0.45$	$6.28 \pm 0.80$	$0.088 \pm 0.007$	$0.260 \pm 0.016$
5	SDSS J003218.59+150014.1	$12.97 \pm 0.18$	$6.60 \pm 0.52$	$0.087 \pm 0.004$	$0.256 \pm 0.010$
6	SDSS J005147.30+000940.0	$7.35 \pm 0.20$	$1.96 \pm 0.16$	$0.083 \pm 0.005$	$0.250 \pm 0.012$
7	SDSS J005527.46-002148.7	$18.93 \pm 2.51$	$22.52 \pm 0.30$	$0.103 \pm 0.015$	$0.290 \pm 0.029$
8	SDSS J024815.93-081716.5	$13.86 \pm 0.13$	$5.26 \pm 0.17$	$0.092 \pm 0.001$	$0.268 \pm 0.002$
9	SDSS J081334.17+313252.1	$13.78 \pm 0.12$	$7.20 \pm 0.32$	$0.090 \pm 0.004$	$0.265 \pm 0.009$
10	SDSS J082334.84+031315.6	$14.35 \pm 0.15$	$6.27 \pm 0.12$	$0.095 \pm 0.001$	$0.275 \pm 0.002$
11	SDSS J084029.91+470710.2	$6.07 \pm 0.03$	$6.54 \pm 0.49$	$0.097 \pm 0.004$	$0.280 \pm 0.008$
12	SDSS J084029.91+470710.2	$6.34 \pm 0.03$	$6.59 \pm 0.50$	$0.094 \pm 0.004$	$0.273 \pm 0.009$
13	SDSS J084414.23+022621.1	$16.64 \pm 1.24$	$15.22 \pm 0.91$	$0.098 \pm 0.005$	$0.280 \pm 0.010$
14	SDSS J084634.39+362620.8	$22.24 \pm 1.33$	$10.59 \pm 0.82$	$0.097 \pm 0.005$	$0.278 \pm 0.010$
15	SDSS J090714.86+385704.2	$17.32 \pm 2.71$	$11.58 \pm 2.24$	$0.094 \pm 0.007$	$0.273 \pm 0.015$
16	SDSS J091434.95+470207.2	$13.20 \pm 0.10$	$3.75 \pm 0.04$	$0.093 \pm 0.005$	$0.271 \pm 0.011$
17	SDSS J093006.43+602653.3	$9.34 \pm 0.09$	$4.97 \pm 0.21$	$0.082 \pm 0.004$	$0.245 \pm 0.009$
18	SDSS J093402.02+551427.8	$1.69 \pm 0.16$	$0.85 \pm 0.07$	$0.055 \pm 0.003$	$0.182 \pm 0.008$
19	SDSS J093813.49+542825.0	$13.63 \pm 0.92$	$13.26 \pm 0.71$	$0.093 \pm 0.005$	$0.270 \pm 0.011$
20	SDSS J094256.74+092816.2	$16.62 \pm 0.00$	$6.36 \pm 0.10$	$0.095 \pm 0.001$	$0.274 \pm 0.002$
21	SDSS J094401.86-003832.1	$9.01 \pm 0.24$	$3.04 \pm 0.09$	$0.106 \pm 0.001$	$0.297 \pm 0.001$
22	SDSS J094920.98+014303.1	$19.28 \pm 2.05$	$21.03 \pm 1.69$	$0.096 \pm 0.005$	$0.277 \pm 0.011$
23	SDSS J094954.14+003658.6	$11.52 \pm 0.58$	$8.22 \pm 0.99$	$0.086 \pm 0.005$	$0.256 \pm 0.011$
24	SDSS J100348.65+450457.7	$6.62 \pm 0.19$	$2.51 \pm 0.08$	$0.095 \pm 0.006$	$0.274 \pm 0.012$
25	SDSS J100746.51+025228.4	$14.39 \pm 0.83$	$6.20 \pm 0.75$	$0.090 \pm 0.008$	$0.263 \pm 0.017$
26	SDSS J102429.25+052451.0	$9.19 \pm 0.10$	$3.26 \pm 0.26$	$0.088 \pm 0.006$	$0.261 \pm 0.013$
27	SDSS J103137.27+043422.0	$4.49 \pm 0.04$	$4.03 \pm 0.02$	$0.079 \pm 0.005$	$0.240 \pm 0.012$
28	SDSS J103410.15+580349.0	$6.75 \pm 0.19$	$2.96 \pm 0.14$	$0.075 \pm 0.004$	$0.231 \pm 0.009$
29	SDSS J104457.79+035313.1	$3.48 \pm 0.18$	$0.81 \pm 0.04$	$0.073 \pm 0.002$	$0.227 \pm 0.004$
30	SDSS J104554.77+010405.8	$15.68 \pm 0.19$	$7.98 \pm 0.11$	$0.092 \pm 0.002$	$0.268 \pm 0.004$
31	SDSS J112528.08+574246.9	$21.62 \pm 1.96$	$10.48 \pm 1.12$	$0.092 \pm 0.005$	$0.269 \pm 0.011$
32	SDSS J112732.66+535454.4	$12.04 \pm 0.12$	$6.47 \pm 0.57$	$0.092 \pm 0.005$	$0.269 \pm 0.011$
33	SDSS J113445.72+500603.3	$10.61 \pm 0.23$	$4.65 \pm 0.08$	$0.087 \pm 0.003$	$0.258 \pm 0.007$
34	SDSS J113706.18-033737.0	$15.24 \pm 1.58$	$7.60 \pm 0.45$	$0.095 \pm 0.009$	$0.274 \pm 0.018$
35	SDSS J114333.10+533000.6	$16.74 \pm 1.30$	$7.59 \pm 0.33$	$0.089 \pm 0.007$	$0.262 \pm 0.016$
36	SDSS J115237.18-022810.0	$10.27 \pm 0.06$	$4.03 \pm 0.00$	$0.088 \pm 0.001$	$0.260 \pm 0.003$
37	SDSS J115237.67-022806.3	$7.19 \pm 0.12$	$3.38 \pm 0.09$	$0.079 \pm 0.004$	$0.239 \pm 0.010$
38	SDSS J115247.51-004007.6	$5.58 \pm 0.30$	$2.33 \pm 0.03$	$0.084 \pm 0.004$	$0.252 \pm 0.009$
39	SDSS J115528.33+573951.9	$10.33 \pm 0.07$	$5.42 \pm 0.28$	$0.098 \pm 0.002$	$0.280 \pm 0.004$
40	SDSS J115712.44+022827.8	$10.07 \pm 0.20$	$10.77 \pm 0.24$	$0.120 \pm 0.004$	$0.323 \pm 0.008$
41	SDSS J120144.07+621933.1	$15.46 \pm 0.74$	$8.64 \pm 1.27$	$0.087 \pm 0.007$	$0.258 \pm 0.016$
42	SDSS J121839.13+454706.8	$11.25 \pm 0.33$	$5.04 \pm 0.36$	$0.091 \pm 0.012$	$0.266 \pm 0.026$
43	SDSS J121909.88+035123.3	$32.54 \pm 2.06$	$9.79 \pm 0.50$	$0.103 \pm 0.002$	$0.290 \pm 0.003$
44	SDSS J122505.41+610911.2	$9.44 \pm 0.10$	$4.00 \pm 0.20$	$0.080 \pm 0.003$	$0.243 \pm 0.006$
45	SDSS J122720.15+513924.3	$15.91 \pm 1.82$	$9.07 \pm 0.56$	$0.090 \pm 0.008$	$0.264 \pm 0.018$

Tabla 6.5: Abundancias de O y N en unidades de  $10^5$  y  $10^6$  respectivamente, así como abundancias de He por número ( $y = y^+ + y^{++}$ ) y como fracción de masa Y para los objetos de la muestra espectroscópica obtenidos a través del refinamiento de datos utilizando STARLIGHT para la determinación de  $Y_P$ . Los errores mostrados corresponden a  $1\sigma$ .

Identificador	O/H $10^5$	N/H $10^6$	y	Y	
46	SDSS J124954.84+060610.3	$11.77 \pm 1.74$	$6.72 \pm 0.77$	$0.085 \pm 0.008$	$0.253 \pm 0.018$
47	SDSS J130249.19+653449.2	$10.47 \pm 0.63$	$4.66 \pm 0.09$	$0.094 \pm 0.012$	$0.273 \pm 0.026$
48	SDSS J130728.70+542649.6	$25.34 \pm 1.94$	$10.16 \pm 0.35$	$0.095 \pm 0.005$	$0.274 \pm 0.011$
49	SDSS J132211.95+013034.3	$24.06 \pm 2.55$	$18.13 \pm 1.41$	$0.101 \pm 0.009$	$0.286 \pm 0.018$
50	SDSS J132923.46-031502.2	$11.27 \pm 1.14$	$11.33 \pm 1.00$	$0.091 \pm 0.007$	$0.266 \pm 0.015$
51	SDSS J134251.84+524230.5	$11.45 \pm 0.15$	$5.77 \pm 0.22$	$0.091 \pm 0.005$	$0.267 \pm 0.012$
52	SDSS J134427.36+560129.7	$21.28 \pm 1.50$	$14.50 \pm 0.70$	$0.102 \pm 0.005$	$0.289 \pm 0.011$
53	SDSS J134531.50+044232.7	$13.58 \pm 0.86$	$4.33 \pm 0.14$	$0.089 \pm 0.009$	$0.261 \pm 0.020$
54	SDSS J135950.91+572622.9	$9.45 \pm 0.40$	$4.18 \pm 0.16$	$0.083 \pm 0.011$	$0.249 \pm 0.025$
55	SDSS J140411.24+542518.6	$7.66 \pm 0.06$	$5.33 \pm 0.31$	$0.086 \pm 0.002$	$0.255 \pm 0.004$
56	SDSS J140956.75+545648.8	$18.88 \pm 0.43$	$14.25 \pm 0.02$	$0.107 \pm 0.005$	$0.298 \pm 0.010$
57	SDSS J143012.19+453232.4	$27.60 \pm 1.52$	$10.15 \pm 0.89$	$0.089 \pm 0.004$	$0.260 \pm 0.008$
58	SDSS J143053.51+002746.3	$11.55 \pm 0.09$	$4.95 \pm 0.16$	$0.088 \pm 0.003$	$0.260 \pm 0.007$
59	SDSS J143202.85+515252.2	$11.08 \pm 0.86$	$9.41 \pm 0.82$	$0.087 \pm 0.012$	$0.258 \pm 0.026$
60	SDSS J144805.37-011057.7	$12.37 \pm 0.11$	$6.30 \pm 0.19$	$0.089 \pm 0.004$	$0.262 \pm 0.010$
61	SDSS J144805.38-011057.7	$12.91 \pm 1.06$	$5.82 \pm 0.17$	$0.091 \pm 0.012$	$0.266 \pm 0.026$
62	SDSS J151212.85+471630.6	$16.73 \pm 1.19$	$13.98 \pm 0.82$	$0.100 \pm 0.003$	$0.286 \pm 0.006$
63	SDSS J151725.86-000805.4	$13.78 \pm 0.74$	$6.14 \pm 0.17$	$0.093 \pm 0.006$	$0.271 \pm 0.012$
64	SDSS J153753.32+584137.7	$16.03 \pm 1.07$	$9.35 \pm 0.32$	$0.094 \pm 0.007$	$0.273 \pm 0.015$
65	SDSS J161623.53+470202.3	$9.37 \pm 0.13$	$4.31 \pm 0.22$	$0.083 \pm 0.005$	$0.248 \pm 0.010$
66	SDSS J162410.11-002202.5	$17.09 \pm 0.57$	$7.62 \pm 0.01$	$0.096 \pm 0.005$	$0.277 \pm 0.011$
67	SDSS J164725.17+302729.2	$22.63 \pm 2.95$	$16.53 \pm 1.54$	$0.099 \pm 0.006$	$0.282 \pm 0.013$
68	SDSS J172906.55+565319.2	$10.83 \pm 0.49$	$11.95 \pm 1.21$	$0.097 \pm 0.005$	$0.278 \pm 0.011$
69	SDSS J173501.24+570308.5	$14.14 \pm 0.01$	$14.61 \pm 0.13$	$0.101 \pm 0.001$	$0.286 \pm 0.001$
70	SDSS J223036.79-000636.9	$4.96 \pm 0.21$	$6.61 \pm 0.51$	$0.077 \pm 0.005$	$0.236 \pm 0.011$
71	SDSS J225140.31+132713.4	$14.56 \pm 0.88$	$8.13 \pm 0.28$	$0.090 \pm 0.006$	$0.264 \pm 0.013$

Tabla 6.5: Continuación.

#### 6.4 Tercer método: corrección por incertidumbres sistemáticas

En esta sección se trata de cuantificar el sesgo que introducen las incertidumbres en la determinación individual de helio en regiones extragalácticas H II para producir un mejor estimado de  $Y_P$ . Históricamente, la necesidad de lograr una certidumbre en cuanto a los resultados obtenidos para la determinación de  $Y_P$  ha orillado a que muchos grupos desarrollen nuevas técnicas para tratar de discriminar posibles errores sistemáticos en el cálculo tradicional. En particular, Olive & Skillman han desarrollado una técnica desde el 2001 en la cual tratan de minimizar el efecto de las incertidumbres sistemáticas conocidas para la determinación de  $Y_P$ . En su versión más reciente (Olive & Skillman 2004, en lo subsecuente denominado OS04) presentan un código que tiene como propósito determinar un conjunto de parámetros físicos a partir de datos observacionales sin una directa parametrización en la metodología, introducida principalmente por la temperatura electrónica, para de esta manera obtener un estimado de la abundancia de helio nebuloso. En esta sección se hace una introducción de la metodología de OS04 y se implementa este código a la

muestra de objetos del presente trabajo para investigar los posibles errores y desviaciones de los resultados tradicionales utilizando esta potente herramienta.

Para este propósito, se utilizaron los datos de abundancias iónicas y totales de O y N así como los parámetros físicos de los objetos de la muestra derivados en 6.2.1-3 en conjunto con el código de minimización desarrollado por Olive & Skillman, el cual posee la capacidad de calcular la temperatura electrónica directamente del valor escalado a  $H\beta$  de la intensidad de línea de He I, tomando en cuenta efectos de transición radiativa, profundidad óptica, efectos de excitación colisional y la posible presencia de absorción estelar subyacente para He I. El resultado final del programa consiste en un valor promedio de  $\bar{y}$  para cada región observada, el cual es calculado a través de un método auto-consistente que trata de reducir las incertidumbres sistemáticas asociadas a éste calculo de manera tradicional.

El método auto-consistente implementado por OS04 utiliza seis líneas de helio en emisión:  $\lambda 3889$ ,  $\lambda 4026$ ,  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 5876$ ,  $\lambda 6678$  y  $\lambda 7065$ . El cociente de la intensidad de cada línea con respecto a  $H\beta$  se compara con el cociente teórico y se corrige por efectos de excitación colisional, fluorescencia y absorción estelar subyacente<sup>27</sup>. A partir de estos cocientes de línea, el programa de minimización determina tres parámetros físicos, la densidad  $n_e$ , la profundidad óptica  $\tau$  y el ancho equivalente de la componente subyacente de helio en absorción  $a_{HeI}$ . Como fue señalado anteriormente por Peimbert *et al.* (2000), la intensidad relativa de las líneas de He I puede ser utilizado como un importante diagnóstico de temperatura apropiado para la zona de  $He^+$ . El método propuesto por OS04 permite resolver como parámetro a la temperatura al igual que al resto de parámetros físicos.

El programa requiere un conjunto de cantidades observadas como valores de entrada para realizar el proceso de minimización: intensidades de línea  $I(\lambda)$  y su incertidumbre asociada, las cuales deben incluir correcciones por enrojecimiento previamente determinadas, así como el ancho equivalente para estas líneas  $EW(\lambda)$ . Las intensidades de las líneas de helio son escaladas al valor de  $H\beta$ , de tal manera que la abundancia de helio una vez ionizado esta dada por

$$y^+(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \frac{F_\lambda(n_e, T)}{f_\lambda(n_e, T, \tau)} \left[ \frac{EW(\lambda) + a_{HeI}}{EW(\lambda)} \right], \quad (6.27)$$

en donde  $F_\lambda(n_e, T)$  es la emisividad teórica escalada a  $H\beta$  y la función de profundidad óptica  $f_\lambda$  contiene la corrección por colisiones. La ecuación 6.27 contiene también un factor por absorción estelar subyacente, parametrizada por  $a_{HeI}$ . Por lo tanto,  $y^+$  depende implícitamente de cuatro variables desconocidas: la densidad electrónica  $n_e$ ,  $a_{HeI}$ , la profundidad óptica  $\tau$  y la temperatura  $T$ . Las emisividades teóricas escaladas a  $H\beta$ , las cuales incluyen las correcciones colisionales fueron tomadas de Benjamin *et al.* (1999):

---

<sup>27</sup>En su código, OS04 implimentan esta corrección suponiendo un ancho equivalente común para todas las líneas de He I, parametrizado por  $a_{HeI}$ .

$$\begin{aligned}
F_{3889} &= 0.904T^{-0.173-0.00054n_e}, \\
F_{4026} &= 4.297T^{0.090-0.0000063n_e}, \\
F_{4471} &= 2.010T^{0.127-0.00041n_e}, \\
F_{5876} &= 0.735T^{0.230-0.00063n_e}, \\
F_{6678} &= 2.580T^{0.249-0.00020n_e}, \\
F_{7065} &= 12.45T^{-0.917}/[3.4940 - (0.793 - 0.0015n_e + 6.96 \times 10^{-7}n_e^2) T].
\end{aligned}$$

Las expresiones para la función de profundidad óptica también incluyen correcciones colisionales, están dadas por

$$\begin{aligned}
f(3889) &= 1 + (\tau/2) [-0.106 + (5.14 \times 10^{-5} - 4.20 \times 10^{-7}n_e + 1.97 \times 10^{-10}n_e^2) T], \\
f(4026) &= 1 + (\tau/2) [0.00143 + (4.05 \times 10^{-4} + 3.63 \times 10^{-8}n_e) T], \\
f(4471) &= 1 + (\tau/2) [0.00274 + (8.81 \times 10^{-4} - 1.21 \times 10^{-6}n_e) T], \\
f(5876) &= 1 + (\tau/2) [0.00470 + (2.23 \times 10^{-3} - 2.51 \times 10^{-6}n_e) T], \\
f(6678) &= 1, \\
f(7065) &= 1 + (\tau/2) [0.359 + (-3.46 \times 10^{-2} - 1.84 \times 10^{-4}n_e + 3.039 \times 10^{-7}n_e^2) T].
\end{aligned}$$

El programa utiliza las abundancias derivadas  $y^+(\lambda)$  para calcular la abundancia promedio de helio a través de

$$\bar{y} = \frac{\sum_{\lambda} [y^+(\lambda)/\sigma(\lambda)^2]}{\sum_{\lambda} [1/\sigma(\lambda)^2]}, \quad (6.28)$$

lo cual corresponde a un promedio pesado, en donde la incertidumbre  $\sigma(\lambda)$  se encuentra propagando las incertidumbres en las cantidades observacionales, tanto para los flujos de línea observados (los cuales contienen ya una incertidumbre debida a la corrección por enrojecimiento) como sus anchos equivalentes. A partir de  $\bar{y}$ , se puede definir  $\chi^2$  como la desviación de la abundancia individual de He  $y^+(\lambda)$  a partir del promedio

$$\chi^2 = \sum_{\lambda} \frac{[y^+(\lambda) - \bar{y}]^2}{\sigma(\lambda)^2}. \quad (6.29)$$

El proceso minimiza  $\chi^2$  para determinar  $n_e$ ,  $a_{HeI}$ ,  $\tau$  y la temperatura  $T$ . Las incertidumbres en los parámetros de salida se determinan variando los resultados hasta que  $\Delta\chi^2 = 1$ . El principal reto que enfrenta el programa de minimización es determinar la correcta combinación de temperatura y densidad. En principio es cierto que las líneas de He I proveen un buen diagnóstico de temperatura, pero en práctica esto requiere una muy buena precisión en los flujos de línea de

emisión para acotar la temperatura en un rango restringido.

La dificultad proviene del hecho que tres de las líneas más fuertes que forman una parte importante de la solución ( $\lambda 4471$ ,  $\lambda 5876$  y  $\lambda 6678$ ) tienen el mismo tipo de dependencia en temperatura y densidad

$$F_{\text{HeI}} = AT^{B-Cn_e}, \quad (6.30)$$

en donde  $A$ ,  $B$  y  $C$  son constantes positivas. Debido a que estas tres líneas principales (además de  $\lambda 4026$ ) se comportan de maneras similares, existe una tendencia natural para combinar ya sea altas temperaturas y bajas densidades o bajas temperaturas y altas densidades o temperaturas y densidades intermedias. Por lo tanto, si las temperaturas son sistemáticamente sobre-estimadas (lo cual es probable si uno asume temperaturas derivadas a partir de líneas de [O III]), las soluciones se sesgan sistemáticamente a valores bajos de densidad. El hecho que dos de las líneas ( $\lambda 3889$  y  $\lambda 7065$ ) poseen exponentes negativos en el término de temperatura no ayuda a mejorar la determinación de  $T$  debido a que estas líneas son fuertemente afectadas por efectos de profundidad óptica y de excitación colisional.

Finalmente, para determinar más robustamente las incertidumbres en los parámetros físicos y en el valor de  $\bar{y}$ , el programa realiza una simulación Monte Carlo de los datos. A partir de los valores observacionales de entrada y sus incertidumbres asociadas, se genera un conjunto de datos distribuidos de manera Gaussiana para las seis líneas de emisión de He observadas. Para cada distribución, se selecciona de manera aleatoria un conjunto de valores de entrada para realizar una minimización de  $\chi^2$ . Esta selección de datos se repite mil veces, obteniendo una distribución de soluciones para  $n_e$ ,  $a_{\text{HeI}}$ ,  $\tau$  y  $T$ , comparando el valor medio de cada parámetro al igual que su dispersión de estas distribuciones con las soluciones iniciales para estas cantidades.

El código de minimización consiste en dos rutinas FORTRAN 77 separadas, la primera produce una abundancia directa de helio a través del proceso puro de minimización (sin proceso Monte Carlo) mientras que la segunda utiliza estimados Monte Carlo para los errores como fue arriba descrito. Los datos de entrada para ambas rutinas consisten en: la temperatura electrónica calculada a partir de [O III] en unidades de  $10^4$ , la temperatura calculada en la zona de baja ionización (en este caso  $t_2 = t[\text{O II}]$ ), la fracción iónica de  $\text{O}^{2+}$ , así como el flujo y ancho equivalente para las seis líneas de He I:  $\lambda 3889$ ,  $\lambda 4026$ ,  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 5876$ ,  $\lambda 6678$  y  $\lambda 7065$  y los errores asociados a cada cantidad. La línea He I  $\lambda 3889$  debe ser corregida por contaminación de H I, ya que el código trata al flujo de He I  $\lambda 3889$  como puro. El código produce toda una serie de diagnósticos, pero el resultado final consiste en la temperatura calculada a partir de las líneas de He I y la abundancia promedio  $\bar{y}$  calculada para cada objeto de entrada.

Este código fue implementado a la muestra de 71 objetos del presente trabajo, obteniendo la temperatura  $t_{\text{HeI}}$  y la abundancia de helio para cada región individual tanto del proceso puro de minimización como del proceso utilizando estimaciones Monte Carlo de los errores. Sin embargo la utilización del código sólo fue exitosa para un total de 51 objetos, esto debido a que algunos

espectros presentaban débiles líneas de emisión y errores asociados mayores al 15%, además de que algunos objetos presentaban relaciones de intensidad de línea no físicas en el caso de  $\lambda 3889/\text{H}\beta$ , por lo que la corrección por contaminación de H I en estos objetos no pudo llevarse a cabo y por lo tanto no fueron considerados.

De esta manera, las abundancias determinadas en esta sección conforman un nuevo bloque de resultados destinado a la determinación de la abundancia de helio promordial. Estos nuevos resultados se obtuvieron a través de calcular de una manera auto-consistente la temperatura y densidad electrónicas de las regiones H II, considerando la posibilidad de contribución por absorción estelar subyacente en los espectros y tratando de minimizar los errores sistemáticos asociados a estos problemas. Los resultados de la determinación de la abundancia de helio y parámetros físicos determinados para cada objeto de la muestra a partir de la implementación a los datos del código de minimización de OS04 se muestran a continuación en la tabla 6.6

Objeto	$t_{\text{O III}}$	$t_{\text{OS}}$	$n_e$	$a_{\text{He I}}$	$y_1$	$y_2$	
1	SDSS J002101.02+005248.0	1.11	0.30	665.0	0.95	$0.124 \pm 0.002$	$0.123 \pm 0.003$
2	SDSS J002425.94+140410.6	1.05	0.97	3310.9	0.01	$0.091 \pm 0.002$	$0.090 \pm 0.002$
3	SDSS J003218.59+150014.1	1.28	0.40	414.4	0.02	$0.076 \pm 0.003$	$0.074 \pm 0.002$
4	SDSS J003218.59+150014.1	1.21	0.36	241.7	0.00	$0.074 \pm 0.001$	$0.073 \pm 0.002$
5	SDSS J005147.30+000940.0	1.58	0.45	53.6	0.00	$0.066 \pm 0.001$	$0.066 \pm 0.002$
6	SDSS J024815.93-081716.5	1.24	0.50	695.9	1.19	$0.099 \pm 0.001$	$0.099 \pm 0.001$
7	SDSS J081334.17+313252.1	1.28	0.40	350.0	0.24	$0.084 \pm 0.001$	$0.084 \pm 0.001$
8	SDSS J082334.84+031315.6	1.33	0.87	3390.8	3.87	$0.134 \pm 0.002$	$0.134 \pm 0.002$
9	SDSS J084029.91+470710.2	1.86	0.92	3281.4	0.95	$0.117 \pm 0.002$	$0.117 \pm 0.002$
10	SDSS J084029.91+470710.2	1.83	0.82	619.7	0.45	$0.098 \pm 0.002$	$0.098 \pm 0.002$
11	SDSS J090714.86+385704.2	1.09	0.90	3397.9	0.00	$0.112 \pm 0.002$	$0.110 \pm 0.003$
12	SDSS J091434.95+470207.2	1.26	0.81	3493.5	1.20	$0.133 \pm 0.002$	$0.133 \pm 0.003$
13	SDSS J093006.43+602653.3	1.34	0.61	277.2	0.21	$0.075 \pm 0.001$	$0.075 \pm 0.001$
14	SDSS J093402.02+551427.8	2.03	0.49	1278.2	0.34	$0.076 \pm 0.001$	$0.077 \pm 0.002$
15	SDSS J094256.74+092816.2	1.16	0.40	665.2	2.33	$0.112 \pm 0.001$	$0.112 \pm 0.001$
16	SDSS J094401.86-003832.1	1.52	3.62	0.1	2.85	$0.138 \pm 0.005$	$0.138 \pm 0.001$
17	SDSS J094954.14+003658.6	1.16	0.50	128.8	0.27	$0.077 \pm 0.001$	$0.077 \pm 0.002$
18	SDSS J100348.65+450457.7	1.64	0.87	3430.0	0.05	$0.105 \pm 0.002$	$0.104 \pm 0.003$
19	SDSS J100746.51+025228.4	1.17	0.33	361.4	0.00	$0.082 \pm 0.002$	$0.080 \pm 0.002$
20	SDSS J102429.25+052451.0	1.45	0.45	358.2	0.46	$0.081 \pm 0.002$	$0.081 \pm 0.002$
21	SDSS J103137.27+043422.0	1.69	0.42	628.9	0.36	$0.085 \pm 0.003$	$0.082 \pm 0.002$
22	SDSS J103410.15+580349.0	1.52	0.53	374.0	0.31	$0.069 \pm 0.001$	$0.068 \pm 0.002$
23	SDSS J104457.79+035313.1	1.91	0.81	920.4	0.00	$0.079 \pm 0.001$	$0.079 \pm 0.001$
24	SDSS J104554.77+010405.8	1.14	0.91	3355.6	1.09	$0.110 \pm 0.001$	$0.110 \pm 0.002$
25	SDSS J112528.08+574246.9	1.12	0.29	503.6	0.45	$0.101 \pm 0.002$	$0.101 \pm 0.002$
26	SDSS J112732.66+535454.4	1.24	0.98	3272.0	0.21	$0.093 \pm 0.002$	$0.093 \pm 0.002$
27	SDSS J113445.72+500603.3	1.22	0.37	186.3	0.10	$0.075 \pm 0.001$	$0.075 \pm 0.001$
28	SDSS J113706.18-033737.0	1.20	0.97	3306.8	0.10	$0.097 \pm 0.002$	$0.097 \pm 0.003$
29	SDSS J115237.67-022806.3	1.45	0.68	680.4	0.28	$0.078 \pm 0.001$	$0.077 \pm 0.002$
30	SDSS J115247.51-004007.6	1.66	0.40	338.7	0.36	$0.081 \pm 0.002$	$0.080 \pm 0.002$
31	SDSS J115528.33+573951.9	1.42	0.82	3462.2	2.06	$0.139 \pm 0.002$	$0.139 \pm 0.002$
32	SDSS J120144.07+621933.1	1.17	0.75	3584.6	0.22	$0.133 \pm 0.007$	$0.127 \pm 0.004$
33	SDSS J121839.13+454706.8	1.32	0.80	3520.0	0.00	$0.117 \pm 0.007$	$0.110 \pm 0.003$
34	SDSS J122505.41+610911.2	1.36	0.47	413.6	0.00	$0.074 \pm 0.001$	$0.073 \pm 0.001$
35	SDSS J122720.15+513924.3	1.14	0.40	464.1	0.69	$0.101 \pm 0.002$	$0.101 \pm 0.003$
36	SDSS J124954.84+060610.3	1.19	0.28	663.2	0.50	$0.099 \pm 0.005$	$0.096 \pm 0.003$
37	SDSS J130249.19+653449.2	1.39	0.97	3300.5	0.00	$0.090 \pm 0.002$	$0.088 \pm 0.003$
38	SDSS J134531.50+044232.7	1.25	0.29	659.6	0.51	$0.106 \pm 0.002$	$0.107 \pm 0.003$
39	SDSS J135950.91+572622.9	1.44	0.63	0.0	0.08	$0.068 \pm 0.001$	$0.068 \pm 0.002$
40	SDSS J140411.24+542518.6	1.21	0.50	801.4	0.89	$0.097 \pm 0.001$	$0.097 \pm 0.001$

Tabla 6.6: Resultados del código de minimización de Olive & Skillman para la muestra de objetos, la temperatura  $t_{\text{O III}}$  es la temperatura calculada a través de las líneas de [O III], mientras que  $t_{\text{OS}}$  es la temperatura inferida a través de las relaciones de línea de He I y de repetidas iteraciones con la densidad  $n_e$  para encontrar una convergencia,  $a_{\text{He I}}$  es el parámetro de absorción estelar subyacente en unidades de Å, mientras que  $y_1$  y  $y_2$  son las abundancias numéricas de helio calculadas a través de las rutinas de determinación directas y por Monte Carlo respectivamente.

Objeto	$t_{\text{O III}}$	$t_{\text{O S}}$	$n_e$	$a_{\text{He I}}$	$y_1$	$y_2$
41 SDSS J140956.75+545648.8	1.15	0.83	3463.3	1.51	$0.157 \pm 0.003$	$0.157 \pm 0.003$
42 SDSS J143012.19+453232.4	1.04	0.86	3426.7	0.84	$0.126 \pm 0.002$	$0.126 \pm 0.002$
43 SDSS J143053.51+002746.3	1.31	0.45	302.5	0.00	$0.078 \pm 0.001$	$0.078 \pm 0.001$
44 SDSS J143202.85+515252.2	1.30	0.33	131.0	0.28	$0.073 \pm 0.002$	$0.074 \pm 0.002$
45 SDSS J144805.38-011057.7	1.28	0.39	317.5	0.43	$0.083 \pm 0.002$	$0.083 \pm 0.002$
46 SDSS J151212.85+471630.6	1.09	0.27	680.3	1.13	$0.126 \pm 0.002$	$0.126 \pm 0.002$
47 SDSS J161623.53+470202.3	1.37	0.61	270.5	0.29	$0.073 \pm 0.001$	$0.073 \pm 0.002$
48 SDSS J164725.17+302729.2	1.20	0.78	3555.8	1.57	$0.184 \pm 0.004$	$0.183 \pm 0.005$
49 SDSS J172906.55+565319.2	1.28	0.83	3474.1	1.17	$0.144 \pm 0.004$	$0.141 \pm 0.003$
50 SDSS J173501.24+570308.5	1.23	0.90	3349.5	3.32	$0.131 \pm 0.002$	$0.130 \pm 0.001$
51 SDSS J223036.79-000636.9	1.66	0.41	601.1	0.13	$0.077 \pm 0.002$	$0.077 \pm 0.002$

Tabla 6.6: Continuación.

## 6.5 Cuarto método: corrección por absorción estelar subyacente

Como ha sido mencionado en múltiples ocasiones en este trabajo, el efecto de la absorción estelar subyacente representa uno de los problemas más importantes en la determinación de la abundancia de helio primordial. Los espectros observados de regiones H II extragalácticas se producen debido a la combinación de emisión nebular y emisión estelar. La emisión estelar incluye un continuo con las líneas del hidrógeno y del helio en absorción. Si la absorción subyacente no es tomada en cuenta, la intensidad de las líneas de emisión del H y He son subestimadas. Para objetos con líneas emisión cuyos anchos equivalentes sean pequeños, la corrección por absorción estelar subyacente es grande y por lo tanto los errores asociados serán mayores.

En §4 se describieron tres métodos por los cuales es posible minimizar los errores introducidos por este problema:

- a) Contar con suficiente resolución angular de tal manera que sea posible evitar la luz de estrellas jóvenes dentro del campo de visión. Esto es posible solamente en regiones H II dentro del Grupo Local (Peimbert *et al.* 2000, Peimbert 2003).
- b) Disponer de buenos modelos de la producción química estelar de tal manera que sea posible reproducir el espectro estelar esperado.
- c) Analizar objetos con grandes anchos equivalentes en sus líneas de emisión.

Recientemente, algunos trabajos sobre la determinación de  $Y_{\mathcal{P}}$  han hecho patente el importante efecto de la absorción subyacente y como ésta modifica de manera importante el valor final obtenido. En particular Fukugita & Kawasaki (2006) señalan que el efecto de la absorción estelar subyacente es más importante para regiones de baja metalicidad afectando significativamente el

valor de  $Y_P$  inferido, desplazando el valor central de la abundancia de helio primordial hasta por un valor 4 veces la incertidumbre asociada a la determinación por métodos tradicionales. OS04 y Fukugita & Kawasaki señalan que una metodología auto-consistente que determine la abundancia de  $Y_P$  tomando en cuenta los efectos de errores sistemáticos y en especial las incertidumbres asociadas a la absorción estelar subyacente podría ser suficiente para resolver la discrepancia entre los resultados observacionales de la determinación de  $Y_P$  y el valor propuesto por WMAP. Fukugita & Kawasaki concluyen de manera conservadora, que no es posible obtener un valor para la abundancia primordial de helio con una precisión mejor a  $\delta Y_P \approx 0.004$  a menos que el efecto de la absorción estelar subyacente sea entendida y en su caso corregida para la muestra en consideración.

Por este motivo, se decidió efectuar una corrección por absorción estelar subyacente a la muestra espectroscópica considerada en el presente trabajo. La corrección por este efecto se realizó a través de medir la contribución en absorción del espectro de síntesis de poblaciones estelares adecuadas a las características físicas de la muestra en aquellas líneas débiles de He utilizadas para calcular la abundancia de helio de una región nebulosa. Posteriormente, el espectro de emisión se corrige por este efecto, lo que naturalmente aumenta el valor determinado para  $Y$  y por ende, el inferido para  $Y_P$ .

El método de síntesis evolutiva es una poderosa herramienta utilizada para interpretar la luz integrada de una población estelar. Esta técnica brinda una predicción de las propiedades de las poblaciones estelares tomando como parámetros libres la tasa de formación estelar, la función inicial de masa (IMF) y la metalicidad. Durante la década pasada, los modelos de síntesis evolutiva han sido desarrollados y mejorados significativamente, utilizando las más nuevas y avanzadas trazas evolutivas y librerías estelares (e.g. Cerviño & Mas-Hesse 1994), además de haber extendido el rango espectral de su aplicación.

