



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Determinación de la abundancia de helio primordial

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Fernando Fabián Rosales Ortega

asesorado por

Dr. Roberto J. Terlevich

Puebla Pue.
Noviembre de 2004

Título: Determinación de la abundancia de helio primordial

Estudiante: FERNANDO FABIÁN ROSALES ORTEGA

COMITÉ

Dr. Oscar Mario Martínez Bravo
Presidente

Dr. Lorenzo Justiniano Díaz Cruz
Secretario

Dr. Gerardo Torres del Castillo
Vocal

Dra. Honorina Ruiz Estrada
Vocal

Dra. Elena Terlevich
Vocal

Dr. Roberto J. Terlevich
Asesor

A MIS PADRES,
GREGORIO ROSALES ALONSO Y MA. AZAHALIA ORTEGA SOTELO,
A QUIENES LES DEBO TODO EN LA VIDA. GRACIAS POR SU INMENSO CARIÑO,
ENSEÑANZA, EJEMPLO Y APOYO INCONDICIONAL

A TI HERMANO,
GRACIAS BETO POR TU APOYO, MOTIVACIÓN Y SOLIDARIDAD

A TODA MI FAMILIA, LOS AUSENTES Y LOS PRESENTES,
A QUIENES LOS TENGO SIEMPRE EN MI MENTE Y LES AGRADEZCO SU CARIÑO Y COMPAÑIA

A MIS ASESORES,
DR. ROBERTO J. TERLEVICH Y DRA. ELENA TERLEVICH,
GRACIAS POR SUS ENSEÑANZAS, PACIENCIA Y APOYO INVALUABLE

AL DR. MIGUEL CHÁVEZ DAGOSTINO,
GRACIAS POR SER MI PRIMER GUÍA EN EL MUNDO DE LA ASTROFÍSICA Y POR BRINDARME
DESDE ENTONCES SU CONFIANZA Y AMISTAD, MUCHO DE LO QUE ME HA SIDO POSIBLE
ACADÉMICAMENTE HA DEPENDIDO DE SU APOYO, INTERÉS Y CONSEJO

A VALENTINA LURIDIANA,
GRACIAS POR TU AYUDA, DISPOSICIÓN Y CONSEJO EN EL MOMENTO QUE MÁS LO NECESITABA

A ERIKA,
GRACIAS POR TU APOYO Y CARIÑO INCONDICIONAL

A TODOS MIS AMIGOS Y AMIGAS
DE LA FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS DE LA BUAP Y DEL INAOE,
GRACIAS POR TODOS LOS MOMENTOS QUE HEMOS COMPARTIDO Y POR ESTAR A MI LADO EN
LAS BUENAS Y EN LAS MALAS

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

RESUMEN

En este trabajo de tesis se desarrolla la determinación de la abundancia de helio primordial a partir de las observaciones y mediciones de 12 galaxias con regiones H II pertenecientes al catálogo del Sloan Digital Sky Survey. El valor exacto de Y_P , la fracción de masa de la abundancia primordial de ^4He , representa uno de los temas más relevantes en la astronomía moderna debido a sus implicaciones cosmológicas lo cual ha motivado una gran cantidad de publicaciones en la literatura. La diferencia entre diferentes determinaciones ha sido reducida a un nivel del 1-2 %, sin embargo estas diferencias son aun importantes para tener fuertes implicaciones en la teoría de la nucleosíntesis primordial de la Gran Explosión.

La nucleosíntesis primordial, junto con la radiación cósmica de fondo y la expansión de Hubble, es uno de los tres pilares en los cuales se basa el modelo de la Gran Explosión o Big Bang del origen del Universo. Dado que la expansión de Hubble puede predecirse por modelos cosmológicos alternativos, la nucleosíntesis primordial juega un papel fundamental como prueba del modelo del Big Bang. En el escenario de una nucleosíntesis primordial estándar, las abundancias de los cuatro isótopos ligeros D, ^3He , ^4He y ^7Li dependen únicamente del cociente de bariones a fotones η , el cual es un parámetro clave en la cosmología ya que permite la determinación de Ω_b , la fracción de bariones de la densidad de cerradura. El parámetro η puede ser estimado a través de los cuatro isótopos, por lo que un acuerdo común entre los resultados proporcionaría una prueba robusta de la nucleosíntesis primordial estándar, de ahí la importancia de la precisa determinación de sus abundancias. Cada isótopo tienen una historia diferente en la evolución del Universo y su determinación observacional representa un reto teórico y técnico. Desafortunadamente los datos obtenidos hasta el momento son contradictorios e inciertos.

En este trabajo se discute en principio la importancia de la determinación de la abundancia de helio primordial considerando que entre los elementos primordiales, el isótopo ^4He es el más sencillo de observar pero igualmente el menos sensible a η , por lo que su medición debe ser extremadamente precisa para tener relevancia cosmológica. En § 1 se describe brevemente la historia térmica del Universo y la síntesis del helio primordial en el contexto de una nucleosíntesis estándar, igualmente se discuten variaciones a éste modelo y los últimos resultados cosmológicos relevantes. A fin de discutir en detalle diversos procesos atómicos que juegan un papel relevante en la determinación de Y_P , en § 2 se da una pequeña introducción a la física de las nebulosas gaseosas y se señalan los principales agentes físicos que forman el espectro de emisión del tipo de objetos estudiados en este trabajo. Igualmente, en § 3 y § 4 se proporciona una pequeña revisión histórica acerca de la determinación de la abundancia de helio primordial hasta nuestras fechas tratando de cuantificar de la mejor manera las incertidumbres intrínsecas en la determinación, tales como suposiciones en la estructura de ionización, temperatura y densidad de los objetos observados, presencia de He neutro no detectado, absorción estelar subyacente y procesos atómicos y colisionales. En § 5 se presentan las observaciones espectroscópicas de 14 regiones H II extragalácticas seleccionadas entre más de 500 objetos candidatos a partir de consideraciones físicas y espectroscópicas que determinan las mejores regiones H II para el estudio de la abundancia del helio primordial. El análisis de abundancias se desarrolla en § 6, en donde utilizando el método clásico para la determinación de Y_P el cual consiste en la extrapolación de las relaciones lineales Y vs. O/H y Y vs. N/H a O/H = N/H = 0 se obtiene un valor de la abundancia de helio primordial $Y_P = 0.243 \pm 0.004$ para la segunda relación, encontrando objetos peculiares que imposibilitan la precisa determinación utilizando la primera relación lineal.

Se concluye que las determinaciones observacionales de la abundancia de helio primordial está limitada completamente por errores sistemáticos que no han sido considerados en estricto detalle por ninguna determinación observacional publicada hasta la fecha. En la práctica, existen muy pocas regiones H II con espectros de suficiente calidad para permitir un análisis no paramétrico de las condiciones físicas y abundancias determinadas.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Historia térmica del universo temprano	3
1.2. Síntesis del helio primordial	4
1.3. Medición observacional del helio primordial	7
1.4. Modelos no-estándares de la Gran Explosión	9
1.5. Resultados de WMAP	10
2. La física de las nebulosas gaseosas	15
2.1. Introducción	15
2.2. Nebulosas Difusas	17
2.3. Equilibrio de Fotoionización	18
2.3.1. Fotoionización y recombinación del hidrógeno	19
2.3.2. Fotoionización de una nebulosa que contiene H y He	21
2.4. Cálculo del espectro de emisión	23
2.4.1. Líneas de recombinación en el óptico	24
2.5. Efectos de transición radiativa	25
2.6. Excitación colisional del He I	27
2.7. Comparación de la teoría con observaciones	27
3. Desarrollo histórico y <i>status actual</i>	29
3.1. Método clásico: Peimbert & Torres-Peimbert, 1974	30
3.2. Década de 1980 a 1990	32
3.3. Década de 1990 a 2000	33
3.4. Año 2000 hasta la actualidad	37
4. Fuentes de incertidumbre en la determinación de Y_P	45
4.1. Absorción estelar subyacente	47
4.2. Estructura de ionización	47
4.3. Temperatura de las nebulosas	48
4.4. Estructura de densidad	48
4.5. Excitación colisional de las líneas H I y He I	49
4.6. Profundidad óptica de las líneas del triplete de He I	49
4.7. Otros problemas	49
4.8. Los mejores objetos para la determinación de Y_P	50
4.8.1. Un problema adicional: disponibilidad de objetos	51
5. Observaciones	53
5.1. Observatorios virtuales	53
5.1.1. Sloan Digital Sky Survey	54
5.2. Datos espectrofotométricos	57
5.2.1. Objeto 1: SDSS J002101.03+005248.1	59
5.2.2. Objeto 2: SDSS J003218.59+150014.1	60
5.2.3. Objeto 3 y 4: SDSS J024052.19-082827.4	61

5.2.4. Objeto 5: SDSS J082530.67+504804.4	62
5.2.5. Objeto 6 y 7: SDSS J084029.91+470710.2	64
5.2.6. Objeto 8: SDSS J084527.60+530852.9	65
5.2.7. Objeto 9: SDSS J094401.86-003832.1	67
5.2.8. Objeto 10: SDSS J104554.77+010405.7	67
5.2.9. Objeto 11: SDSS J125305.97-031258.8	68
5.2.10. Objeto 12: SDSS J130249.19+653449.4	71
5.2.11. Objeto 13: SDSS J132347.46-013251.9	72
5.2.12. Objeto 14: SDSS J162410.11-002202.5	73
6. Análisis de los datos	77
6.1. Intensidades de línea	77
6.2. Corrección por extinción	77
6.3. Análisis de abundancias	86
6.3.1. Líneas prohibidas	86
6.3.2. Líneas de recombinación	87
6.4. Determinación adicional de la abundancia de helio	89
7. Resultados y conclusiones	95
7.1. Objetos peculiares	96
7.2. Regresiones lineales	98
7.3. Conclusiones	100
7.3.1. Abundancia primordial del helio	100
7.3.2. Implicaciones cosmológicas	102
7.4. Perspectivas para investigación futura	103

Índice de figuras

1.1. Abundancias de los elementos ligeros en función de η	5
1.2. Anisotropía de la CMB por WMAP	11
2.1. Nebulosa de Orión y Nebulosa del Anillo	17
2.2. Diagrama de niveles de energía del hidrógeno	20
2.3. Diagrama de niveles de energía del He I	26
3.1. Ejemplo de regresión lineal del Y vs. O/H	31
3.2. Imágenes de las regiones H II I Zw 18 y SBS-0335-052	36
3.3. Determinación de Y_P en los últimos años	43
4.1. Diagrama esquemático de esferas de Strömgen	48
5.1. Telescopio del SDSS en el Observatorio Apache Point	55
5.2. Estudio espectroscópico del SDSS DR2	57
5.3. Espectro del objeto 1: SDSS J002101.03+005248.1	59
5.4. Espectro del objeto 2: SDSS J003218.59+150014.1	60
5.5. Espectro del objeto 3 y 4: SDSS J024052.19-082827.4	61
5.6. Espectro del objeto 5: SDSS J082530.67+504804.4	62
5.7. Imágenes fotométricas de los objetos 1, 2, 3, 4 y 5	63
5.8. Espectro del objeto 6 y 7: SDSS J084029.91+470710.2	64
5.9. Espectro del objeto 8: SDSS J084527.60+530852.9	65
5.10. Espectro del objeto 9: SDSS J094401.86-003832.1	66
5.11. Espectro del objeto 10: SDSS J104554.77+010405.7	67
5.12. Espectro del objeto 10: SDSS J104554.77+010405.7	68
5.13. Espectro del objeto 11: SDSS J125305.97-031258.8	69
5.14. Imágenes de los objetos 6, 7, 8, 9 y 10	70
5.15. Espectro del objeto 12: SDSS J130249.19+653449.4	71
5.16. Espectro del objeto 13: SDSS J132347.46-013251.9	72
5.17. Espectro del objeto 14: SDSS J162410.11-002202.5	73
5.18. Imágenes de los objetos 11, 12, 13 y 14	75
7.1. Gráfica de la Y_P vs oxígeno y nitrógeno	97
7.2. Relación entre $\log(N/O)$ y $12+\log(O/H)$	99
7.3. Regresiones lineales	101
7.4. Abundancias primordiales como función de η	103

Índice de tablas

1.1. Abundancias cosmológicas producidas por la nucleosíntesis primordial	7
3.1. Relación histórica de la determinación de $Y_{\mathcal{P}}$	41
4.1. Errores en la determinación de $Y_{\mathcal{P}}$	50
5.1. Lista de objetos seleccionados	58
6.1. Objeto 1: SDSS J002101.03+005248.1 y Objeto 2: SDSS J003218.59+150014.1 . .	79
6.2. Objeto 3 y 4: SDSS J024052.19-082827.4	80
6.3. Objeto 5: SDSS J082530.67+504804.4 y Objeto 8: SDSS J084527.60+530852.9 . .	81
6.4. Objeto 6 y 7: SDSS J084029.91+470710.2	82
6.5. Objeto 9: SDSS J094401.86-003832.1 y Objeto 10: SDSS J104554.77+010405.7 . .	83
6.6. Objeto 11: SDSS J125305.97-031258.8 y Objeto 12: SDSS J130249.19+653449.4 . .	84
6.7. Objeto 13: SDSS J132347.46-013251.9 y Objeto 14: SDSS J162410.11-002202.5 . .	85
6.8. Funciones de ajuste para la abundancia de helio a partir de Benjamin <i>et al.</i>	90
6.9. Análisis de abundancia para los objetos 1, 2, 3 y 4	91
6.10. Análisis de abundancia para los objetos 5, 6, 7 y 8	92
6.11. Análisis de abundancia para los objetos 9, 10, 11 y 12	93
6.12. Análisis de abundancia para los objetos 13 y 14	94
7.1. Resultados de las regresiones lineales para el ajuste de los datos	100
7.2. Tabla comparativa de las abundancias primordiales con WMAP	102

Capítulo 1

Introducción

La cosmología es el estudio de las características globales del Universo. El cosmos resulta muy intrincado en sus detalles con una multitud de objetos fascinantes, los cuales van desde simples granos y partículas de polvo hasta galaxias de núcleo activo y objetos cuasi-estelares. A pesar de ello, los cosmólogos imaginan el Universo como un lugar caracterizado por una muy pequeña densidad ($\rho \approx 10^{-26} \text{ kg m}^{-3}$), una composición *química* curiosa, en donde la mayoría de las partículas son fotones o neutrinos y la mayoría 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 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.

Se puede considerar que el principal objetivo de la cosmología es determinar el estado térmico, químico y estructural del Universo en la actualidad en términos de las condiciones que existieron en un Universo temprano. La evolución del Universo (pasado, presente y futuro) depende de la composición de la materia y energía en el espacio: 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 tanto 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 teoría, de forma experimental y observacionalmente. Muchas teorías y ramas de la ciencia están relacionadas en estos estudios y ejemplos de ello son la cosmología, la teoría de evolución estelar, de procesos interestelares, así como investigaciones en laboratorio de física de partículas y estudios cosmoquímicos de abundancias elementales e isotópicas en la Tierra, meteoritos y observaciones astronómicas de la naturaleza física y la composición química de estrellas, galaxias y el medio interestelar. Numerosos autores han dedicado sus esfuerzos a develar la complejidad de los procesos fisico-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 fueron desarrollados en el siglo XIX, gradualmente estos análisis demostraron 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 son considerablemente escasos. El problema para explicar estas abundancias ha sido desde los inicios de la ciencia moderna uno de los más importantes y constituye uno de los mayores retos que enfrenta la astrofísica teórica y observacional.

Una posible explicación reside en las reacciones nucleares que proveen de energía a las estrellas. La demostración por parte de Rutherford de las transmutaciones nucleares en laboratorio, hizo que Eddington sugiriera en 1920 que el Sol deriva su energía a partir de la fusión del hidrógeno para producir helio. De esta manera, tal vez la primera generación de estrellas se haya formado de hidrogeno puro y desde entonces hayan producido gradualmente la abundancia de helio y otros elementos como resultado de su 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 en otros elementos pesados fueron exploradas en la década de los 50's en una serie de artículos publicados por Salpeter, Cameron, así como por Burbidge, Fowler y Hoyle.

Existe sin embargo otra teoría de 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 ese 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 γ 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, lo cual coincide de manera burda con las observaciones.

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



en donde la partícula α 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 α 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, 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} o bien $0.2 \text{ erg g}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Si la luminosidad de la Galaxia ha permanecido constante por los últimos 10^{10} años, entonces se

hubiesen producido cerca de 0.06 MeV por nucleón. En contraste, la fusión de hidrógeno en helio produce cerca de 6 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 estuvo concentrado en una región muy pequeña del espacio
- La radiación cósmica de fondo, la cual se cree constituye la radiación remanente de la Gran Explosión y sigue de una 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 del Universo tuvo las siguientes características:

- a) En etapas 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 5×10^9 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 unida 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 de igual manera 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 se 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. 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 partículas han sido notablemente exitosos al explicar o predecir las abundancias primordiales de los elementos ligeros D, ^3He , ^4He y ^7Li , 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:

$$\eta = \frac{n_b}{n_\gamma} \tag{1.3}$$

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 Ω_b es la fracción de

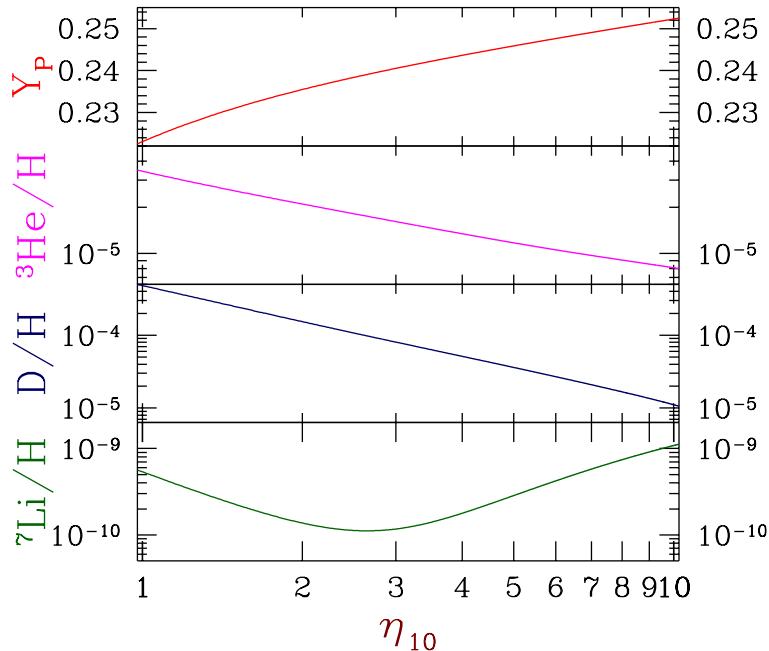


Figura 1.1: Dependencia de las abundancias de los elementos ligeros en función del cociente barión-fotón η (Cortesía: Valentina Luridiana)

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 η . Sin embargo, un hecho que compensa esta desventaja es la posibilidad de realizar mediciones mucho más precisas que los otros elementos ligeros.

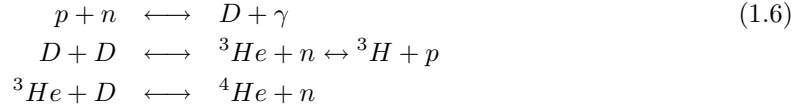
En épocas muy tempranas, cuando la temperatura del Universo era aproximadamente $T \gg 10^{10} \text{ K}$ los núcleos coexistían en equilibrio térmico con una densidad numérica n_i del núcleo i dada por la estadística de Fermi. Dado que los núcleos eran altamente no-relativistas y no-degenerados durante 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 μ_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 μ_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 0.8×10^9 K o un poco antes para modelos con una densidad bariónica relativamente alta. De acuerdo a cálculos detallados de Peebles, la nucleosíntesis comienza abruptamente a una temperatura de 0.9×10^9 K para una densidad de nucleones $\rho_{N0} = 7 \times 10^{-31}$ g cm $^{-3}$, o bien a una temperatura de 1.1×10^9 K para $\rho_{N0} = 1.8 \times 10^{-29}$ g cm $^{-3}$.

Una vez que la nucleosíntesis comienza procede con relativa rapidez debido a que para cualquier temperatura menor a 1.2×10^9 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 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 nucleosíntesis 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 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 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:

$$Y \equiv X_{{}^4\text{He}}(\text{después de nucleosíntesis}) = 2X_n(\text{justo después de nucleosíntesis}) \tag{1.7}$$

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 nucleosíntesis 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 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

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

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

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 ⁴He 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 β , $\tau_{1/2}$) y el número relativista de grados de libertad efectivos en equilibrio térmico justo antes del desacoplo de neutrinos alrededor de un segundo después de la Gran Explosión, el cual puede ser parametrizado en términos del número efectivo de neutrinos N_ν ($N_\nu = 3$ si los neutrinos *electrón*, μ y τ 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_ν conllevaría a un valor mayor de Y_P para una η dada o para abundancias dadas de D, ³He y ⁷Li.

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 constreñir 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 ¹H, ⁴He y todos los metales restantes respectivamente, cumpliéndose:

$$X + Y + Z = 1 \tag{1.8}$$

La abundancia de los elementos pesados Z a pesar de que normalmente es muy pequeña, es un parámetro muy importante para cualquier estrella en equilibrio radiativo, 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 I¹ se conocen para un número de sistemas binarios cercanos, la 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 más viejas el tiempo de conversión de hidrógeno en helio ha sido muy prolongado 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 $Y \approx 0.20$ 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.
- 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 novae.
- 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. Estos métodos se han vuelto muy populares debido a su alta exactitud en la determinación de todas las variables, sin embargo la mayoría de las observaciones contradicen las predicciones hechas a través de este método.

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

¹Estrellas jóvenes formadas a partir de los restos de otras estrellas

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.

1.4. Modelos no-estándares de la Gran Explosión

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 se comprueba que la radiación de microondas observada no sigue una ley de cuerpo negro y no constituye 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 decrementar 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 ^3He y ^4He) 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 β 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 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_ν 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 de WMAP

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- α , supernovas, etc.) el experimento ha brindado en general un nuevo entendimiento del Universo, el cual se resume a continuación:

- El Universo tiene una edad de 13.7 mil millones de años, con un margen de error cercano al 1 %
- Las primeras estrellas empezaron a brillar 200 millones de años después de la Gran Explosión
- El espectro de radiación de microondas medido por WMAP proviene de 379,000 años después de la Gran Explosión
- El Universo está compuesto por:
 - 4 % de átomos (materia bariónica), 23 % materia oscura y 73 % de una energía oscura
 - Los datos constriñen de alguna manera la naturaleza de la Energía Oscura, constituyendo algún tipo de constante cosmológica mas que una energía de presión negativa
 - 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

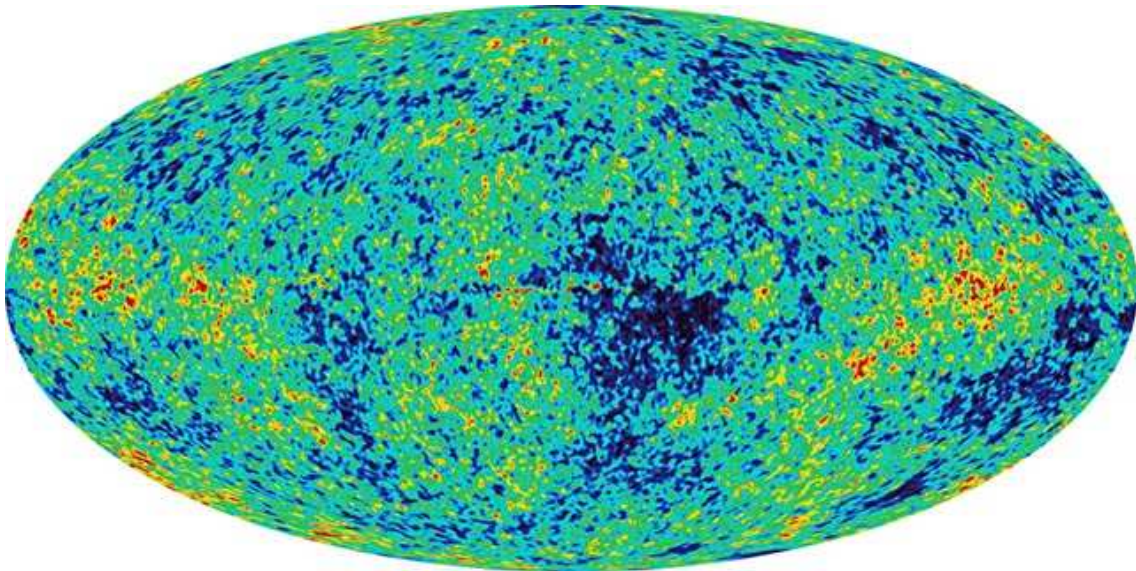


Figura 1.2: Anisotropía de la radiación cósmica de fondo medida en la bóveda celeste por WMAP en proyección ecuatorial

- El valor calculado de la constante de Hubble (la tasa de expansión del Universo) es de $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, con un margen de error de alrededor de 5 %
- 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, aun cuando la naturaleza de la Energía Oscura es un misterio ya que si es función del tiempo, esta conclusión podría cambiar
- Existe nueva evidencia para la teoría de Inflación

La densidad bariónica (también llamada cociente de bariones a fotones, $\eta \equiv \frac{n_b}{n_\gamma}$) 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, los mejores métodos disponibles para determinar la densidad bariónica del Universo consistía en encontrar 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 autores² han combinado las observaciones de tres diferentes isótopos ^4He , ^7Li y D/H para determinar con un rango de confianza del 95 % el valor de la densidad bariónica:

$$5.1 < \eta_{10} < 6.7 \tag{1.9}$$

²Fields & 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

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 con 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 D/H debido a su excelente concordancia con los experimentos de la radiación cósmica de fondo.

El experimento WMAP ha determinado un cociente de bariones a fotones en el rango

$$\eta_{10,CMB} = 6.14 \pm 0.25 \quad (1.10)$$

$$\Omega_B h^2 = 0.0224 \pm 0.0009$$

con una precisión del 4%.

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)

$$(D/H)_p = 2.75_{-0.19}^{+0.24} \times 10^{-5} \quad (1.11)$$

$${}^3\text{He}/H = 9.28_{-0.54}^{+0.55} \times 10^{-6}$$

$$Y_P = 0.2484_{-0.0005}^{+0.0004}$$

$${}^7\text{Li}/H = 3.82_{-0.60}^{+0.73} \times 10^{-10}$$

La predicción de D/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 $D/H = (2.78 \pm 0.29) \times 10^{-5}$. 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 ${}^7\text{Li}$.

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 la determinación de 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. Por otra parte, 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 concordancia significativa entre todos los isótopos 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 porcientos, para que de esta manera tenga una importancia y utilidad cosmológica para constreñir la densidad bariónica del Universo.

En este trabajo de tesis se desarrolla la determinación de la abundancia de helio primordial a partir de las observaciones y mediciones de 12 galaxias con regiones H II pertenecientes al catálogo del Sloan Digital Sky Survey. 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, para de esta manera calcular un estimado de la abundancia primordial Y_P . En el capítulo 2 se da una pequeña introducción a la física de las nebulosas gaseosas 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 el cálculo para la determinación de la abundancia de helio primordial. Las conclusiones se presentan en el capítulo 7.

Capítulo 2

La física de las nebulosas gaseosas

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 más importantes temas de estudio de la astrofísica en la actualidad ya que la interpretación de las líneas de emisión constituye una prueba para 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 está basado en la excelente publicación acerca de la física de nebulosas gaseosas a cargo de Donald E. Osterbrock, y 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 una fotografía o 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 CCD¹. 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, 5007², la 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 α λ 6563 en el rojo, H β λ 4861 en el azul, H γ λ 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.

Las nebulosas gaseosas tienen un espectro continuo muy débil, el cual consiste en componentes

¹Siglas en Inglés: Charge Couple Device

²En unidades de Ångstroms, 1 Å = 1×10^{-10} m.

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 colisional³ 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 son el origen de las líneas de Balmer y Paschen de H I 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 tipos⁴:

- Nebulosas difusas o regiones H II
- Nebulosas Planetarias

³Efecto que se produce cuando una partícula colisionante gana energía cinética a través de una absorción disipativa, lo cual incrementa la energía térmica

⁴Existen también nebulosas gaseosas producto de remanentes de supernovas, cuya excitación es producida principalmente por ondas de choque en el medio interestelar



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.

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. Los objetos de estudio del presente trabajo se basan 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 o tipo B de Población I.⁵ 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 encuentran en el rango $3 \times 10^4 \text{ K} < T_* < 5 \times 10^4 \text{ K}$. 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 cm^{-3} o incluso tan altas como 10^4 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 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.