Para los propósitos de esta sección se utilizaron los resultados de la síntesis de poblaciones estelares sencillas (SSPs) de la librería de modelos atmosféricos sintéticos descrita en González Delgado *et al.* (2005) y Martins *et al.* (2005) producida a través del código de síntesis denominado Sed@<sup>28</sup>. La librería estelar incluye 1654 espectros de alta resolución (0.3 Å), cubriendo un rango de longitud de onda de 3000 a 7000 Å, para una amplia variedad de metalicidades (2.5 - 1/20  $Z_\odot$ ) la cual ha sido calculada utilizando los últimos avances en atmósferas estelares. En particular incorporan modelos con equilibrio termodinámico no-local, atmósferas plano-paralelas e hidrostáticas para estrellas calientes ( $T_{eff} \geq 27\,500$  K) y modelos LTE Phoenix para estrellas frías ( $3000 \leq T_{eff} \leq 4500$  K). La librería espectral cubre un rango de temperaturas efectivas desde 3000 a 55 000 K, con pasos variables de 500 a 2500 K, gravedad superficial  $\log g = -0.5$  a 5.5 con pasos de 0.25 a 0.5 dex. Para cada temperatura, la gravedad mínima se determina por el límite de Eddington. Se suponen cocientes de abundancias solares para todos los elementos y una abundancia de helio de He/H = 0.1 por número. Los resultados de las SSPs fueron calculados para edades de  $10^6$  a  $17 \times$

---

<sup>28</sup>Sed@ es un código de síntesis que forma parte del proyecto Legacy Tool de la red Europea de Formación Estelar Violenta. El código está escrito en ANSI C bajo la Licencia Pública GNU, actualmente está coordinado por M. Cerviño. El conjunto de librerías estelares y los modelos evolutivos se encuentran disponibles en: <http://www.iaa.csic.es/~mcs/sed@>.

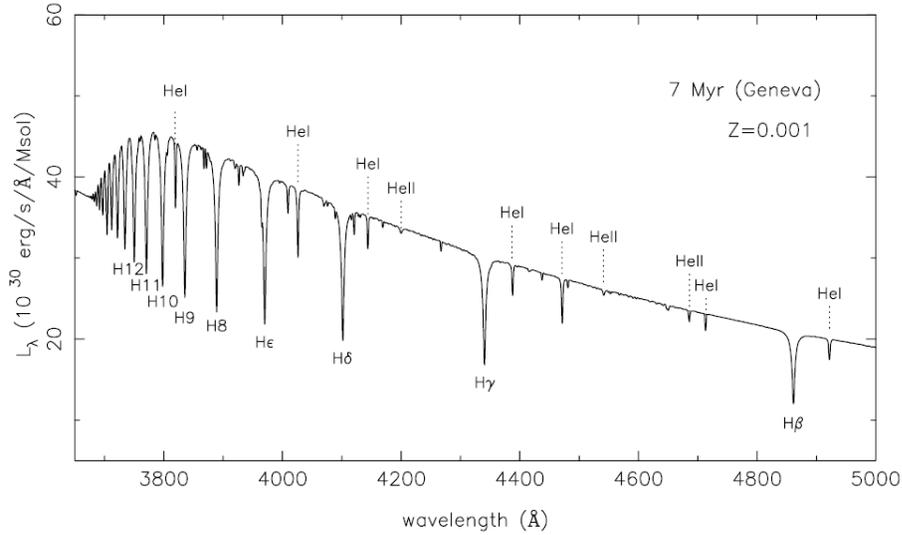


Figura 6.7: Predicción de líneas de hidrógeno y helio en el óptico a partir de un modelo de síntesis de poblaciones estelar con una edad  $t = 7 \times 10^6$  años y metalicidad  $Z = 0.001$  (Imagen tomada de: González Delgado *et al.* 2005).

$10^9$  años utilizando las trazas evolutivas estelares de los grupos de Ginebra y Pádova. Los detalles acerca del cálculo de los modelos evolutivos a partir de SSPs se encuentran descritos en González Delgado *et al.* (2005). Las limitaciones de los modelos están asociados a las incertidumbres de la evolución estelar, las cuales son relevantes en la fase de Super Gigante Roja y en particular a bajas metalicidades.

Debido a la alta resolución de esta librería los modelos de síntesis evolutivos pueden ser utilizados para predecir la intensidad de numerosas líneas débiles en absorción (como es el caso de las líneas de He) y la evolución de perfiles de líneas fuertes para un cierto rango de edades. La Fig. 6.7 muestra algunas de las líneas más importantes para He I y He II en el espectro de una población estelar de  $7 \times 10^6$  años con  $Z = 0.001$ , éstas son: He I  $\lambda 3727$ ,  $\lambda 3819$ ,  $\lambda 4026$ ,  $\lambda 4387$ ,  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 4922$  y  $\lambda 5876$  y He II  $\lambda 4200$ ,  $\lambda 4541$ ,  $\lambda 4686$  y  $\lambda 5412$ . Las líneas de He II son sólo detectadas durante los primeros años de evolución, sus anchos equivalentes decrecen con el tiempo a partir de valores cercanos a  $0.5 \text{ \AA}$ . Las líneas de He I son más prominentes y pueden ser detectadas durante los primeros 100 Mega-años de evolución, cuando el continuo óptico es dominado por estrellas tipo B. Sin embargo, cabe resaltar que en estos modelos las predicciones para estrellas calientes fueron estimadas utilizando atmósferas estelares estáticas, por lo que los resultados que brindan los modelos sintéticos no toman en cuenta efectos de viento los cuales son importantes para estrellas muy masivas tipo O. Las líneas más afectadas por vientos son  $H\alpha$  y He II  $\lambda 4686$ , sin embargo los efectos de viento son menos importantes en las líneas de Balmer y de He I en el rango espectral azul y objetos de baja metalicidad. El ancho equivalente de las líneas de He I es una función de  $T_{eff}$  y de la gravedad, con un máximo a 20000 K y  $\log g = 5.0$  (González Delgado & Leitherer 1999), por lo que su variación con la metalicidad depende de la variación de la temperatura del *turn-off* en poblaciones estelares con baja metalicidad.

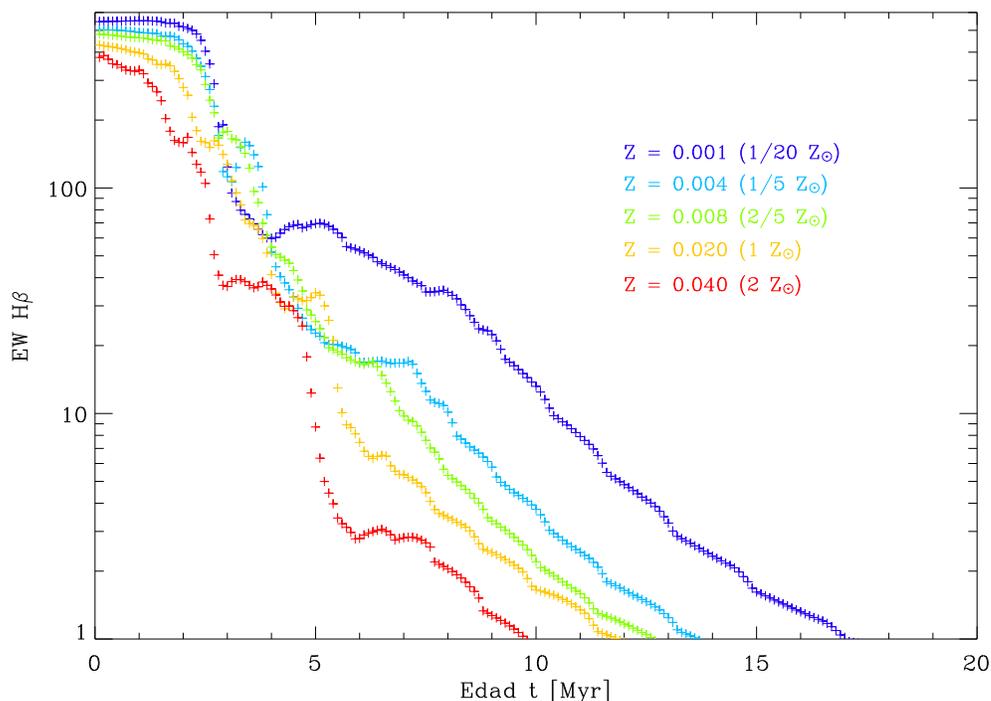


Figura 6.8: Evolución del ancho equivalente de  $H\beta$  con respecto a la edad de los modelos de síntesis de poblaciones para diferentes metalicidades, para modelos de poblaciones jóvenes el  $EW(H\beta)$  alcanza valores de hasta 500 Å. Modelos a partir de González Delgado *et al.* 2005.

Para realizar una corrección por absorción estelar subyacente a la muestra de objetos observados se debe seleccionar individualmente el modelo adecuado para cada región en específico, dependiendo de la edad y metalicidad de la población estelar del espectro observacional. Es por ello que estas características deben ser encontradas en términos de los parámetros tradicionales utilizados en estudios de síntesis de poblaciones estelares. La fracción por número de O y N para cada región fue calculada en la sección 6.2.2, sin embargo es costumbre expresar la metalicidad de una población estelar en términos de la fracción de masa de metales normalizado a la unidad, de tal manera que  $X + Y + Z = 1$ , en donde  $X$  y  $Y$  es la fracción de masa de hidrógeno y helio respectivamente. De esta manera, la fracción de masa de metales se suele simplificar de la forma

$$Z = 27 \left( \frac{O}{H} \right), \quad (6.31)$$

en donde  $\frac{O}{H}$  es la fracción numérica de oxígeno y  $Z_{\odot} = 0.02$ ;  $12 + \log(O/H)_{\odot} = 8.87$  (González Delgado *et al.* 2005). La metalicidad encontrada a través de esta simple relación se encuentra en el rango  $0.001 \leq Z \leq 0.008$ , confirmando la baja abundancia metálica de estos objetos.

Posteriormente, la edad se calculó para cada objeto utilizando el ancho equivalente de  $H\beta$  para cada región a través de los resultados directos de **Sed@** para modelos de síntesis evolutiva, utilizando modelos de pérdida de masa estándar para las trazas evolutivas en donde se predice una

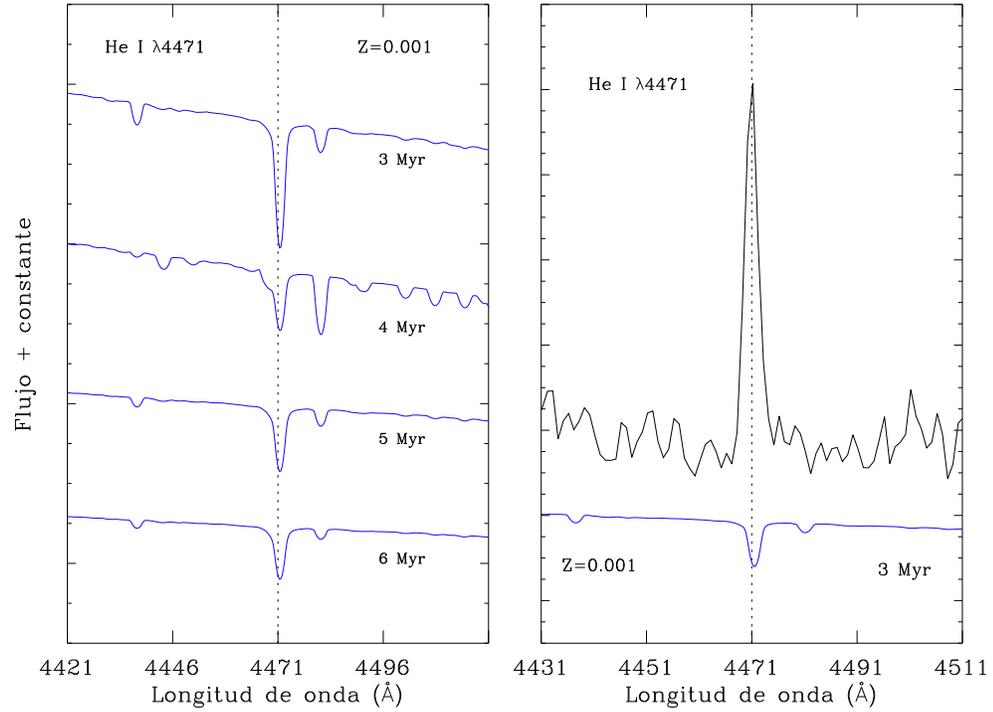


Figura 6.9: Pánel izquierdo: evolución del ancho equivalente para la línea  $\lambda 4471$  para un modelo con metalicidad  $Z = 0.001$  desde  $3$  hasta  $6 \times 10^6$  años. Pánel derecho: comparación entre el espectro observacional del objeto SDSS J005147.30+000940.0 con el modelo SSP asignado mostrando la magnitud de absorción estelar subyacente.

pérdida de un 30% de los fotones ionizantes (Mas-Hesse & Kunth 1991, 1999; Cerviño & Mas-Hesse 1994), sin embargo para el  $\text{EW}(\text{H}\beta)$  de regiones jóvenes esta pérdida no tiene mucha influencia, debido a que el continuo y las líneas están dominadas por fotones ionizantes. Los resultados de estos modelos fueron obtenidos a partir de la herramienta denominada PGos3, la cual es parte del OV-INAOE. El rango de edad encontrado para las galaxias se sitúa entre  $3 \times 10^6$  y  $5 \times 10^6$  años, es decir regiones muy jóvenes donde el espectro de sus poblaciones está dominado por estrellas tipo B. Con estas mediciones fue posible determinar una edad y una metalicidad para cada uno de los objetos, asignando posteriormente un modelo de síntesis de población con la combinación de metalicidad y edad más cercana a la inferida de manera observacional. En la tabla 6.7 se muestra la metalicidad, edad y el modelo de síntesis de población asignado a cada uno de los objetos de la muestra. La Fig. 6.9 muestra la evolución de la líneas  $\lambda 4471$  para un modelo con una edad de  $10^6$  años y metalicidad  $Z = 0.001$ , así como la comparación del espectro observado con el modelo SSP asignado a tal objeto mostrando la magnitud de absorción estelar subyacente.

Identificador	$Z_{Obs}$	$Z_{SSP}$	$EW_{H\beta}$	Edad	Modelo	
1	SDSS J001647.75-104742.2	0.0035	0.004	64.0	3.95	z004.GD_m05vis4.e+06
2	SDSS J002101.02+005248.0	0.0043	0.004	88.6	3.85	z004.GD_m05vis4.e+06
3	SDSS J002425.94+140410.6	0.0044	0.004	64.4	3.95	z004.GD_m05vis4.e+06
4	SDSS J003218.59+150014.1	0.0027	0.001	83.6	3.25	z001.GD_m10vis3.e+06
5	SDSS J003218.59+150014.1	0.0032	0.004	86.0	3.86	z004.GD_m05vis4.e+06
6	SDSS J005147.30+000940.0	0.0020	0.001	92.3	3.13	z001.GD_m10vis3.e+06
7	SDSS J005527.46-002148.7	0.0044	0.004	63.6	3.95	z004.GD_m05vis4.e+06
8	SDSS J024815.93-081716.5	0.0037	0.004	237.7	2.68	z004.GD_m05vis3.e+06
9	SDSS J081334.17+313252.1	0.0036	0.004	91.8	3.84	z004.GD_m05vis4.e+06
10	SDSS J082334.84+031315.6	0.0039	0.004	227.8	2.70	z004.GD_m05vis3.e+06
11	SDSS J084029.91+470710.2	0.0017	0.001	196.0	2.79	z001.GD_m10vis3.e+06
12	SDSS J084029.91+470710.2	0.0017	0.001	182.9	2.91	z001.GD_m10vis3.e+06
13	SDSS J084414.23+022621.1	0.0043	0.004	105.8	3.78	z004.GD_m05vis4.e+06
14	SDSS J084634.39+362620.8	0.0046	0.004	79.8	3.89	z004.GD_m05vis4.e+06
15	SDSS J090714.86+385704.2	0.0042	0.004	84.0	3.87	z004.GD_m05vis4.e+06
16	SDSS J091434.95+470207.2	0.0035	0.004	105.8	3.78	z004.GD_m05vis4.e+06
17	SDSS J093006.43+602653.3	0.0024	0.001	113.2	3.04	z001.GD_m10vis3.e+06
18	SDSS J093402.02+551427.8	0.0005	0.001	59.3	5.62	z001.GD_m10vis6.e+06
19	SDSS J093813.49+542825.0	0.0035	0.004	76.6	3.90	z004.GD_m05vis4.e+06
20	SDSS J094256.74+092816.2	0.0042	0.004	236.7	2.69	z004.GD_m05vis3.e+06
21	SDSS J094401.86-003832.1	0.0024	0.001	230.9	2.76	z001.GD_m10vis3.e+06
22	SDSS J094920.98+014303.1	0.0038	0.004	81.6	3.88	z004.GD_m05vis4.e+06
23	SDSS J094954.14+003658.6	0.0030	0.004	57.7	3.98	z004.GD_m05vis4.e+06
24	SDSS J100348.65+450457.7	0.0017	0.001	100.4	3.08	z001.GD_m10vis3.e+06
25	SDSS J100746.51+025228.4	0.0036	0.004	124.6	3.10	z004.GD_m05vis3.e+06
26	SDSS J102429.25+052451.0	0.0024	0.001	94.0	3.11	z001.GD_m10vis3.e+06
27	SDSS J103137.27+043422.0	0.0012	0.001	54.8	5.73	z001.GD_m10vis6.e+06
28	SDSS J103410.15+580349.0	0.0018	0.001	74.4	3.46	z001.GD_m10vis3.e+06
29	SDSS J104457.79+035313.1	0.0009	0.001	310.6	2.67	z001.GD_m10vis3.e+06
30	SDSS J104554.77+010405.8	0.0041	0.004	172.6	2.80	z004.GD_m05vis3.e+06
31	SDSS J112528.08+574246.9	0.0037	0.004	88.0	3.85	z004.GD_m05vis4.e+06
32	SDSS J112732.66+535454.4	0.0033	0.004	91.7	3.84	z004.GD_m05vis4.e+06
33	SDSS J113445.72+500603.3	0.0028	0.001	107.3	3.06	z001.GD_m10vis3.e+06
34	SDSS J113706.18-033737.0	0.0035	0.004	80.0	3.88	z004.GD_m05vis4.e+06
35	SDSS J114333.10+533000.6	0.0038	0.004	67.4	3.94	z004.GD_m05vis4.e+06
36	SDSS J115237.18-022810.0	0.0027	0.001	187.4	2.81	z001.GD_m10vis3.e+06
37	SDSS J115237.67-022806.3	0.0019	0.001	75.0	3.44	z001.GD_m10vis3.e+06
38	SDSS J115247.51-004007.6	0.0016	0.001	117.3	3.02	z001.GD_m10vis3.e+06
39	SDSS J115528.33+573951.9	0.0028	0.001	180.4	2.92	z001.GD_m10vis3.e+06
40	SDSS J115712.44+022827.8	0.0027	0.001	69.9	3.59	z001.GD_m10vis4.e+06
41	SDSS J120144.07+621933.1	0.0040	0.004	85.9	3.86	z004.GD_m05vis4.e+06
42	SDSS J121839.13+454706.8	0.0030	0.004	90.4	3.84	z004.GD_m05vis4.e+06
43	SDSS J121909.88+035123.3	0.0083	0.008	173.3	2.92	z008.GD_m05vis3.e+06
44	SDSS J122505.41+610911.2	0.0026	0.001	94.6	3.10	z001.GD_m10vis3.e+06
45	SDSS J122720.15+513924.3	0.0041	0.004	73.5	3.91	z004.GD_m05vis4.e+06

Tabla 6.7: Metalicidad calculada a partir de las observaciones  $Z_{Obs}$ , metalicidad asignada según los modelos de síntesis  $Z_{SSP}$ , ancho equivalente en  $H\beta$ , edad calculada a partir de los modelos mostrados en la Fig. 6.5 y nombre del modelo de síntesis asignado para la muestra espectroscópica según PGos3 (OV-INAOE).

Identificador	$Z_{Obs}$	$Z_{SSP}$	$EW_{H\beta}$	Edad	Modelo	
46	SDSS J124954.84+060610.3	0.0033	0.004	73.9	3.91	z004.GD_m05vis4.e+06
47	SDSS J130249.19+653449.2	0.0029	0.001	74.7	3.45	z001.GD_m10vis3.e+06
48	SDSS J130728.70+542649.6	0.0063	0.008	101.3	3.58	z008.GD_m05vis4.e+06
49	SDSS J132211.95+013034.3	0.0060	0.008	90.7	3.66	z008.GD_m05vis4.e+06
50	SDSS J132923.46-031502.2	0.0031	0.004	57.9	3.98	z004.GD_m05vis4.e+06
51	SDSS J134251.84+524230.5	0.0025	0.001	57.6	5.65	z001.GD_m10vis6.e+06
52	SDSS J134427.36+560129.7	0.0055	0.004	153.6	3.49	z004.GD_m05vis3.e+06
53	SDSS J134531.50+044232.7	0.0035	0.004	66.0	3.94	z004.GD_m05vis4.e+06
54	SDSS J135950.91+572622.9	0.0026	0.001	61.5	4.71	z001.GD_m10vis5.e+06
55	SDSS J140411.24+542518.6	0.0021	0.001	176.1	2.92	z001.GD_m10vis3.e+06
56	SDSS J140956.75+545648.8	0.0049	0.004	135.1	3.44	z004.GD_m05vis3.e+06
57	SDSS J143012.19+453232.4	0.0052	0.004	90.3	3.84	z004.GD_m05vis4.e+06
58	SDSS J143053.51+002746.3	0.0031	0.004	139.5	3.58	z004.GD_m05vis4.e+06
59	SDSS J143202.85+515252.2	0.0028	0.001	82.1	3.27	z001.GD_m10vis3.e+06
60	SDSS J144805.37-011057.7	0.0034	0.004	136.7	3.49	z004.GD_m05vis3.e+06
61	SDSS J144805.38-011057.7	0.0036	0.004	135.1	3.44	z004.GD_m05vis3.e+06
62	SDSS J151212.85+471630.6	0.0043	0.004	106.3	3.78	z004.GD_m05vis4.e+06
63	SDSS J151725.86-000805.4	0.0036	0.004	76.3	3.90	z004.GD_m05vis4.e+06
64	SDSS J153753.32+584137.7	0.0037	0.004	66.2	3.94	z004.GD_m05vis4.e+06
65	SDSS J161623.53+470202.3	0.0025	0.001	75.7	3.42	z001.GD_m10vis3.e+06
66	SDSS J162410.11-002202.5	0.0043	0.004	109.1	3.18	z004.GD_m05vis3.e+06
67	SDSS J164725.17+302729.2	0.0035	0.004	68.0	3.93	z004.GD_m05vis4.e+06
68	SDSS J172906.55+565319.2	0.0026	0.001	116.0	3.03	z001.GD_m10vis3.e+06
69	SDSS J173501.24+570308.5	0.0039	0.004	241.8	2.67	z004.GD_m05vis3.e+06
70	SDSS J223036.79-000636.9	0.0013	0.001	102.5	3.07	z001.GD_m10vis3.e+06
71	SDSS J225140.31+132713.4	0.0037	0.004	58.8	3.97	z004.GD_m05vis4.e+06

Tabla 6.7: Continuación.

Posteriormente, se procedió a medir el ancho equivalente en absorción de estos modelos para las líneas utilizadas en la determinación de la abundancia de He, las cuales son: He I  $\lambda$  4471,  $\lambda$  5876,  $\lambda$  6678, He II  $\lambda$  4686 y  $H\beta$ . Utilizando los valores medidos del ancho equivalente para las líneas de emisión en las mismas longitudes de onda se procedió a realizar la corrección por absorción estelar subyacente bajo la premisa que tanto los modelos observados como los de síntesis de poblaciones no presentan rasgos de estrellas Wolf-Rayet, si éste fuera el caso la corrección aplicada a la intensidad de líneas representaría una cota máxima debido a la posible emisión de vientos en las mismas longitudes de onda. La Fig. 6.10 muestra un ejemplo del cálculo del ancho equivalente de  $\lambda$  4471 para un modelo con una edad de  $10^6$  años y metalicidad  $Z = 0.001$ .

Siguiendo la formulación de Olive & Skillman (2004), la corrección por absorción estelar subyacente aplicada a los datos originales toma la forma

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \frac{EW_0(\lambda) + EW_{SSP}(\lambda)}{EW_0(\lambda)}, \quad (6.32)$$

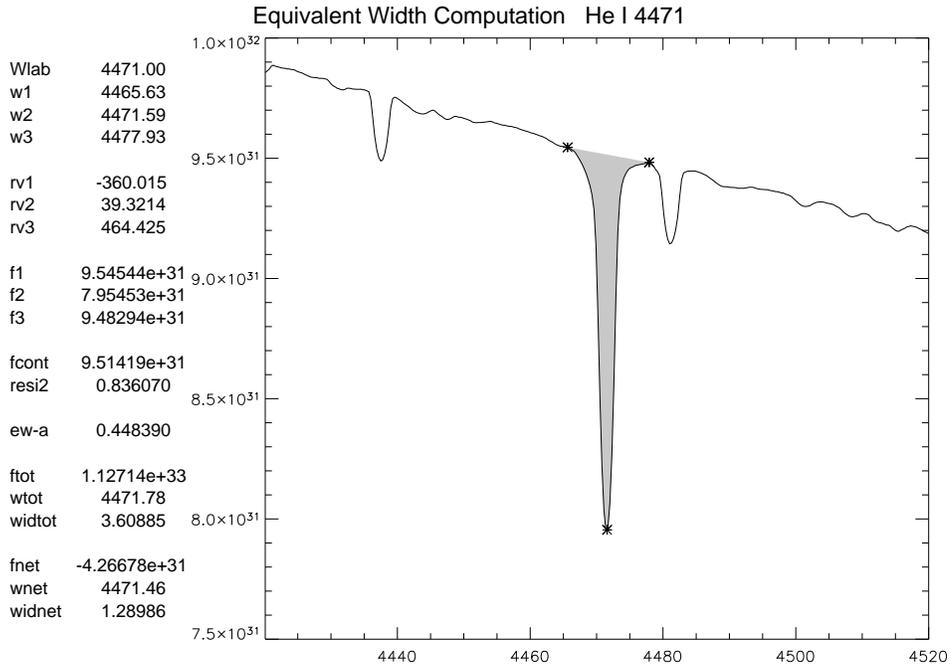


Figura 6.10: Ejemplo de la medición del ancho equivalente para la línea  $\lambda 4471$  para un modelo de síntesis con  $Z = 0.001$  y edad  $t = 3 \times 10^6$  años utilizando la rutina denominada `line_eqwidth` disponible en la paquetería para astronomía de IDL.

en donde  $I_0(\lambda)$  representa la intensidad de línea medida originalmente,  $EW_0(\lambda)$  el ancho equivalente de la misma línea,  $EW_{SSP}(\lambda)$  el ancho equivalente en absorción medido a partir de los modelos SSP y  $I(\lambda)$  la intensidad de línea corregida por absorción estelar subyacente. A partir de esta corrección, se aplicó el procedimiento descrito en la sección 6.2.1.3 para calcular la abundancia de helio a partir de la intensidad relativa de las líneas de He con respecto a  $H\beta$ . Las tablas 6.8 y 6.9 muestran la corrección por absorción estelar subyacente en términos del ancho equivalente de las líneas de He I y He II de los espectros observados y de los modelos SSP, así como la abundancia iónica y total de He para cada objeto después de la corrección. Este nuevo conjunto de resultados conforma la cuarta y última determinación de la abundancia de helio para los 71 objetos del presente trabajo destinado a inferir la abundancia primordial de helio.

Los resultados de la determinación de abundancias químicas de cada una de las secciones del presente capítulo se manejan de forma independiente para determinar  $Y_P$ , los resultados se describen en el capítulo 7.

Identificador	EW $\lambda 4471$		EW $\lambda 5876$		EW $\lambda 6678$		EW $\lambda 686$		
	Objeto	SSP	Objeto	SSP	Objeto	SSP	Objeto	SSP	
1	SDSS J001647.75-104742.2	1.61 ± 0.16	0.41	9.12 ± 0.46	0.31	4.08 ± 0.41	0.19	0.29 ± 0.03	0.15
2	SDSS J002101.02+005248.0	2.52 ± 0.13	0.41	18.10 ± 0.23	0.31	8.63 ± 0.45	0.19	1.72 ± 0.17	0.15
3	SDSS J002425.94+140410.6	2.01 ± 0.10	0.41	10.72 ± 0.17	0.31	4.13 ± 0.21	0.19	0.89 ± 0.09	0.15
4	SDSS J003218.59+150014.1	2.12 ± 0.18	0.45	13.94 ± 0.32	0.44	4.82 ± 0.34	0.27	1.14 ± 0.11	0.18
5	SDSS J003218.59+150014.1	2.75 ± 0.14	0.41	14.29 ± 0.21	0.31	5.44 ± 0.27	0.19	0.74 ± 0.07	0.15
6	SDSS J005147.30+000940.0	3.11 ± 0.17	0.45	14.40 ± 0.31	0.44	4.87 ± 0.35	0.27	0.66 ± 0.07	0.18
7	SDSS J005527.46-002148.7	1.90 ± 0.19	0.41	13.44 ± 0.95	0.31	4.63 ± 0.46	0.19	0.58 ± 0.06	0.15
8	SDSS J024815.93-081716.5	7.35 ± 0.09	0.41	46.75 ± 0.26	0.38	20.53 ± 0.30	0.21	1.76 ± 0.10	0.18
9	SDSS J081334.17+313252.1	2.79 ± 0.14	0.41	11.94 ± 0.11	0.31	4.29 ± 0.21	0.19	0.63 ± 0.06	0.15
10	SDSS J082334.84+031315.6	8.68 ± 0.14	0.41	43.54 ± 0.29	0.38	14.51 ± 0.27	0.21	0.76 ± 0.08	0.18
11	SDSS J084029.91+470710.2	8.55 ± 0.25	0.45	46.32 ± 0.60	0.44	17.51 ± 0.88	0.27	4.86 ± 0.28	0.18
12	SDSS J084029.91+470710.2	7.93 ± 0.39	0.45	44.36 ± 0.58	0.44	14.11 ± 0.70	0.27	4.08 ± 0.24	0.18
13	SDSS J084414.23+022621.1	3.93 ± 0.20	0.41	18.64 ± 0.24	0.31	6.83 ± 0.34	0.19	0.76 ± 0.00	0.15
14	SDSS J084634.39+362620.8	2.47 ± 0.12	0.41	13.26 ± 0.15	0.31	5.81 ± 0.29	0.19	0.33 ± 0.03	0.15
15	SDSS J090714.86+385704.2	3.19 ± 0.21	0.41	11.93 ± 0.23	0.31	4.25 ± 0.24	0.19	0.80 ± 0.08	0.15
16	SDSS J091434.95+470207.2	3.14 ± 0.16	0.41	17.97 ± 0.24	0.31	8.25 ± 0.41	0.19	1.11 ± 0.11	0.15
17	SDSS J093006.43+602653.3	3.22 ± 0.16	0.45	17.77 ± 0.20	0.44	6.75 ± 0.34	0.27	1.38 ± 0.14	0.18
18	SDSS J093402.02+551427.8	1.25 ± 0.06	0.57	5.89 ± 0.16	0.48	3.71 ± 0.25	0.33	1.68 ± 0.08	0.20
19	SDSS J093813.49+542825.0	2.18 ± 0.11	0.41	13.71 ± 0.21	0.31	4.71 ± 0.25	0.19	0.43 ± 0.04	0.15
20	SDSS J094256.74+092816.2	7.14 ± 0.11	0.41	44.86 ± 0.28	0.38	18.17 ± 0.30	0.21	1.54 ± 0.15	0.18
21	SDSS J094401.86-003832.1	8.32 ± 0.10	0.45	51.60 ± 0.26	0.44	18.58 ± 0.26	0.27	3.34 ± 0.10	0.18
22	SDSS J094920.98+014303.1	2.20 ± 0.11	0.41	13.36 ± 0.22	0.31	5.67 ± 0.29	0.19	0.57 ± 0.00	0.15
23	SDSS J094954.14+003658.6	1.73 ± 0.09	0.41	10.74 ± 0.17	0.31	4.00 ± 0.22	0.19	0.73 ± 0.07	0.15
24	SDSS J100348.65+450457.7	3.28 ± 0.17	0.45	13.17 ± 0.26	0.44	5.43 ± 0.31	0.27	0.95 ± 0.10	0.18
25	SDSS J100746.51+025228.4	4.25 ± 0.30	0.41	20.29 ± 0.49	0.38	7.00 ± 0.53	0.21	1.02 ± 0.10	0.18

Tabla 6.8: Anchos equivalentes de las líneas He I  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 5876$ ,  $\lambda 6678$  y He II  $\lambda 686$  para la muestra de objetos del presente trabajo. Las columnas marcadas como SSP muestran el ancho equivalente medido para la misma línea a partir del modelo de síntesis asociado a cada objeto.

Identificador	EW $\lambda 4471$		EW $\lambda 5876$		EW $\lambda 6678$		EW $\lambda 686$		
	Objeto	SSP	Objeto	SSP	Objeto	SSP	Objeto	SSP	
26	SDSS J102429.25+052451.0	2.61 ± 0.13	0.45	15.86 ± 0.31	0.44	5.92 ± 0.42	0.27	1.33 ± 0.13	0.18
27	SDSS J103137.27+043422.0	1.04 ± 0.07	0.57	8.31 ± 0.15	0.48	3.12 ± 0.23	0.33	1.94 ± 0.17	0.20
28	SDSS J103410.15+580349.0	1.46 ± 0.08	0.45	11.07 ± 0.18	0.44	4.35 ± 0.22	0.27	1.58 ± 0.08	0.18
29	SDSS J104457.79+035313.1	8.71 ± 0.19	0.45	49.41 ± 0.51	0.44	16.57 ± 0.49	0.27	4.56 ± 0.23	0.18
30	SDSS J104554.77+010405.8	5.70 ± 0.11	0.41	29.04 ± 0.24	0.38	11.18 ± 0.28	0.21	1.04 ± 0.10	0.18
31	SDSS J112528.08+574246.9	2.35 ± 0.13	0.41	13.26 ± 0.20	0.31	5.38 ± 0.27	0.19	0.22 ± 0.02	0.15
32	SDSS J112732.66+535454.4	2.91 ± 0.15	0.41	14.19 ± 0.23	0.31	5.02 ± 0.27	0.19	1.36 ± 0.14	0.15
33	SDSS J113445.72+500603.3	3.54 ± 0.10	0.45	19.32 ± 0.20	0.44	7.17 ± 0.35	0.27	1.54 ± 0.15	0.18
34	SDSS J113706.18-033737.0	2.89 ± 0.21	0.41	11.74 ± 0.35	0.31	3.85 ± 0.35	0.19	0.59 ± 0.00	0.15
35	SDSS J114333.10+533000.6	1.89 ± 0.14	0.41	11.77 ± 0.27	0.31	4.11 ± 0.32	0.19	0.29 ± 0.03	0.15
36	SDSS J115237.18-022810.0	3.92 ± 0.09	0.45	27.07 ± 0.19	0.44	9.49 ± 0.20	0.27	0.66 ± 0.07	0.18
37	SDSS J115237.67-022806.3	1.63 ± 0.08	0.45	11.33 ± 0.16	0.44	4.71 ± 0.23	0.27	0.80 ± 0.08	0.18
38	SDSS J115247.51-004007.6	3.16 ± 0.17	0.45	20.11 ± 0.28	0.44	6.91 ± 0.34	0.27	1.08 ± 0.11	0.18
39	SDSS J115528.33+573951.9	5.61 ± 0.11	0.45	32.85 ± 0.27	0.44	14.51 ± 0.32	0.27	1.69 ± 0.17	0.18
40	SDSS J115712.44+022827.8	2.28 ± 0.14	0.23	14.64 ± 0.24	0.19	7.10 ± 0.36	0.10	0.83 ± 0.08	0.11
41	SDSS J120144.07+621933.1	2.68 ± 0.22	0.41	11.95 ± 0.28	0.31	4.72 ± 0.31	0.19	0.68 ± 0.00	0.15
42	SDSS J121839.13+454706.8	2.77 ± 0.28	0.41	13.29 ± 0.67	0.31	4.54 ± 0.46	0.19	0.68 ± 0.07	0.15
43	SDSS J121909.88+035123.3	5.88 ± 0.11	0.48	31.26 ± 0.19	0.52	12.01 ± 0.19	0.30	1.05 ± 0.10	0.28
44	SDSS J122505.41+610911.2	2.78 ± 0.07	0.45	13.20 ± 0.13	0.44	5.06 ± 0.25	0.27	1.86 ± 0.11	0.18
45	SDSS J122720.15+513924.3	2.23 ± 0.18	0.41	11.65 ± 0.28	0.31	4.33 ± 0.41	0.19	0.46 ± 0.05	0.15
46	SDSS J124954.84+060610.3	1.62 ± 0.13	0.41	11.18 ± 0.25	0.31	4.34 ± 0.37	0.19	0.94 ± 0.09	0.15
47	SDSS J130249.19+653449.2	2.50 ± 0.25	0.45	10.68 ± 0.53	0.44	3.46 ± 0.34	0.27	1.59 ± 0.16	0.18
48	SDSS J130728.70+542649.6	3.45 ± 0.17	0.46	17.68 ± 0.27	0.39	7.36 ± 0.37	0.22	0.23 ± 0.00	0.18
49	SDSS J132211.95+013034.3	2.17 ± 0.12	0.46	15.93 ± 0.20	0.39	9.52 ± 0.95	0.22	1.14 ± 0.11	0.18
50	SDSS J132923.46-031502.2	1.75 ± 0.13	0.41	9.93 ± 0.19	0.31	2.90 ± 0.20	0.19	0.69 ± 0.07	0.15

Tabla 6.8: Continuación.