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

⁵Término con el cual se denomina a estrellas jóvenes de reciente formación

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 típica de las regiones H II observadas son del orden de 10^2 hasta $10^4 M_{\odot}$, 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 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_{ν} 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 $h\nu_0$); 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_{ν} 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 del 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, pero para ello necesitamos conocer las secciones eficaces de ionización y los coeficientes de recombinación para ambos 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 permitidas⁶ 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⁻¹, 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⁻¹ 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 que los niveles excitados. Por lo tanto, en una buena aproximación podemos considerar que prácticamente todo el H⁰ se encuentra en el nivel 1^2S y que la fotoionización de este nivel está balanceada por la recombinación de 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 H⁰, 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⁻¹ o bien $\lambda_0 = 912$ Å.

Los electrones producidos por fotoionización tienen una distribución inicial de energía que depende de $J_\nu a_\nu / h\nu$. Sin embargo la sección eficaz para colisiones elásticas entre electrones es bastante grande, del orden de $4\pi(e^2/mv^2)^2 \approx 10^{-13}$ cm² y estas colisiones tienden a crear una distribución de energía de Maxwell-Boltzmann. La sección eficaz de recombinación y todas las

⁶Las cuales para un sistema de un electrón deben satisfacer la regla de selección $\Delta L \pm 1$

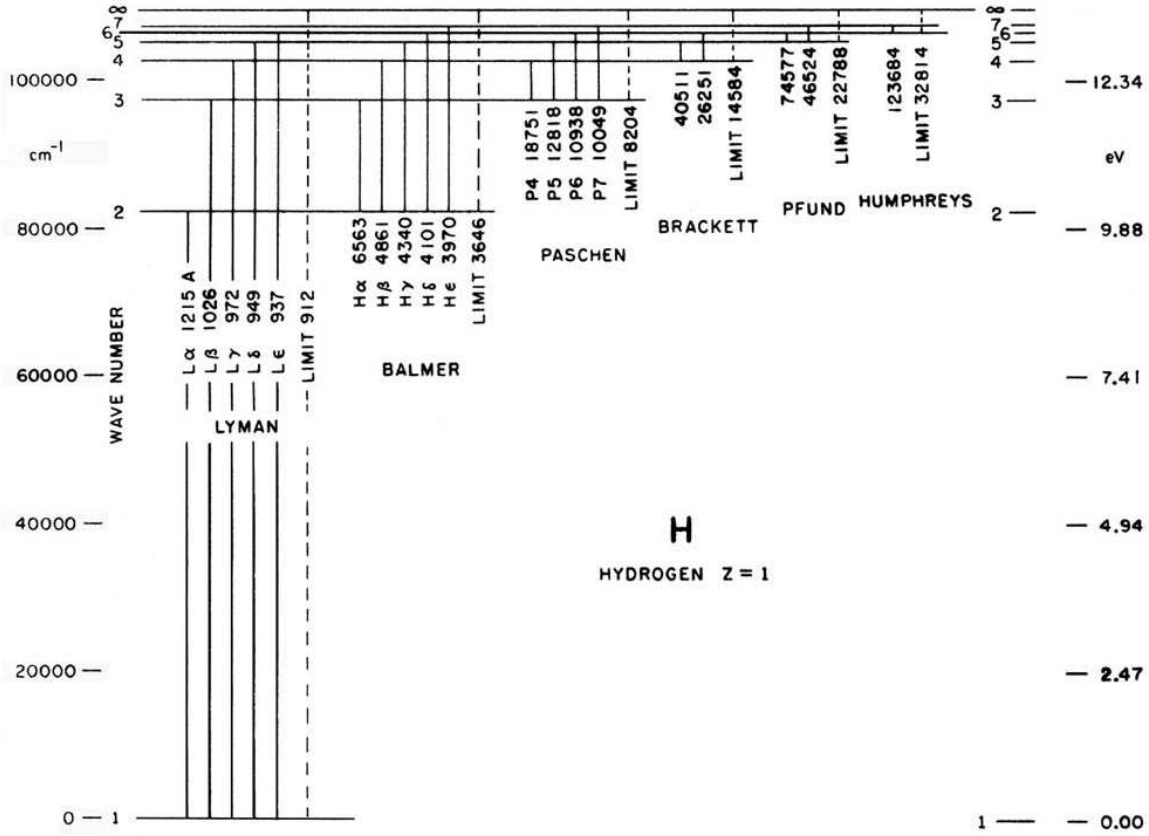


Figura 2.2: Diagrama Grotrian o de niveles de energía del átomo de hidrógeno. © Rosalie Marley, Caltech - IPAC.

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 . Ésta 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 $h\nu_2 = 24.6$ eV, un poco más alto que el del hidrógeno, sin embargo el potencial de ionización del He^+ es 54.4 eV, y aun las estrellas tipo O más calientes prácticamente no emiten fotones con una energía $h\nu > 54.4$ 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 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 H^+ , He^+ rodeada por una gran región H^+ , 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 H^+ , He^+ .

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

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

Para los niveles P y en particular los niveles S existen diferencias importantes entre los coeficientes de recombinación de He e H. Las ecuaciones de ionización para el hidrógeno y helio están acopladas al campo de radiación para $h\nu > 24.6 \text{ eV}$ 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 $h\nu_2 > 24.6 \text{ eV}$. La fracción de fotones absorbidos por H es

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

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 χ 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 (2.06μ) 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 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 radioactivo del He^0 en el 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:

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

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

con

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

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

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

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

A pesar de que el tamaño real de la zona He^+ sólo puede ser encontrada 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 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

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

donde r_2 es el radio de la zona 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 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 He^+ , provienen de la ionización tanto del H como del He. Con estas simplificaciones:

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

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 infrarojo, 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 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 que han sido formados 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:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\alpha_{nL}}{(2L+1)} \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-X_n/kT} \\
 & + \sum_{n'>n} \sum_{L'} b_{n'L'} A_{n'L',nL} \left(\frac{2L'+1}{2L+1} \right) e^{(X_{n'}-X_n)/kT} \\
 & = b_{nL} \sum_{n''=1}^{n-1} \sum_{L''} A_{nL,n''L''}
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

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

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

Esta situación es llamada **Caso A** en la teoría de radiación de líneas de recombinación, la cual 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 α , o dos fotones del continuo. La aproximación de una profundidad óptica muy grande 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 transición radiativa

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 Bowen⁷ 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 $H^0 2^3S$ es considerablemente más metaestable que el nivel $He^0 2^2S$ y como resultado los efectos

⁷Este 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 $2p^2 \ ^3P_2 - 3d^3 P_2^0$ en $\lambda 303.80$

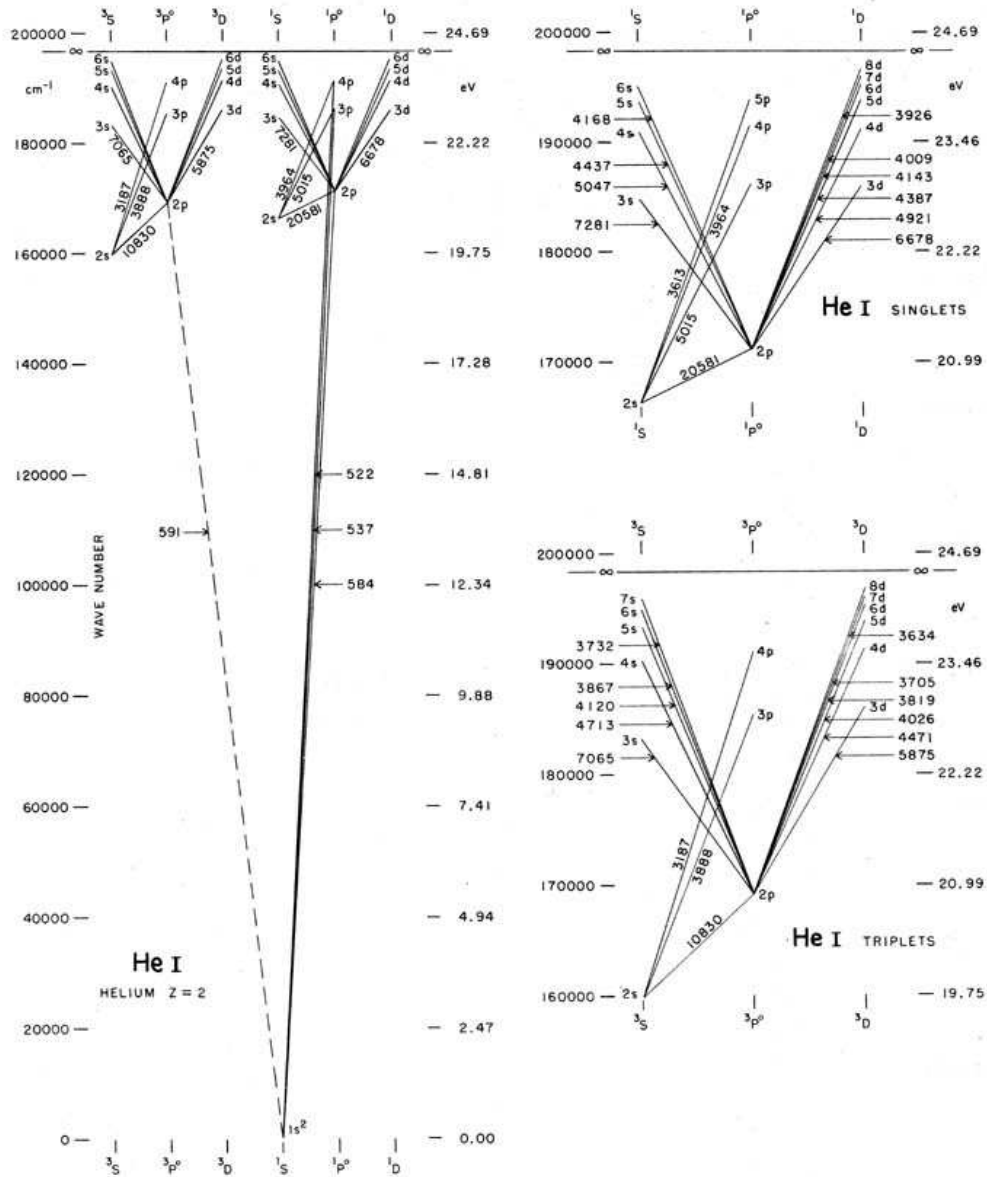


Figura 2.3: Diagrama Grotrian o de niveles de energía de He I mostrando los niveles singletes y tripletes. © Rosalie Marley, Caltech - IPAC.

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 $\text{Ly}\alpha$ 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 significativa.

2.6. Excitación colisional del He I

La excitación colisional del H es despreciable en comparación con la recombinación como efecto 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 He⁰ 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

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

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

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

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 He⁰ 2^1S y He⁰ 2^2S , sin embargo sus decaimientos son mucho más rápidos que para He⁰ 2^3S y por lo tanto las tasas de excitación colisional son despreciablemente pequeñas.

2.7. Comparación de la teoría con 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 con 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 igualmente 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 visible 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 el *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 ($[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -2$)¹. Este descubrimiento llevó en 1964 (justo antes del descubrimiento de la Radiación Cósmica de Fondo) a Hoyle y R.J. Tayler a señalar la importancia crucial en la cosmología de la presencia o ausencia de una cantidad universal inicial de helio. Ellos dieron un nuevo cálculo de la abundancia de helio primordial por número igual a 0.14 ± 0.02 , lo cual traducido a abundancia en masa y considerando $Z = 0$, $Y_{\mathcal{P}} = 0.36 \pm 0.03$. Igualmente 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 energizadas por 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 las capas) y en la rama horizontal (quemado de helio en el núcleo),

¹En donde $[\text{Fe}/\text{H}] = \log(\text{Fe}/\text{H}) - \log(\text{Fe}/\text{H})_{\odot}$

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 CP² 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 ³He, ⁴He 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 de igual manera enfatizó la gran importancia de una nucleosíntesis primordial en las primeras etapas del Universo. 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 aun posee el record de baja abundancia para una región H II extragaláctica con $[O/H] \simeq -1.7$), 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 así como carencia 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 un valor en número de helio igual a $He/H = 0.10$, pero es un valor que no representa en realidad un cálculo detallado sino la intención era enfatizar que la abundancia de helio es en una buena aproximación constante. A pesar de no presentar claramente sus estimaciones, se pudo hacer un cálculo si consideramos el valor $He^+/H^+ = 0.08 \pm 0.008$ reportado por Searle & Sargent lo cual equivale a $Y_P = 0.242 \pm 0.017$.

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

En 1974 y posteriormente en 1976, 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 . El procedimiento se basa en medir la abundancia química para un conjunto de objetos (incluyendo el helio) 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

²Estrellas de Química Peculiar, por sus siglas en Inglés

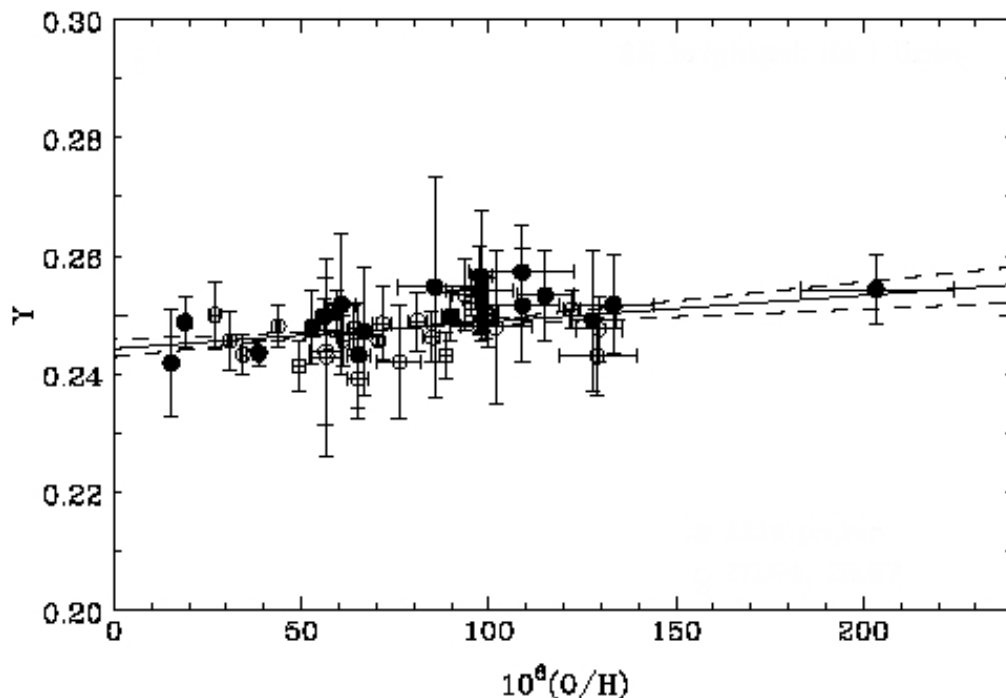


Figura 3.1: Ejemplo de regresión lineal del Y vs. O/H utilizando el método de Peimbert *et al.*, 1974 (Figura: Izotov & Thuan, 1998, ApJ 500)

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 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 in 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 el mismo año de 1976, D’Orico & Peimbert 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 HII. Igualmente encuentran un cociente de $N(\text{He})/N(\text{H})$ pregaláctico de 0.073 ± 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 dieron 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 del mismo con nitrógeno:

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

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 que se tienen 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 M101 y su relación con la abundancia de helio primordial³ 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 hicieron nuevas mediciones de He I $\lambda 6678$ en las galaxias H II Tololo 1214-277, Michigan 461 y Tololo 0633-415 previamente observadas por Terlevich, 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 T 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 SBS0335-052 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 2σ con las predicciones de la nucleosíntesis primordial, sin embargo señalan que este valor puede

³M101 (NGC 5457) es una galaxia tipo Sc con regiones H II prominentes

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.