Identificador	EW $\lambda 4471$		EW $\lambda 5876$		EW $\lambda 6678$		EW $\lambda 686$		
	Objeto	SSP	Objeto	SSP	Objeto	SSP	Objeto	SSP	
51	SDSS J134251.84+524230.5	1.49 ± 0.10	0.57	8.91 ± 0.14	0.48	3.88 ± 0.20	0.33	0.92 ± 0.09	0.20
52	SDSS J134427.36+560129.7	4.85 ± 0.24	0.41	24.26 ± 0.33	0.38	8.67 ± 0.43	0.21	1.14 ± 0.11	0.18
53	SDSS J134531.50+044232.7	2.02 ± 0.17	0.41	10.17 ± 0.29	0.31	5.03 ± 0.41	0.19	1.06 ± 0.10	0.15
54	SDSS J135950.91+572622.9	1.78 ± 0.18	0.50	9.82 ± 0.49	0.43	3.34 ± 0.33	0.28	1.15 ± 0.11	0.19
55	SDSS J140411.24+542518.6	5.25 ± 0.10	0.45	26.86 ± 0.21	0.44	12.41 ± 0.27	0.27	1.02 ± 0.10	0.18
56	SDSS J140956.75+545648.8	5.60 ± 0.28	0.41	25.69 ± 0.30	0.38	11.15 ± 0.56	0.21	4.16 ± 0.42	0.18
57	SDSS J143012.19+453232.4	2.98 ± 0.09	0.41	14.00 ± 0.15	0.31	5.58 ± 0.28	0.19	0.94 ± 0.09	0.15
58	SDSS J143053.51+002746.3	4.80 ± 0.12	0.41	21.16 ± 0.23	0.31	7.21 ± 0.36	0.19	0.84 ± 0.08	0.15
59	SDSS J143202.85+515252.2	2.61 ± 0.26	0.45	12.11 ± 0.61	0.44	4.56 ± 0.46	0.27	1.03 ± 0.10	0.18
60	SDSS J144805.37-011057.7	4.55 ± 0.22	0.41	23.29 ± 0.29	0.38	9.95 ± 0.49	0.21	2.07 ± 0.17	0.18
61	SDSS J144805.38-011057.7	4.72 ± 0.46	0.41	23.97 ± 1.20	0.38	9.57 ± 0.96	0.21	2.15 ± 0.21	0.18
62	SDSS J151212.85+471630.6	3.92 ± 0.10	0.41	18.10 ± 0.17	0.31	8.85 ± 0.23	0.19	0.76 ± 0.08	0.15
63	SDSS J151725.86-000805.4	2.32 ± 0.15	0.41	12.18 ± 0.21	0.31	4.73 ± 0.24	0.19	0.51 ± 0.05	0.15
64	SDSS J153753.32+584137.7	1.57 ± 0.16	0.41	10.14 ± 0.22	0.31	4.50 ± 0.26	0.19	1.20 ± 0.01	0.15
65	SDSS J161623.53+470202.3	1.70 ± 0.10	0.45	12.32 ± 0.18	0.44	5.01 ± 0.28	0.27	1.98 ± 0.10	0.18
66	SDSS J162410.11-002202.5	3.41 ± 0.17	0.41	19.86 ± 0.29	0.38	8.06 ± 0.40	0.21	2.64 ± 0.26	0.18
67	SDSS J164725.17+302729.2	2.08 ± 0.14	0.41	12.55 ± 0.21	0.31	5.18 ± 0.26	0.19	0.63 ± 0.00	0.15
68	SDSS J172906.55+565319.2	3.89 ± 0.20	0.45	18.48 ± 0.31	0.44	6.83 ± 0.34	0.27	1.16 ± 0.12	0.18
69	SDSS J173501.24+570308.5	9.13 ± 0.11	0.41	47.29 ± 0.24	0.38	16.44 ± 0.23	0.21	2.08 ± 0.13	0.18
70	SDSS J223036.79-000636.9	2.96 ± 0.15	0.45	13.12 ± 0.27	0.44	5.46 ± 0.33	0.27	1.64 ± 0.13	0.18
71	SDSS J225140.31+132713.4	1.41 ± 0.09	0.41	9.36 ± 0.17	0.31	3.94 ± 0.23	0.19	0.62 ± 0.06	0.15

Tabla 6.8: Continuación.

Identificador	$y^+$ ( $10^3$ )		$y^{++}$ ( $10^4$ )		Abundancia $Y$ ( $10^2$ )		$\Delta Y$ (%)
	Original	corr. SSP	Original	corr. SSP	Original	corr. SSP	
	1	95.62	95.89	4.71	6.73	27.69	
2	99.07	98.44	18.44	19.15	28.67	28.56	-0.38
3	86.84	87.05	14.67	16.09	26.02	26.10	0.32
4	84.11	86.61	13.72	15.35	25.43	26.02	2.31
5	84.60	84.62	8.17	9.37	25.41	25.44	0.14
6	81.45	83.72	7.48	9.23	24.71	25.26	2.23
7	107.07	106.03	9.54	11.25	30.07	29.91	-0.55
8	88.57	88.83	6.77	7.35	26.24	26.31	0.27
9	88.56	89.15	7.25	8.57	26.25	26.40	0.60
10	93.76	93.95	2.81	3.41	27.26	27.31	0.20
11	95.25	95.75	21.82	22.30	28.01	28.12	0.41
12	92.78	93.35	19.85	20.41	27.45	27.58	0.48
13	100.65	100.33	7.38	8.50	28.76	28.72	-0.13
14	97.26	97.00	4.27	5.89	28.00	27.98	-0.06
15	96.44	96.60	10.45	11.81	27.97	28.03	0.23
16	87.88	87.81	9.85	10.76	26.16	26.16	0.02
17	79.49	81.35	11.97	13.19	24.36	24.81	1.85
18	46.02	51.42	31.08	32.93	16.42	17.95	9.33
19	91.47	91.36	5.73	7.33	26.84	26.85	0.05
20	93.42	93.71	6.51	7.16	27.26	27.33	0.28
21	104.30	104.84	13.57	14.12	29.65	29.77	0.40
22	98.67	98.74	7.70	9.24	28.38	28.43	0.17
23	83.98	84.00	12.93	14.54	25.38	25.42	0.18
24	87.99	90.57	10.37	11.99	26.23	26.82	2.26
25	89.68	90.48	8.04	9.19	26.50	26.70	0.74

Tabla 6.9: Abundancias iónicas ( $y^+$ ,  $y^{++}$ ) y de fracción de masa  $Y$  de helio para cada uno de los objetos de la muestra. Las columnas marcadas como "Original" señalan el valor obtenido utilizando las relaciones de línea medidas en las secciones 6.2.1-3 (método tradicional) mientras que las columnas marcadas como "corr. SSP" muestran los valores de las mismas cantidades después de la corrección por absorción estelar subyacente. La última columna muestra la diferencia porcentual del valor de  $Y$  con respecto al original, nótese que algunos valores son negativos indicando que el valor de  $Y$  disminuyó después de la corrección por absorción estelar, debido a una importante corrección en la línea  $H\beta$ .

Identificador	$y^+$ ( $10^3$ )		$y^{++}$ ( $10^4$ )		Abundancia $Y$ ( $10^2$ )		$\Delta Y$ (%)
	Original	corr. SSP	Original	corr. SSP	Original	corr. SSP	
	26	83.06	85.15	13.55	14.94	25.20	
27	74.25	79.65	37.27	38.74	23.75	25.02	5.34
28	69.21	72.52	22.71	24.36	22.21	23.04	3.74
29	71.80	72.60	16.78	17.28	22.70	22.90	0.89
30	90.35	90.89	6.18	7.09	26.60	26.73	0.51
31	93.83	94.16	2.73	4.39	27.27	27.38	0.40
32	91.07	91.34	15.91	16.89	26.98	27.06	0.30
33	88.66	90.23	13.55	14.74	26.42	26.78	1.37
34	95.39	95.54	7.78	9.27	27.71	27.77	0.24
35	86.90	87.01	4.40	6.29	25.82	25.89	0.26
36	84.65	86.19	3.95	4.95	25.33	25.69	1.43
37	73.33	76.60	11.63	13.73	22.92	23.74	3.57
38	84.60	86.39	9.52	10.85	25.47	25.89	1.67
39	94.91	95.84	8.97	9.76	27.65	27.86	0.76
40	120.16	116.11	11.80	12.58	32.61	31.89	-2.21
41	85.77	86.17	7.99	9.30	25.64	25.77	0.47
42	90.23	90.58	7.75	9.04	26.63	26.73	0.40
43	102.20	103.42	5.63	7.00	28.95	29.22	0.94
44	77.78	80.21	19.47	20.72	24.13	24.72	2.42
45	92.08	92.13	6.28	7.89	26.97	27.02	0.18
46	84.55	85.11	12.91	14.16	25.50	25.65	0.61
47	89.89	93.13	21.59	23.16	26.85	27.57	2.68
48	97.76	98.11	2.23	3.86	28.03	28.14	0.40
49	99.20	99.52	12.09	13.42	28.53	28.62	0.34
50	91.76	91.86	12.02	13.65	27.04	27.10	0.23

Tabla 6.9: Continuación.

Identificador	$y^+$ ( $10^3$ )		$y^{++}$ ( $10^4$ )		Abundancia $Y$ ( $10^2$ )		$\Delta Y$ (%)
	Original	corr. SSP	Original	corr. SSP	Original	corr. SSP	
	51	89.99	94.22	15.80	18.21	26.76	
52	99.49	100.24	7.88	8.90	28.51	28.69	0.61
53	88.85	88.83	15.82	16.99	26.50	26.52	0.09
54	78.50	81.34	17.61	19.38	24.26	24.94	2.83
55	83.83	85.03	5.71	6.61	25.20	25.49	1.14
56	107.46	107.68	30.04	30.56	30.53	30.59	0.18
57	89.85	89.85	10.15	11.25	26.55	26.58	0.10
58	86.41	86.48	5.78	6.61	25.75	25.79	0.14
59	86.64	89.38	12.86	14.60	25.97	26.60	2.44
60	88.28	88.81	13.98	14.81	26.34	26.47	0.50
61	89.82	90.29	14.49	15.30	26.67	26.79	0.45
62	100.20	99.71	6.89	7.94	28.66	28.59	-0.26
63	94.37	94.35	6.64	8.13	27.47	27.50	0.12
64	98.36	98.45	18.09	19.15	28.53	28.57	0.16
65	75.64	78.53	28.73	30.22	23.85	24.55	2.93
66	93.65	94.32	23.63	24.46	27.66	27.82	0.58
67	101.80	101.05	8.86	10.31	29.04	28.92	-0.40
68	97.82	99.56	9.67	10.90	28.27	28.65	1.34
69	99.24	99.39	7.38	7.90	28.48	28.53	0.15
70	74.07	76.45	15.63	16.88	23.20	23.79	2.53
71	85.44	85.85	10.73	12.44	25.64	25.77	0.52

Tabla 6.9: Continuación.

# Capítulo 7

## Resultados y discusión

En este capítulo se presentan los resultados de la determinación de abundancias químicas a partir de los 4 métodos descritos en el capítulo 6, los cuales tienen por objetivo inferir la abundancia primordial de helio. En dos de los métodos descritos en §6, se obtuvieron mediciones independientes para la abundancia total de oxígeno, nitrógeno y helio (método clásico y a través de la implementación de STARLIGHT), mientras que en dos métodos se utilizan las abundancias totales de oxígeno y nitrógeno derivadas a partir del método tradicional, obteniendo nuevos valores para la abundancia de helio de cada región H II a través de un refinamiento del tratamiento de los datos (corrección de incertidumbres sistemáticas y corrección por absorción estelar subyacente). A continuación se describen los resultados obtenidos para cada sección, haciendo especial énfasis en la variación de la abundancia de helio de los objetos de la muestra con respecto a cada método y como esta variación afecta la determinación de la abundancia de helio primordial inferida para cada bloque de datos. Los resultados se presentan de la siguiente manera: en principio se analizan los resultados obtenidos a partir de las secciones 6.2, 6.3 y 6.5, es decir de los métodos clásico, la implementación de STARLIGHT y la corrección por absorción estelar subyacente, dejando al final el análisis de resultados obtenidos a partir del código de Olive & Skillman presentado en §6.4.

### 7.1 Métodos: clásico, STARLIGHT y corrección por Absorción Estelar Subyacente

La determinación de la abundancia de helio primordial se basa en principio en un método muy simple: la abundancia nebular de helio, oxígeno y nitrógeno se mide a partir del espectro de líneas de emisión de regiones H II extragalácticas pobres en metales y con ciertas características que facilitan su interpretación. Posteriormente se grafica la abundancia de helio de cada región en función de la abundancia total de oxígeno y nitrógeno. Debido a que estos elementos metálicos son producidos durante la nucleosíntesis estelar, la cantidad de O y N debe crecer en función del tiempo para cierta región en particular por lo que esperamos que la dependencia funcional de  $Y$  (la fracción de masa de  $^4\text{He}$ ) sea monotónicamente creciente con respecto a la abundancia de oxígeno y nitrógeno. La extrapolación de esta relación (supuestamente lineal) a cero metalicidad nos proporciona el valor de  $Y$  previo a la contaminación del medio interestelar de elementos metálicos debida al nacimiento y evolución de estrellas durante la historia del universo, es decir la cantidad de helio primordial  $Y_P$ .

Por lo tanto, para determinar la abundancia de helio primordial necesitamos únicamente de los datos incluidos en las tablas 6.4, 6.5 y 6.9 correspondientes a tres diferentes métodos: el

método tradicional para determinar  $Y_P$  (Peimbert & Torres-Peimbert 1974), la implementación del código STARLIGHT y la corrección de absorción estelar subyacente (AES) a partir de modelos de síntesis de poblaciones estelares. Para los dos primeros casos, las abundancias de helio, oxígeno y nitrógeno se obtuvieron de manera independiente, con mediciones individuales, mientras que para el tercer caso sólo la determinación de la abundancia de helio varía con respecto al primer método, por lo que se utilizan las abundancias de oxígeno y nitrógeno derivadas en 6.2.1 a partir del primer método. Cabe señalar que la utilización de las abundancias de oxígeno y nitrógeno derivadas a partir del método clásico no implica un problema grave en términos de la determinación de  $Y_P$ , ya que lo que en verdad afecta la precisión en la determinación de la abundancia primordial de  $^4\text{He}$  es la medición de la cantidad de helio nebuloso de regiones individuales.

La Fig. 7.1 muestra la variación de la cantidad de helio determinada en el segundo y cuarto método con respecto al método tradicional. En el primer caso, la implementación del código STARLIGHT tuvo como objetivo realizar la medición de líneas nebulares a partir de un espectro residual resultado de la sustracción del modelo de síntesis de población ajustado al espectro observado  $O_\lambda - M_\lambda$ . Este refinamiento de los datos permitió una medición más precisa de las débiles líneas de He y de las líneas necesarias para determinar los parámetros físicos ( $t$  y  $n_e$ ) y abundancias químicas (O, N). El espectro residual “puro de emisión” redujo significativamente el ruido inherente al débil continuo de los espectros de la muestra. Este refinamiento de los datos produjo nuevos estimados para cada uno de los parámetros antes determinados a través del método tradicional, mostrando variaciones importantes. La Fig. 7.1 muestra las diferencias  $Y_{\text{Clasico}} - Y_{\text{STARLIGHT}}$  en función de  $Y_{\text{Clasico}}$ . En esta gráfica, valores negativos de esta diferencia indican que la abundancia  $Y$  calculada a partir de STARLIGHT es mayor con respecto al método clásico y viceversa. La implementación del código STARLIGHT tuvo el efecto de aumentar la cantidad de helio determinada, mientras que para los objetos con mayor abundancia el efecto fue contrario, se redujo la abundancia  $Y$  determinada a partir del espectro residual. El punto de inflexión en este comportamiento se encuentra aproximadamente en  $Y = 0.26$ . Este comportamiento puede explicarse de la siguiente manera: para los objetos de baja abundancia, la sustracción del continuo estelar mejoró substancialmente la señal-a-ruido de las líneas por lo que fue posible medir un flujo mayor y por ende determinar una abundancia con un valor más grande con respecto al método clásico. Por otro lado, para los objetos con una abundancia mayor a  $Y = 0.26$  (medida a través del método tradicional), la variación se dió debido a la medición de la línea  $\text{H}\beta$ , la cual en el espectro residual se midió con mayor intensidad. Los flujos de las líneas de helio para estos casos no presentaron una mejoría importante y tampoco es lógico suponer que hayan sufrido de pérdidas en señal-a-ruido. En todo caso, la variación en abundancia de helio está acotada a una diferencia de  $\Delta Y \sim 0.015$ , como lo muestra la Fig. 7.1.

En el segundo caso, la corrección por absorción estelar subyacente a través de modelos de síntesis de poblaciones tuvo por objeto corregir el efecto de componentes espectrales en absorción que afectan a las débiles líneas de He I en emisión. Debido a que esta corrección aumenta el valor estimado del flujo de las líneas individuales, es de esperarse que la variación de la abundancia de

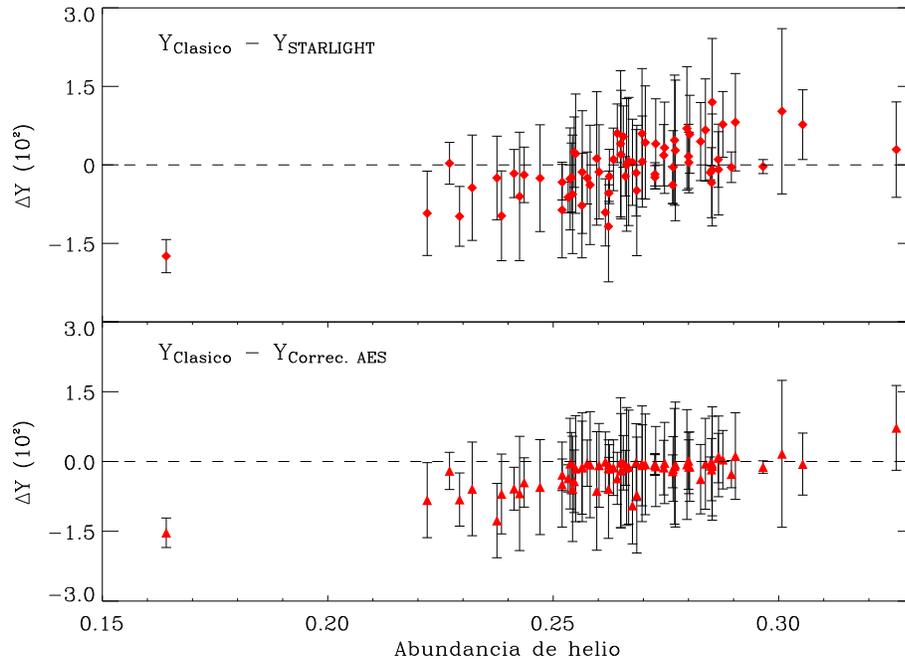


Figura 7.1: Diferencia en la abundancia de helio determinada para los métodos tradicional, STARLIGHT y Corrección por Absorción Estelar Subyacente (AES)

helio nebuloso determinada para cada región sea positiva, es decir que la cantidad de helio aumente con la corrección, debido a que el efecto de absorción estelar subyacente sistemáticamente lleva a subestimar la abundancia de helio nebuloso. Sin embargo, dado que la corrección por absorción estelar se efectuó de igual manera para las líneas de Balmer (en especial  $H\beta$ ) y dado que los algoritmos utilizados para determinar la abundancia de helio están en función de la abundancia relativa de las líneas con respecto a  $H\beta$  ( $I(\lambda)/I(H\beta)$ ), en algunos casos la corrección en  $H\beta$  es más importante que la corrección por absorción en líneas de He I, por lo que  $Y$  en realidad decrece para algunas regiones consideradas (porcentaje negativo en la tabla 6.9). Sin embargo, en general la abundancia de helio obtenida a través de la corrección por AES es mayor a la determinada a través del método clásico. Al igual que en el caso de STARLIGHT, en la Fig. 7.1 se grafica la diferencia  $Y_{\text{Clasico}} - Y_{\text{Correc. AES}}$ , valores negativos de esta diferencia indican que la abundancia  $Y$  calculada a partir del cuarto método es mayor con respecto al método clásico y viceversa. El efecto más marcado en la variación se da para objetos con baja abundancia  $Y$ , mientras que a partir de aproximadamente  $Y = 0.25$  la variación con respecto al método clásico es prácticamente nula y dentro de los errores observacionales. Existen algunos casos (extremo derecho) para los cuales la aplicación de una corrección por AES reduce la abundancia de helio (diferencias positivas), debido al efecto de  $H\beta$ . De igual manera, la variación en abundancia de helio para este caso está acotada a una diferencia  $\Delta Y \sim 0.015$  en el extremo de baja abundancia, como lo muestra la Fig. 7.1. Este comportamiento sugiere que la variación positiva de la abundancia total de He de las regiones consideradas tendrá un efecto importante en el valor final de  $Y_P$  determinado a partir de estos

métodos.

Finalmente, con los datos de las abundancias químicas reportadas en el capítulo anterior para los métodos considerados en esta sección, es posible graficar la abundancia total de helio determinada para cada objeto en función de la abundancia de oxígeno y nitrógeno para cada caso. La Fig. 7.2 muestra la gráfica correspondiente al método tradicional, la Fig. 7.3 corresponde a los resultados obtenidos a partir de la implementación del código STARLIGHT y la Fig. 7.4 muestra el mismo gráfico después de la corrección por absorción estelar subyacente. Para el caso de  $Y$  vs.  $O/H$ , los objetos marcados en azul oscuro corresponden a aquellos cuya abundancia  $O/H$  fue determinada a partir del doblete  $[O II] \lambda 3727$ , mientras que los objetos marcados en azul claro su abundancia fue obtenida a partir del doblete  $[O II] \lambda 7325$ . En el caso de  $Y$  vs.  $N/H$ , la misma nomenclatura es aplicable para la determinación de  $N/H$  a través de  $N/O$ , en donde la abundancia de oxígeno se determinó a partir de los dobletes de  $[O II]$  mencionados. Las barras de error corresponden a las desviaciones asociadas en la determinación de abundancias a  $1-\sigma$  del valor central. Estas gráficas y su interpretación se presentan en la siguiente sección.

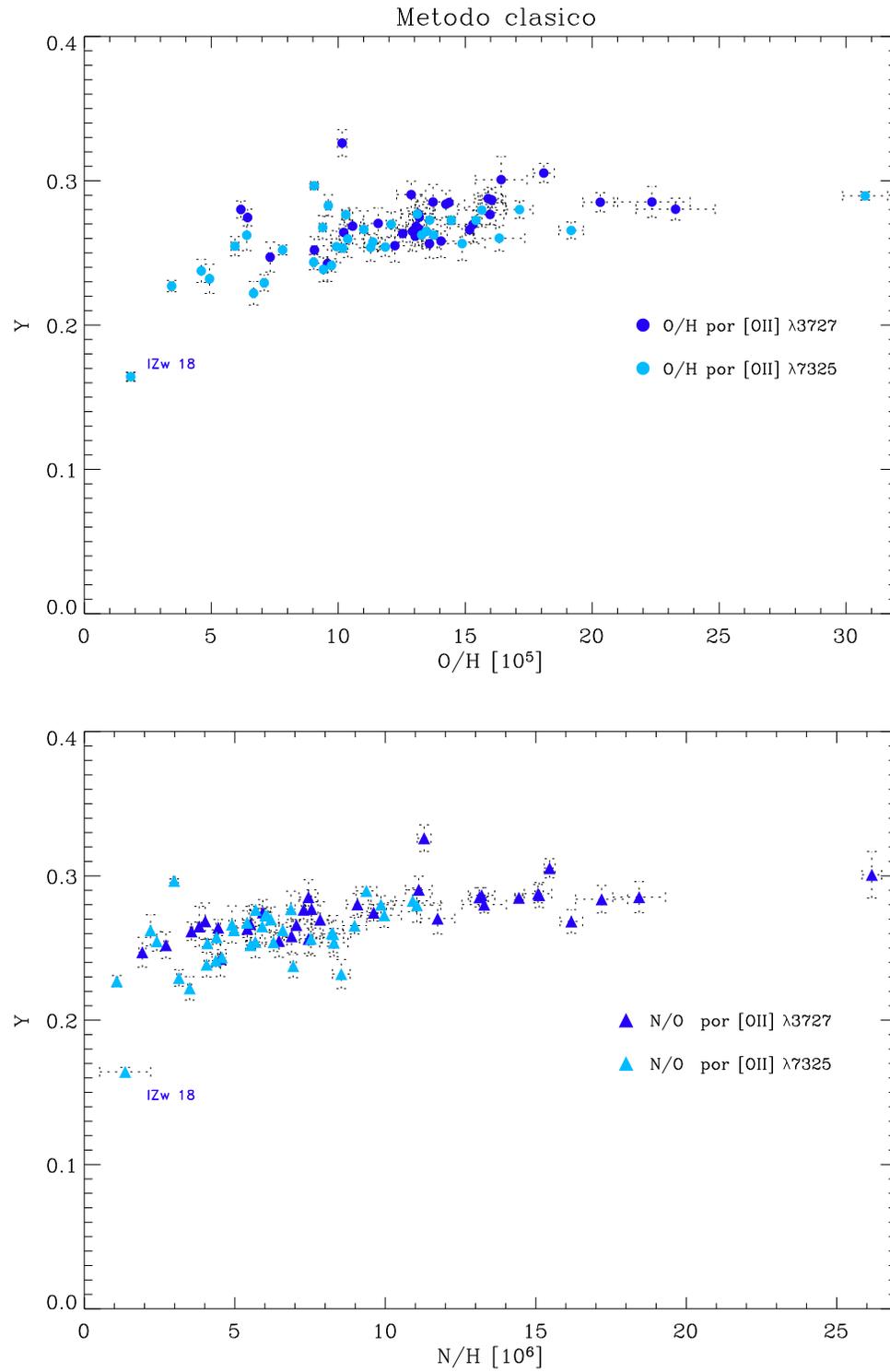


Figura 7.2: Abundancia de helio en fracci3n de masa  $Y$  en funci3n de la abundancia de ox3geno y nitr3geno para el m3todo tradicional. Para cada objeto se muestra su posici3n y m3todo utilizado para derivar su abundancia qu3mica  $O/H$  y  $N/O$  respectivamente, as3 como la barra de error asociada a  $1-\sigma$

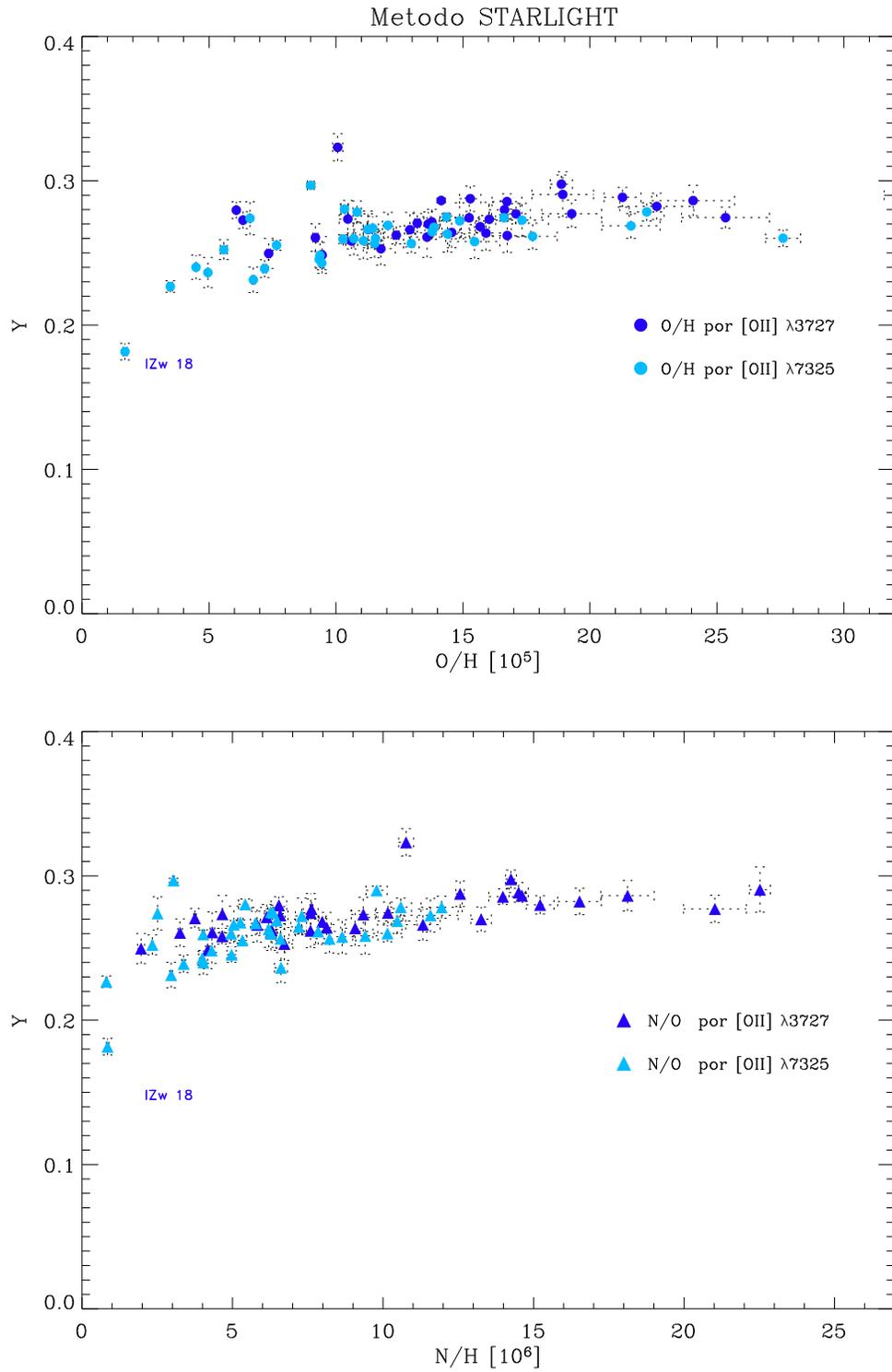


Figura 7.3: Abundancia de helio en fracci3n de masa  $Y$  en funci3n de la abundancia de ox3geno y nitr3geno para el m3todo STARLIGHT. Para cada objeto se muestra su posici3n y m3todo utilizado para derivar su abundancia qu3mica  $O/H$  y  $N/O$  respectivamente, as3 como la barra de error asociada a  $1-\sigma$

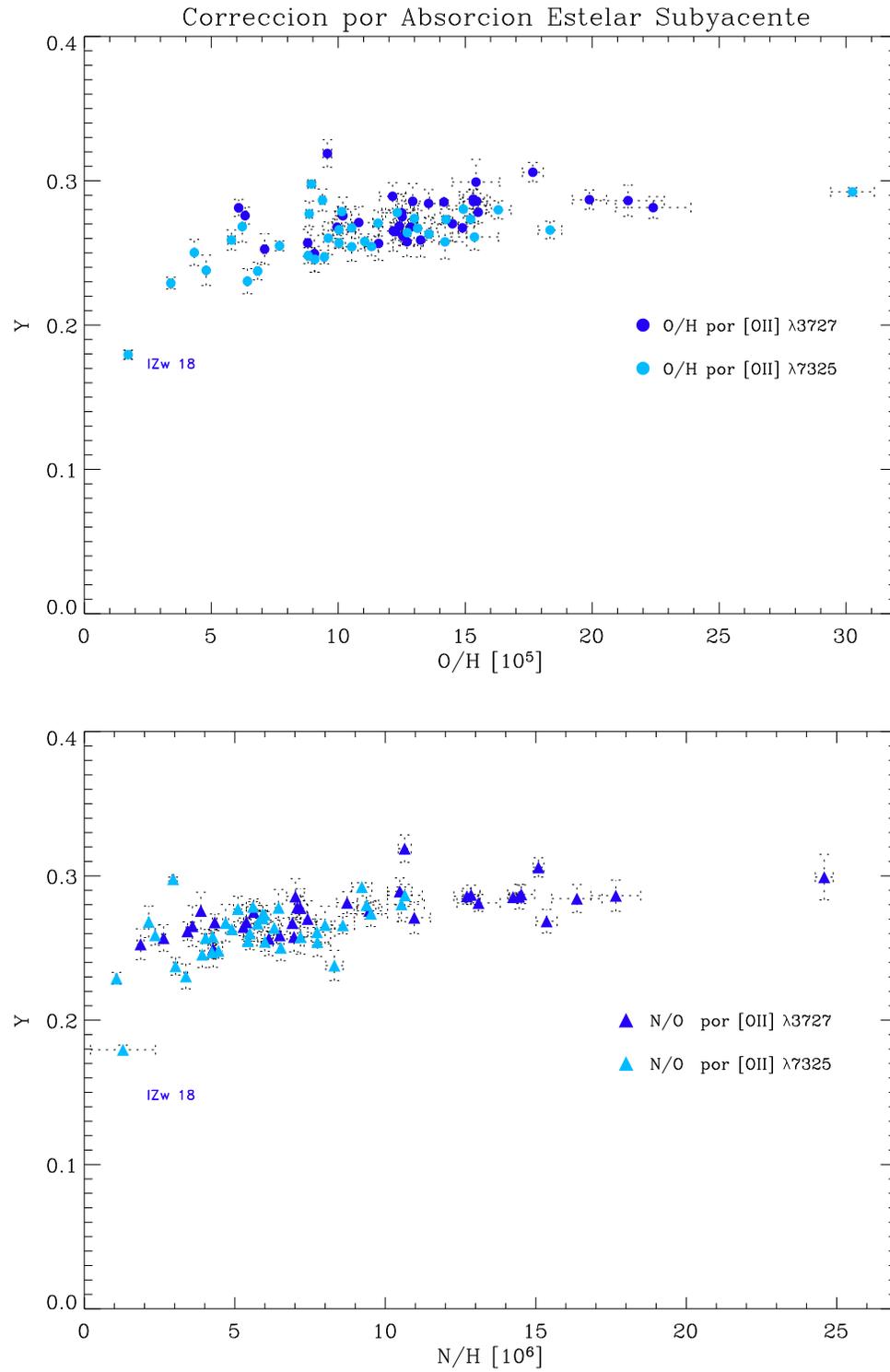


Figura 7.4: Abundancia de helio en fracción de masa  $Y$  en función de la abundancia de oxígeno y nitrógeno para la corrección por absorción estelar subyacente. Para cada objeto se muestra su posición y método utilizado para derivar su abundancia química O/H y N/O respectivamente, así como la barra de error asociada a  $1-\sigma$

### 7.1.1 Un objeto peculiar: I Zw 18

En las Figuras 7.2-7.4 un objeto destaca entre los demás por su particular abundancia química, éste corresponde al objeto con más baja abundancia en la gráfica de  $Y$  vs.  $O/H$  y el segundo de más baja abundancia en el gráfico  $Y$  vs.  $N/H$ , situándose al extremo izquierdo en ambos gráficos. Este objeto denominado SDSS J093402.02+551427.8 en el presente trabajo corresponde al bien conocido I Zw 18, la región extragaláctica con más baja metalicidad conocida hasta el momento ( $\sim 1/50 Z_{\odot}$ ). I Zw 18 (Zwicky 1966, 1971) es una galaxia enana irregular azul a una distancia de 13 Mpc, consiste en dos nodos cercanos y brillantes separados por 5.6 arcsec ( $\approx 270$  pc si  $h_{100} = 0.75$ , ver Fig. 3.2). El nodo 1 (ó nodo noroeste) es más brillante y muestra regiones de formación estelar embebidas en una estructura filamentaria, mientras que el nodo 2 (ó nodo sureste) que es ligeramente más débil muestra pequeñas regiones gaseosas que se extienden hacia el nodo más brillante. Sargent & Searle (1970) descubrieron que su espectro está dominado por líneas de emisión propias de regiones H II, mostraron que a pesar de ser muy deficiente en N, O y Ne su abundancia de He era prácticamente normal (ver §3). Los estudios espectroscópicos de este objeto han sido numerosos y han arrojado resultados interesantes. Sin embargo, Skillman *et al.* (1998) advirtieron por primera vez que la componente noroeste de I Zw 18 presentaba una muy fuerte absorción estelar subyacente además del problema conocido por la absorción de sodio Galáctico interestelar en la línea de He I  $\lambda 5876$ . En un estudio espectroscópico exhaustivo de I Zw 18 y SBS 0335-052, Izotov *et al.* (1999) encontraron que la fracción de masa de  ${}^4\text{He}$  derivada en la componente noroeste era exageradamente pequeña, muy por debajo del valor obtenido para la componente sureste. Concluyen que la determinación de la abundancia de helio en la componente noroeste de I Zw 18 está dominada por errores provenientes de una fuerte absorción estelar subyacente, cuya corrección depende del correcto uso de modelos de síntesis de poblaciones estelares, sin embargo argumentan que la componente sureste representa un excelente objeto para el estudio de abundancias primordiales y una precisa determinación de  $Y$  si se dispone de telescopios de 10 m. No es extraño que en el proceso de selección de objetos presentado en §5, I Zw 18 haya sido seleccionado debido a su baja metalicidad. Sin embargo, el objeto denominado SDSS J093402.02+551427.8 no cubre toda la región que comprende a I Zw 18, sino que su contraparte espectroscópica (spSpec-52266-0555-558) corresponde únicamente a su nodo noroeste como es posible apreciar en la imagen del objeto en el Apéndice A (Fig. A18). Por lo tanto, la utilización del objeto SDSS J093402.02+551427.8 (I Zw 18 noroeste) con datos provenientes de un telescopio de tipo 2 metros (como es el caso del SDSS) y la utilización de modelos de síntesis de poblaciones no acordes a sus características (en términos de metalicidad) no permite la precisa determinación de su abundancia de helio.