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 He/H = 0.079 ± 0.002 utilizando la línea de emisión de He I $\lambda 6678$ lo cual corresponde a una fracción de masa de 0.239 ± 0.006 , la cual consideran consistente con los valores observacionales de la abundancia de helio primordial.

Posteriormente la determinación de la abundancia de helio primordial 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 $12 + \log(O/H) = 7.37$ 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, ${}^4\text{He}$ vs N y ${}^4\text{He}$ 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 2σ) 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 $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ entre 7.22 y 8.17, ($Z_\odot/50 \leq Z/Z_\odot/6$). 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 recombinación⁴, 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 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_P subyace en el conjunto de datos atómicos utilizados, para ellos el mejor conjunto de datos los repentan 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_P , obtienen un valor de 0.243 ± 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 da 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_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

⁴ver capítulo 2

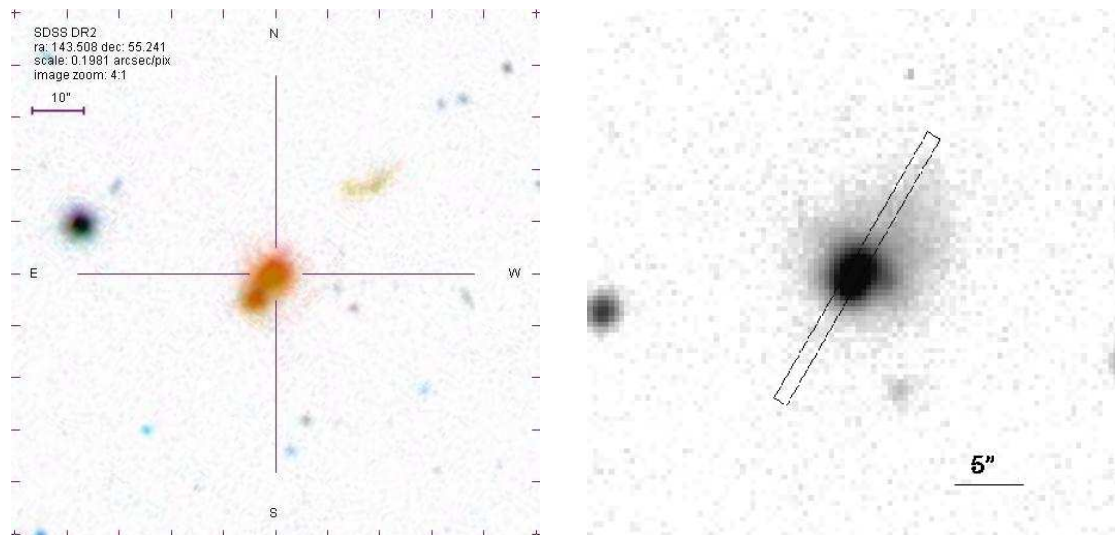


Figura 3.2: Imágenes de las regiones H II más pobres en metales: I Zw 18 y SBS-0335-052

entre Y y O/H resulta en un valor de $Y_P = 0.234 \pm 0.002$. 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_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_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_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 $Y_P < 0.243$ 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_P sin utilizar el método clásico de Peimbert *et al.*

Sin embargo, al año siguiente y siguiendo con su particular método de investigación, Izotov & 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 ± 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 despreciados.

En 1999, Izotov *et al.* retoma 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

$$y = \text{ICF} \times (y^+ + y^{++}) \tag{3.3}$$

Normalmente, los ICF's se habían tomado de tal manera que $\text{ICF} \equiv 1$, sin embargo Viegas *et al.* encuentran que para las regiones H II utilizadas para calcular la abundancia de helio primordial Y_P , existe una 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 estimada por Ballentyne, Ferland & Martin (2000) en la 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, los Peimbert 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 son de 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 tratamiento 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 $Y_P(\text{nHe})$ 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 más grandes fuentes 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 mimetiza 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 moderadamente baja metalicidad.

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 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 del último y más extenso estudio 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 las 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.

Notas de la Tabla 3.1

- (a) Este artículo no fue incluido en el capítulo 3, se trata de una publicación 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)
-

Autor(es)	Y_P estimada \pm 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 ^(a)	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 ^(b)	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 ^(c)	$\leq 0,255$		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> ^(d)	0.221-0.236	< 0.243	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
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

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

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 η de WMAP y la medición de la abundancia de deuterio (aunque todavía existiría alguna discrepancia con la cantidad de litio primordial).

Existen otras publicaciones referentes a la abundancia de helio primordial de carácter teórico (Bauman *et al.* 2003, Trotta & Hansen 2003 y Cyburt *et al.* 2004) 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 Cómica de Fondo. Sin embargo para los fines de determinar la abundancia de helio primordial cuantitativamente no resultan relevantes.

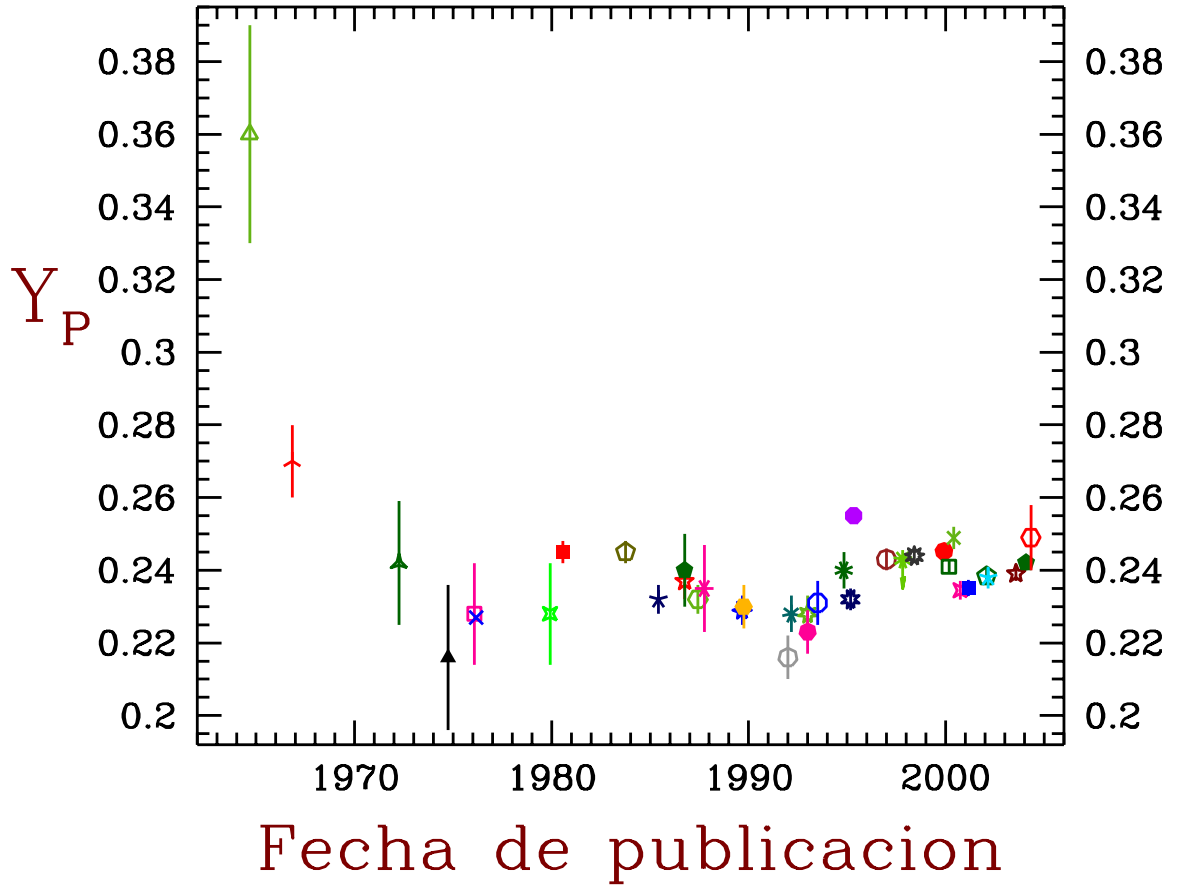


Figura 3.3: Diagrama que muestra la determinación de la abundancia de helio primordial como función del tiempo. Los puntos representan las determinaciones listadas en la Tabla 3.1 siguiendo el mismo orden. (Cortesía: V. Luridiana)

Capítulo 4

Fuentes de incertidumbre en la determinación de Y_P

La determinación de la abundancia de helio en regiones H II y su extrapolación para derivar Y_P se ha convertido en los últimos años en un campo de investigación importante 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 regiones H II.

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 los problemas experimentales en las mediciones debido a la calibración de detectores que miden los cocientes de líneas (lo cual incluye detección de señal-a-ruido, linealidad del detector, la atmósfera de la Tierra, la substracción del cielo, etc.) y la falta de correcciones para una posible absorción estelar subyacente del continuo estelar. Este último problema sería el más importante y representaría una incertidumbre sistemática. Sin embargo, la presencia o ausencia de este efecto puede ser reducida 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 transferencias radiativas 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 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 aun 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 ΔY 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 desestimar 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 están 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 constricciones observacionales. 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 desestimadas. Para objetos con líneas emisión (por ejemplo H β) 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 dada 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 algo 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 346¹ 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.

¹Cúmulo estelar asociado con la nebulosa del Tucán.

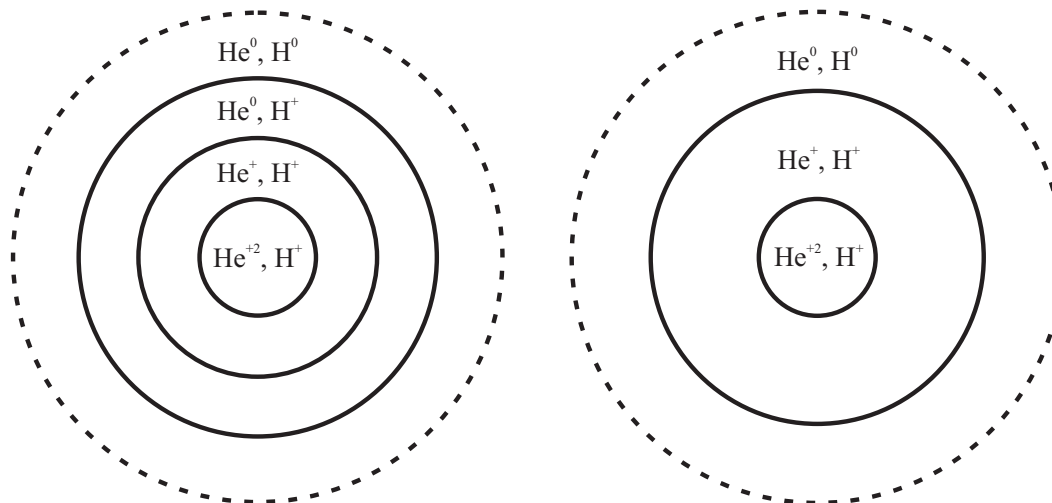


Figura 4.1: Diagrama esquemático de dos tipos de esferas de Strömgren, la primera (izquierda) con un bajo campo de radiación y la segunda (derecha) con un potente campo de radiación lo cual provoca que la frontera de ionización del hidrógeno y helio coincidan

4.3. Temperatura de las nebulosas

La temperatura derivada del cociente de las líneas $\lambda 4363$ (de [O III]) y $\lambda 5007$ (O II) 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 [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: [S II], [O II], [Fe III], [Cl III] y [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 necesidad 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 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.

4.5. Excitación colisional de las líneas 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 H^0/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 $H\beta$ puede ser importante. Dado que H^0/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 más grande fuente 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 2^3S del átomo de helio. Normalmente este efecto se corrige al determinar la profundidad óptica τ_{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 τ_{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 τ_{3889} aumenta, mientras que las restantes tienen un comportamiento inverso.

Peimbert (2003) sugiere utilizar el valor de τ_{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 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. Otros problemas

Aparte de las fuentes de incertidumbre discutidas anteriormente, existen otros problemas asociados a la determinación de Y_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 porcientos 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.

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

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 estimación 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_P 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 incluídas. 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.

4.8. 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 Galácticas H II no contienen estrellas lo suficientemente calientes como para garantizar la no presencia de helio neutro no 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 no presencia de He neutro no observable dentro de la nebulosa.
- 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 ΔY

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 ionización proporcionado por las estrellas centrales es muy caliente, 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 (O II/O III) y azufre (S II/S III) los cuales tienen diferentes potenciales de ionización, con predicciones teóricas provenientes de modelos de fotoionización

4.8.1. 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 conllevan a un grado de 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

Observaciones

En el capítulo anterior se señalaron las características que deberían poseer los mejores objetos para el estudio de las abundancias de helio y en específico para determinar la abundancia de helio primordial. Las constricciones 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, que contengan estrellas calientes ionizantes, que sean de baja metalicidad y con un débil continuo estelar subyacente. Sin embargo, ni siquiera las regiones H II más pobres en metales podrían representar los mejores candidatos para derivar una abundancia precisa de $Y_{\mathcal{P}}$ debido a que las altas temperaturas T_e de estas regiones contribuirían de manera significativa a los efectos colisionales.

Dada esta problemática, el estudio de la determinación de la abundancia de helio primordial se encuentra restringida a la disponibilidad de objetos óptimos. Para resolver significativamente esta situación es necesario disponer de un gran número de mediciones de regiones con características especiales. Una muestra muy grande de objetos daría la posibilidad de que el número de candidatos que satisfagan los criterios antes mencionados se viera incrementada y de esta manera se podría discriminar entre los objetos para así seleccionar los mejores datos espectroscópicos.

5.1. Observatorios virtuales

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 múltiple de la bóveda celeste en la región óptica así como en el cercano infrarrojo y ultravioleta. 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 un manera eficiente datos con centenares de parámetros y tal vez decenas de millones de objetos astronómicos.

Es precisamente a través de estas grandes bases de datos llamadas **Observatorios virtuales** que el estudio de la determinación de la abundancia de helio primordial puede ser beneficiada dada la gran cantidad de objetos disponibles como muestra inicial. Teóricamente, la disponibilidad de una gran cantidad de objetos prototipo para la determinación de $Y_{\mathcal{P}}$ brindaría mayor posibilidad de encontrar objetos idóneos en cuanto a los parámetros físicos requeridos.

El concepto de los observatorios virtuales tiene un gran auge en la astronomía moderna, existen ambiciosos proyectos presentes y futuros para su implementación. Algunos de los proyectos

internacionales de observatorios virtuales más importantes son los siguientes:

- Sloan Digital Sky Survey (SDSS)
- 2MASS
- VIRMOS
- DEEP2

éstos están revolucionando la manera en la que se hace astronomía, añadiendo enormes cantidades de datos de alta calidad a los ya disponibles para la investigación. Las observaciones del presente trabajo se basan en los datos publicados por el primero de estos observatorios a través de una búsqueda estadística de objetos dentro del espacio de parámetros necesario para el estudio de la determinación del helio primordial. A continuación se describe brevemente el proyecto, la obtención de datos así como la selección de los mejores objetos con su información espectrofotométrica.

5.1.1. Sloan Digital Sky Survey

El Sloan Digital Sky Survey **SDSS** como sus creadores lo denominan, consiste en *el proyecto de mapeo astronómico más ambicioso jamás realizado* y ha obtenido particular relevancia debido a su estrategia y metodología, así como los 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 100 millones de objetos celestes. Medirá igualmente 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 tiempo 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 23 en cinco bandas diferentes¹ 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 3800 a 9200 Å y una relación señal-ruido > 13 por Å. 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.

¹ u, g, r, i y z centradas en $\lambda 3540, \lambda 4770, \lambda 6230, \lambda 6230, \lambda 7630$ y $\lambda 9130$



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. La combinación de la altura y la distancia de la civilización lo hacen un excelente sitio de observación.

El mapeo espectroscópico de la segunda entrega de datos del SDSS: **Data Release 2 (DR2)** de la cual fueron seleccionados los espectros para este trabajo, contiene aproximadamente los siguientes objetos:

- 900,000 galaxias de campo con un corrimiento al rojo promedio de 0.1
- 100,000 galaxias rojas luminosas (LRGs) en un volumen limitado a $z \sim 0.4$
- 100,000 cuasares seleccionados por color

Como es claro, la cantidad de objetos disponibles en el SDSS DR2 para la investigación científica es increíblemente basta. Las técnicas clásicas de observación y selección de objetos para el estudio astronómico han dejado de ser vigentes y como fue señalado anteriormente, estos nuevos observatorios virtuales con millones de datos están revolucionando la astrofísica moderna. La adquisición final de datos para ulterior estudio y aplicación a la investigación tiene que realizarse a través consultas estadísticas a las bases de datos, éstas se encuentran estructuradas de tal manera que el investigador pueda realizar consultas eficientes en busca de 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 es precisamente encontrar objetos con ciertas características físicas que los hagan 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 la consulta realizada a la base de datos y sistema de archivos espectroscópicos del SDSS-DR2 se basó en primera instancia en un sólo parámetro físico: el ancho equivalente de la línea de emisión H β . Una medida importante de este parámetro reduce significativamente los efectos de absorción estelar subyacente, además puede ser una característica física que refleje el alto grado de ionización de una región H II, lo cual aseguraría la no presencia de He neutro no observable dentro de la nebulosa.

Otros requerimientos físicos tales como una baja densidad que contribuya a disminuir los efectos por excitación colisional, una alta temperatura electrónica y la baja metalicidad (O/H) podrían incluirse dentro de las restricciones de la búsqueda entre los objetos del SDSS-DR2. Sin embargo, las búsquedas en el catálogo del proyecto se realizan a través consultas estadísticas dentro del espacio de parámetros astronómicos disponibles para cada objetos. Estos parámetros fueron a su vez medidos y determinados estadísticamente a través de filtros computacionales y métodos de reducción automáticos, por lo que una consulta demasiado restringida en cuanto a las variables astrofísicas arroja como resultado un número reducido de objetos los cuales no satisfacen en general las necesidades del problema. Es por ello que la consulta realizada al SDSS-DR2 en búsqueda de objetos candidato tuvo la única restricción de proporcionar todos los objetos que contaran con observaciones espectroscópicas y que tuvieran una emisión de la línea H β con un ancho equivalente mayor a 50 Å. De esta manera el SDSS-DR2 proporcionó un número total de 850 objetos, de los cuales se obtuvo el espectro reducido por cada uno de ellos en formato FITS², el cual permite la manipulación visual y numérica a través de diferentes paquetes computacionales astronómicos.

Posteriormente se procedió a analizar cada uno de los objetos por separado utilizando la rutina SPLLOT del paquete científico IRAF³, el cual permite visualizar el espectro en función de la longitud de onda. Todos los objetos proporcionados por el SDSS-DR2 contaban con líneas de emisión H β con un ancho equivalente > 50 Å, sin embargo muchos de estos objetos eran galaxias de núcleo activo, galaxias tipo Seyfert o bien galaxias que a pesar de contar con una importante emisión en las líneas de recombinación del hidrógeno, no presentaban la suficiente información espectroscópica para el estudio de la abundancia de helio primordial. Excluyendo los objetos antes mencionados, la selección de candidatos se basó en los siguientes puntos:

- Búsqueda de un perfil azul en el espectro (pendiente pronunciada del espectro en longitudes de onda cortas hacia longitudes de onda largas), lo cual reflejaría en el continuo una población joven de estrellas ionizantes de alta temperatura.
- Una buena relación señal-ruido, 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 $\lambda 4471$ $\lambda 5876$ y lo cual asegura hasta cierto grado la presencia de líneas de recombinación del helio una vez ionizado más débiles.

A través de este método se obtuvieron en la primera selección un total de 23 objetos candidatos los cuales conformaron el primer conjunto de regiones H II con las características deseadas para el análisis de la abundancia de helio primordial. Sin embargo, estos espectros fueron objeto de un nuevo análisis más detallado el cual tomaba en cuenta, además de los puntos señalados anteriormente, características espectrales adicionales así como la presencia y ancho equivalente de ciertas líneas:

²FITS: Flexible Image Transport System, formato astronómico de datos e imágenes

³IRAF: Image Reduction and Analysis Facility, software de reducción y análisis de datos astronómicos

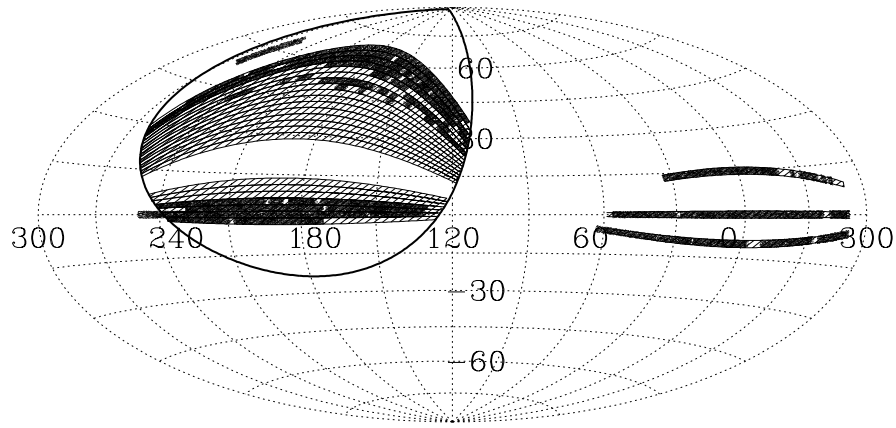


Figura 5.2: Porción del cielo cubierta por el estudio espectroscópico del SDSS. Las zonas oscuras muestran porciones cubiertas por el SDSS DR2, mientras que las zonas más claras representan la porción de cielo a cubrir en futuros estudios espectroscópicos.

- He I λ 4026, λ 6678
- Relación señal a ruido en diferentes partes del continuo
- La presencia visible (pero no absolutamente necesaria) de la línea He II λ 4686, la cual puede ser un indicador de una alta temperatura electrónica.

Además de estos requerimientos, se buscó una mayor calidad de los datos espectroscópicos en cuanto a la nitidez de las líneas espectrales. De esta segunda selección se obtuvieron un total de 14 objetos, los cuales representan 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 .

5.2. Datos espectrofotométricos

La tabla 5.1 enlista los objetos seleccionados para la determinación de la abundancia de helio primordial con base en sus coordenadas ecuatoriales (Ascensión Recta RA y Declinación Dec) en orden ascendente de acuerdo a la RA de cada objeto. Se incluye de igual manera el identificador oficial de cada objeto de acuerdo al 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). Como muestra la tabla 1, cuatro de los espectros seleccionados: $spSpec$ -51909-0455-073 y $spSpec$ -51910-0546-306 así como $spSpec$ -51959-0550-092 y $spSpec$ -51981-0549-621 corresponden a un mismo objeto por par, siendo estos objetos las regiones denominadas SDSS J024052.19-082827.4 y SDSS J084029.91 +470710.2 respectivamente, esto se debe a que las regiones fueron observadas en diferentes fechas y con diferentes placas y fibras espectroscópicas.

Los espectros de los objetos se muestran en dos diferentes escalas, en el primer pánel el eje ordenado (intensidad del flujo) se muestra a una escala pequeña de tal manera que el perfil del espectro pueda ser fácilmente comparado. La segunda escala permite una mejor resolución de las líneas espectrales en emisión. La densidad del flujo está dada en unidades de 10^{-17} ergs s^{-1} cm^{-2} \AA^{-1} . Las características morfológicas y espectrales de la muestra seleccionada se describen a continuación.

Objeto	Identificador	spSpec SDSS	RA	Dec	z	Fecha de Observación	MJD
1	SDSS J002101.03+005248.1	spSpec-51900-0390-445	5.25428	0.88002	0.09839	2000-12-07	51900
2	SDSS J003218.59+150014.1	spSpec-51821-0417-513	8.07747	15.00394	0.07871	2000-10-04	51821
3	SDSS J024052.19-082827.4	spSpec-51909-0455-073	40.21749	-8.47428	0.08230	2000-12-31	51909
4	SDSS J024052.19-082827.4	spSpec-51910-0456-306	40.21749	-8.47428	0.08220	2001-01-01	51910
5	SDSS J082530.67+504804.4	spSpec-51882-0442-156	126.37784	50.80123	0.09690	2000-12-04	51882
6	SDSS J084029.91+470710.2	spSpec-51959-0550-092	130.12464	47.11952	0.04219	2001-02-19	51959
7	SDSS J084029.91+470710.2	spSpec-51981-0549-621	130.12464	47.11952	0.04219	2001-03-13	51981
8	SDSS J084527.60+530852.9	spSpec-51877-0447-361	131.36507	53.14804	0.03106	2000-11-29	51877
9	SDSS J094401.86-003832.1	spSpec-51630-0266-100	146.00779	-0.64227	0.00483	2000-03-27	51630
10	SDSS J104554.77+010405.7	spSpec-51910-0275-445	161.47824	1.06828	0.02623	2001-01-01	51910
11	SDSS J125305.97-031258.8	spSpec-51997-0337-097	193.27487	-3.21637	0.02798	2001-03-29	51997
12	SDSS J130249.19+653449.4	spSpec-52072-0602-369	195.70495	65.58041	0.02765	2001-06-12	52072
13	SDSS J132347.46-013251.9	spSpec-51690-0341-606	200.94775	-1.54776	0.02254	2000-05-26	51690
14	SDSS J162410.11-002202.5	spSpec-52000-0364-187	246.04215	-0.36738	0.03132	2001-04-01	52000

Tabla 5.1: Lista de objetos seleccionados

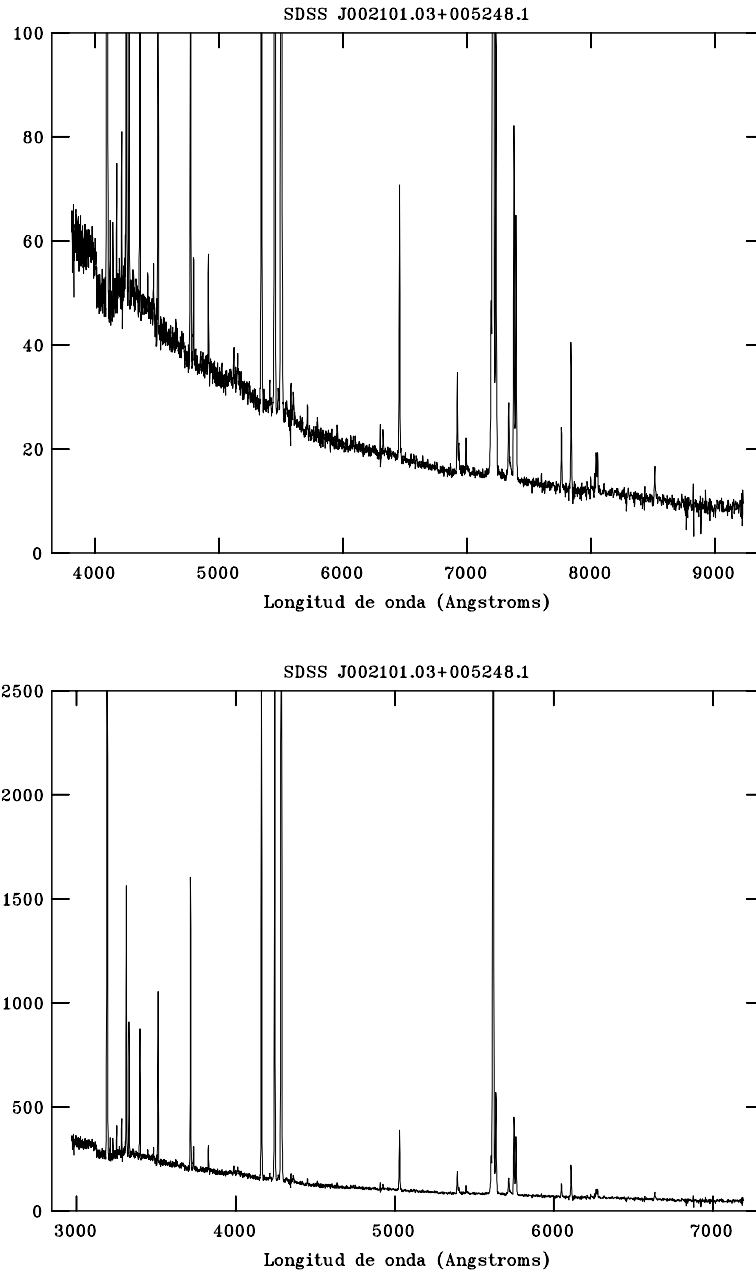


Figura 5.3: Espectro del objeto 1: SDSS J002101.03+005248.1

5.2.1. Objeto 1: SDSS J002101.03+005248.1

SDSS J002101.03+005248.1 (también conocido como LBQS 0018+0036, PGC 001341 ó UM 228) es una región H II extragaláctica identificada en primera ocasión por Fairall (1978). Aparece en las imágenes fotométricas prácticamente como una región puntual de $3''$ de diámetro, con una velocidad radial de $29,470 \pm 90 \text{ km s}^{-1}$, su corrimiento al rojo es de 0.09839 ± 0.00030 (SDSS-DR2 y 1990PASP..102..959T) con una magnitud de 17.52. La extinción Galáctica en esta región es de $A_B = 0.103 \text{ mag}$ (1998ApJ...500..525S) a lo cual corresponde $E(B - V) = 0.024 \text{ mag}$. El espectro de este objeto es pronunciadamente azul como lo muestra el primer pánel del espectro de SDSS