No obstante que I Zw 18 es un objeto de gran interés en el estudio de abundancias primordiales debido a su baja abundancia de oxígeno y nitrógeno, su relativo bajo brillo superficial y los problemas asociados a su alta absorción estelar subyacente hacen que no tenga un mayor peso estadístico en comparación a otros objetos de características aunque no extremas, similares. En particular, para todos los métodos descritos en esta sección, la abundancia de helio determinada

para este objeto resulta muy baja en comparación con objetos cercanos a su metalicidad (en especial para el caso de  $Y$  vs.  $N/H$ ), lo cual hace sospechar que la calidad del espectro de esta región en particular no resulta la adecuada para una precisa determinación de su abundancia de helio y su posterior utilización para derivar  $Y_P$ . Por lo tanto a pesar de que IZw 18 fue incluida en todos los gráficos de este capítulo, este objeto no fue considerado para los análisis posteriores con el objetivo de determinar la abundancia primordial de He.

## 7.2 Regresiones lineales

El método principal para determinar la abundancia de helio primordial  $Y_P$  y para el cual se determinaron las abundancias químicas previamente discutidas, consiste en extrapolar la regresión lineal empírica de  $Y - O/H$  y  $Y - N/H$  a cero metalicidad (Peimbert & Torres-Peimbert 1974, 1976; Pagel *et al.* 1992). La evolución química de los modelos para galaxias compactas azules muestra que el ajuste lineal para la relación  $Y - O/H$  es una buena aproximación, sin embargo tal suposición para el caso del nitrógeno ha sido polémica dado que alguna cantidad de nitrógeno puede ser de origen secundario. No obstante, Thuan *et al.* (1995) mostraron que para galaxias compactas azules de baja metalicidad ( $Z \leq Z_\odot/8$ ), el cociente  $N/O$  es aproximadamente constante, independiente de la metalicidad y con una dispersión muy pequeña. Esta consistencia puede explicarse únicamente si el nitrógeno es en su mayoría de origen primario y es producido por las mismas estrellas masivas ( $M \geq 10M_\odot$ ) que manufacturaron el oxígeno. Por otra parte, Pagel & Kazlauaskas (1992) y Fields (1996) mostraron que la inclusión de una pequeña contribución de nitrógeno secundario conlleva a una pequeña desviación de la linealidad en la relación  $Y - N/H$ .

Por lo tanto, para determinar la abundancia de helio primordial  $Y_P$ , se extrapolaron las siguientes relaciones lineales a cero metalicidad para el conjunto de datos de los tres métodos en discusión

$$Y = Y_P + \frac{dY}{d(O/H)} \left( \frac{O}{H} \right), \quad (7.1)$$

$$= Y_P + \frac{dY}{d(N/H)} \left( \frac{N}{H} \right). \quad (7.2)$$

Estas ecuaciones suponen una fracción de masa de masa de oxígeno constante relativa a la abundancia total de elementos pesados en galaxias con diferente metalicidad.

La regresión lineal es una de los procedimientos estadísticos de más frecuente uso en la astronomía observacional. Se utiliza normalmente para caracterizar cuantitativamente una aparente correlación entre dos propiedades de un conjunto de objetos, para comparar una correlación observada con una relación predicha por una teoría astrofísica o bien para calibrar y cuantificar cantidades cosmológicas, como es el caso de la abundancia primordial de helio. Históricamente los astrónomos han aplicado un simple método de regresión lineal para todos estos casos: la re-

regresión ordinaria por mínimos cuadrados de la variable dependiente  $Y$  en función de la variable independiente  $X$ , o bien  $OLS(Y|X)$ <sup>29</sup>. En el caso de  $OLS(Y|X)$  la regresión lineal se define como aquella que minimiza la suma de los cuadrados de los residuos en  $Y$ . A lo largo de la historia de la determinación de  $Y_P$ , el ajuste lineal a los datos espectroscópicos se ha efectuado a través de esta sencilla pero eficiente herramienta o bien utilizando una variación de  $OLS(Y|X)$  que toma en cuenta los errores observacionales, asumiendo una distribución Gaussiana en la variancia de los datos (*Maximum Likelihood*). Sin embargo, hasta el momento ninguna de las determinaciones más metódicas para  $Y_P$  ha considerado el efecto de suponer diferentes ajustes lineales a los datos, lo cual puede llevar a resultados interesantes. Es el propósito de esta sección discutir la importancia de considerar métodos más sofisticados y robustos para implementar un ajuste lineal a los datos espectroscópicos con los que normalmente se determina la abundancia de helio primordial a través de una intersección.

Desde hace mucho tiempo, algunos astrónomos han propuesto diferentes alternativas a  $OLS(Y|X)$ . Tanto Laplace en su *Mecánica Celeste* como Legendre propusieron el método de mínima aproximación la cual establece que la mejor solución para un ajuste lineal es aquella que minimiza el residuo más grande en valor absoluto. Hoy en día esta técnica se conoce como Chebyshev o solución min-max, sin embargo no se considera una regresión confiable debido a que residuos muy grandes pueden influenciar marcadamente el resultado final (Branham 1982). El matemático inglés F.Y. Edgeworth (1887) fue el primero en proponer un método que minimizara la suma de los valores absolutos en los residuos, método precursor de la minimización por  $\chi^2$ . El método clásico  $OLS(Y|X)$  se sitúa entre estos dos métodos en términos de confiabilidad.

En un inicio tal vez resulte sorprendente que un simple procedimiento estadístico como lo es una regresión lineal con dos variables sea difícil ó controversial. Sin embargo, la complejidad en las regresiones lineales surge de una variedad de razones: las propiedades de los datos no son siempre las mismas (e.g. la dispersión puede o no puede tener una distribución Gaussiana, el grado de dispersión puede depender de ambas variables, etc.), el conocimiento del astrónomo de la situación en cuestión (e.g. conocimiento o desconocimiento del grado de dispersión debido a procesos de medición), el propósito del análisis no es siempre idéntico (e.g. un problema puede necesitar un método optimizado para encontrar una intersección, como es el caso de la determinación de  $Y_P$ , o bien otro problema busca aplicar la regresión para encontrar nuevos datos). Conceptualmente, las diferentes alternativas pueden ser divididas en tres grupos: una clase de regresiones enfocada a la existencia de errores en  $X$  y/o  $Y$  debido a procesos de medición aunada a la dispersión intrínseca de los datos. La segunda clase está enfocada a problemas en donde la selección de la variable dependiente no resulte evidente, aunque en realidad una distinción entre estas dos clases no resulta del todo clara. El tercer tipo de procedimientos abarca los métodos denominados robustos, los cuales son insensibles a desviaciones menores.

---

<sup>29</sup>Siglas en inglés de: Ordinary Least-Squares. El procedimiento por mínimos cuadrados ordinarios fue introducido como regresión lineal por F. Galton en 1886 como parte de estudios sociales y relaciones entre la estatura de padres e hijos. Sin embargo los conceptos del método de mínimos cuadrados y distribución de errores normales de variables estocásticas fueron introducidos anteriormente por A. Legendre y C.F. Gauss respectivamente, en sus estudios de órbitas planetarias y cometarias.

Dentro de los dos primeros grupos existen diferentes métodos reconocidos y probados que han sido desarrollados por algunos grupos en estadística y astronomía. En específico, existen tres métodos que consideran a las variables como simétricas, el primero de ellos conocido como bisector consiste en la línea que bisecta la regresión  $OLS(Y|X)$  y su inversa  $OLS(X|Y)$ , ésta ha sido utilizada para caracterizar las relaciones Tully-Fisher y Faber-Jackson, las cuales funcionan como un estimador de la distancia a galaxias (e.g Lynden-Bell *et al.* 1988). El segundo método basado en el promedio geométrico de las pendientes para  $OLS(Y|X)$  y  $OLS(X|Y)$  es denominado eje-mayor reducido o en inglés *reduced major-axis* (RMA). Un tercer método es aquel que minimiza la suma de los cuadrados de las distancias perpendiculares entre los puntos de datos y la línea, este método es denominado Regresión Ortogonal ó *Major-axis Regression*. Estas técnicas a pesar de ser invariantes en el cambio de variables  $X$  y  $Y$ , llevan a regresiones lineales completamente diferentes, tanto matemáticamente como en aplicaciones reales.

En el tercer grupo de regresiones, el de métodos robustos, encontramos métodos destinados a diferentes propósitos. El término de robustez fue acuñado en la estadística por G.E.P. Box en 1953, en términos de estimadores estadísticos el concepto se refiere a que el método es insensible a pequeñas desviaciones de una suposición idealizada para la cual el estimador es optimizado. La palabra pequeño puede tener dos diferentes interpretaciones: ya sea pequeñas desviaciones fraccionarias para todos los puntos de datos o variaciones fraccionarias importantes para un pequeño número de datos. Los estimadores robustos pueden clasificarse en tres categorías: estimadores-M, utilizados para el modelado de datos y la estimación de parámetros; estimadores-L, los cuales son combinaciones lineales de momentos estadísticos utilizados para la estimación de valores centrales y los estimadores-R, basados en pruebas de rango como la prueba Kolmogorov-Smirnov. Métodos robustos tradicionales en ajustes lineales consisten en estimadores-M cuya metodología consiste en la minimización de la desviación absoluta de los datos con la línea (Press *et al.* 1992).

La característica distintiva de muchas bases de datos astronómicas es la presencia de una dispersión intrínseca de los datos, aunada a mediciones de errores heteroscedásticos<sup>30</sup>. Los métodos de regresión línea arriba descritos no toman en cuenta los errores observacionales y se concentran únicamente en la determinación de la mejor técnica para minimizar la suma de residuos en diferentes configuraciones. Existen modelos que consideran la inclusión de errores en ambas variables sin suponer una dispersión intrínseca conocida y tomando en cuenta la posibilidad de errores heteroscedásticos, sin embargo éstos resultan útiles sólo cuando la dispersión en los datos es menor que los errores asociados y por lo tanto resultan sensibles a desviaciones importantes en los datos. Es importante recordar que las dos fuentes de dispersión (intrínseca y por errores de medición) deben ser reconocidas y tratadas por separado para evitar sesgos en los resultados.

En muchas disciplinas, la proliferación en métodos de regresión lineal es debida a una imprecisa definición o la falta de consenso del problema científico en cuestión. La dificultad de transformar un hecho científico a un planteamiento matemático preciso no es exclusivo de la astronomía. Una vez que la pregunta científica y las suposiciones son formuladas es posible excluir

---

<sup>30</sup>Es decir, la medición del error varía entre diferentes observaciones.

diferentes tratamientos matemáticos. Diversos autores han propuesto diferentes guías para utilizar el método correcto dependiendo del problema científico en cuestión (Isobe *et al.* 1990, Feigelson & Babu 1992, Akritas & Bershadsky 1996), a continuación se presentan algunas de las conclusiones más importantes y se describe la razón de selección de algunos de estos métodos para el problema de la determinación de la abundancia de helio primordial.

- Los astrónomos deben seleccionar el método de regresión más adecuado dependiendo del caso, considerando la información disponible más allá de los valores  $(x_i, y_i)$ , tales como errores en la medición, truncamiento de los datos y límites observacionales
- Considerando casos en donde el error de la medición individual de un objeto puede ser despreciable comparado con la variación intrínseca del objeto, es generalmente reconocido (Isobe *et al.* 1990) que el método OLS( $Y|X$ ) es formalmente la mejor línea en este caso y cuando las siguientes condiciones son satisfechas:
  - La *verdadera* relación entre las variables es lineal
  - Los valores de la variable independiente son medidos sin errores
  - Los valores observados de la variable dependiente están sujetos a errores con una media cero, varianza común finita e independientes entre sí
  - Los errores no dependen de la variable independiente

Sin embargo, el método OLS( $Y|X$ ) es generalmente aplicado aún cuando estas suposiciones son violadas, mientras el propósito de la regresión sea la predicción de un valor  $Y$  dado un valor  $X$ . Para otros propósitos, tales como el establecimiento de una relación entre las variables para su posterior comparación con una teoría astrofísica se sugiere la adopción de un método simétrico.

- Entre los métodos simétricos, la regresión ortogonal resulta el método más atractivo desde el punto de vista geométrico, dado que la línea ajustada corresponde el eje de mínimo momento de inercia y resulta invariante ante rotación. A pesar de estas atractivas propiedades matemáticas este método sufre del problema que no es invariante cuando uno de los ejes es multiplicado por un factor de escala constante. Sin embargo dado que los astrónomos utilizan variables libres de escala, ya sean logarítmicas o cocientes adimensionales esta objeción no aplica en tales casos.
- El método simétrico más atractivo para el caso de regresiones sin considerar errores resulta el bisector OLS, debido a la pequeña variación con el ajuste teórico y la ausencia de limitaciones matemáticas como otros ajustes simétricos
- La implementación de los métodos inverso OLS( $X|Y$ ) y Eje-Mayor Reducido es en general desfavorecida, dado que presentan la varianza más grande y la menor estabilidad en sus coeficientes con respecto a otros métodos

- Si el problema científico es tal que una variable es claramente un “efecto” y la otra su “causa”, entonces es recomendable utilizar el método  $OLS(Y|X)$  en donde  $X$  es la variable causal
- Por otro lado, si la dispersión en los datos es debida principalmente a los procesos de medición, es calculable y resulta mayor que la dispersión intrínseca de los objetos, entonces debe aplicarse un modelo de regresión con pesos estadísticos a las variables, es decir modelos que consideren los errores tanto en  $X$  como en  $Y$ , dependiendo del caso
- Es siempre recomendable utilizar un estimador robusto para corroborar la tendencia de las regresiones antes descritas, en especial si la dispersión en los datos es tal que la correlación lineal es clara desde el punto de vista geométrico, pero debido a objetos con residuos considerables el ajuste por métodos tradicionales resulta sesgado
- El astrónomo debe en principio ajustar diferentes líneas que considere adecuadas dependiendo del caso científico en cuestión. Si la diferencia entre las líneas no es mayor que los errores en los parámetros de ajuste en cualquier línea, la selección de un método de ajuste no afectará seriamente el resultado. En este caso, el método  $OLS(Y|X)$  es probablemente la mejor opción dado que es ampliamente conocido y entendido

El modelo estadístico que mejor aproxima a los datos reales proporciona en realidad una regresión con el mínimo sesgo, por lo que la selección de un método de ajuste lineal se reduce a un problema de aproximación. Dado que la astronomía consiste en observaciones pasivas y no en experimentos activos no existe una variable completamente libre de errores de medición. En la mayoría de los casos, la correlación entre variables para la mayoría de objetos astronómicos está marcada por una dispersión intrínseca, la cual es simplemente un reflejo de su complejidad.

La determinación de  $Y_P$  a través de un ajuste lineal es el último paso en una serie de cuidadosos procesos que tienen por objetivo minimizar los posibles errores en el cálculo de las abundancias químicas que determinan la correlación de la forma (7.1) y/o (7.2), tomando en cuenta correcciones por incertidumbres sistemáticas y rechazando objetos que introduzcan sesgos en los datos (como el caso de IZw 18). Siguiendo los lineamientos del presente trabajo, en donde se busca una precisión considerable en cada uno de los parámetros calculados, la determinación de  $Y_P$  a través de la extrapolación de un ajuste lineal a los datos se realizó con sumo cuidado, tratando de seleccionar los mejores modelos estadísticos para el caso científico en cuestión.

Siguiendo estos lineamientos se seleccionaron cuatro diferentes métodos que abarcan los tres grupos de métodos estadísticos antes mencionados:  $OLS(Y|X)$ , Mínimos Cuadrados con errores en la variable dependiente ( $LS(Y|X)$  por minimización de  $\chi^2$  con errores  $\sigma_y$ ), Regresión Ortogonal y un método robusto a través de un estimador-M, la justificación de esta selección es la siguiente:

- El método de Mínimos Cuadrados Ordinarios  $OLS(Y|X)$  en la determinación de  $Y_P$  ha sido utilizado históricamente como una regresión lineal confiable considerando el tipo de dispersión de los datos y los errores asociados a las mediciones. A pesar de que las condiciones para que  $OLS(Y|X)$  sea formalmente el mejor ajuste a los datos no se cumplen en este caso, se

seleccionó este método como punto de comparación con respecto a métodos más sofisticados, dado que  $OLS(Y|X)$  es considerado el más simple de los ajustes lineales y por lo tanto puede ser utilizado como primera aproximación en la determinación de  $Y_P$ . Por otro lado, la abundancia de helio en las regiones H II extragalácticas no es un “efecto” de la presencia de metales en las nebulosas observadas, por lo que el argumento de causa/efecto que favorece la selección del método  $OLS(Y|X)$  no es aplicable.

- La dispersión intrínseca de los datos es mayor que el error debido a la medición. Mientras que el error individual en la abundancia de helio para los objetos de la muestra es del orden de  $\Delta Y \sim 0.03$ , la dispersión total de los datos en la variable dependiente  $Y$  alcanza valores de  $\Delta Y \sim 0.14$ . Por lo tanto la aplicación de un método que considerara errores en las variables no resulta del todo justificable, sin embargo por cuestiones de comparación con determinaciones previas de  $Y_P$  se seleccionó el método de mínimos cuadrados por minimización de  $\chi^2$  con errores en la variable dependiente. Cabe señalar que este método sufre de problemas en el caso de la presencia de objetos aislados con residuos considerables, pero es el menos sensible de los métodos que consideran variables con peso estadístico.
- Habiendo seleccionado un método simple y tradicional como  $OLS(Y|X)$  y un método de regresión con errores en la variable dependiente, se consideró un método de variables simétricas para completar el grupo de regresiones por mínimos cuadrados. A pesar de que el método recomendado en este caso es el bisector OLS, los resultados obtenidos con este tipo de ajuste no correspondían a resultados coherentes, esto debido a que la implementación de  $OLS(X|Y)$  no era adecuada para el tipo de datos y su dispersión. Es por ello que se seleccionó el método de regresión ortogonal, el cual resulta atractivo por sus interesantes propiedades matemáticas y que en este caso no se ve afectado por problemas debidos a factores de escala
- Finalmente, se seleccionó un método robusto basado en un estimador-M que ajusta la desviación mínima de los residuos al resultado lineal. Este método es insensible a residuos importantes de objetos aislados y da un mayor peso a la correlación geométrica de los datos

Las rectas ajustadas a través de los diferentes ajustes lineales se muestran en las Figura 7.5-7.7 para los tres métodos de esta sección: clásico, STARLIGHT y corrección por AES respectivamente. Los resultados de las diferentes regresiones lineales en el parámetro de intersección (lo cual corresponde al valor de  $Y_P$ ) y su error asociado se muestran en diferentes colores dependiendo del tipo de ajuste utilizado. El recuadro superior izquierdo en cada gráfica muestra un acercamiento de la zona de intersección de las líneas ajustadas con el eje- $y$ , es decir la extrapolación de la relación lineal a cero metalicidad. Como fue señalado anteriormente, el objeto correspondiente a IZw 18 no fue considerado dentro de los datos utilizados en las regresiones lineales.

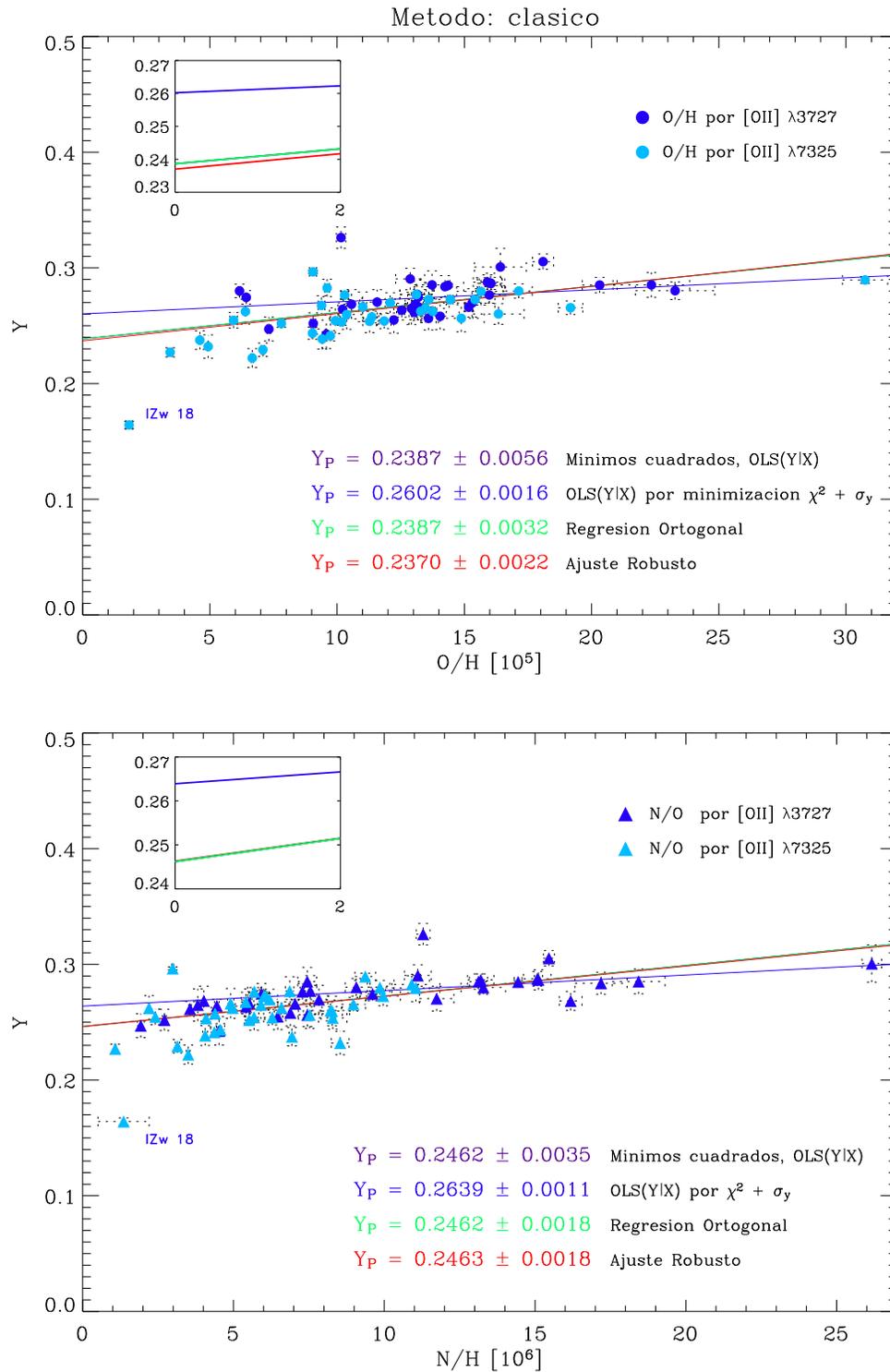


Figura 7.5: Resultado de las diferentes regresiones lineales ajustadas al conjunto de datos para el método clásico, el valor de  $Y_P$ , su correspondiente error se muestran en diferentes colores, correspondientes al tipo de ajuste utilizado. El recuadro superior izquierdo muestra un acercamiento a la zona de intersección de las líneas con el eje correspondiente a cero metalicidad.

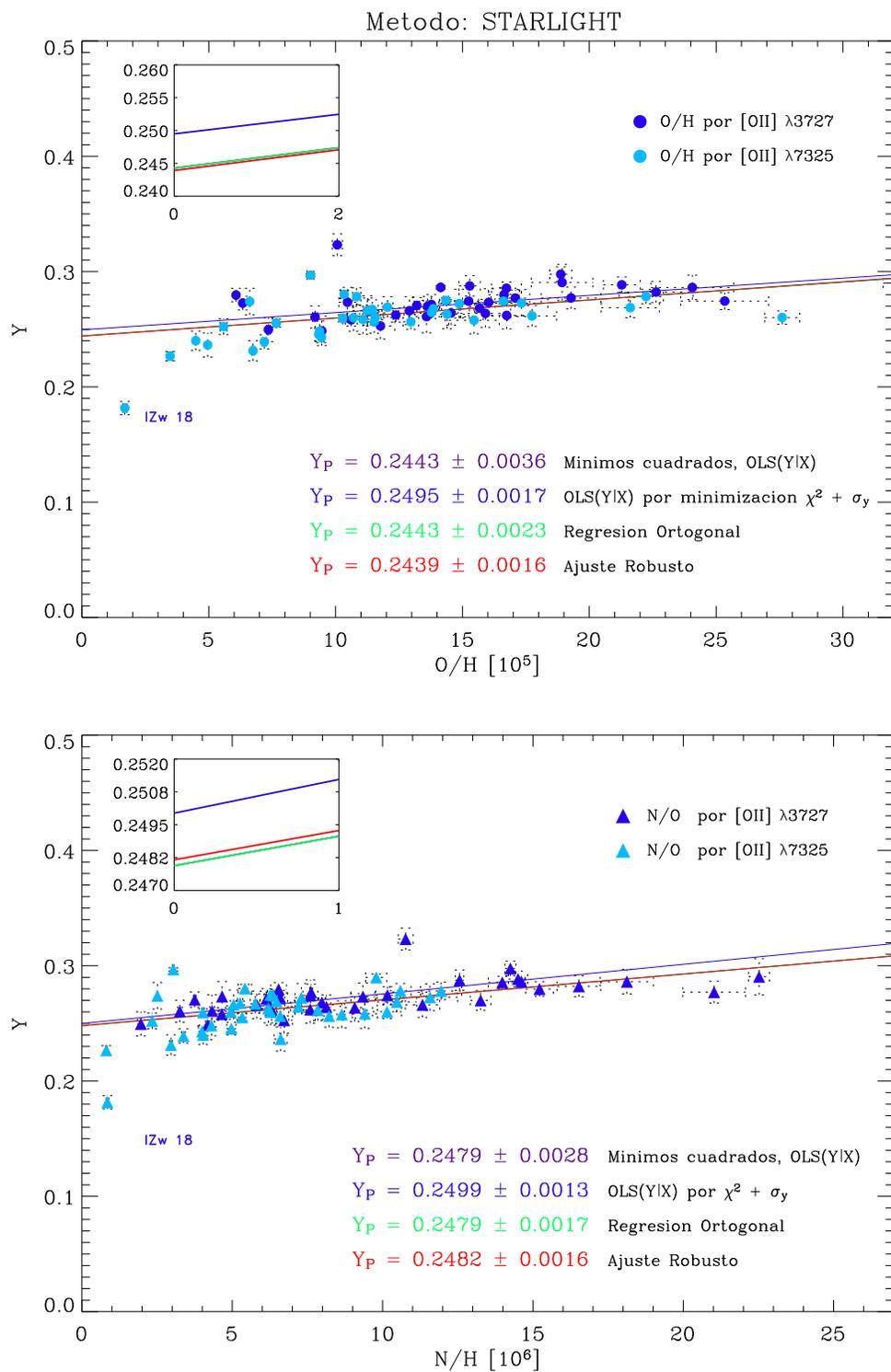


Figura 7.6: Resultado de las diferentes regresiones lineales ajustadas al conjunto de datos para el método STARLIGHT, el valor de  $Y_p$ , su correspondiente error se muestran en diferentes colores, correspondientes al tipo de ajuste utilizado. El recuadro superior izquierdo muestra un acercamiento a la zona de intersección de las líneas con el eje correspondiente a cero metalicidad.

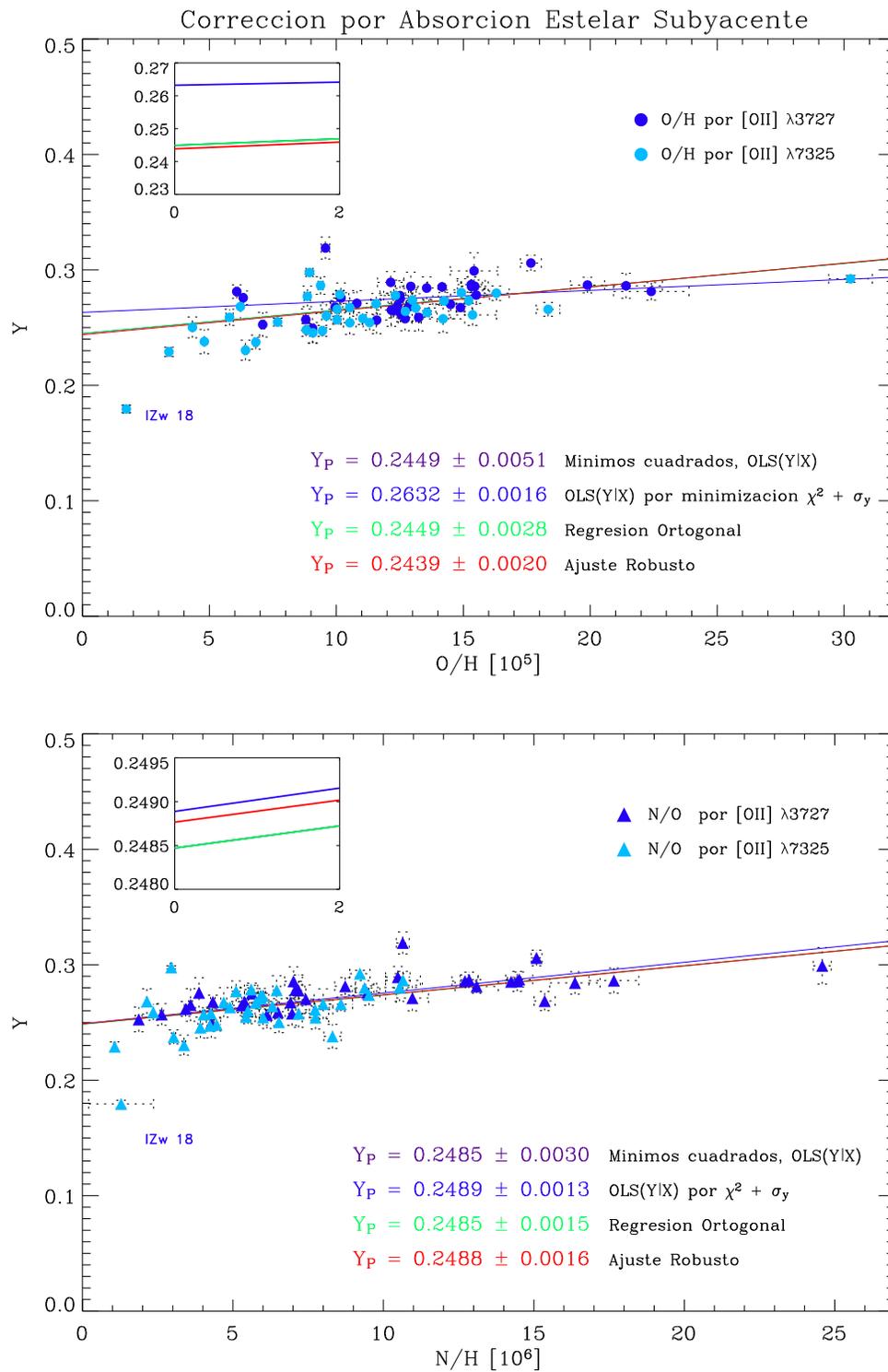


Figura 7.7: Resultado de las diferentes regresiones lineales ajustadas al conjunto de datos corregidos por absorción estelar subyacente, el valor de  $Y_P$ , su correspondiente error se muestran en diferentes colores, correspondientes al tipo de ajuste utilizado. El recuadro superior izquierdo muestra un acercamiento a la zona de intersección de las líneas con el eje correspondiente a cero metalicidad.

### 7.3 Método de corrección por incertidumbres sistemáticas

Como fue discutido en § 6, el código de minimización propuesto por Olive & Skillman (2004) busca resolver de manera no-paramétrica las condiciones físicas de las regiones nebulares para determinar una abundancia de helio de forma auto-consistente. La utilización del código fue exitosa sólo para 51 de los 71 objetos de la muestra, ya que principalmente relaciones de flujo no físicas en la línea  $\lambda 3889$  obstaculizaron su implementación. Sin embargo, los resultados obtenidos para los 51 objetos presentan serios problemas como lo muestra la tabla 6.6. En la mayoría de los casos la temperatura electrónica derivada a partir de las líneas de He I es extremadamente baja ( $t = 0.27 - 0.50^{31}$ ) a comparación de valores normales para regiones H II en donde  $t \sim 1.0$ , un caso extremo lo representa el objeto 14 en donde la temperatura obtenida a través de [O III] es  $t_{\text{O III}} = 2.03$ , mientras que la  $t_{\text{OS}} = 0.49$ . Existen casos contrarios en los cuales la temperatura ajustada por el código es extremadamente alta como en el caso del objeto 16, en donde  $t_{\text{OS}} = 3.62$ . En cuanto a la densidad electrónica la variación es importante, encontrando objetos con valores de  $n_e$  iguales a miles de partículas por  $\text{cm}^{-3}$  o bien valores menores a  $n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ .