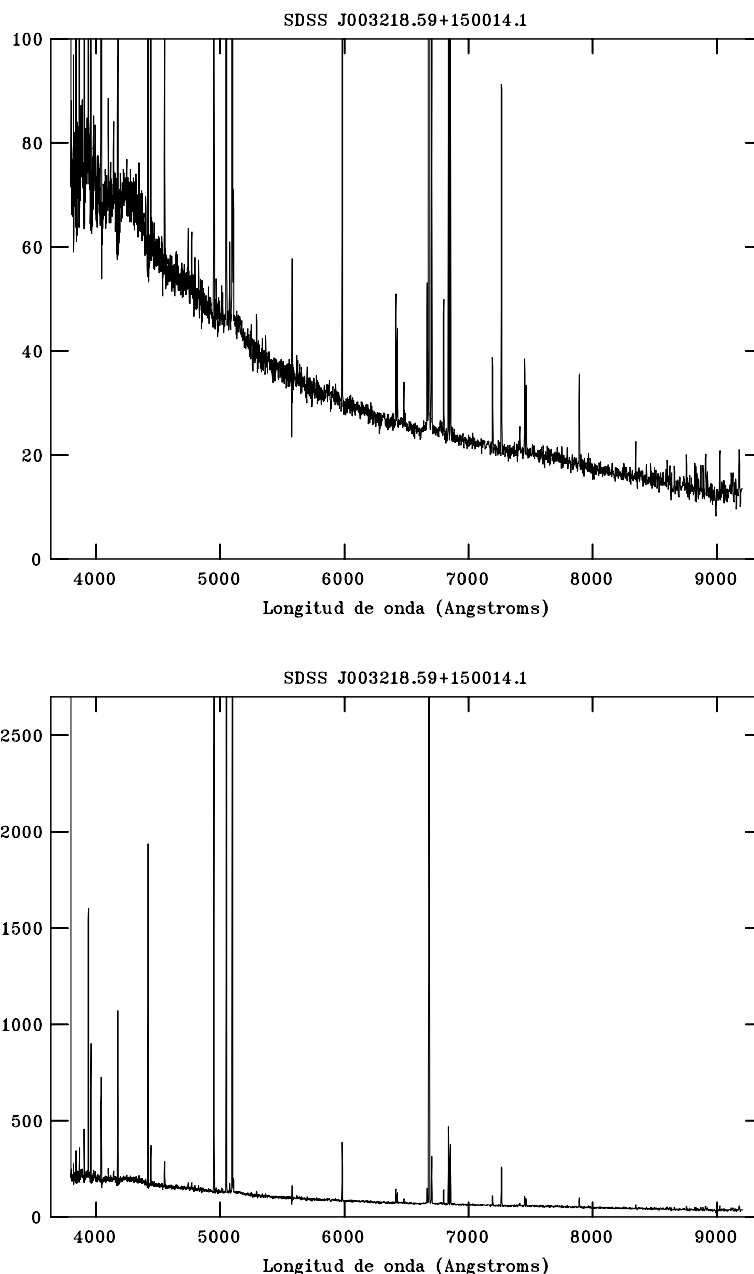


Figura 5.4: Espectro del objeto 2: SDSS J003218.59+150014.1

J002101.03+005248.1, con fuertes líneas en emisión de He I λ 4471 y λ 5876, así como la apenas perceptible línea de He II λ 4686. La intensidad de la línea O III λ 4363 sugiere que se trata de un sistema de baja densidad. Se observa de igual manera el salto de Balmer y las últimas líneas de la serie de Paschen.

5.2.2. Objeto 2: SDSS J003218.59+150014.1

SDSS J003218.59+150014.1 (también conocido como HS 0029+1443) consiste en una región borrosa de aproximadamente 0.26×0.20 minutos de arco cercana a dos fuentes estelares. Posee una velocidad radial heliocéntrica de $5,358 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$, un corrimiento al rojo de 0.7871 y una

magnitud visual de 17.2, la extinción galáctica es de $A_B = 0.272$ (1998ApJ...500..525S) con una correspondiente $E(B - V) = 0.063$ mag. El espectro de este objeto tiene un perfil azul como lo muestra el primer pánel del espectro, con fuertes líneas en emisión de He I $\lambda 4471$ y $\lambda 5876$, la línea de He II $\lambda 4686$ es visible claramente, así como un intenso doblete del S II $\lambda 6717$ $\lambda 6731$.

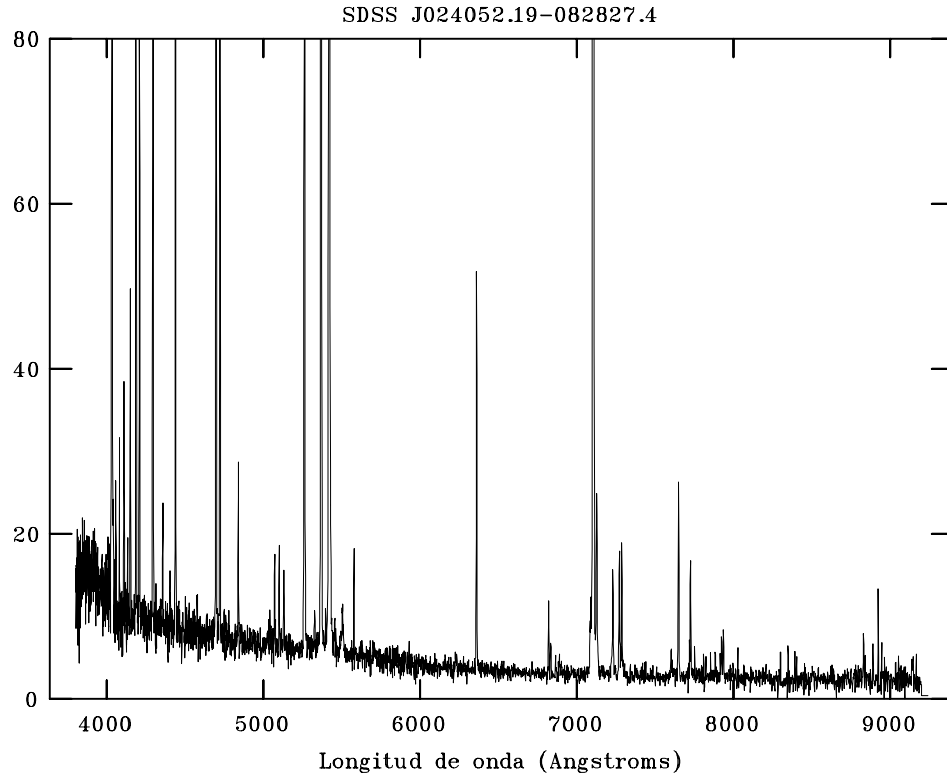


Figura 5.5: Espectro del objeto 3 y 4: SDSS J024052.19-082827.4

5.2.3. Objeto 3 y 4: SDSS J024052.19-082827.4

SDSS J024052.19-082827.4 es una región H II extragaláctica puntual en imágenes fotométricas con dimensiones 0.08×0.08 minutos de arco, tiene una magnitud de 19.18, posee una velocidad radial de $24,645 \pm 179 \text{ km s}^{-1}$, un corrimiento al rojo $z = 0.08230 \pm 0.00060$ (SDSS DR2). La extinc n galáctica en esta dirección es de $A_B = 0.133$ (1998ApJ...500..525S) con $E(B - V) = 0.031$ mag.

A pesar de que su espectro no muestra un perfil azul como los objetos anteriores y que contiene una cantidad significativa de ruido, SDSS J024052.19-082827.4 presenta líneas de emisión extremadamente fuertes de He I $\lambda 4471$ y $\lambda 5876$, así como una potente línea de He II $\lambda 4686$ y las líneas adyacentes de Fe III y Ar IV, un intenso doblete del S II $\lambda 6717$ $\lambda 6731$ así como la línea más fuerte en emisión del O III $\lambda 4363$ en la muestra de objetos, lo cual en combinación con el perfil del espectro indica efectivamente un sistema de alta densidad y temperatura.

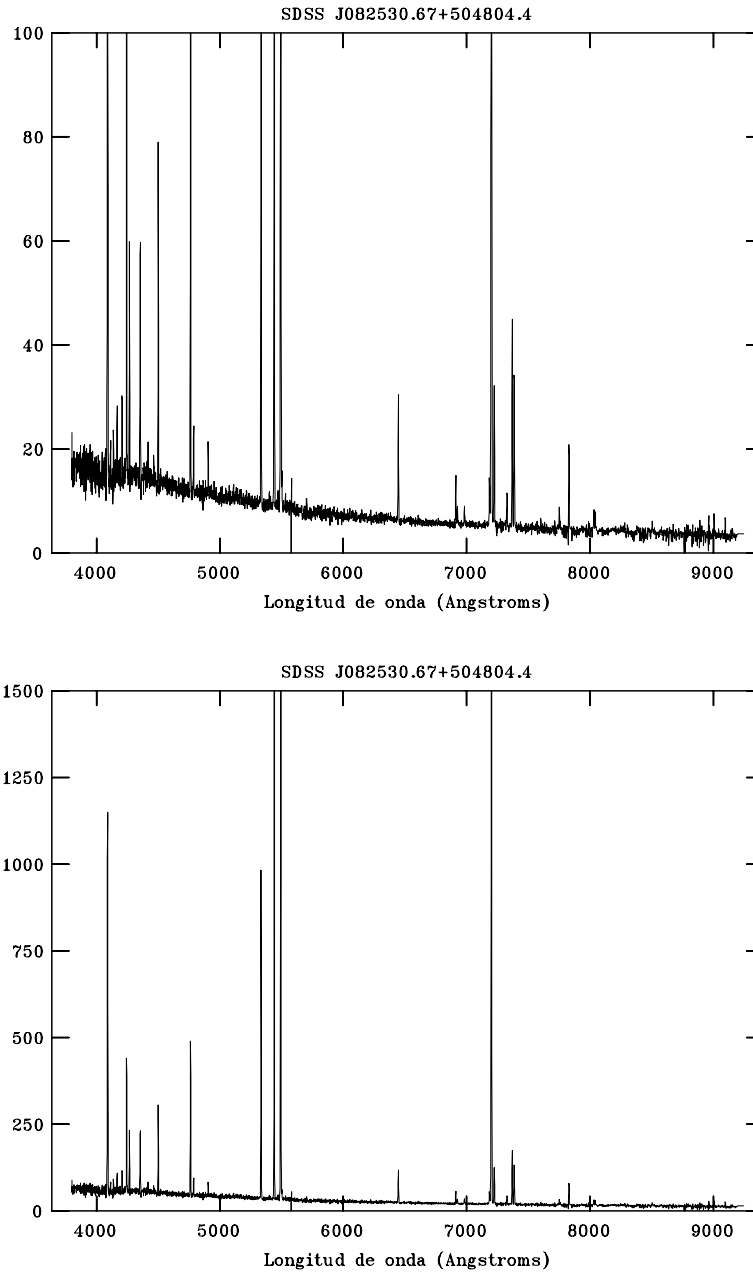
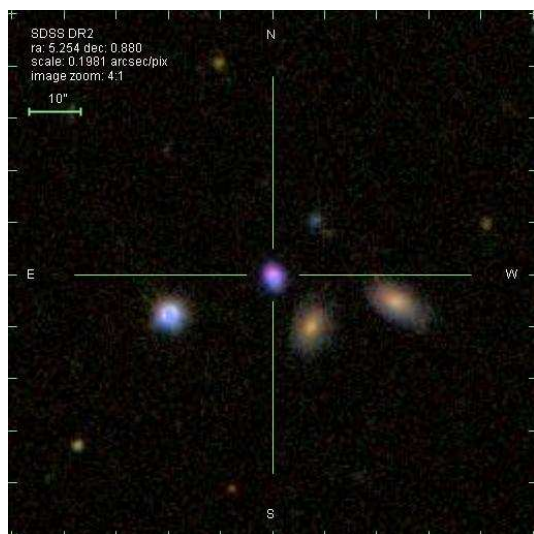


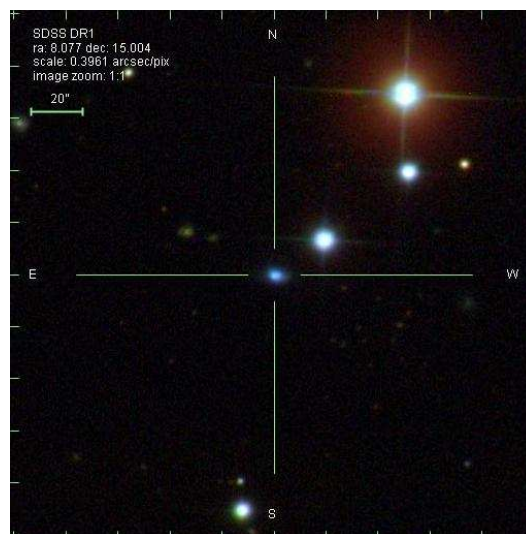
Figura 5.6: Espectro del objeto 5: SDSS J082530.67+504804.4

5.2.4. Objeto 5: SDSS J082530.67+504804.4

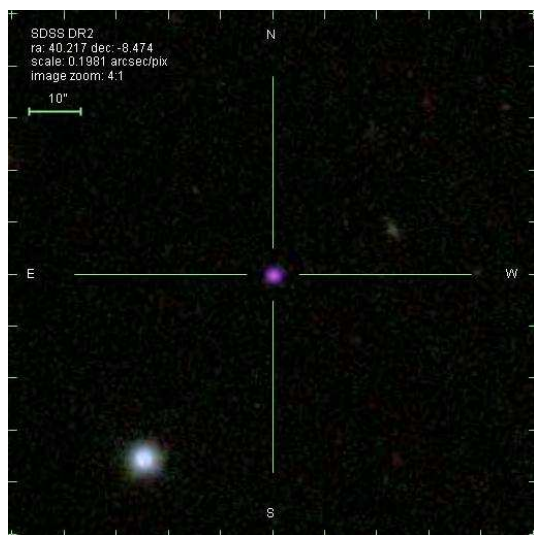
SDSS J082530.67+504804.4 consiste en una región de 0.12×0.08 minutos de arco, con una velocidad radial de $29,051 \pm 129 \text{ km s}^{-1}$, con un corrimiento al rojo $z = 0.9690 \pm 0.00043$ (SDSS DR2) y una magnitud de 18.6. La extinción galáctica en la región es de $A_B = 0.201$ (1998ApJ...500..525S) con $E(B - V) = 0.047$ mag. El objeto muestra un bajo perfil azul con un pronunciado salto de Balmer, una buena relación señal a ruido y líneas moderadamente intensas de He I $\lambda 4471$ y $\lambda 5876$, así como de He II $\lambda 4686$.



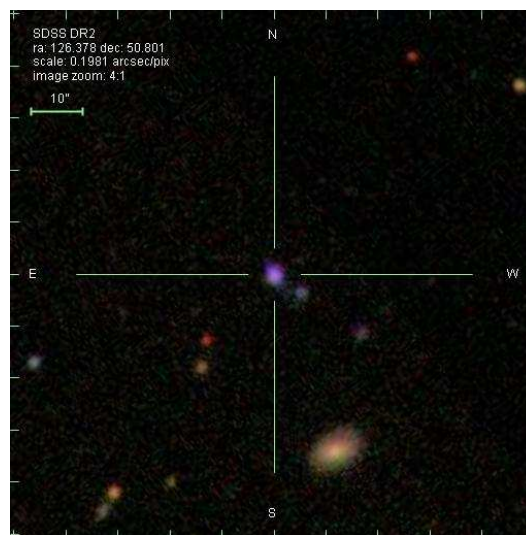
(a) SDSS J002101.03+005248.1



(b) SDSS J003218.59+150014.1



(c) SDSS J024052.19-082827.4



(d) SDSS J082530.67+504804.4

Figura 5.7: Imágenes de los objetos 1, 2, 3-4 y 5 en sentido de las manecillas del reloj

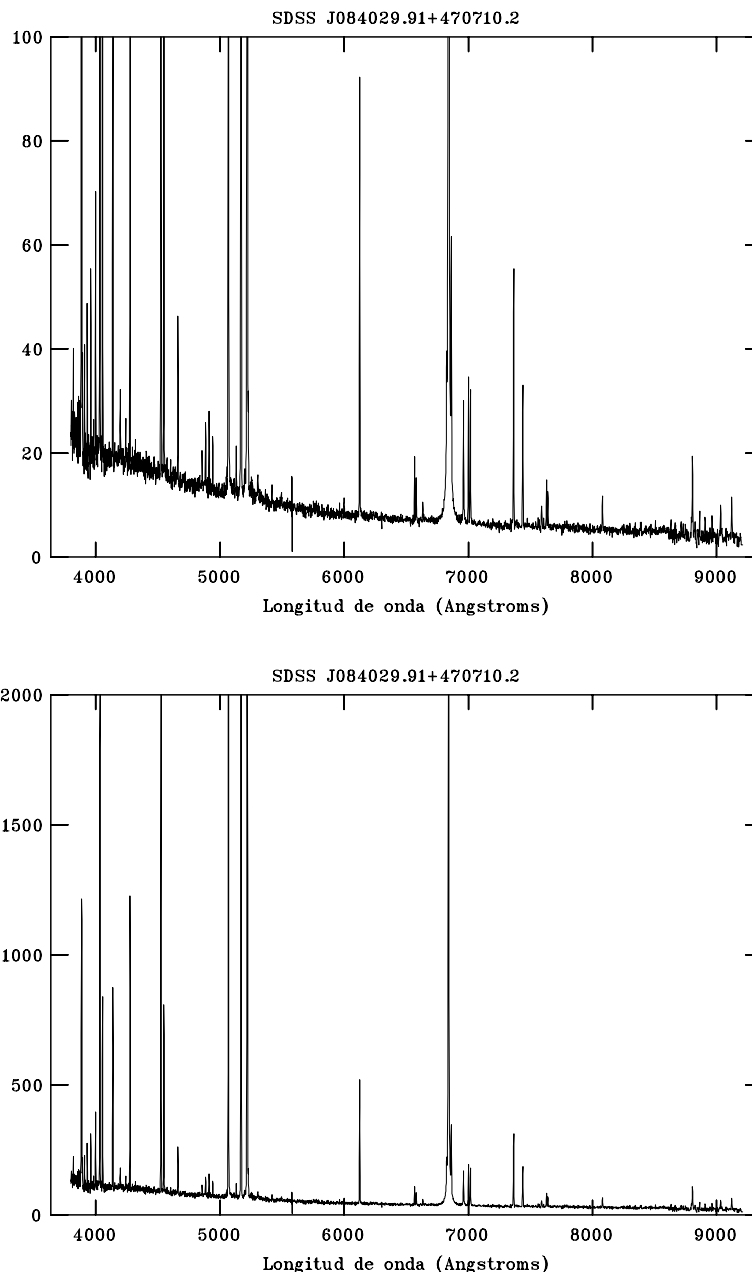


Figura 5.8: Espectro del objeto 6 y 7: SDSS J084029.91+470710.2

5.2.5. Objeto 6 y 7: SDSS J084029.91+470710.2

SDSS J084029.91+470710.2 es una galaxia compacta azul (también conocida como PGC 024384, PC 0837+4717, US 1442 y HS 0837+4717) aparece en las imágenes fotométricas como una región difusa de dimensiones 0.14×0.10 minutos de arco ligeramente elongada hacia la dirección noroeste-suroeste, el ángulo de la posición del eje mayor es 18° , con una velocidad radial de $12,830 \pm 19$ km s^{-1} , un corrimiento al rojo $z = 0.04219$ (1999A&AS..137..299P y SDSS DR2) con una magnitud de 18.9. La extinción Galáctica de la región es de $A_B = 0.114$ mag (1998ApJ...500..525S) con una extinción $E(B - V) = 0.026$ mag. El espectro de J084029.91+470710.2 muestra un perfil relativamente azul con una buena relación señal a ruido. Como característica principal de su es-

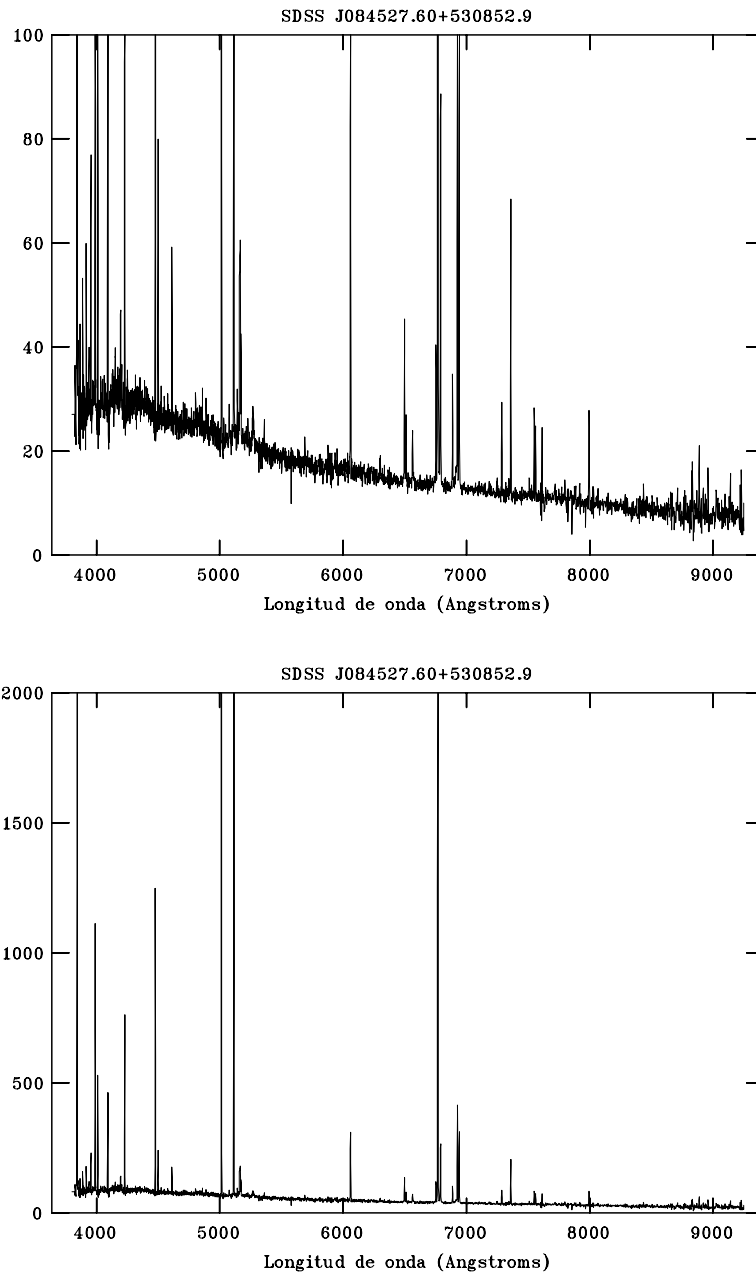


Figura 5.9: Espectro del objeto 8: SDSS J084527.60+530852.9

pectro, muestra unas pronunciadas alas en la línea de $H\alpha$. Posee intensas líneas de emisión de He I particularmente $\lambda 5876$ y $\lambda 4471$, así como una fuerte línea de He II $\lambda 4686$ y las líneas de Fe III y Ar IV cercanas a ésta última. Un intenso doblete del S II $\lambda 6717$ $\lambda 6731$ así como una muy intensa línea del O III $\lambda 4363$ reflejan que se trata de un objeto de alta densidad y con un potente campo de radiación ionizante.

5.2.6. Objeto 8: SDSS J084527.60+530852.9

SDSS J084527.60+530852.9 consiste en una región de 0.22×0.16 minutos de arco rodeada en la imagen fotométrica por tres vistosas galaxias (al parecer dos espirales y una irregular) con una

magnitud visual de 18.02, velocidad radial de $9,313 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ y corrimiento al rojo de $z = 0.03106$ (SDSS DR2). La extinción galáctica en la región es de $A_B = 0.130 \text{ mag}$ (1998ApJ...500..525S) y una extinción correspondiente a $E(B-V) = 0.030 \text{ mag}$. El espectro de SDSS J084527.60+530852.9 muestra un perfil relativamente azul con buena relación señal a ruido y líneas nítidas en emisión. Posee intensas líneas de emisión de He I particularmente $\lambda 5876$ y $\lambda 4471$, así como una notable línea de He I $\lambda 5017$ la cual no es normalmente visible en un espectro de región H II.

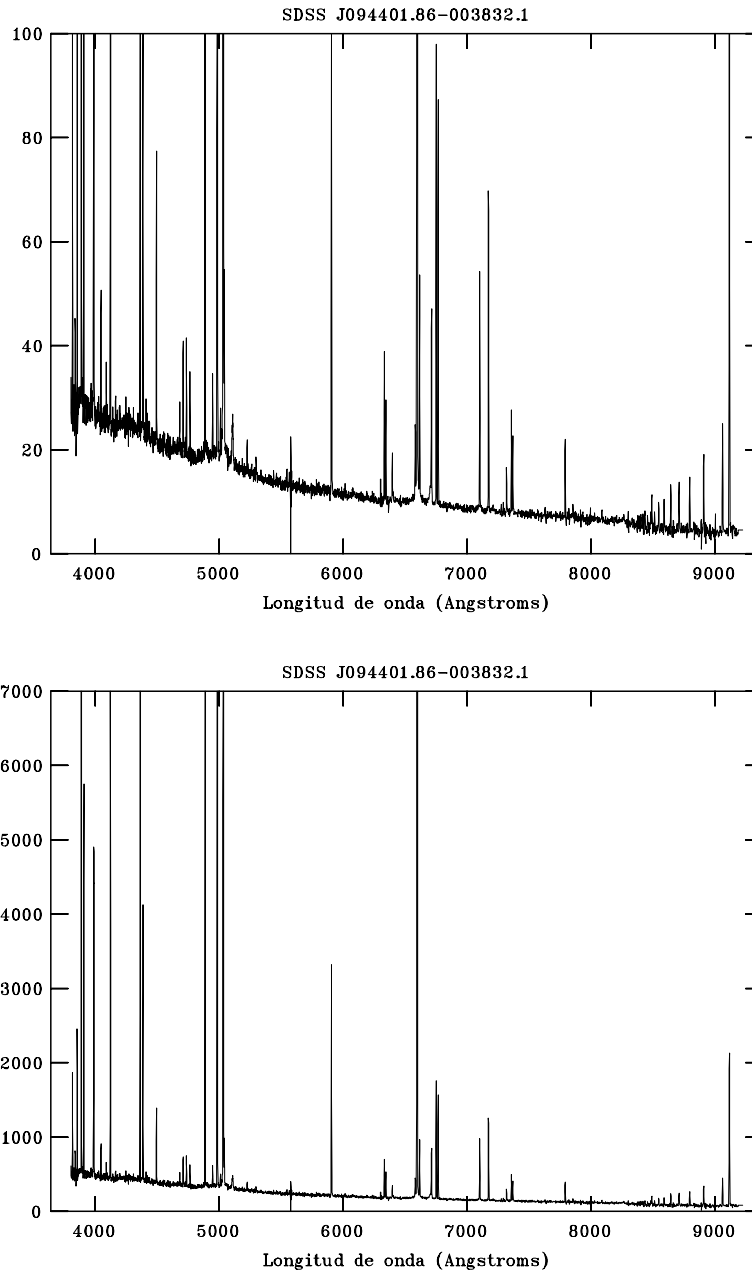


Figura 5.10: Espectro del objeto 9: SDSS J094401.86-003832.1

5.2.7. Objeto 9: SDSS J094401.86-003832.1

SDSS J094401.86-003832.1 es un objeto bastante conocido y estudiado ya que posee numerosas referencias en la literatura y consiste en una galaxia espiral del tipo Sm (el objeto es conocido también como CGCG 007-025, KPG 212A, U258, NED05, MCG +00-25-010, PGC 027864, UZC J094402.1-003840, IRAS F09414-00241 y LEDA 27864). En las imágenes fotométricas aparece como una región irregularmente elipsoidal de dimensiones 0.48 x 0.30 minutos de arco inclinado aproximadamente 60° con respecto al eje este-oeste. Su región principal y la más brillante está conectada a otras dos regiones más pequeñas en direcciones opuestas, siendo la región extrema sur-oeste la más alejada y brillante de las dos. Ésta se encuentra conectada con la región brillante principal a través de una columna de gas difuso de tal manera que las tres componentes de SDSS J094401.86-003832.1 tienen una estructura en forma de *S*. La velocidad radial de este objeto es de $1,449 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$, con un corrimiento al rojo $z = 0.00483 \pm 0.00002$ (2003SDSS1.C...0000) y una magnitud en la banda *g* de 15.8 mag. La extinción Galáctica en la región es de $A_B = 0.276 \text{ mag.}$ (1998ApJ...500..525S) con una correspondiente extinción $E(B - V) = 0.064 \text{ mag.}$