El valor de la corrección por absorción estelar subyacente  $a_{\text{HeI}}$  varía desde 0.0 hasta 3.87 Å, con un promedio de 0.7 Å. Estos valores no corresponden a la corrección por absorción estelar subyacente mostrada en la tabla 6.8, en donde el valor máximo de esta corrección en modelos de síntesis de poblaciones jóvenes de baja metalicidad es de 0.57 Å. El código de OS04 considera que el valor de  $a_{\text{HeI}}$  es idéntico para todas las líneas de He I y aplica esta corrección para determinar la abundancia nebular de helio. Sin embargo, como lo muestra la tabla 6.8 el valor de la corrección por AES varía con respecto a la línea para un mismo modelo, por lo que la utilización de un sólo valor de  $a_{\text{HeI}}$  para todas las líneas lleva a resultados equivocados. Además, la presencia de valores para  $a_{\text{HeI}}$  tan altos como 3.8 Å sugiere que la determinación de la corrección por AES a través de este método resultó completamente errónea, lo cual tuvo un impacto en el valor final de  $Y$  determinado para cada uno de los 51 objetos.

El conflicto entre los resultados previos y los obtenidos a través del código de OS04 se debe a los siguiente: el código es muy sensible a las incertidumbres asociadas de las mediciones para las líneas de He I, a pesar de que los espectros fueron seleccionados con base en una alta señal-a-ruido, la intensidad de las líneas débiles de He no pudo ser medida con una precisión mejor al 6%. En promedio, las líneas de He I tienen errores asociados del orden de 4-6%, estas incertidumbres son todavía considerables si la temperatura y densidad electrónica de las regiones de emisión se calculan a través de las líneas de He I. El código no tienen la capacidad de restringir valores físicos para los parámetros calculados, por lo que si los datos son de baja calidad el programa utiliza todos los parámetros libres posibles para minimizar el  $\chi^2$  sin importar el significado físico de los mismos. La calidad de los espectros y el nivel de incertidumbre en las líneas de He I está acotado por la calidad de las observaciones y especialmente por el tipo de telescopio utilizado. El código de OS04 fue utilizado con datos provenientes de telescopios 4 m, mientras que los datos utilizados en este trabajo provienen del telescopio SDSS en Apache Point de 2.5 m. El código es en sí una

---

<sup>31</sup>En unidades de  $10^4$ .

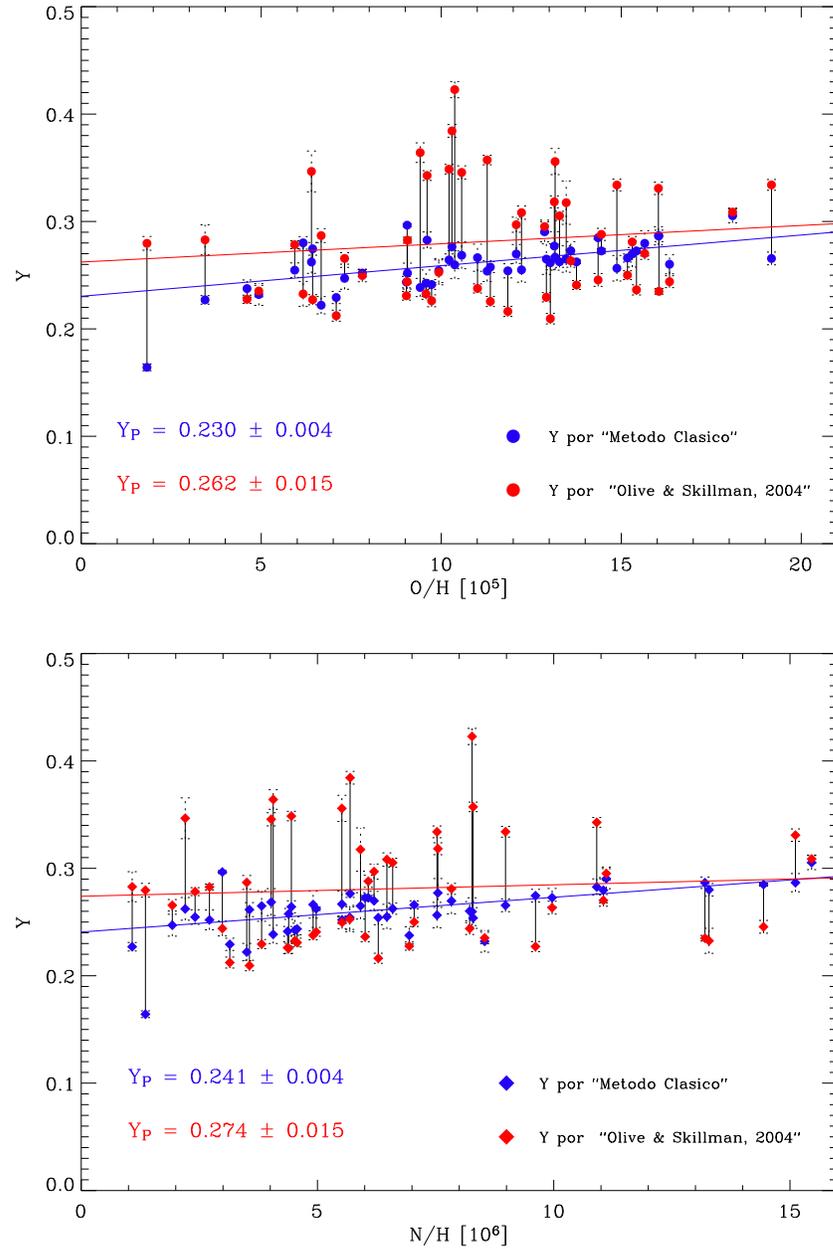


Figura 7.8: Variación de la cantidad de helio en fracción de masa  $Y$  obtenida después de la implementación del código de minimización del tercer método discutido en § 6. Los símbolos azules indican el valor de  $Y$  obtenido a través del método clásico, mientras que los símbolos en rojo muestran el valor de  $Y$  utilizando el código de OS04, las líneas verticales conectan a los objetos correspondientes. Las líneas horizontales en azul y rojo corresponden a simples regresiones lineales tipo OLS( $Y|X$ ), los resultados para  $Y_P$  se muestran en el extremo inferior derecho de cada gráfica.

prueba adicional de la calidad de los datos, si las barras de error para las intensidades de línea de He I son mayores a 5%, entonces no tiene sentido aplicar el código de OS04 para calcular la abundancia de helio de una forma auto-consistente (Skillman, comunicación privada).

La Fig. 7.8 muestra el resultado de la aplicación del código de OS04 para los 51 objetos en los cuales el programa pudo implementarse. Como es posible apreciar, en algunos casos el valor de  $Y$  se dispara a abundancias muy altas de helio, mientras que para otros casos el valor de  $Y$  cae a abundancias consideradas sub-primordiales. Dado que la dispersión de los datos es muy grande y considerando los problemas mencionados anteriormente, no resulta coherente realizar un ajuste lineal formal a los datos obtenidos a través de este método. Por simple comparación con el método tradicional, se muestra la regresión lineal en el caso de oxígeno y nitrógeno a través de un ajuste  $OLS(Y|X)$  para los 51 objetos de la muestra. Cabe resaltar que para algunos de los objetos que muestra la Fig. 7.8, el método de OS04 resultó “exitoso”<sup>32</sup> mostrando un pequeño desplazamiento vertical hacia valores mayores de  $Y$  debido a una apropiada corrección por AES. Otro caso notable es el de IZw 18, en donde el programa fue capaz de calcular la correcta absorción estelar subyacente para corregir la abundancia de helio calculada en el método tradicional a valores supra-primordiales, lo cual resulta más evidente en el caso de  $Y$  vs. O en la Fig. 7.8.

## 7.4 Abundancia primordial del helio

La tabla 7.1 resume el conjunto de resultados obtenidos a través de las regresiones lineales para los tres diferentes conjuntos de datos, señalando la cantidad de helio primordial obtenida para cada tipo de ajuste, así como un promedio de las determinaciones de  $Y_P$  para cada método y elemento químico. Como puede apreciarse en las Fig. 7.5, 7.6 y 7.7 en general la concordancia entre diferentes tipos de regresiones lineales es extremadamente buena y brinda un valor de  $Y_P$  con poco grado de ambigüedad. Sin embargo este no es el caso para la determinación de  $Y_P$  a través del segundo método de regresión, el cual toma en cuenta los errores observacionales en la variable dependiente  $Y$ . Como fue señalado anteriormente, la dispersión intrínseca de los datos es mayor a la dispersión debida a los errores de medición, por lo que la aplicabilidad del segundo método de regresión era cuestionable. Las Fig. 7.5-7.7 muestran que este método es muy sensible a pequeños cambios en los residuos, disparando el valor de  $Y_P \sim 0.26$ . Por lo tanto, los resultados de este método de regresión lineal no son considerados confiables y no serán tomados en cuenta en posteriores análisis.

Un argumento que viene a dar validez a esta decisión radica en la excelente concordancia de resultados obtenidos para el resto de los métodos de regresión. Cabe señalar que estas regresiones son independientes entre sí y utilizan diferentes suposiciones y algoritmos matemáticos para llevar a cabo el ajuste lineal. El primero tipo de regresión consiste en un simple  $OLS(Y|X)$ , el segundo pertenece al conjunto de métodos de variables simétricas y el tercero es un método robusto de regresión lineal basado en un estimador-M. Como fue señalado anteriormente, si la diferencia entre las regresiones no es mayor que los errores en los parámetros de ajuste en cualquier línea, la selección de un método de ajuste no afectará seriamente el resultado.

Para el caso de la determinación de  $Y$  por métodos tradicionales, en el caso del oxígeno los tres métodos mencionados brindan un valor aproximado de  $0.2381 \pm 0.0040$ , en el caso del

<sup>32</sup>Considerando la dispersión en los resultados, el código posiblemente determinó sólo un valor de  $Y$  plausible.

Método/Ajuste	Y vs.			
	Oxígeno		Nitrógeno	
	a	b	a	b
Clásico				
1	0.2387 ± 0.0056	0.00227 ± 0.00042	0.2462 ± 0.0035	0.00265 ± 0.00039
2	0.2605 ± 0.0016	0.00102 ± 0.00011	0.2640 ± 0.0011	0.00134 ± 0.00013
3	0.2387 ± 0.0032	0.00227 ± 0.00022	0.2462 ± 0.0018	0.00265 ± 0.00019
4	0.2370 ± 0.0022	0.00234 ± 0.00016	0.2463 ± 0.0018	0.00261 ± 0.00014
promedio:	<b>0.2381 ± 0.0068</b>	<b>0.00229 ± 0.00027</b>	<b>0.2462 ± 0.0024</b>	<b>0.00264 ± 0.00024</b>
STARLIGHT				
1	0.2443 ± 0.0036	0.00156 ± 0.00024	0.2479 ± 0.0028	0.00225 ± 0.00032
2	0.2495 ± 0.0017	0.00149 ± 0.00011	0.2499 ± 0.0013	0.00258 ± 0.00014
3	0.2443 ± 0.0023	0.00154 ± 0.00015	0.2479 ± 0.0017	0.00224 ± 0.00018
4	0.2439 ± 0.0016	0.00157 ± 0.00024	0.2482 ± 0.0016	0.00223 ± 0.00033
promedio:	<b>0.2441 ± 0.0025</b>	<b>0.00156 ± 0.00021</b>	<b>0.2480 ± 0.0020</b>	<b>0.00224 ± 0.00028</b>
Corrección AES				
1	0.2449 ± 0.0051	0.00202 ± 0.00039	0.2485 ± 0.0030	0.00253 ± 0.00036
2	0.2635 ± 0.0016	0.00094 ± 0.00012	0.2488 ± 0.0013	0.00267 ± 0.00015
3	0.2449 ± 0.0028	0.00202 ± 0.00020	0.2485 ± 0.0015	0.00252 ± 0.00017
4	0.2439 ± 0.0020	0.00206 ± 0.00018	0.2488 ± 0.0016	0.00252 ± 0.00035
promedio:	<b>0.2446 ± 0.0032</b>	<b>0.00203 ± 0.00026</b>	<b>0.2486 ± 0.0020</b>	<b>0.00252 ± 0.00029</b>

Tabla 7.1: Resultados de las regresiones lineales en  $Y_P$  para los diferentes métodos considerados y para los diferentes ajustes efectuados. Los parámetros  $a$  y  $b$  corresponden a un ajuste del tipo:  $y = a + bx$ , en donde el valor de  $a$  representa a  $Y_P$  en cada caso. El **Ajuste 1** corresponde a Mínimos Cuadrados Ordinarios OLS( $Y|X$ ), el **Ajuste 2** a una regresión LS por minimización de  $\chi^2$  con errores  $\sigma_y$  (*Maximum Likelihood*), el **Ajuste 3** corresponde a una Regresión Ortogonal, mientras que el **Ajuste 4** es un estimador-M robusto, basado en la minimización de la desviación absoluta. El promedio se calculó utilizando los resultados de los ajustes 1, 3 y 4 por las razones expuestas en el texto.

nitrogeno la convergencia es aun mayor, resultando un valor aproximado de  $Y_P = 0.2462 \pm 0.0024$ . Para el caso de los datos procesados a través de STARLIGHT existe una notoria concordancia de los tres métodos, para el caso del oxígeno  $Y_P = 0.2441 \pm 0.0025$  y para el nitrógeno  $Y_P = 0.2480 \pm 0.0020$ . En el tercer y último de los casos en donde los resultados fueron procesados después de una corrección por absorción estelar subyacente, encontramos una muy buena convergencia de resultados utilizando los tres tipos de regresión lineal, para el caso del oxígeno el valor aproximado de  $Y_P = 0.2446 \pm 0.0032$ , mientras que para el nitrógeno  $Y_P$  toma un valor de  $0.2486 \pm 0.0020$ .

Un resultado interesante que surge a partir de estos valores es el siguiente, para los tres métodos el valor central de  $Y_P$  derivado a partir de la regresión con oxígeno es sistemáticamente menor al valor de  $Y_P$  derivado a través de la regresión lineal con el nitrógeno. Normalmente se considera que el nitrógeno no es tan buen trazador de la metalicidad como el oxígeno (debido a la posible presencia de nitrógeno secundario), sin embargo en este caso los resultados son muy

consistentes con N/H. En el caso del método tradicional, el valor de  $Y_{P,N}$  se encuentra a  $2\sigma_O$  de  $Y_{P,O}$  ( $\Delta Y_P = 0.0081$ ) mientras que el valor central de  $Y_{P,O}$  se encuentra a  $4\sigma_N$  del valor  $Y_{P,N}$ . Esta diferencia se reduce a la mitad para el caso de STARLIGHT y AES, en donde el valor central de  $Y_{P,N}$  se encuentra a  $2\sigma$  del valor central de oxígeno ( $\Delta Y_P = 0.004$ ). Esta diferencia puede deberse al hecho de no disponer de objetos en el extremo de abundancias bajas (IZw 18 no fue considerado en el ajuste) por lo que la regresión lineal no cuenta con objetos que den un peso estadístico en esta zona modificando la pendiente de la recta ajustada. Este no es el caso para el nitrógeno en donde encontramos objetos en el extremo de baja abundancia.

Un efecto interesante radica en los resultados obtenidos a partir del refinamiento de datos utilizando STARLIGHT, la mejor determinación en la intensidad de líneas de He (sobre todo en aquellos objetos de baja abundancia en  $Y$ ) produjo en general un incremento de la cantidad de helio determinada para cada región individual, lo cual se tradujo a un valor de  $Y_P$  mayor con respecto al método tradicional. En el caso del oxígeno, el incremento fue considerable:  $\Delta Y_P = 0.006$  es decir, a  $1.5\sigma$  veces del valor central de  $Y_P$  en el método clásico, mientras que para el nitrógeno  $\Delta Y_P = 0.0018$ , dentro de  $1\sigma$  con respecto al valor tradicional. La Fig. 7.9 resume las diferentes determinaciones de  $Y_P$  para los tres conjuntos de datos y los diferentes métodos de regresión lineal utilizados.

Por otro lado, el incremento en los valores de  $Y_P$  obtenidos a través de la corrección por absorción estelar subyacente era esperada, debido a que este método eleva en general la abundancia  $Y$  determinada para cada objeto y por ende el valor de  $Y_P$  ajustado linealmente. En el caso del oxígeno, el incremento es importante:  $\Delta Y_P = 0.0065$  es decir, a  $1.65\sigma$  veces del valor central de  $Y_P$  en el método clásico, mientras que para el nitrógeno  $\Delta Y_P = 0.0024$ , a  $1\sigma$  con respecto al valor tradicional. El comportamiento de este cambio es bastante similar al observado con respecto al método de STARLIGHT lo cual resulta un poco extraño debido a que en la implementación de ese código no se realizó ninguna corrección por absorción estelar subyacente. Una posible explicación radica en el cambio de intensidad de la línea  $H\beta$  en el espectro residual, los modelos sintéticos ajustados a través de STARLIGHT no consideran líneas de He en absorción pero sí la contribución de las líneas de Balmer en el óptico. El cálculo del espectro residual a través de la substracción  $O_\lambda - M_\lambda$  tiene como efecto aumentar el flujo intrínseco de las líneas de Balmer, debido a que en la línea de emisión la substracción de la componente en absorción tiene un flujo menor y diferente al continuo adyacente. Debido a que la estimación de la abundancia de helio es a través de intensidades de línea relativas a  $H\beta$ , un valor sistemáticamente mayor de la intensidad en  $H\beta$  resulta en un valor menor para el cociente  $I(\lambda)/I(H\beta)$  y por consiguiente en una menor abundancia  $Y$ . Por lo tanto, el refinamiento de datos a través de STARLIGHT tiene en general un efecto colateral: aumentar el flujo de las líneas débiles de He y el flujo de  $H\beta$ , en especial para aquellos objetos de baja abundancia en  $Y$ .

Debido a que en el método clásico no se realiza ninguna corrección por absorción estelar subyacente y que en teoría representa el conjunto de datos con más problemas e incertidumbres sistemáticas no se realiza ninguna conclusión con este método. Por otro lado, dado que los métodos

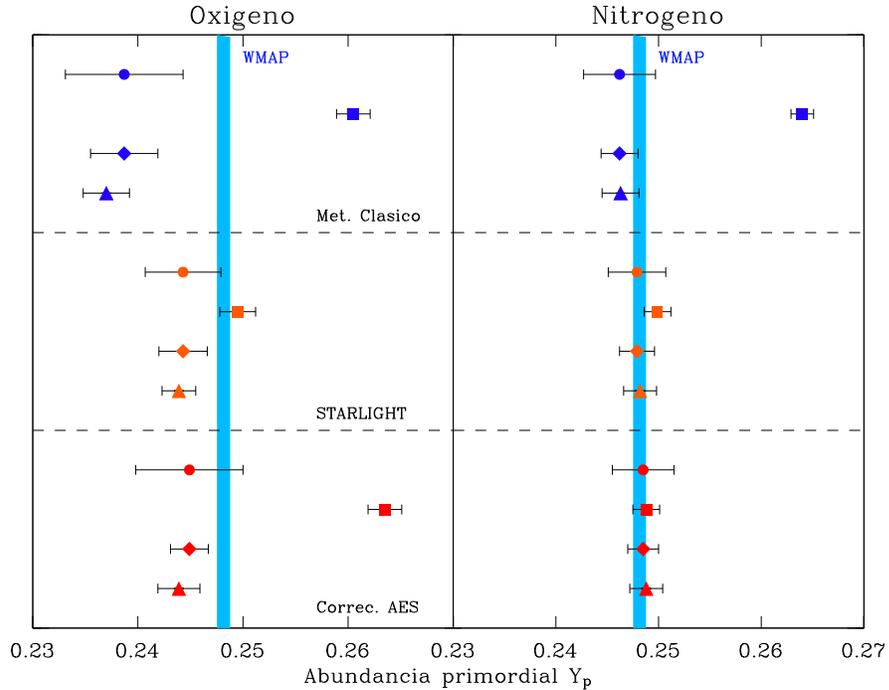


Figura 7.9: Resultados de las determinaciones de  $Y_P$  para los tres métodos considerados y diferentes ajustes realizados. El panel izquierdo muestra la determinación de  $Y_P$  a través de oxígeno, mientras que el panel derecho para el caso del nitrógeno. Los símbolos se refieren al tipo de ajuste lineal aplicado: los círculos corresponden a Mínimos Cuadrados Ordinarios OLS( $Y|X$ ), los cuadrados a LS por minimización de  $\chi^2$  con errores  $\sigma_y$ , los diamantes corresponden a regresiones ortogonales, mientras que los triángulos corresponden al ajuste robusto. La franja vertical en azul en ambos paneles corresponde al valor predicho por WMAP para la abundancia primordial de helio y su error asociado a  $1\sigma$ .

de STARLIGHT y la corrección por AES representan un mejoramiento substancial de los datos y que en especial el segundo método resuelve una importante fuente de incertidumbre sistemática, se adoptan en este trabajo únicamente los resultados para oxígeno y nitrógeno a partir de estos dos métodos. La tabla 7.2 muestra los valores finales de  $Y_P$  adoptados para ambos elementos, resultado de promedio geométrico, los errores fueron calculados a través de la propagación de errores y representan la variación a  $1\sigma$  del valor central. Cabe resaltar que la diferencia entre determinaciones para el mismo elemento es mínima y tiene efecto en la cuarta cifra decimal. A pesar de que los valores de  $Y_P$  determinados a partir del oxígeno y nitrógeno son diferentes, el valor central de  $Y_{P,N}$  se encuentra dentro de  $1\sigma$  del valor de  $Y_{P,O}$ .

Sin embargo, lo que resulta más importante en ambos casos es lo siguiente: la determinación observacional de la abundancia de helio primordial realizada en este trabajo *concuere con la predicción de  $Y_P$  a partir de los datos de WMAP en su tercer año de resultados*. Para el caso del oxígeno, el valor central de  $Y_{P,WMAP}$  se encuentra dentro de  $1\sigma_{Y_{P,O}}$  ( $\Delta Y_P = 0.0038$ ), mientras que en el caso del nitrógeno la correspondencia es todavía mayor, siendo la diferencia entre valores centrales igual a  $\Delta Y_P = 0.0002$ . La siguiente sección tiene como objetivo discutir las implicaciones cosmológicas de los resultados aquí presentados.

Método	$Y_P$	
	Oxígeno	Nitrógeno
STARLIGHT	$0.2441 \pm 0.0025$	$0.2480 \pm 0.0020$
Corrección por AES	$0.2446 \pm 0.0032$	$0.2486 \pm 0.0020$
<b><math>Y_P</math> Final</b>	<b><math>0.2443 \pm 0.0041</math></b>	<b><math>0.2483 \pm 0.0028</math></b>

Tabla 7.2: Valores finales de  $Y_P$  para oxígeno y nitrógeno adoptados en este trabajo.

#### 7.4.1 Implicaciones cosmológicas

Como fue descrito con mayor detalle en capítulo 1, la determinación de la abundancia de helio primordial tiene consecuencias cosmológicas importantes, la composición química inicial del universo estuvo determinada en gran parte por los procesos nucleares que tuvieron lugar segundos después de la Gran Explosión, por lo que una determinación precisa de las abundancias primordiales representaría una prueba fundamental para respaldar el modelo estándar de la Gran Explosión. De acuerdo a este modelo, mientras el universo se expandía y enfriaba, el reactor nuclear en el cual se convirtió el universo por un breve periodo dejó de ser efectivo en producir las abundancias primordiales después de aproximadamente 20 minutos, habiendo sintetizado las abundancias de interés astrofísico de los núcleos más ligeros D,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  y  $^7\text{Li}$ . Para el modelo estándar de cosmología y de física de partículas (SBBN) las abundancias de estos isótopos dependen únicamente de un parámetro ajustable, el parámetro de abundancia bariónica  $\eta_B$ , es decir el valor del cociente de bariones a fotones posterior a la aniquilación de  $e^\pm$ . Si los modelos estándar son una correcta descripción de la física que controló la evolución del universo, las abundancias de estos cuatro nucleones deben ser consistentes con un único valor de  $\eta_B$  y este valor de densidad bariónica debe ser de igual manera con el valor inferido a partir de la posterior evolución del universo (como las mediciones a partir de la CMB). Existen sin embargo otros dos parámetros cosmológicos relacionados con la física de partículas que pueden afectar las predicciones de abundancias primordiales: el parámetro de asimetría leptónica  $\xi_e$  y el parámetro de expansión  $S$ . Para SBBN se supone que  $\xi_e = 0$  y  $S = 1$ , sin embargo desviaciones de cualquiera de estos parámetros de sus valores estándar significa la existencia de algún nuevo tipo de física detrás de los modelos estándares. La estrategia más sencilla para resolver este paradigma es en principio comprobar las predicciones de la SBBN, si existe un acuerdo entre la teoría y las observaciones ésto vendría a dar soporte a los modelos estándar.

A pesar de que los cálculos requeridos en la BBN implica un limitado número de ecuaciones diferenciales acopladas, éstas son no-lineales por lo que una comparación detallada entre predicciones teóricas con abundancias primigenias inferidas observacionalmente resulta complicada si no se cuenta con un código apropiado. Sin embargo, es claro a partir de la Fig. 1.1 que las abundan-

cias de los núcleos ligeros son funciones de  $\eta_B$  suaves y monotónicas en un rango limitado pero de substancial importancia cosmológica. Mientras que las predicciones de abundancias primordiales del BBN son ciertamente no lineales a la densidad bariónica, existen aproximaciones basadas en ajustes lineales (o en potencias simples) para las abundancias de los elementos ligeros las cuales funcionan muy bien en un rango limitado de  $\eta_B$ . Estas funciones de ajuste simplifican la comparación de los datos con la teoría y permite una rápida y precisa identificación de los éxitos o desafíos que los datos observacionales imponen a la BBN. Steigman (2005) aporta una serie de sencillas ecuaciones que relacionan las abundancias primordiales con el cociente de bariones a fotones  $\eta$  para un rango restringido pero realista de valores observacionales, incluyendo parámetros cosmológicos como la tasa de expansión  $S$  y el parámetro de asimetría leptónica  $\xi$ .

A pesar de que en general  $Y_P$  varía logarítmicamente con respecto a  $\eta_{10}$ , es posible hacer un ajuste lineal bastante preciso de  $Y_P$  en función del parámetro de densidad bariónica en un rango restringido de  $\eta_{10}$ , de acuerdo a Steigman la función de ajuste que relaciona estos parámetros cosmológicos es:

$$Y_P^{FIT} \equiv 0.2384 + 0.0016\eta_{10} = 0.2384 + \eta_{10}/625, \quad (7.3)$$

la cual resulta bastante precisa en el rango  $5 \leq \eta_{10} \leq 7$ . Este ajuste coincide con los cálculos numéricos y predicciones propuestas por Burles, Nollett & Turner (2001) para  $Y_P$  con un error de 0.0002 ( $\leq 0.1\%$ ). Cualquier diferencia entre este ajuste y cálculos numéricos independientes son menores que los errores citados para el valor observacional de  $Y_P$ . Las siguientes funciones incluyen un estimado del error total para las relaciones  $Y_P - S$  y  $Y_P - \xi_e$  las cuales funcionan dentro del rango mencionado anteriormente.

$$Y_P^{FIT} \equiv 0.2384 \pm 0.0006 + 0.0016\eta_{10} + 0.16(S - 1) - 0.23\xi_e. \quad (7.4)$$

Por otra parte, la dependencia de la fracción de masa de  ${}^4\text{He}$  con respecto al tiempo de vida media del neutrón  $\tau_n$  puede ser incluida en la ecuación anterior añadiendo un término  $0.0002(\tau_n - 887.5)$ , en donde  $\tau_n$  está en unidades de segundos. Recientemente (ver §3) nuevas mediciones de  $\tau_n$  sigieren que el valor actualmente aceptado ( $\tau_n = 887.5$  s) debe ser reducido 7.2 s. Si esto es confirmado por experimentos posteriores implicaría que el valor predicho para la abundancia primordial de  ${}^4\text{He}$  sufriría una ligera disminución en donde  $\Delta Y_P = -0.0014$ , las correspondientes modificaciones a los demás parametros estarían dadas por:  $\Delta\eta/\eta = -0.14$  y  $\Delta N_\nu = +0.11$ . Sin embargo, por el momento estas correcciones son ignoradas en el presente trabajo.

Siguiendo el lineamiento descrito por Steigman (2005) se define el parámetro de densidad bariónica de He como

$$\eta_{\text{He}} \equiv 625(Y_P - 0.2384 \pm 0.0006), \quad (7.5)$$

para el caso estándar, mientras que si se consideran extensiones del SBBN

Elemento	WMAP	Este trabajo	
		Oxígeno	Nitrógeno
$\eta_{10}$	$6.14 \pm 0.25$	$3.69 \pm 2.56$	$6.19 \pm 1.75$
$\Omega_b h^2$	$0.0224 \pm 0.0009$	$0.014 \pm 0.01$	$0.023 \pm 0.01$
$10^5 (D/H)_p$	$2.58^{+0.14}_{-0.13}$	$5.76^{+32.58}_{-3.283}$	$2.52^{+1.767}_{-0.827}$
$10^5 ({}^3\text{He}/\text{H})_p$	$1.05 \pm 0.03$	$1.42^{+1.47}_{-0.38}$	$1.04^{+0.23}_{-0.15}$
$Y_P$	$0.24815 \pm 0.00033$	$0.2443 \pm 0.0041$	$0.2483 \pm 0.0028$
$10^{10} ({}^7\text{Li}/\text{H})_p$	$4.37^{+0.73}_{-0.60}$	$1.60^{+2.99}_{-1.45}$	$4.50^{+2.91}_{-2.18}$

Tabla 7.3: Comparación de las abundancias de elementos ligeros a partir de los datos de WMAP (tercer año de resultados) y las determinaciones del presente trabajo. La constante de Hubble  $h$ , se encuentra normalizada a  $H_0/100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

$$\eta_{\text{He}} \equiv \eta_{10} + 100(S - 1) - \frac{575\xi_e}{4}, \quad (7.6)$$

$\eta_{\text{He}}$  es el valor de  $\eta_{10}$  correspondiente al adoptado para  $Y_P$ . Una vez que se establece una cantidad para la abundancia primordial de helio (como en el caso de una determinación observacional) el valor resultante de  $\eta_{\text{He}}$  constituye una restricción lineal a la combinación de valores para  $\eta_{10}$ ,  $S$  y  $\xi_e$ . Esta función de ajuste es bastante precisa para valores  $0.23 \leq Y_P \leq 0.25$ .

Utilizando la relación (7.5) es posible estimar un valor para el parámetro de densidad bariónica del universo  $\eta_{10}$  a partir de los resultados obtenidos en el presente trabajo. Con base en la determinación de  $Y_P$  para el caso del oxígeno y nitrógeno mostradas en la tabla 7.2, se deriva una densidad bariónica del universo  $\eta_{\text{He,O}} = 3.688 \pm 2.563$  para el caso del oxígeno, y  $\eta_{\text{He,N}} = 6.188 \pm 1.75$  para el caso del nitrógeno, lo cual corresponde<sup>33</sup> a una fracción de masa bariónica  $\Omega_b h_{100}^2 = 0.014 \pm 0.01$  para el caso del oxígeno y  $\Omega_b h_{100}^2 = 0.023 \pm 0.01$  para el caso del nitrógeno, donde  $h_{100}$  es la constante de Hubble en unidades de  $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

El valor de  $Y_P$  (derivado a partir de O/H y de N/H) implicaría una abundancia de  $(D/H)_p = 5.76 \times 10^{-5}$  para el caso del oxígeno y  $(D/H)_p = 2.52 \times 10^{-5}$  para el caso del nitrógeno;  $({}^3\text{He}/\text{H})_p = 1.42 \times 10^{-5}$  y  $({}^3\text{He}/\text{H})_p = 1.04 \times 10^{-5}$  para oxígeno y nitrógeno respectivamente, así como  $({}^7\text{Li}/\text{H})_p = 1.60 \times 10^{-10}$  para oxígeno y  $({}^7\text{Li}/\text{H})_p = 4.50 \times 10^{-10}$  para nitrógeno. La comparación de estos valores con los predichos por WMAP se presentan en la tabla 7.3.

La determinación de  $\eta$  a partir de un valor de  $Y_P$  utilizando la relación (7.5) es muy sensible a pequeños cambios en el valor central de  $Y_P$ , debido a que la incertidumbre en la determinación observacional de  $Y_P$  es relativamente grande en este trabajo (del orden de  $\Delta Y_P = 0.003-0.004$ ), la

<sup>33</sup>La relación funcional entre ambos parámetros cosmológicos está dada por:  $\eta_{10} = 274\Omega_B h_{100}^2$ .

variación en los resultados posteriores tales como la fracción de masa bariónica y demás elementos primordiales es relativamente grande si se comparan los bloques de resultados arrojados por  $Y_P$  a partir de oxígeno y nitrógeno respectivamente. Sin embargo, cabe resaltar que los valores de los parámetros cosmológicos y las abundancias primordiales de elementos ligeros calculadas a partir del valor de  $Y_P$  para el nitrógeno son enteramente consistentes con las predicciones de WMAP como lo muestra la tabla 7.2. Para este caso, el valor determinado de  $Y_P$  se encuentra  $\Delta Y_P = 0.00015$  del valor predicho por la medición de la radiación cósmica de fondo.



# Capítulo 8

## Conclusiones

En este trabajo de tesis se analizaron un total de 71 espectros correspondientes a 68 regiones H II extragalácticas seleccionadas a partir catálogo del Sloan Digital Sky Survey. La selección de objetos se realizó a través de una serie de parámetros espectroscópicos característicos de objetos ideales para el estudio de la abundancia primordial de  $^4\text{He}$ . Por este motivo, la muestra del presente trabajo consta de objetos astronómicos seleccionados por sus características físicas, a diferencia de la selección por catálogos obtenidos a partir de prismas objetivo que conforman la mayoría de los objetos utilizados para este propósito en la literatura. La determinación de  $Y_P$  está sujeta a múltiples incertidumbres estadísticas pero sobre todo sistemáticas, por lo que una correcta valoración y/o corrección debe aplicarse a los resultados para obtener una determinación fidedigna. Por este motivo, el procesamiento de los datos se llevó a cabo a través de cuatro diferentes métodos, cada uno haciendo énfasis en resolver un determinado problema o incertidumbre en la determinación de  $Y_P$ .

La determinación de los parámetros físicos, abundancias químicas y correcciones implementadas a los datos en cada caso se realizó con sumo cuidado, haciendo énfasis en obtener resultados consistentes y con un buen nivel de precisión. En este proceso se efectuaron aproximadamente 3 400 mediciones individuales en líneas de emisión nebulares en los 71 espectros del SDSS seleccionados para este trabajo. Cada método produjo un conjunto de datos con diferentes características. Para tres de los procedimientos considerados: método clásico de determinación de  $Y_P$ , implementación del código de ajuste de síntesis de poblaciones estelares STARLIGHT y la corrección por absorción estelar subyacente, se obtuvieron dos estimados de la abundancia de helio primordial. La determinación de  $Y_P$  se llevó a cabo a través de diferentes ajustes lineales en las relaciones  $Y$  vs. O y  $Y$  vs. N, las regresiones lineales abarcan una diversidad de métodos que ofrecen robustez en cuanto al valor de  $Y_P$  estimado en cada caso. Los resultados de las regresiones lineales brindan una sorprendente concordancia en la mayoría de los ajustes. En cuanto al método de la determinación de abundancias de helio nebulares por medio del código auto-consistente de Olive & Skillman (2004), la calidad de los datos espectroscópicos y en especial el error asociado a la medición de las débiles líneas de emisión de He I (del orden del 5%) imposibilitaron la implementación de este código para una determinación fidedigna de  $Y_P$ .

La abundancia primordial de helio determinada en este trabajo es igual a  $0.2443 \pm 0.0041$  para el caso del ajuste de  $Y$  vs. O y  $0.2483 \pm 0.0028$  para el caso de  $Y$  vs. N. Estas cifras se obtuvieron considerando los valores de  $Y_P$  obtenidos a partir de los métodos STARLIGHT y por corrección de AES, los cuales se consideraron datos mejorados con respecto al método tradicional.

Sistemáticamente se encuentra que el valor determinado de  $Y_P$  a través del ajuste con oxígeno es menor que en el caso del nitrógeno. La variación del valor de  $Y_P$  en los casos en los cuales se realizaron correcciones por incertidumbres sistemáticas es del orden de  $\Delta Y_P \approx 0.004$ , lo cual concuerda por lo propuesto por OS04 y Fukugita & Kawasaki (2006), quienes argumentan que la inclusión de una corrección por AES y otras incertidumbres sistemáticas elevan el valor de  $Y_P$  por  $\Delta Y_P \sim 0.004-0.005$ .

Una de las consideraciones más importantes de este ejercicio es que, a pesar de contar con datos de alta calidad, las abundancias finales de helio para cada región H II dependen de suposiciones acerca de la temperatura electrónica adecuada, la presencia de absorción estelar subyacente, efectos de profundidad óptica y otras fuentes de incertidumbre discutidas en §4. Muchos de los sistemas analizados en este trabajo muestran una evidencia importante de la presencia de absorción estelar subyacente<sup>34</sup> lo cual lleva, cuando es corregido, a un incremento en la abundancia derivada de  ${}^4\text{He}$ . A partir de los resultados presentados en este capítulo, es posible concluir que la dispersión en las abundancias derivadas de  ${}^4\text{He}$  puede ser mayor que el error derivado para cada solución, lo cual es un síntoma de que en algunos casos las incertidumbres sistemáticas dominan el proceso del cálculo. Es posible que esta sea la razón de la aparente discrepancia entre previas determinaciones observacional de la abundancia de helio primordial y las predicciones para  ${}^4\text{He}$  utilizando la densidad bariónica medida por WMAP.

Algunos autores sugieren que los parámetros que influyen más en la incertidumbre sistemática de la determinación de  $Y_P$  son la temperatura y densidad (Olive & Skillman 2004, Peimbert, Peimbert & Luridiana 2002) debido a que la temperatura en las zonas de ionización de He I y He II son diferentes a la temperatura de la zona de [O III] a partir de la cual se calcula la temperatura para determinar la abundancia de  $Y$ , sin embargo, puede haber sesgos en la temperatura asociados a sesgos en la densidad. Si se supone que las temperaturas derivadas a través de [O III] son apropiadas para toda la zona  $\text{He}^+$ , el valor de la densidad no corresponde al real lo cual provocaría un cambio sistemático en la determinación de la abundancia de helio. Por otro lado, si se supone que la absorción subyacente para He es despreciable, la abundancia derivada de helio puede resultar sistemáticamente menor. A pesar de que existen otras fuentes potenciales de error sistemático, tales como fluctuaciones en la temperatura, correcciones por ionización y la corrección por excitación colisional de las líneas de emisión de hidrógeno, resultados recientes indican que éstas son desviaciones muy pequeñas en comparación a las mencionadas anteriormente.

La clásica Figura 8.1 resume el *status* actual de la determinación de abundancia de helio por métodos observacionales, en ésta se muestra la dependencia de las abundancias de elementos ligeros sintetizados en la nucleosíntesis primordial:  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}$ , D y  ${}^7\text{Li}$  como función de  $\eta_{10} \equiv 10^{10}\eta$ , donde  $\eta$  es el cociente de bariones a fotones predicho por el modelo estándar de nucleosíntesis primordial, con un número de familias de neutrinos  $N_\nu = 3$  y una vida media de los neutrones de  $\tau_n = 887.5$  segundos.

<sup>34</sup>Evidente a partir de los resultados del código auto-consistente de minimización, si bien la calidad en los datos no es la óptima, la corrección por AES  $a_{\text{HeI}}$  es siempre distinta de cero y con valores altos en Å.

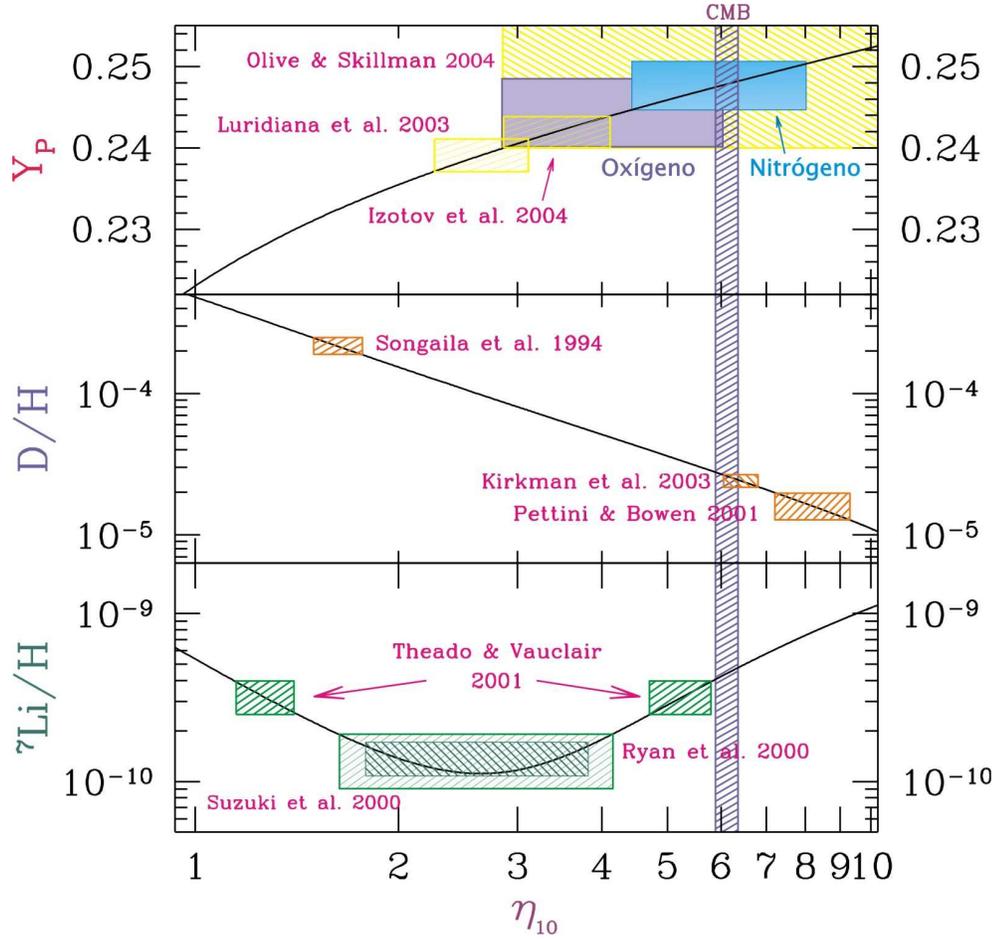


Figura 8.1: Abundancias de los elementos ligeros como función de  $\eta_{10} \equiv 10^{10}\eta$ , los resultado de este trabajo se muestran como recuadros en color morado (oxígeno) y azul (nitrógeno). En el caso del oxígeno, el límite inferior para  $\eta_{10}$  corresponde al ajuste polinomial en  $\log(\eta/10)$  de Fiorentini *et al.* (1998). La franja vertical corresponde al valor predicho por WMAP y su error asociado a  $1\sigma$ .

Claramente, la verdadera incertidumbre en la determinación de  $Y_P$  es mucho mayor que la indicada en estudios previos como lo indican los resultados propuestos por Olive & Skillman (2004) y los resultados del presente trabajo. La inclusión de correcciones por incertidumbres sistemáticas en determinaciones previas para  $Y_P$  podrían cambiar tanto el valor central de la abundancia de helio primordial, como el error asociado a su estimación. Siguiendo el lineamiento propuesto por OS04, se sugiere que la mejor estrategia sea adoptar un rango conservador en la abundancia primordial de helio determinada de forma observacional. Considerando los resultados de este trabajo para el caso del oxígeno y nitrógeno y tomando en cuenta determinaciones previas en la estimación de  $Y_P$ , se sugiere un rango

$$0.241 \leq Y_P \leq 0.251. \quad (8.1)$$

el cual corresponde a una variación en  $\eta$

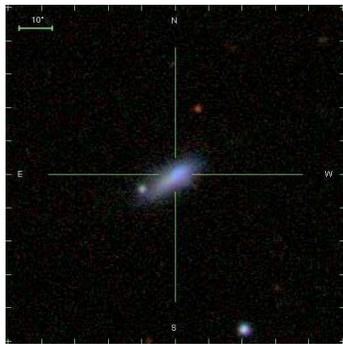
$$2.8 \leq \eta_{10} \leq 8.0. \quad (8.2)$$

En este contexto, se enfatiza que *no existe evidencia clara para la discrepancia entre las predicciones de la SBBN para  ${}^4\text{He}$  utilizando los datos de WMAP para la densidad bariónica y las determinaciones observacionales de la abundancia primordial de helio* como se ha reportado frecuentemente en la literatura.

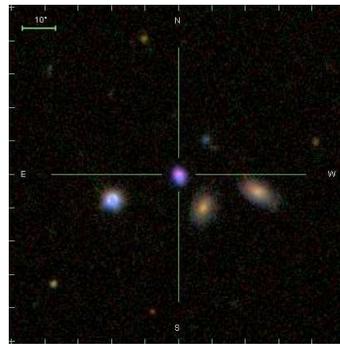
Una reducción significativa en la incertidumbre asociada a la determinación de  $Y_P$  requiere de espectroscopía para regiones H II pobres en metales con una calidad que superaría por mucho la presente en la literatura de hoy día, al igual que un análisis homogéneo que tome en cuenta todas las posibles fuentes de incertidumbre y errores sistemáticos que han sido identificados hasta el momento. Por lo tanto, la determinación de la abundancia de helio primordial a valores realmente precisos representa uno de los retos teóricos y observacionales de la astrofísica más importantes del siglo XXI, el desarrollo de nuevos instrumentos y técnicas, así como el descubrimiento de nuevos objetos ideales para el estudio de abundancias primordiales serán necesarios en un futuro para obtener resultados precisos y fidedignos acerca de los procesos físicos que determinaron la creación de los primeros y más abundantes elementos químicos del universo.

## Apéndice A

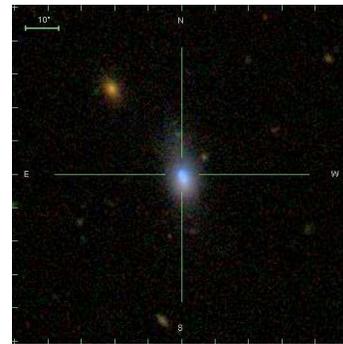
Imágenes de los 71 objetos espectroscópicos descritos en el capítulo 5, ordenados de acuerdo a la Ascensión Recta reportada en la Tabla 5.1. Las imágenes fueron obtenidas a partir de la herramienta de búsqueda de imágenes del SDSS DR4<sup>35</sup>, la cual produce una imagen en formato JPEG centrada en las coordenadas del objeto, en donde la imagen es escalada arbitrariamente. El valor estándar para SDSS es 0.396127 arcsec/pix. Para cada imagen se incluye su identificador de acuerdo a las estipulaciones de la Unión Astronómica Internacional.



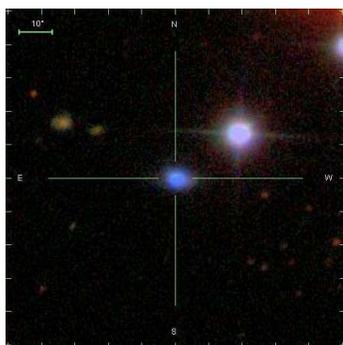
1. SDSS J001647.75-104742.2



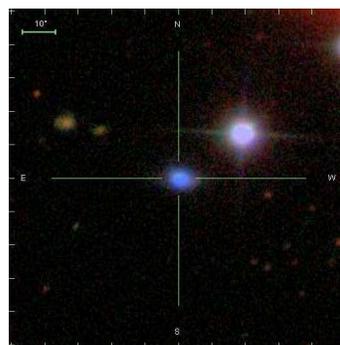
2. SDSS J002101.02+005248.0



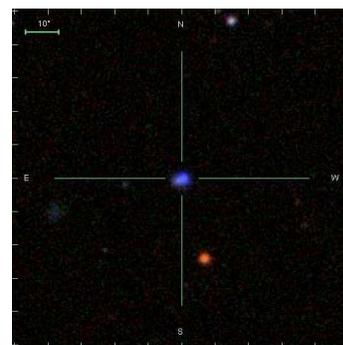
3. SDSS J002425.94+140410.6



4. SDSS J003218.59+150014.1

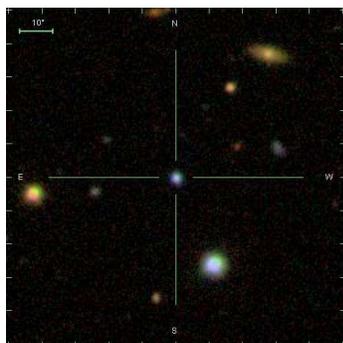


5. SDSS J003218.59+150014.1

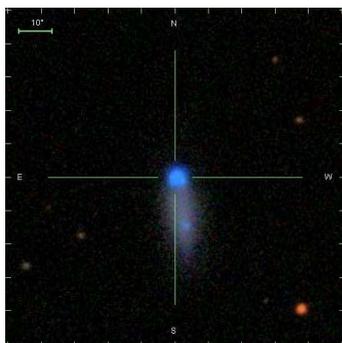


6. SDSS J005147.30+000940.0

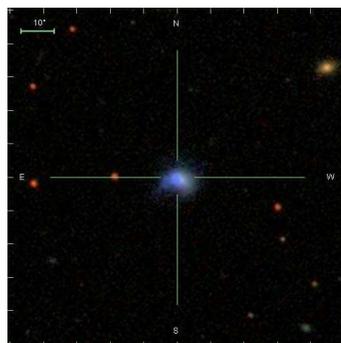
<sup>35</sup><http://cas.sdss.org/dr4/sp/tools/chart/chart.asp>



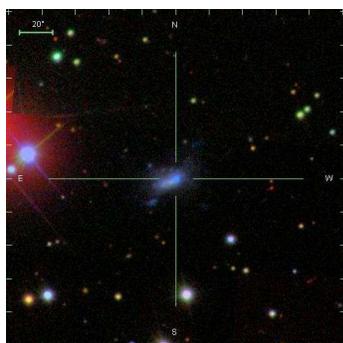
7. SDSS J005527.46-002148.7



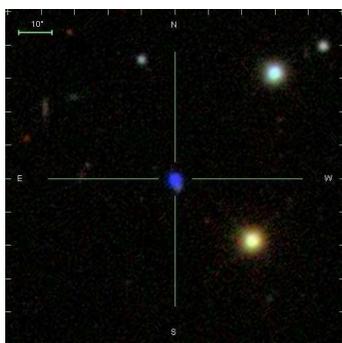
8. SDSS J024815.93-081716.5



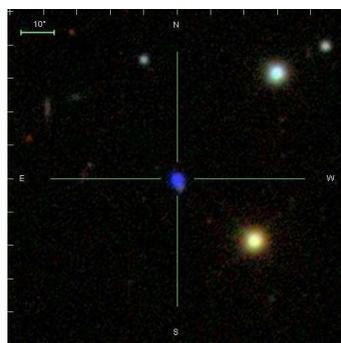
9. SDSS J081334.17+313252.1



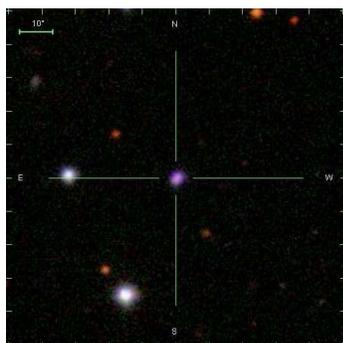
10. SDSS J082334.84+031315.6



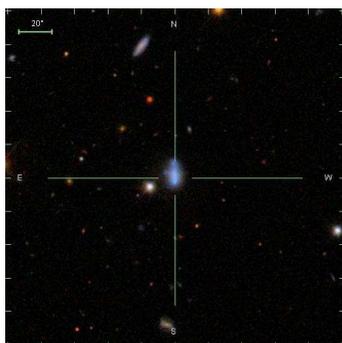
11. SDSS J084029.91+470710.2



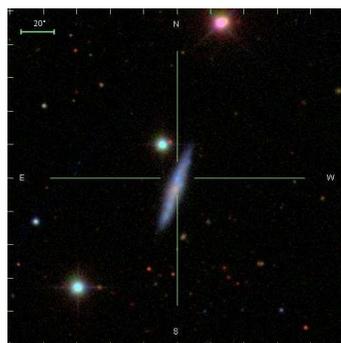
12. SDSS J084029.91+470710.2



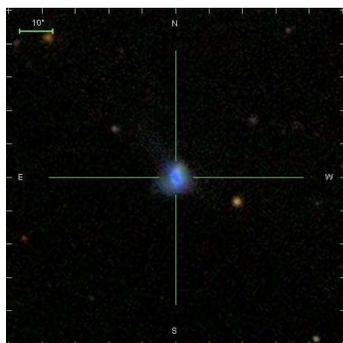
13. SDSS J084414.23+022621.1



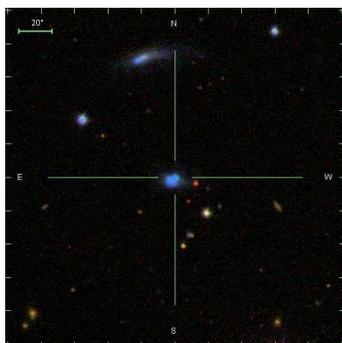
14. SDSS J084634.39+362620.8



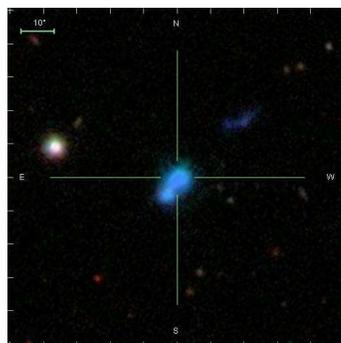
15. SDSS J090714.86+385704.2



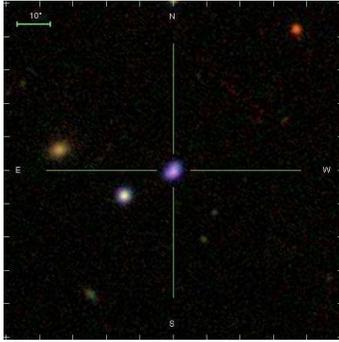
16. SDSS J091434.95+470207.2



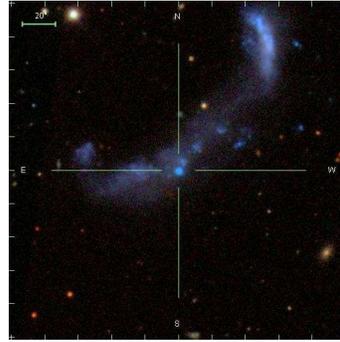
17. SDSS J093006.43+602653.3



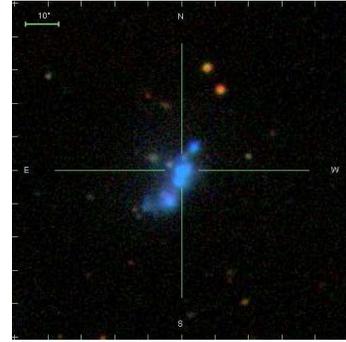
18. SDSS J093402.02+551427.8



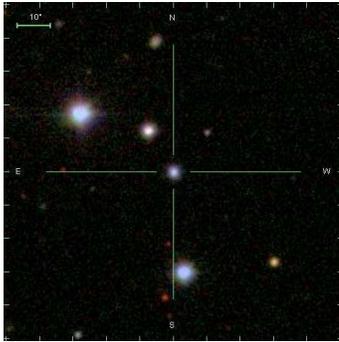
19. SDSS J093813.49+542825.0



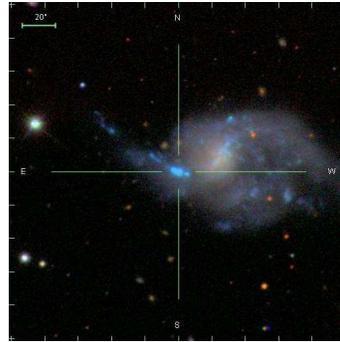
20. SDSS J094256.74+092816.2



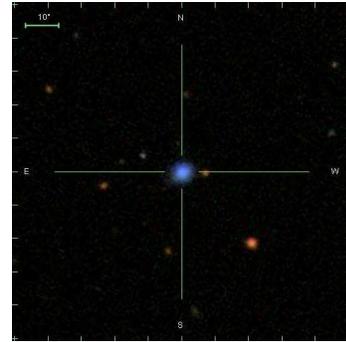
21. SDSS J094401.86-003832.1



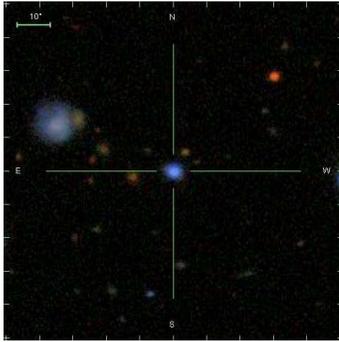
22. SDSS J094920.98+014303.1



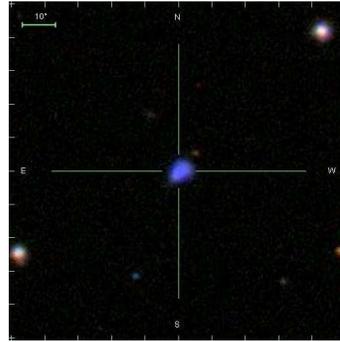
23. SDSS J094954.14+003658.6



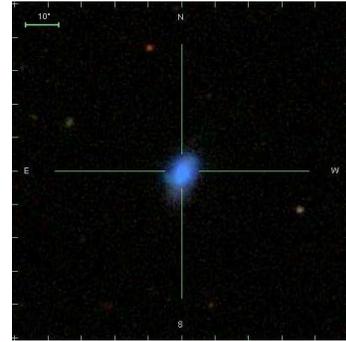
24. SDSS J100348.65+450457.7



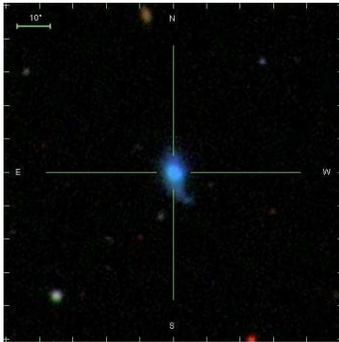
25. SDSS J100746.51+025228.4



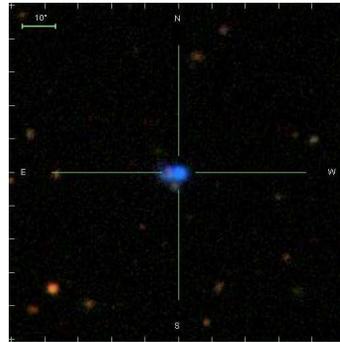
26. SDSS J102429.25+052451.0



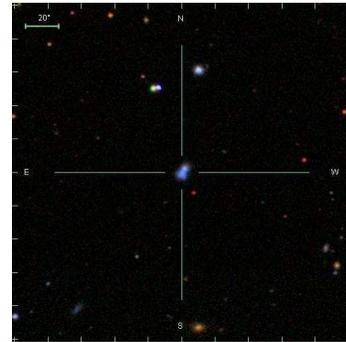
27. SDSS J103137.27+043422.0



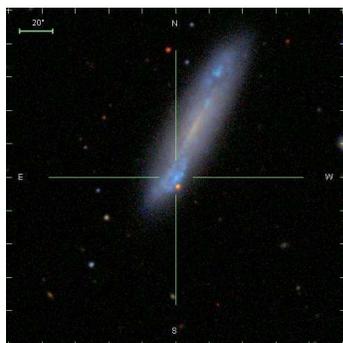
28. SDSS J103410.15+580349.0



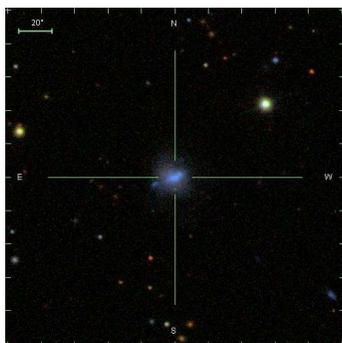
29. SDSS J104457.79+035313.1



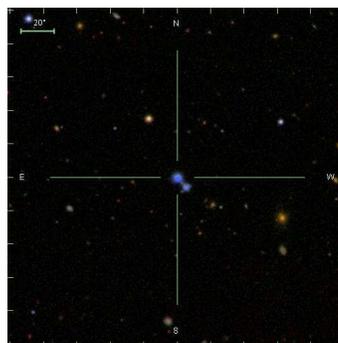
30. SDSS J104554.77+010405.8



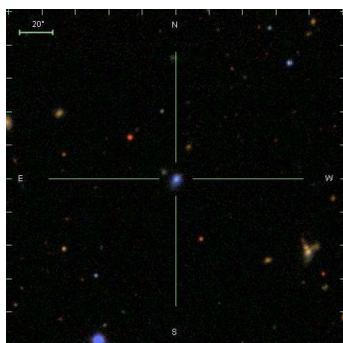
31. SDSS J112528.08+574246.9



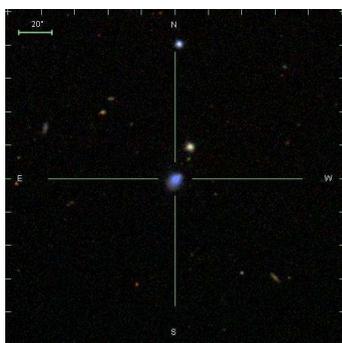
32. SDSS J112732.66+535454.4



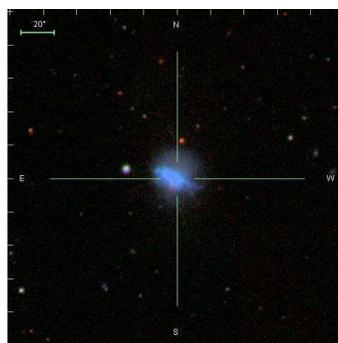
33. SDSS J113445.72+500603.3



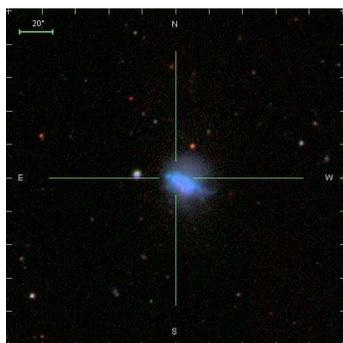
34. SDSS J113706.18-033737.0



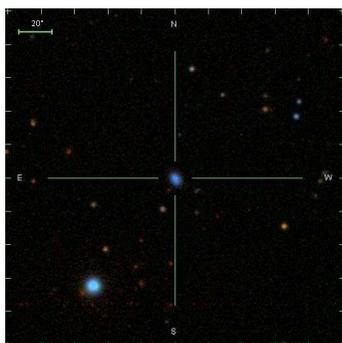
35. SDSS J114333.10+533000.6



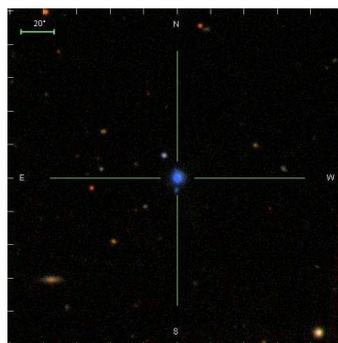
36. SDSS J115237.18-022810.0



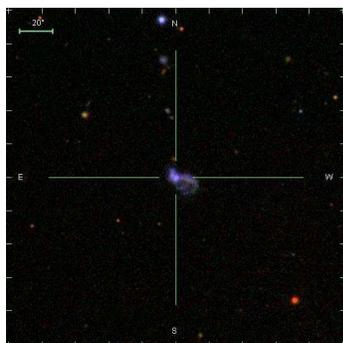
37. SDSS J115237.67-022806.3



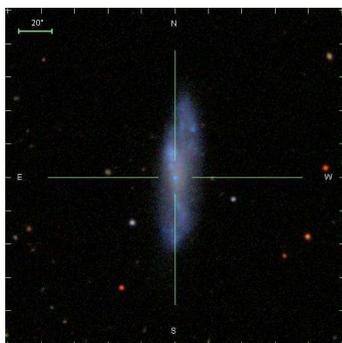
38. SDSS J115247.51-004007.6



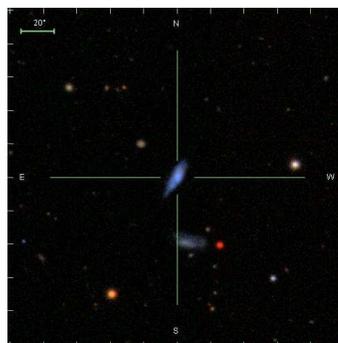
39. SDSS J115528.33+573951.9



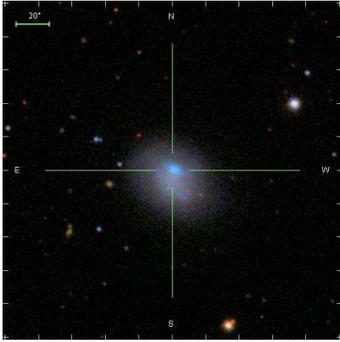
40. SDSS J115712.44+022827.8



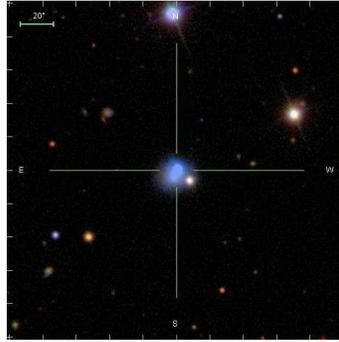
41. SDSS J120144.07+621933.1



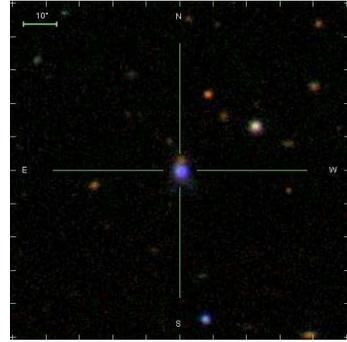
42. SDSS J121839.13+454706.8



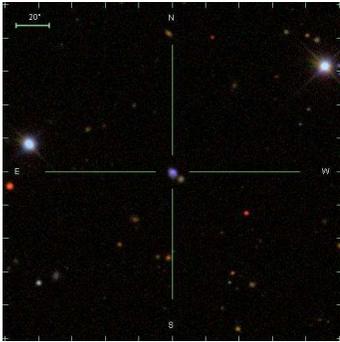
43. SDSS J121909.88+035123.3



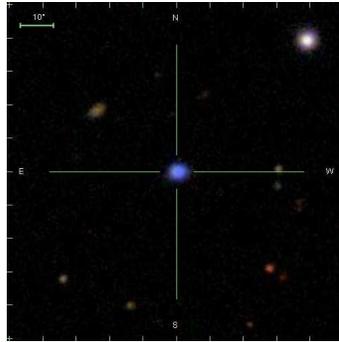
44. SDSS J122505.41+610911.2



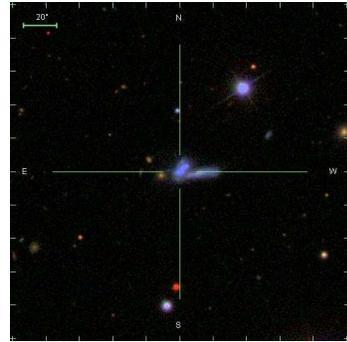
45. SDSS J122720.15+513924.3



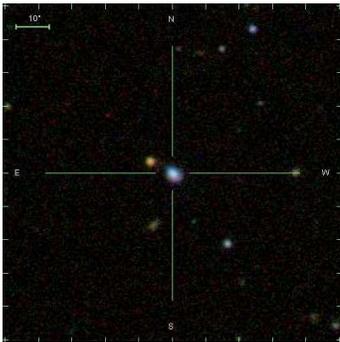
46. SDSS J124954.84+060610.3



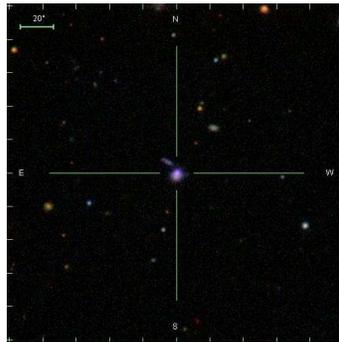
47. SDSS J130249.19+653449.2



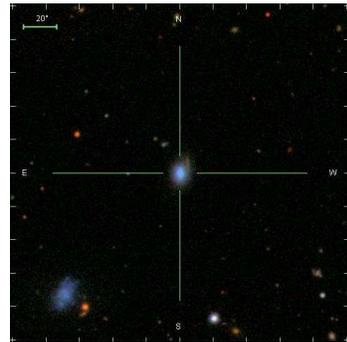
48. SDSS J130728.70+542649.6



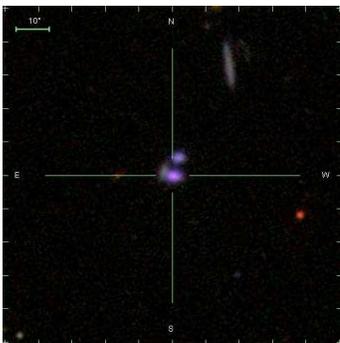
49. SDSS J132211.95+013034.3



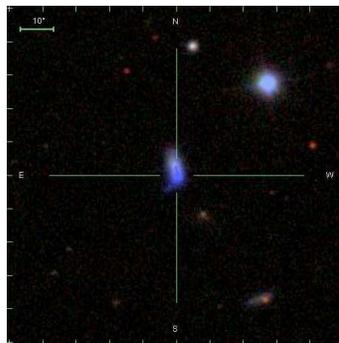
50. SDSS J132923.46-031502.2



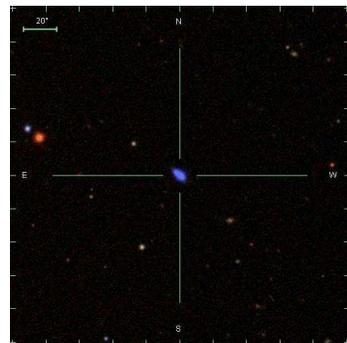
51. SDSS J134251.84+524230.5



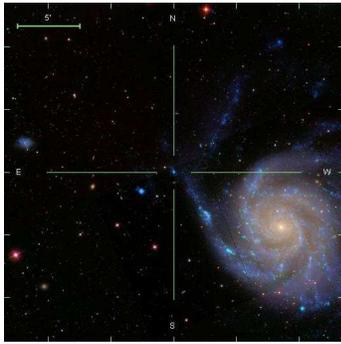
52. SDSS J134427.36+560129.7



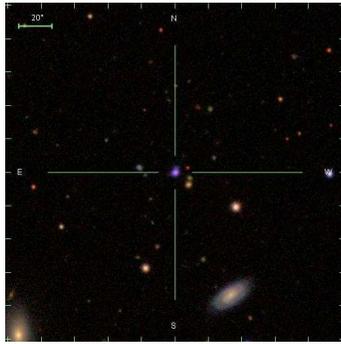
53. SDSS J134531.50+044232.7



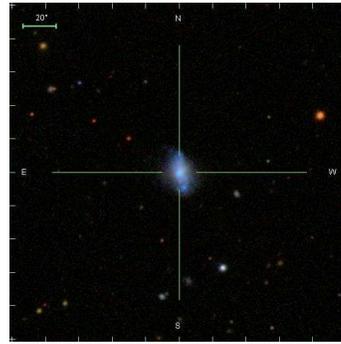
54. SDSS J135950.91+572622.9



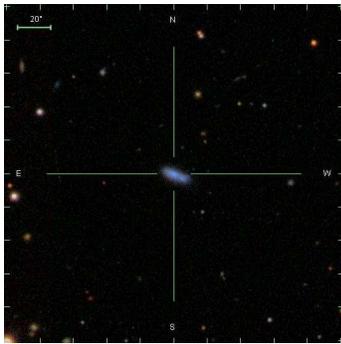
55. SDSS J140411.24+542518.6



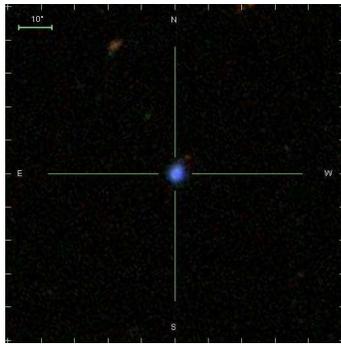
56. SDSS J140956.75+545648.8



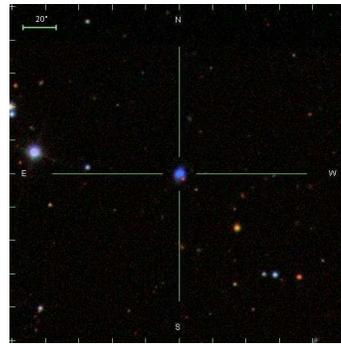
57. SDSS J143012.19+453232.4



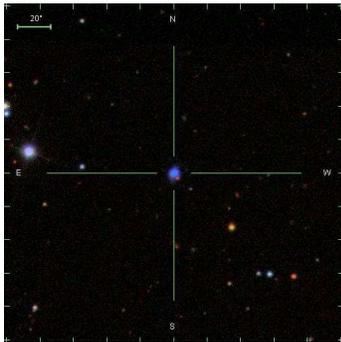
58. SDSS J143053.51+002746.3



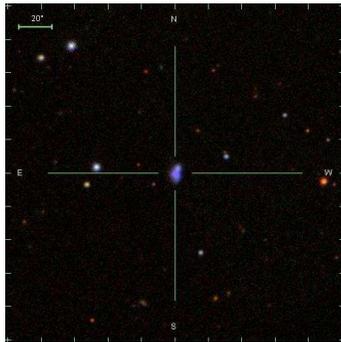
59. SDSS J143202.85+515252.2



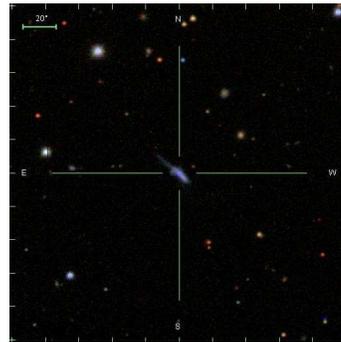
60. SDSS J144805.37-011057.7



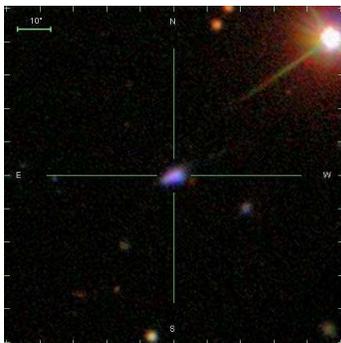
61. SDSS J144805.38-011057.7



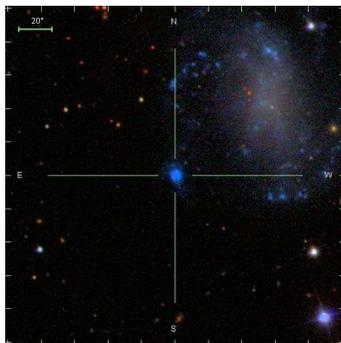
62. SDSS J151212.85+471630.6



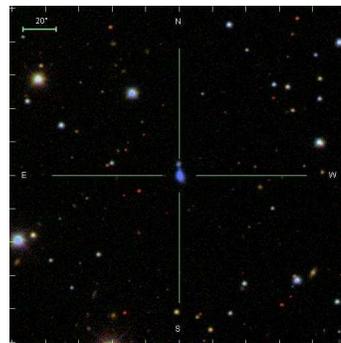
63. SDSS J151725.86-000805.4



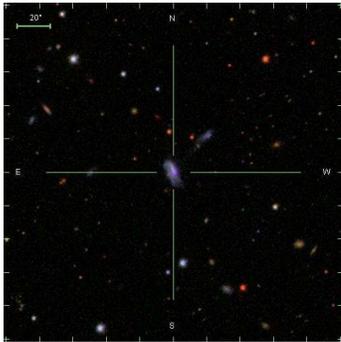
64. SDSS J153753.32+584137.7



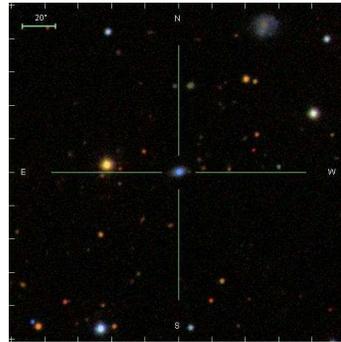
65. SDSS J161623.53+470202.3



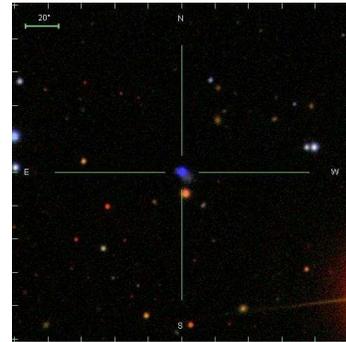
66. SDSS J162410.11-002202.5



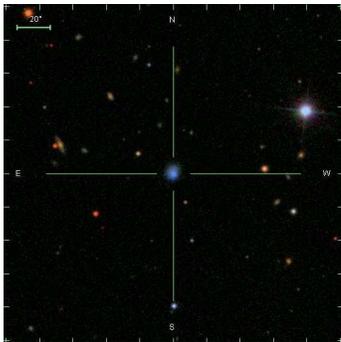
67. SDSS J164725.17+302729.2



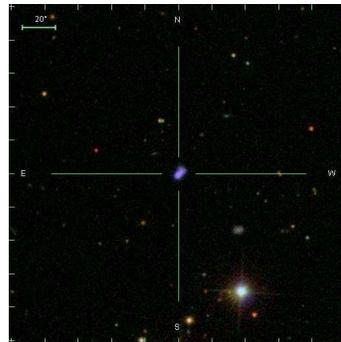
68. SDSS J172906.55+565319.2



69. SDSS J173501.24+570308.5



70. SDSS J223036.79-000636.9



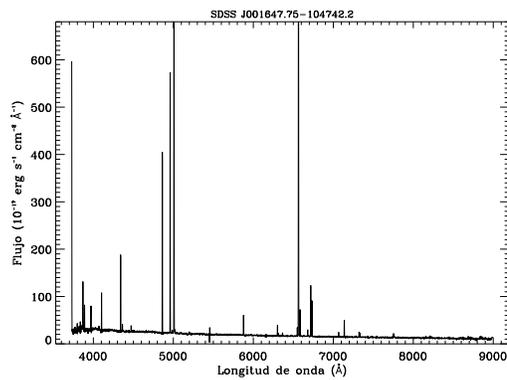
71. SDSS J225140.31+132713.4

Fin de Apéndice A

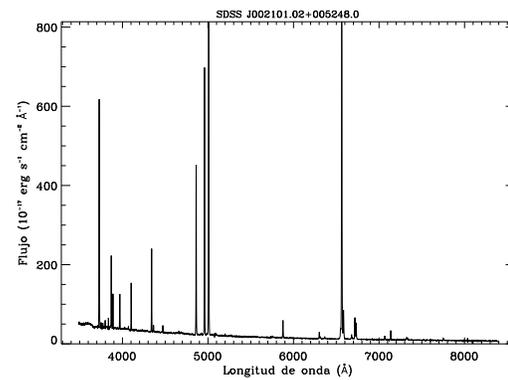


## Apéndice B

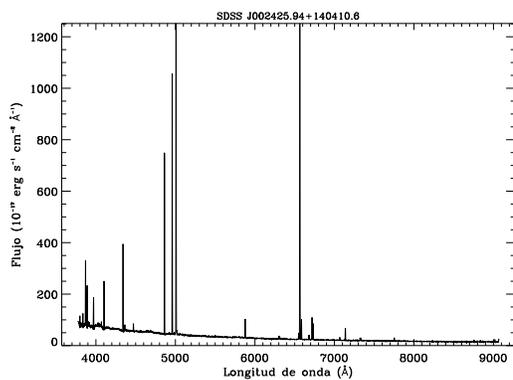
Imágenes de los espectros correspondientes a los 71 objetos incluidos en este trabajo de tesis, a partir de los cuales se determinaron los parámetros físicos y abundancias químicas utilizadas para la determinación de la abundancia de helio primordial. Los espectros se encuentran ordenados de acuerdo a la Ascensión Recta reportada en la Tabla 5.1. El rango espectral corresponde a 3900-9100 Å para el caso del SDSS, sin embargo los espectros en esta sección se encuentran corregidos por su desplazamiento al rojo y se muestran en su longitud de onda de reposo. La densidad del flujo está dada en unidades de  $10^{-17}$  ergs  $s^{-1}$   $cm^{-2}$  Å $^{-1}$ . Para cada imagen se incluye su identificador de acuerdo a las estipulaciones de la Unión Astronómica Internacional.



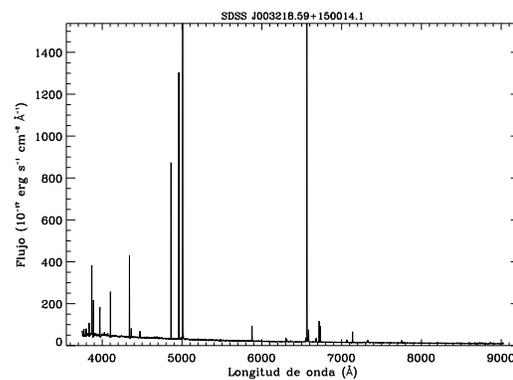
72. SDSS J001647.75-104742.2



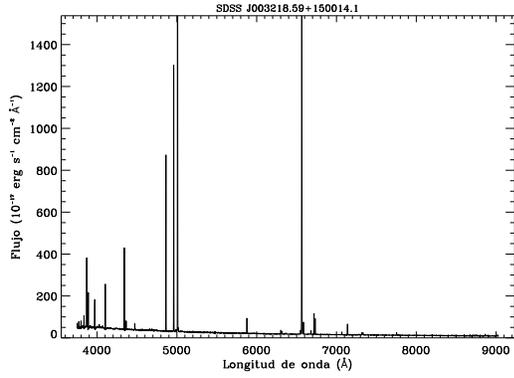
73. SDSS J002101.02+005248.0



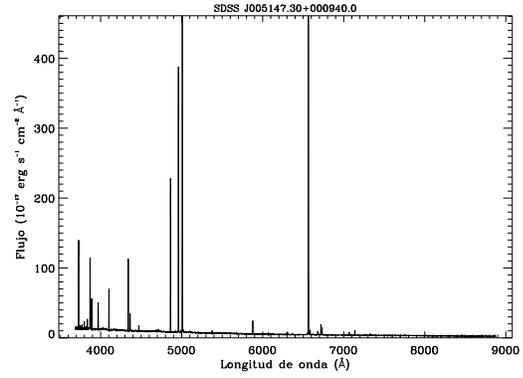
74. SDSS J002425.94+140410.6



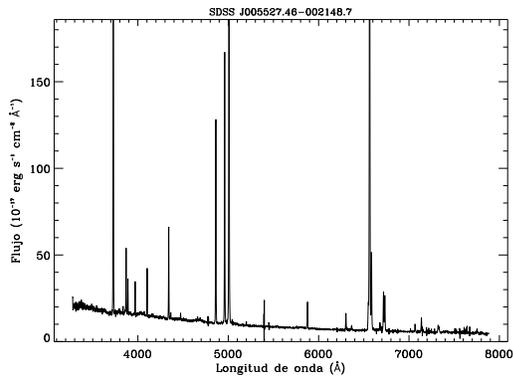
75. SDSS J003218.59+150014.1



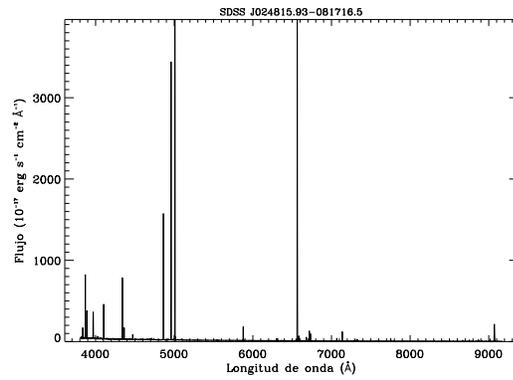
76. SDSS J003218.59+150014.1



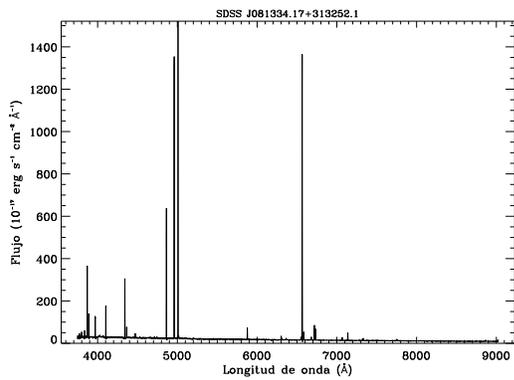
77. SDSS J005147.30+000940.0



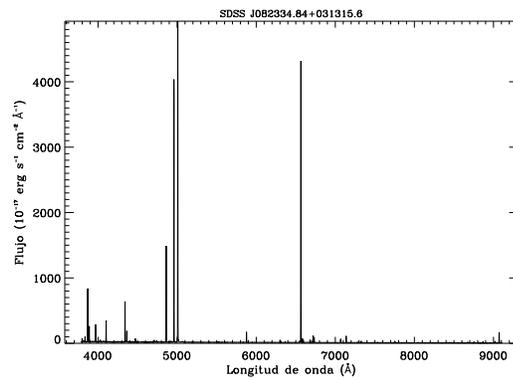
78. SDSS J005527.46-002148.7



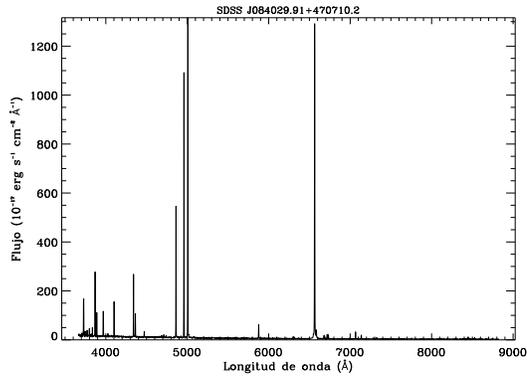
79. SDSS J024815.93-081716.5



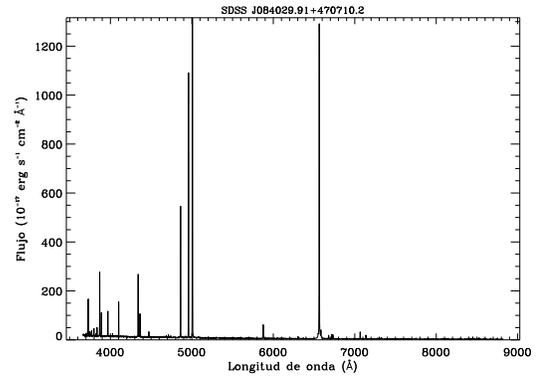
80. SDSS J081334.17+313252.1



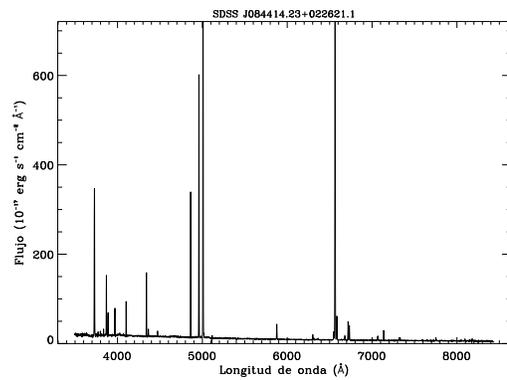
81. SDSS J082334.84+031315.6



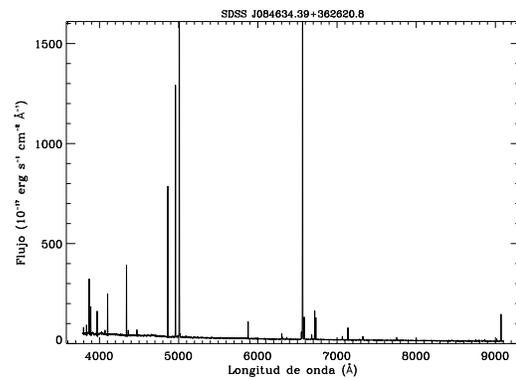
82. SDSS J084029.91+470710.2



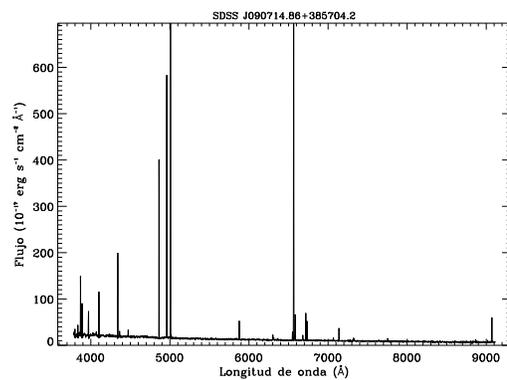
83. SDSS J084029.91+470710.2



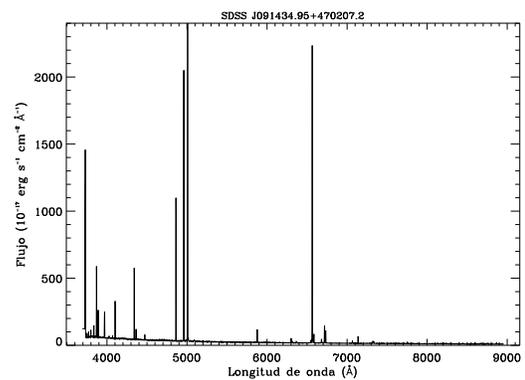
84. SDSS J084414.23+022621.1



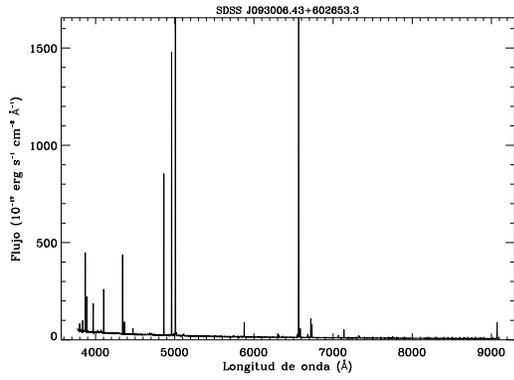
85. SDSS J084634.39+362620.8



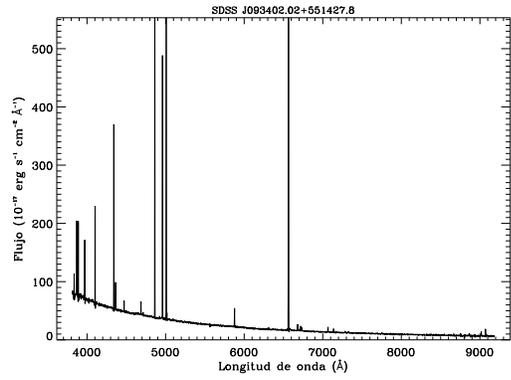
86. SDSS J090714.86+385704.2



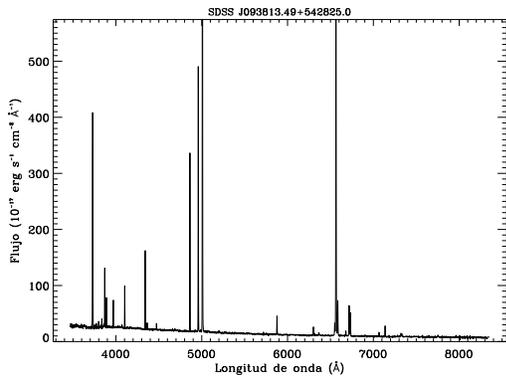
87. SDSS J091434.95+470207.2



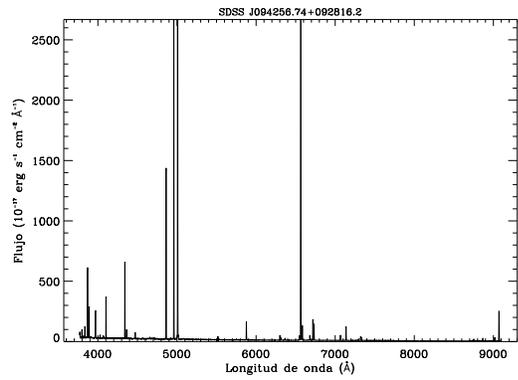
88. SDSS J093006.43+602653.3



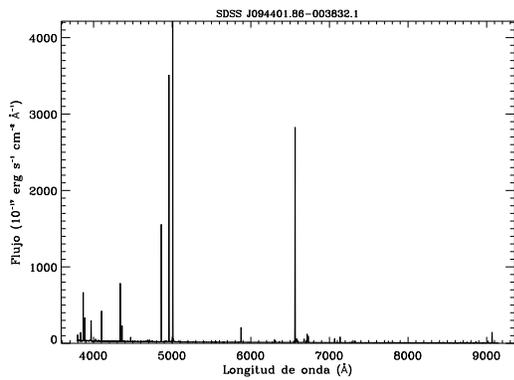
89. SDSS J093402.02+551427.8



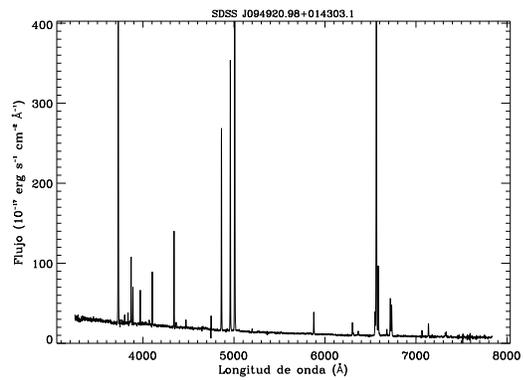
90. SDSS J093813.49+542825.0



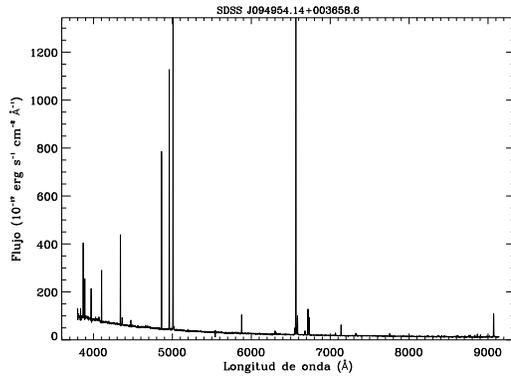
91. SDSS J094256.74+092816.2



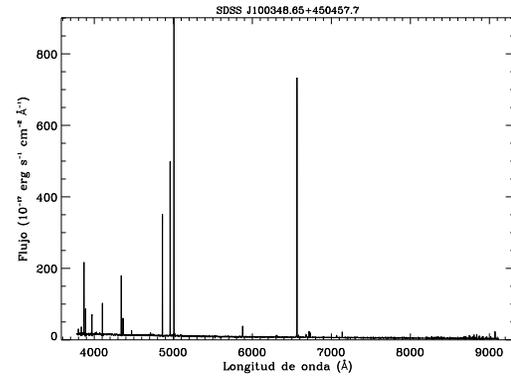
92. SDSS J094401.86-003832.1



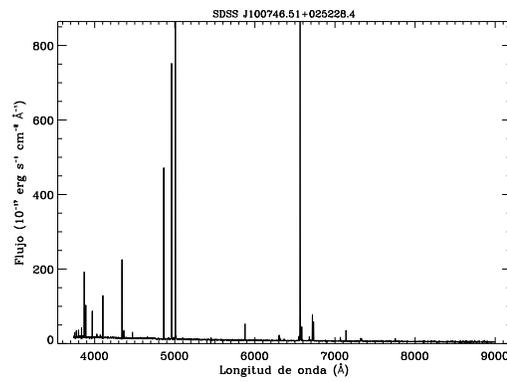
93. SDSS J094920.98+014303.1



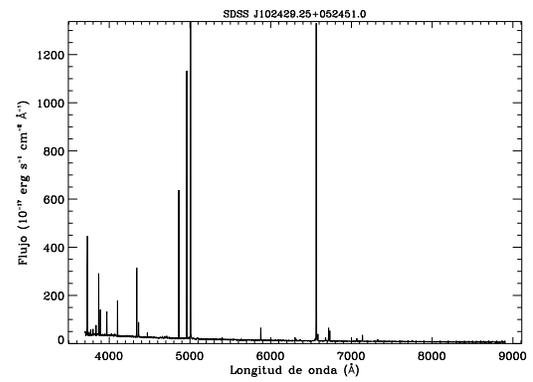
94. SDSS J094954.14+003658.6



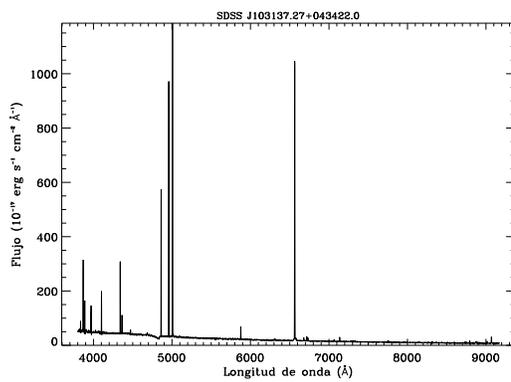
95. SDSS J100348.65+450457.7



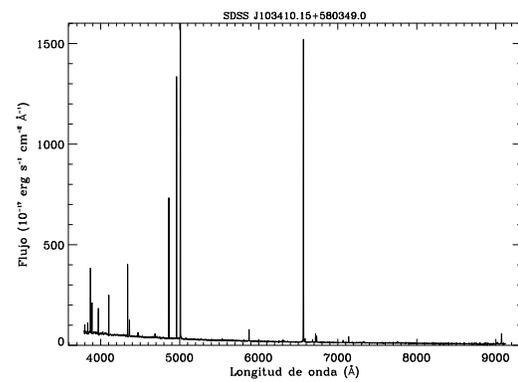
96. SDSS J100746.51+025228.4



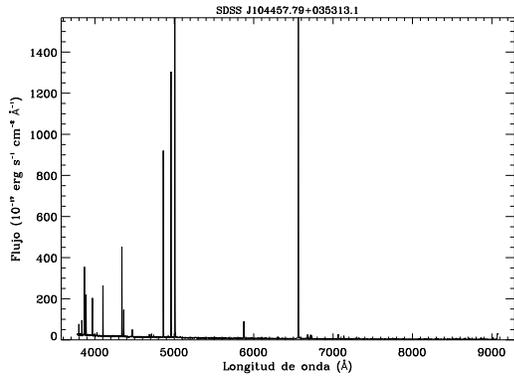
97. SDSS J102429.25+052451.0



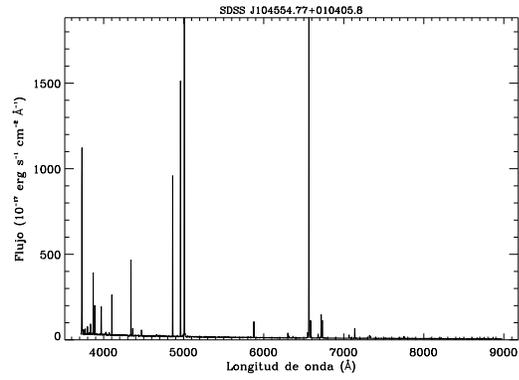
98. SDSS J103137.27+043422.0



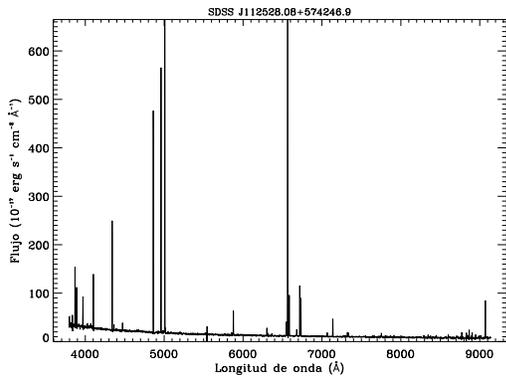
99. SDSS J103410.15+580349.0



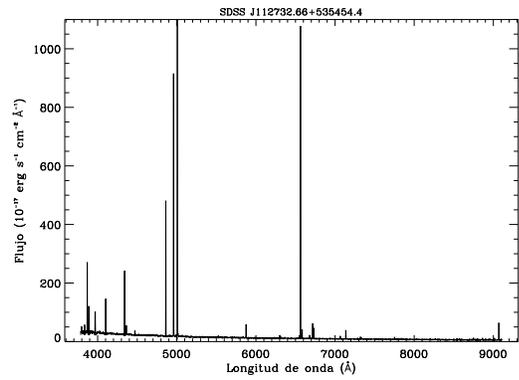
100. SDSS J104457.79+035313.1



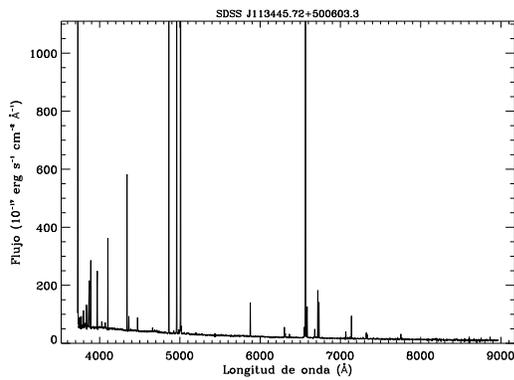
101. SDSS J104554.77+010405.8



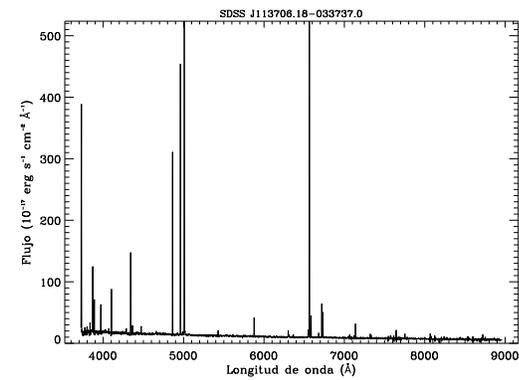
102. SDSS J112528.08+574246.9



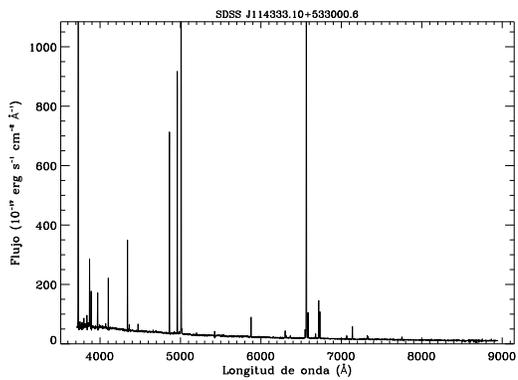
103. SDSS J112732.66+535454.4



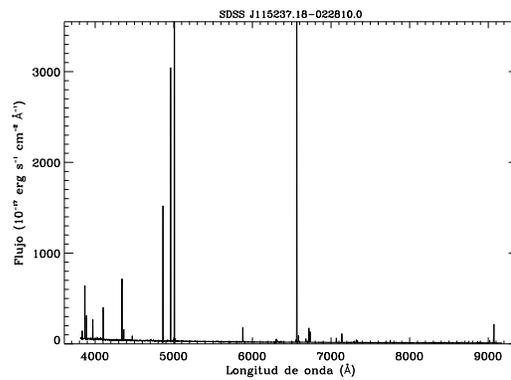
104. SDSS J113445.72+500603.3



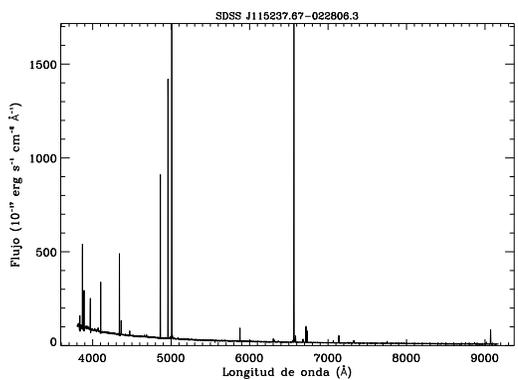
105. SDSS J113706.18-033737.0



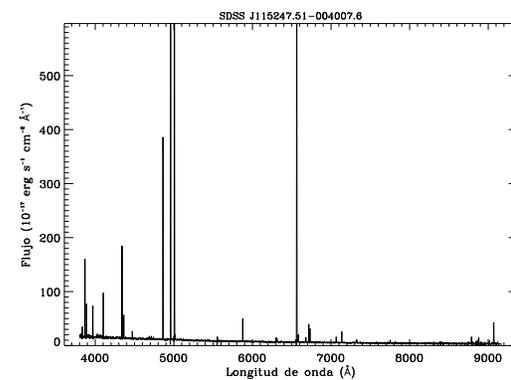
106. SDSS J114333.10+533000.6



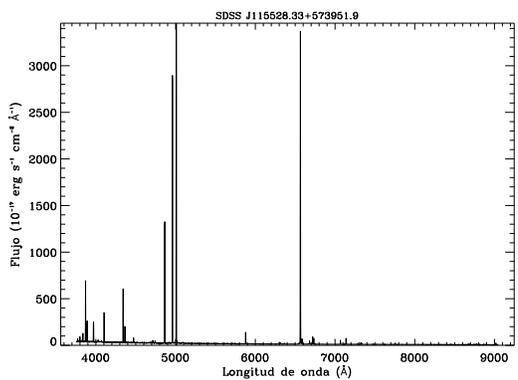
107. SDSS J115237.18-022810.0



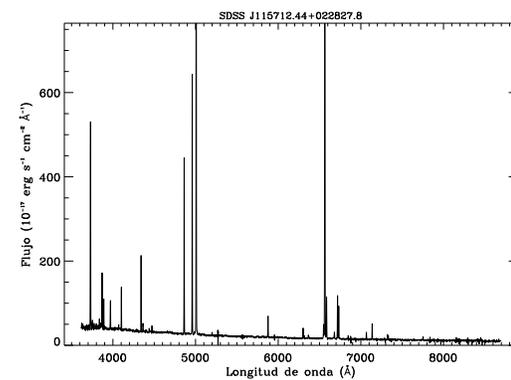
108. SDSS J115237.67-022806.3



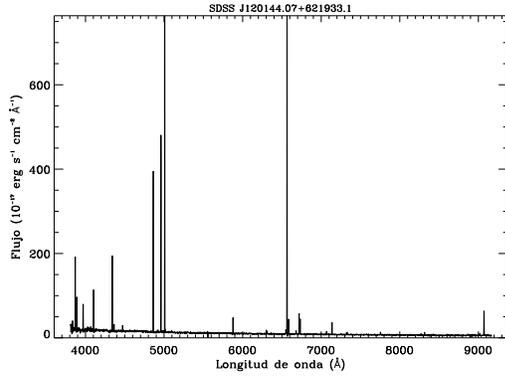
109. SDSS J115247.51-004007.6



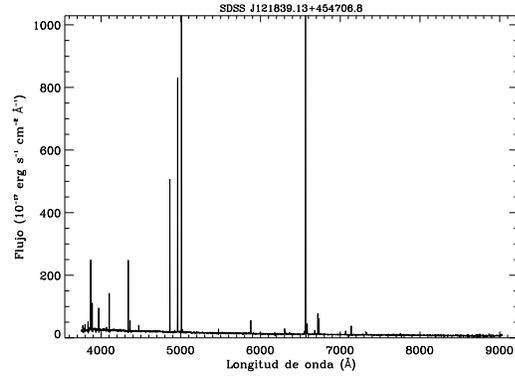
110. SDSS J115528.33+573951.9



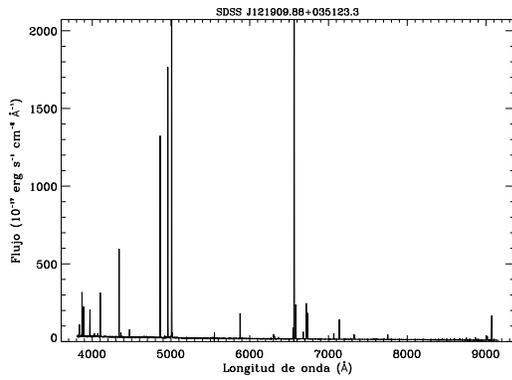
111. SDSS J115712.44+022827.8



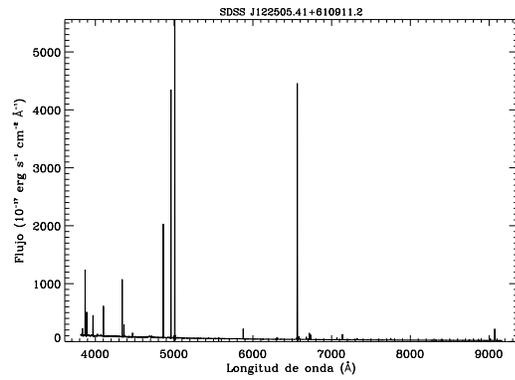
112. SDSS J120144.07+621933.1



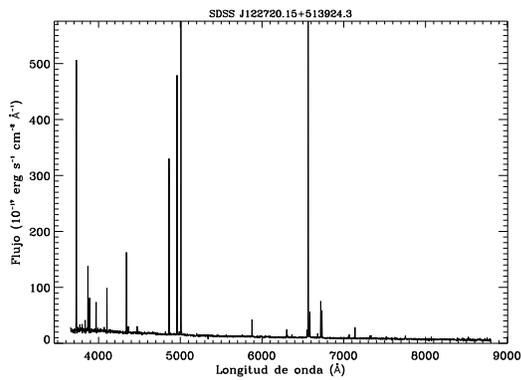
113. SDSS J121839.13+454706.8



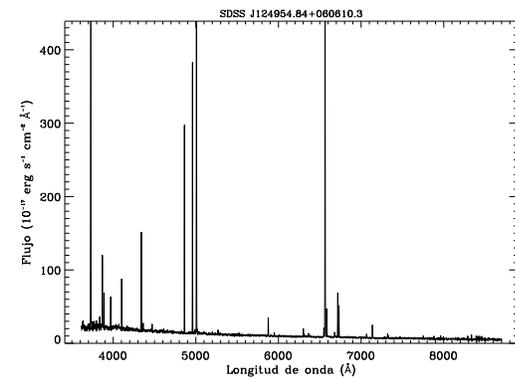
114. SDSS J121909.88+035123.3



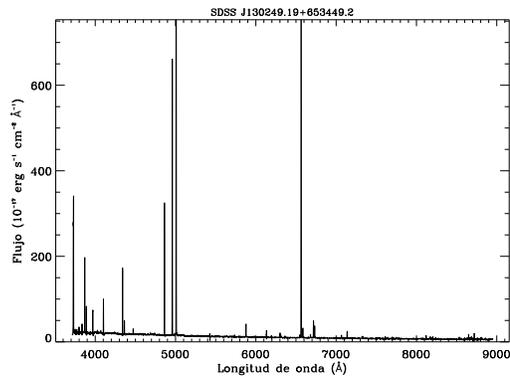
115. SDSS J122505.41+610911.2



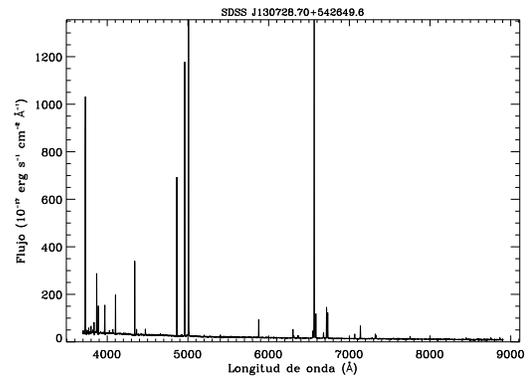
116. SDSS J122720.15+513924.3



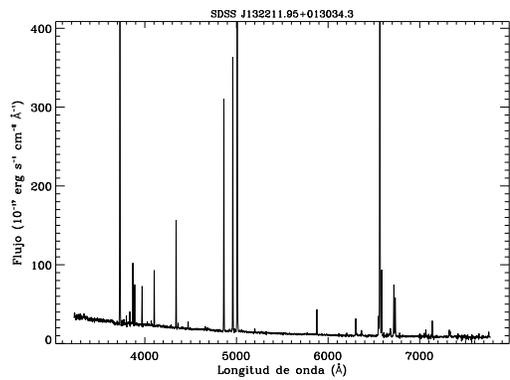
117. SDSS J124954.84+060610.3



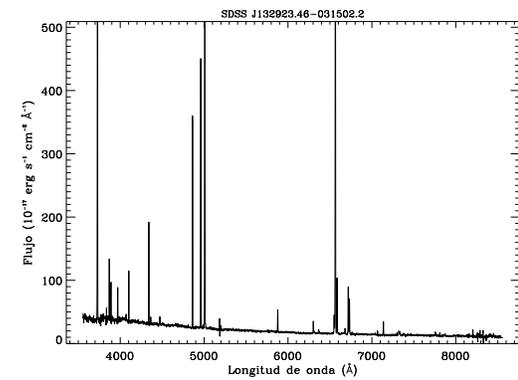
118. SDSS J130249.19+653449.2



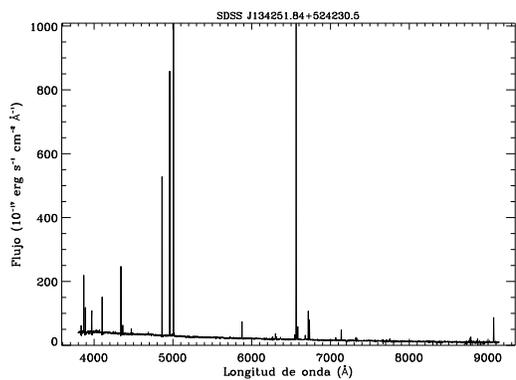
119. SDSS J130728.70+542649.6



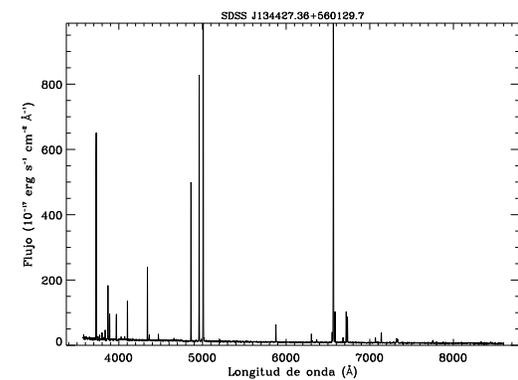
120. SDSS J132211.95+013034.3



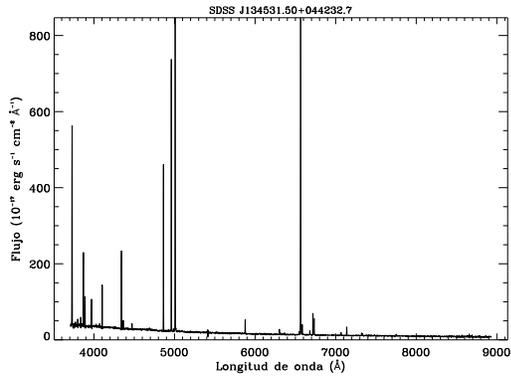
121. SDSS J132923.46-031502.2



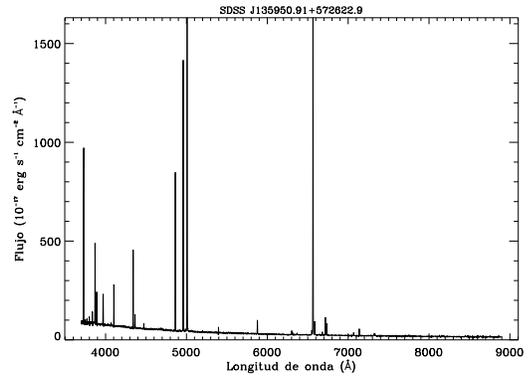
122. SDSS J134251.84+524230.5



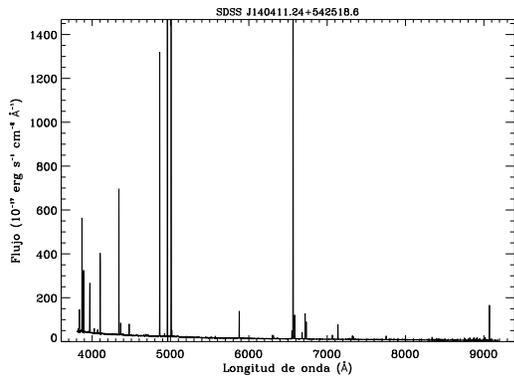
123. SDSS J134427.36+560129.7



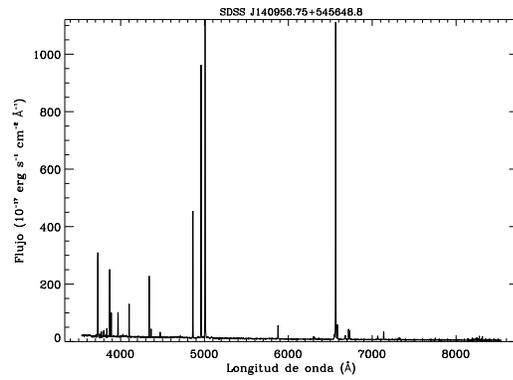
124. SDSS J134531.50+044232.7



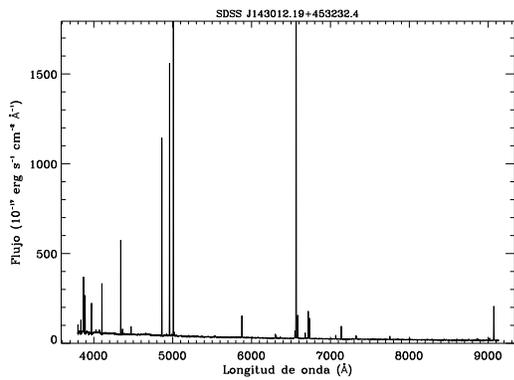
125. SDSS J135950.91+572622.9



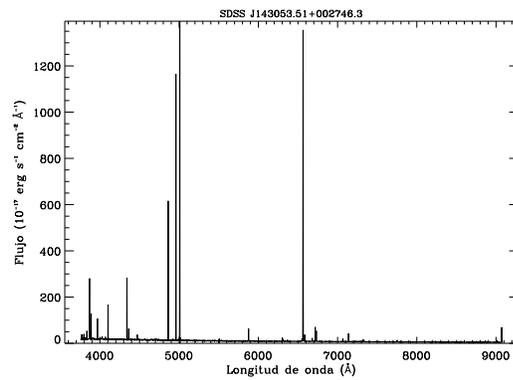
126. SDSS J140411.24+542518.6



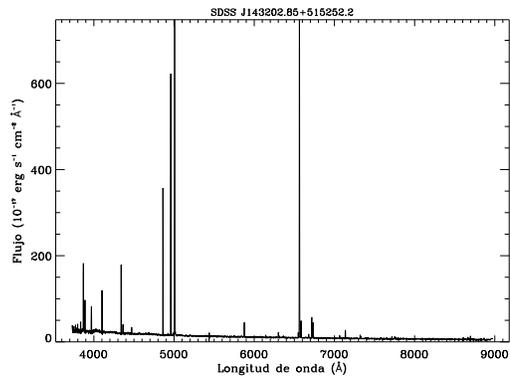
127. SDSS J140956.75+545648.8



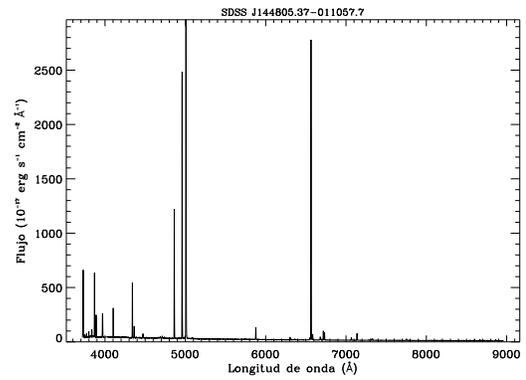
128. SDSS J143012.19+453232.4



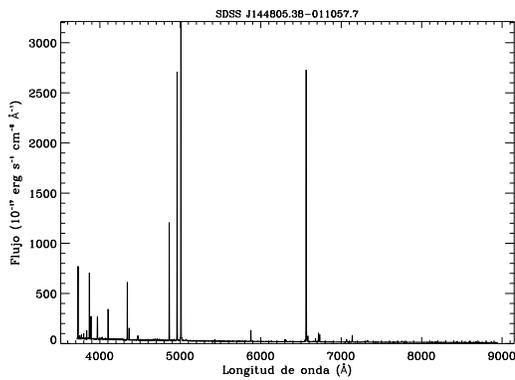
129. SDSS J143053.51+002746.3



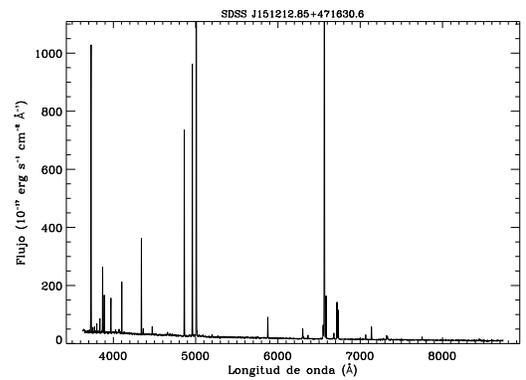
130. SDSS J143202.85+515252.2



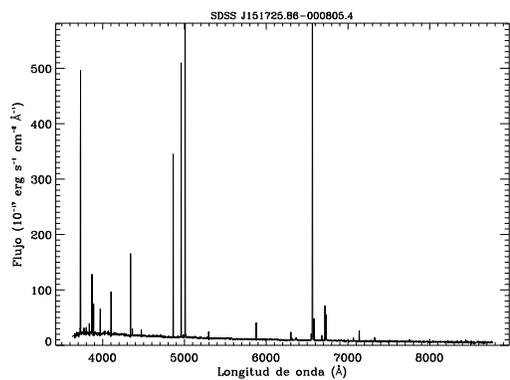
131. SDSS J144805.37-011057.7



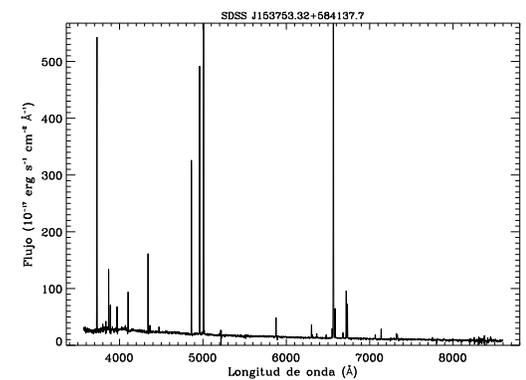
132. SDSS J144805.38-011057.7



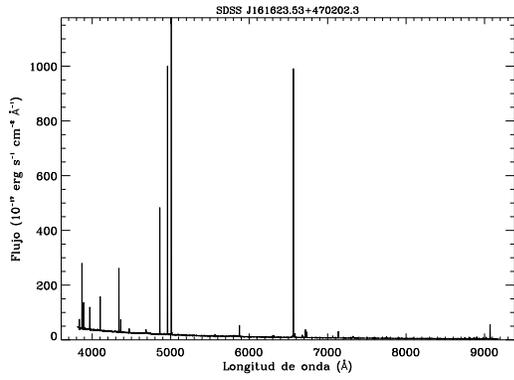
133. SDSS J151212.85+471630.6



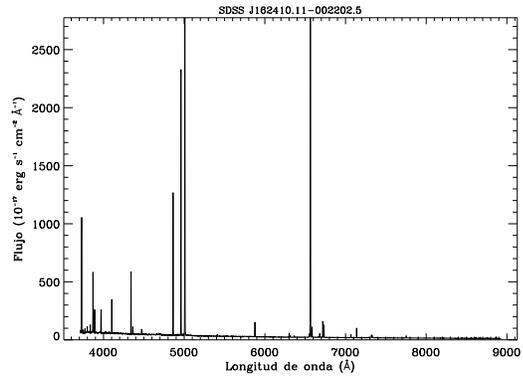
134. SDSS J151725.86-000805.4



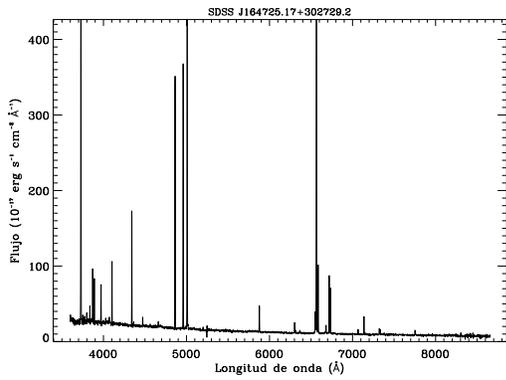
135. SDSS J153753.32+584137.7



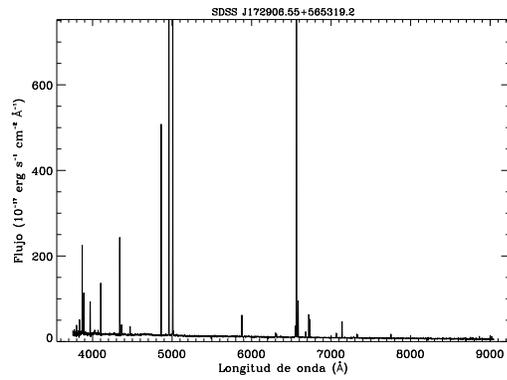
136. SDSS J161623.53+470202.3



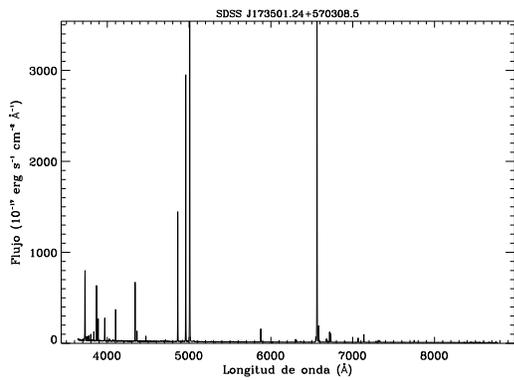
137. SDSS J162410.11-002202.5



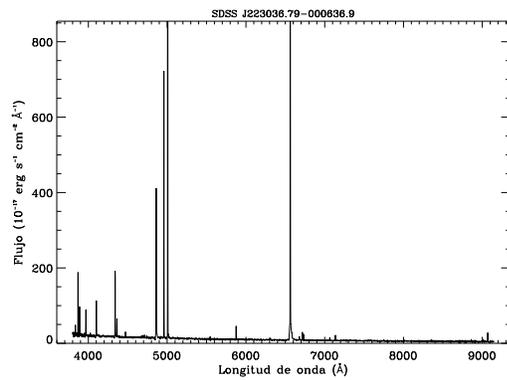
138. SDSS J164725.17+302729.2



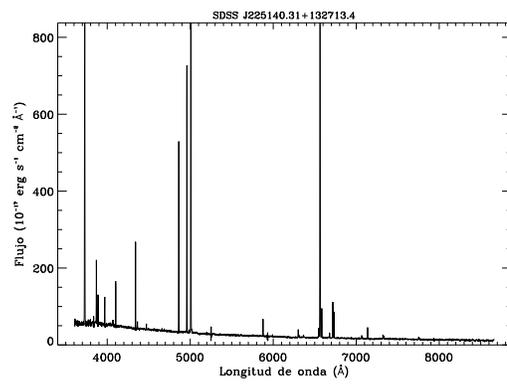
139. SDSS J172906.55+565319.2



140. SDSS J173501.24+570308.5



141. SDSS J223036.79-000636.9



142. SDSS J225140.31+132713.4

Fin de Apéndice B



## Bibliografía

- [1] Akritas, M.G. & Bershad, M.A., 1996, *Ap.J.*, 470, 706.
- [2] Almog, Y. & Netzer, H., 1989, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 238, 57.
- [3] Alpher, R.A., Follin, J.W. & Herman, R.C., 1953, *Phys. Rev.*, 92, 1347.
- [4] Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A.J., 2005, *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis* (eds. F.N. Bash & T.G. Barnes), ASP Conf. Ser. 336, 25.
- [5] Baldwin, J.A., Phillips, M.M. & Terlevich, R., 1981, *Publ. Astron. Soc. of Pac.*, 93, 5.
- [6] Ballantyne D.R., Ferland G.J. & Martin P.G., 2000, *Ap.J.*, 536, 773.
- [7] Bauman, R.P., Ferland, G.J. & MacAdam, K.B., 2003, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 18, 8.
- [8] Benjamin R.A., Skillman E.D. & Smits D.P., 1999, *Ap.J.*, 514, 307.
- [9] Benjamin, R.A., Skillman, E.D. & Smits, D.P., 2002, *Ap.J.*, 569, 288.
- [10] Berrington, K.A. & Kingston, A.E., 1987, *J.Phys.*, 20, 6631.
- [11] Branham, R.L., Jr., 1982, *As.J.*, 87, 928.
- [12] Brocklehurst, M., 1970, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 148, 417.
- [13] Brocklehurst, M., 1971, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 153, 471.
- [14] Brocklehurst, M., 1972, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 157, 211.
- [15] Bruzual, G. & Charlot, S., 2003, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 344, 1000.
- [16] Burbidge, E.M., Burbidge, G.R., Fowler, W.A. & Hoyle, F., 1957, *Rev. Mod. Phys.*, 29, 547.
- [17] Burles, S., Nollett, K.M. & Turner, M.S., 2001, *Ap.J.*, 552, L1.
- [18] Cerviño, M. & Mass-Hesse, J.M., 1994, *Astron. & Astroph.*, 284, 749.
- [19] Cid Fernandes, González Delgado, R.M., Schmitt, H., Storchi-Bergmann, T., Martins, L.P, Pérez, E., Heckman, T., Leitherer, C. & Schaerer, D., 2004, *Ap.J.*, 605, 105.
- [20] Cid Fernandes, Gu, Q., Melnick, J., Terlevich, E., Terlevich, R., Kunth, D., Lacerda, R.R. & Joguet, B., 2004, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 355, 273.
- [21] Cid Fernandes, R., Mateus, A., Sodré, L. Jr., Stasińska, G. & Gomes, J.M., 2005, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 358, 363.

- [22] Cantó, J., Elliott, K.H., Meaburn, J. & Theokas, A.C., 1980, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 193, 911.
- [23] Cardelli, J.A., Clayton, G.C. & Mathis, J.S., 1989, *Ap.J.*, 345, 245.
- [24] Christy, R.F., 1966, *Ann. REv. A.&A.*, 4, 353.
- [25] Clegg, R.E.S., 1987, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 229, 31.
- [26] Cota, S.A. & Ferland, G.J., 1988, *Ap.J.*, 514, 787326.
- [27] Cyburt, R.H., Fields, B.D., Olive, K.A. & Skillman, E., 2004, astro-ph/0408033.
- [28] Cyburt, R.H., Fields, B.D. & Olive, K.A., 2001, *New Astronomy*, 6, 215.
- [29] Davidson, K. & Kinman, T.D., 1985, *Ap.J.S.*, 58, 321.
- [30] D'Orico, S.D., Peimbert, M. & Sabbadin, F., 1976, *Astron. & Astroph.*, 47, 341.
- [31] Esposito, S., Mangano, G., Miele, G. & Pisanti, O., 2000, *Nucl. Phys.*, B568, 421.
- [32] Faulkner, J. & Iben, I., 1966, *Ap.J.*, 144, 995.
- [33] Feigelson, E.D. & Babu, G.J., 1992, *Ap.J.*, 397, 55.
- [34] Fields, B.D., 1996, *Ap.J.*, 456, 478.
- [35] Fields, B. D., Kainulainen, K., Olive, K. A. & Thomas, D., 1996, *New Astron.*, 1, 77.
- [36] Fields, B.D. & Olive, K.A., 1996, *Phys. Lett.*, B368, 103.
- [37] Fields, B.D. & Olive, K.A., 1998, *Ap.J.*, 506, 177.
- [38] Fiorentini, G., Lisi, E., Sarkar, S. & Villante, F.L., 1998, *Phys. Rev.*, D58, 063506.
- [39] Fitzpatrick, E.L. & Massa, D., 1986, *Ap.J.*, 307, 286.
- [40] French, H.B., 1980, *Ap.J.*, 240, 41.
- [41] Fukugita, M. & Kawasaki, M., 2006, astro-ph/0603334.
- [42] Garnett, D.R., 1989, *Ap.J.*, 345, 282.
- [43] Garnett, D.R., 1990, *Ap.J.*, 363, 142.
- [44] González Delgado, R.M. & Leitherer, C., 1999, *Ap.J.S.S.*, 125, 479.
- [45] González Delgado, R.M., Cerviño, M., Martins, L.P., Leitherer, C. & Hauschildt, P.H., 2005, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 357, 945.
- [46] Gruenwald, R., Steigman, G. & Viegas, S. M., 2002, *Ap.J.*, 567, 931.

- [47] Gu, Q., Melnick, J., Fernandes, R.C., Kunth, D., Terlevich, E. & Terlevich, R., 2006, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 366, 480.
- [48] Hägele, G.F., Pérez-Montero, E., Díaz, A.I., Terlevich, E. & Terlevich, R., (en preparación).
- [49] Hata, N., Sherrer, R.J., Steigman, G., Thomas, D. & Walker, T.P., 1996, *Ap.J.*, 458, 637.
- [50] Hayashi, C., 1950, *Prog. Theor. Phys.*, 5, 224.
- [51] Hogan, C.J., Olive, K.A. & Scully, S.T., 1997, *Ap.J.*, 489, L119.
- [52] Holovaty, V.V. & Melekh, B.Y, 2005, *Astronomicheski Zhurnal*, 82, 9, 755.
- [53] Hoyle, F. & Tayler, R.J., 1964, *Nature*, 203, 1108.
- [54] Ichikawa, K. & Takahashi, T., 2006, *Physical Review D*, 73, 6.
- [55] Isobe, T., Feigelson, E.D., Akritas, M.G. & Babu, G.J., 1990, 364, 104.
- [56] Izotov, Y.I., Thuan, T.X. & Lipovetsky, V.A., 1994, *Ap.J.*, 435, 647.
- [57] Izotov, Y. I., Thuan, T. X. & Lipovetsky, V. A., 1997, *Ap.J.S.*, 108, 1.
- [58] Izotov, Y.I., & Thuan, T.X., 1998, *Ap.J.*, 500, 188.
- [59] Izotov, Y.I., Chaffee F.H., Foltz, C.B., Green, R.F., Guseva, N.G. & Thuan, T.X., 1999, *Ap.J.*, 527, 757.
- [60] Izotov, Y.I., Chaffee F.H., Foltz, C.B., Green C., 2001, *Ap.J.*, 562, 727.
- [61] Izotov, Y.I., & Thuan, T.X., 2004, *Ap.J.*, 602, 200.
- [62] Kauffmann G., Heckman, T., *et al.*, 2003, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 341, 33 & 346, 1055.
- [63] Keenan, F.P. & Aggarwal, K.M., 1987, *Ap.J.*, 319, 403.
- [64] Kennicutt, R.C., Bresolin, F. & Garnett, D.R., 2003, *Ap.J.*, 591, 801.
- [65] Kewley, L.J., Dopita, M.A., Sutherland, R.S., Heisler, C.A. & Trevena, J., 2001, *Ap.J.*, 556, 121.
- [66] Kingdon, J. & Ferland, G., 1995, *Ap.J.*, 442, 714.
- [67] Kniazev, A.L., Pustilnik, S.A., Grebel, E.K., Lee, H. & Pramskij A.G., 2004, *Ap.J.S.S.*, 153, 429.
- [68] Kunth, D. & Sargent, W.L.W., 1983, *Ap.J.*, 273, 81.
- [69] Kunth, D., 1986, *P.A.S.P.*, 98, 984.
- [70] Lara, J.F., Kajino, T. & Mathews, G.J., 2006, astro-ph/0603817 v1.

- [71] Lequeux, J., Peimbert, M., Rayo, J.F., Serrano, A. & Torres-Peimbert, S., 1979, *Astron. & Astroph.*, 80, 155.
- [72] Luridiana, V., 2002, astro-ph/0209177.
- [73] Luridiana, V., Peimbert, A., Peimbert, M. & Cerviño, M., 2003, *Ap.J.*, 592, 846.
- [74] Lynden-Bell, D., Faber, S., Burstein, D., Davies, R.L., Dressler, A., Terlevich, R. & Wegner, G., 1988, *Ap.J.*, 326, 19.
- [75] Martins, L.P., González Delgado, R.M., Leitherer, C., Cerviño, M. & Hauschildt, P., 2005, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 358, 49.
- [76] Mas-Hesse, J.M. & Kunth, D., 1991, *Astron. & Astroph.*, 88, 399.
- [77] Mas-Hesse, J.M. & Kunth, D., 1999, *Astron. & Astroph.*, 349, 765.
- [78] Mathews G.J., Boyd, R.N. & Fuller, G.M., 1993, *Ap.J.*, 403, 65.
- [79] Mathews G.J., Kajino, T. & Shima, T., 2005, *Physical Review D*, 71, 2.
- [80] Mathis, J.S., 1982, *Ap.J.*, 261, 195.
- [81] Mathis, J.S., 1985, *Ap.J.*, 291, 247.
- [82] Mathis, J.S., 1991, Rosa, M.R. *Astron. & Astroph.*, 245, 625.
- [83] McCall, M.L., 1984, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 208, 253.
- [84] Nandy, K., Thompson, G.E., Jamar, C., Monfils, A. & Wilson, R., 1975, *Astron. & Astroph.*, 44, 195.
- [85] Melnick, J., Heydari-Malayeri, M. & Leisy, P., 1992, *Astron. & Astroph.*, 253, 16.
- [86] O'Dell, C.R., Peimbert, M. & Kinman, T.D., 1964, *Ap.J.*, 140, 119.
- [87] Olive, K.A. & Steigman, G., 1995, *Ap.J. S.S.*, 97, 49.
- [88] Olive, K.A., Steigman, G. & Skillman, E.D., 1997, *Ap.J.*, 483, 788.
- [89] Olive, K. A. & Skillman, E.D., 2004, *Ap.J.*, 617, 29 (OS04).
- [90] Osterbrock, D.E., *Astrophysics of Gaseous Nebula and Active Galactic Nuclei*, University Science Books, 1989.
- [91] Pagel, B.E.J., *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies*, Cambridge University Press, 1997.
- [92] Pagel, B.E.J. & Terlevich, R., 1986, *P.A.S.P.*, 98, 1005.

- [93] Pagel, B.E.J., 1987, *Starbursts and Galaxy Evolution*, p. 227, eds Thuan, T.X., Montmerle, T. & Van, J.T.T., Editions Frontieres, Gif sur Yvette.
- [94] Pagel, B.E.J. & Simonson, E.A., 1989, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 18, 153.
- [95] Pagel, B.E.J. & Kazlauaskas, A., 1992, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 256, 49P.
- [96] Pagel, B.E.J., Simonson, E.A., Terlevich, R.J. & Edmunds, M.G., 1992, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 255, 325.
- [97] Peacock J.A., *Cosmological Physics*, Cambridge University Press, 2002.
- [98] Peebles, P.J.E., 1966, *Ap.J.*, 146, 542.
- [99] Peimbert, M. & Torres-Peimbert, S., 1974, *Ap.J.*, 193, 327.
- [100] Peimbert, M. & Torres-Peimbert, S., 1976, *Ap.J.*, 203, 581.
- [101] Peimbert, M., Peimbert, A. & Ruiz, M.T., 2000, *Ap.J.*, 541, 5688.
- [102] Peimbert, A., Peimbert, M. & Luridiana, V., 2001, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 10, 148.
- [103] Peimbert, A. & Peimbert, M., 2002, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 12, 250.
- [104] Peimbert, A., Peimbert, M. & Luridiana, V., 2002, *Ap.J.*, 565, 668.
- [105] Peimbert, M., Peimbert, A., Luridiana, V. & Ruiz, M.T., 2003, astro-ph/0211497.
- [106] Peimbert, A., 2003, astro-ph/0208502.
- [107] Peña, M., 1986, *P.A.S.P.*, 98, 1061.
- [108] Pérez-Montero, E. & Díaz A.I., 2003, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 346, 105.
- [109] Pilyugin, L.S., 1993, *Astron. & Astroph.*, 277, 42.
- [110] Pradham, A.K., 1976, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 177, 31.
- [111] Reeves, H., Audouze, J., Fowler, W. & Schramm, D.N., 1976 *Ap.J.*, 179, 909.
- [112] Relaño, M., Peimbert, M. & Beckman, J., 2002, *Ap.J.*, 564, 704.
- [113] Rosa-González, D., Terlevich, E. & Terlevich, R., 2002, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 332, 283.
- [114] Rich, J., *Fundamentals of Cosmology*, Springer-Verlag, 2001.
- [115] Sawey, P.M.J. & Berrington, K.A., 1993, *Atomic Data Nucl. Data Tables*, 55, 81.
- [116] Sasselov, D. & Goldwirth, D., 1995, *Ap.J.*, 444, L5.
- [117] Schlegel, D., Finkbeiner, D. & Davis, M., 1998, *Ap.J.*, 500, 525.

- [118] Searle, L. & Sargent, W.L.W., 1972, *Ap.J.*, 173, 25.
- [119] Shaw, R.A. & Dufour, R.J., 1995, *Publ. Astron. Soc. of Pac.*, 107, 896.
- [120] Shields, G.A., 1974, *Ap.J.*, 191, 309.
- [121] Skillman, E.D. & Kennicutt, R.C., 1993, *Ap.J.*, 411, 655.
- [122] Skillman, E.D., Terlevich, R.J., Kennicutt, R.C., Garnett, D.R. & Terlevich, E., 1994, *Ap.J.*, 431, 172.
- [123] Skillman, Evan D., Terlevich, E. & Terlevich, R., 1998, *Space Science Rev.*, 84, 105.
- [124] Smits, D.P., 1996, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 251, 316.
- [125] Spergel, D.N., *et al.*, 2003, *Ap.J.S.*, 148, 175.
- [126] Spergel, D.N., *et al.*, 2006, astro-ph/0603449
- [127] Stasińska, G., 1983, *ESO Workshop on Primordial Helium*, ed. P.A. Shaver, D. Kunth & K. Kjar, p. 225.
- [128] Stasińska, G., 1990, *A.&A. S.S.*, 83, 501.
- [129] Steigman, G., 1987, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 14, 71.
- [130] Steigman, G., Viegas, S. M. & Gruenwald, R., 1997, *Ap.J.*, 490, 187.
- [131] Steigman, G., 2005, astro-ph/0511534 v1
- [132] Storey, P.J. & Zeppen C.J., 2000, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 312, 813.
- [133] Terlevich, R., Melnick, J., Masegosa, J., Moles, M. & Copetti, M.V.F., 1991, *A.&A. S.S.*, 91, 285.
- [134] Thuan, T.X., Izotov, Y.I. & Lipovetsky, V.A., 1995, *Ap.J.*, 445, 108.
- [135] Thum, C., Mezger, G. & Pankonin, V., 1980, *Astron. & Astroph.*, 87, 269.
- [136] Torres-Peimbert, S., Peimbert, M. & Fierro, J., 1989, *Ap.J.*, 345, 186.
- [137] Trotta, R. & Hansen, S.T., 2003, astro-ph/0306588 v2.
- [138] Veilleux, S. & Osterbrock, 1987, *Ap.J.S.*, 63, 295.
- [139] Viegas, S.M., Gruenwald, R. & Steigman, G., 2000, *Ap.J.*, 531, 813.
- [140] Viegas, S.M. & Gruenwald, R., 2000, IAU Symp. 198, *The light elements and their evolution*, ed. L. da Silva, M. Spite & J.R. de Medeiros, 188.
- [141] Vilchez, J.M. & Pagel, B.E.J., 1998, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 231, 257.

- [142] Wagoner, R.V., Fowler, W.A. & Hoyle, F., 1967, *Ap.J.*, 148, 3.
- [143] Wang, W., Liu, X.W., Zhang, Y. & Barlow, J., 2004, *Astron. & Astroph.*, 427, 873.
- [144] Weinberg, S., *Gravitation and Cosmology, Principles and Applications of the General Theory of Relativity*, John Wiley & Sons, 1972.
- [145] Weinberg, S., *The First Three Minutes, A Modern View of the Origin of the Universe*, Basic Books, 1988.
- [146] Zeppen C.J., 1982, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 198, 111.