El espectro de J084029.91+470710.2 es uno de los más interesantes de la muestra por su alta relación señal-ruido y sus nítidas líneas de emisión. Tiene un pronunciado perfil azul que permite distinguir el salto de Balmer cerca de 4000 Å, la terminación y el salto en el continuo de la serie de Paschen. Posee intensas líneas de emisión de He I particularmente $\lambda 5876$ y $\lambda 4471$, así como la más intensa línea de He II $\lambda 4686$ de la muestra. Sin embargo el doblete del S II $\lambda 6717$ $\lambda 6731$ tiene características normales. Su espectroscopía en conjunto refleja que se trata de un objeto de alta temperatura y con un potente campo de radiación ionizante.

5.2.8. Objeto 10: SDSS J104554.77+010405.7

J104554.77+010405.7 es una región H II extragaláctica de dimensiones 0.20 x 0.16 minutos de arco, se observa como una nube dispersa en forma de campana en la cual no es posible identificar

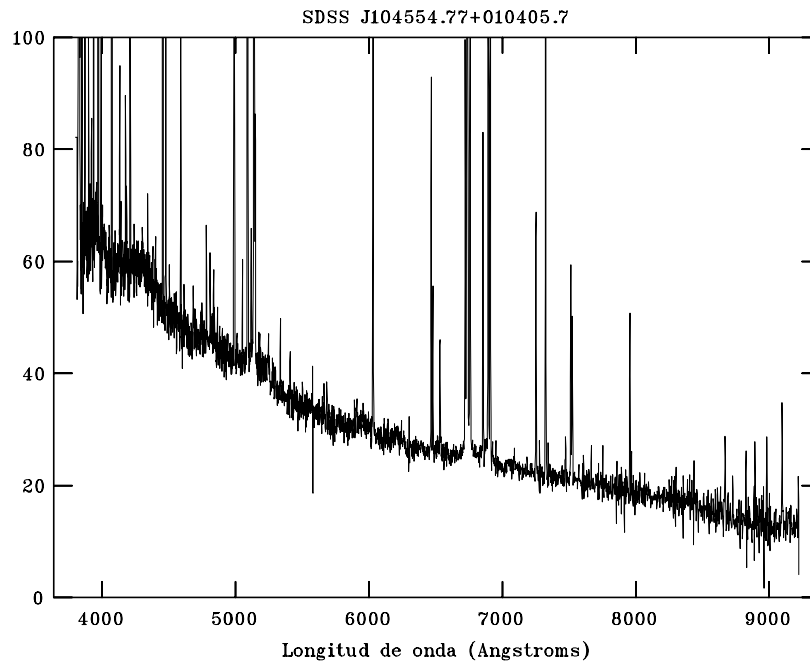


Figura 5.11: Espectro del objeto 10: SDSS J104554.77+010405.7

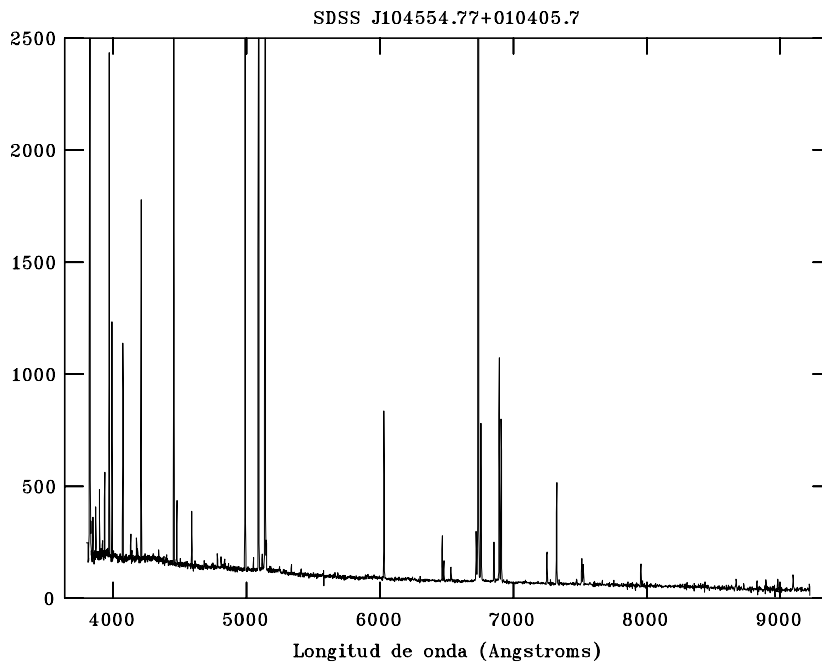


Figura 5.12: Espectro del objeto 10: SDSS J104554.77+010405.7

la galaxia huésped. Su velocidad radial es de $7,870 \pm 26 \text{ km s}^{-1}$ con un corrimiento al rojo $z = 0.02623$ (2001SDSSe.1...0000) y magnitud 17.10. La extinción galáctica en la región es de $A_B = 0.045 \text{ mag}$ con una correspondiente extinción de $E(B - V) = 0.045 \text{ mag}$. El espectro de SDSS J104554.77+010405.7 tiene un pronunciado perfil azul como lo muestra la Figura 5.11, tiene una fuerte línea $H\alpha$ con pronunciadas alas. Son claramente visibles las líneas de emisión de He I $\lambda 5876$ y $\lambda 4471$, así como la línea de He II $\lambda 4686$. Sin embargo, tanto el doblete del S II $\lambda 6717 \lambda 6731$ como la línea del O III $\lambda 4363$ tienen características normales.

5.2.9. Objeto 11: SDSS J125305.97-031258.8

SDSS J125305.97-031258.8 (también conocido como IRAS F12505-0256 IrS y [SFH98] 125030.4-025636) consiste en una región aproximadamente circular de dimensiones 0.28×0.24 minutos de arco ligeramente inclinada hacia la dirección noroeste con una pequeña región satelital brillante en el extremo sureste de la galaxia. Posee una velocidad radial de $6,807 \pm 34 \text{ km s}^{-1}$, un corrimiento al rojo de 0.02798 (SDSS DR2) y una magnitud de 15.3 en la banda g . La extinción Galáctica en la región es de $A_B = 0.085 \text{ mag}$. (1998ApJ...500..525S) con una correspondiente extinción $E(B - V) = 0.020 \text{ mag}$. Su espectro tiene un perfil pronunciadamente azul en comparación con el resto de los objetos, como lo muestra el primer pánel. Las líneas de emisión son tan intensas que la línea $H\alpha$ aparece truncada por problemas de saturación del CCD. La terminación de la serie de Paschen y el salto respectivo del continuo son claramente visibles en la región $\lambda > 8500 \text{ \AA}$. Posee intensas líneas de emisión de He I particularmente $\lambda 5876$ y $\lambda 4471$, así como una fuerte línea de He II $\lambda 4686$. A pesar de la intensidad de las líneas de recombinación de H, el doblete del S II $\lambda 6717 \lambda 6731$ así como la línea del O III $\lambda 4363$ tienen intensidades normales, lo cual refleja que SDSS J125305.97-031258.8 consiste en un objeto con un fuente campo de ionización posiblemente con un alto grado de densidad y temperatura.

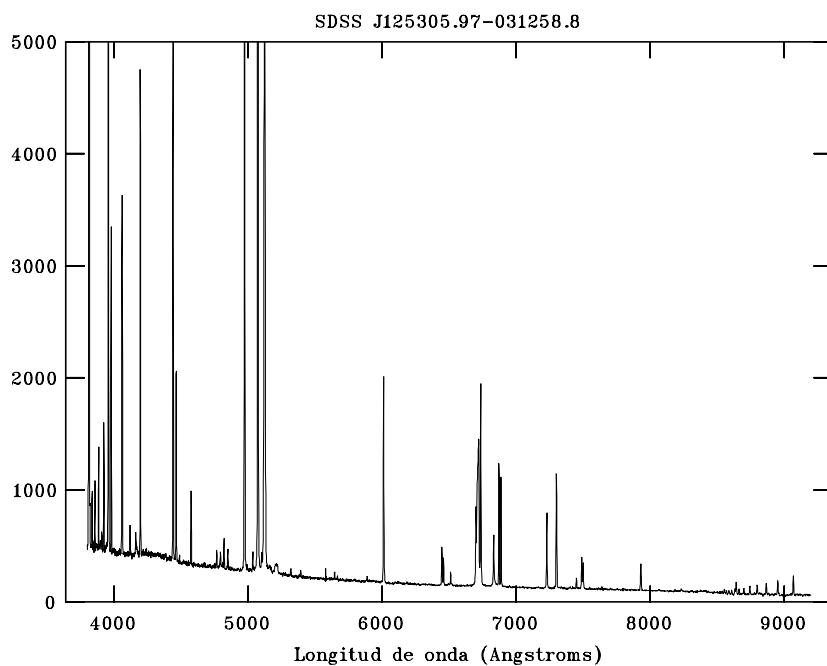
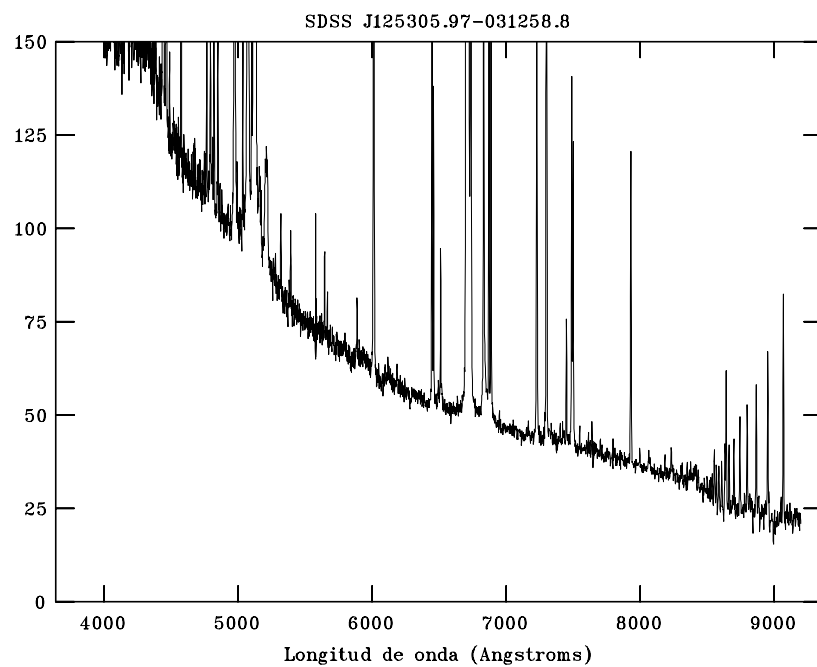
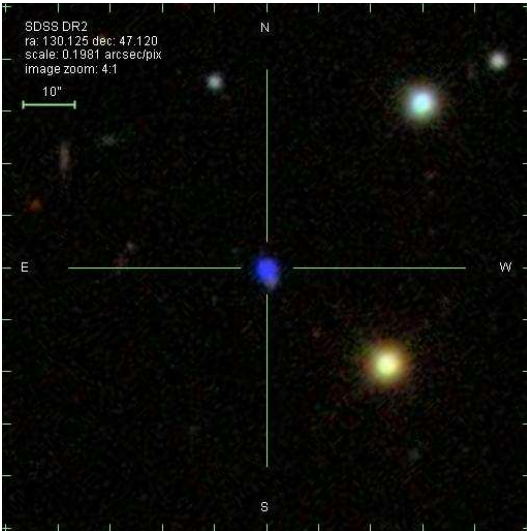
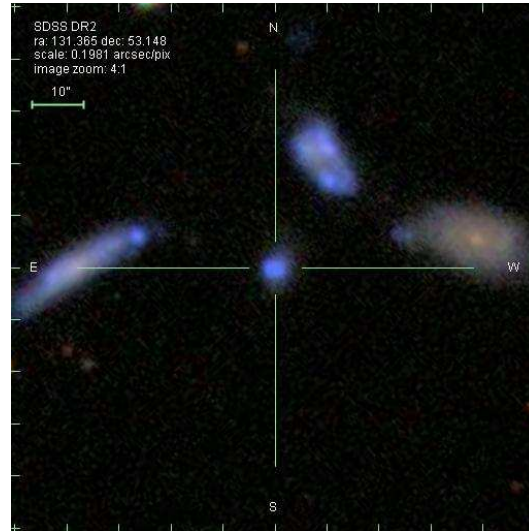


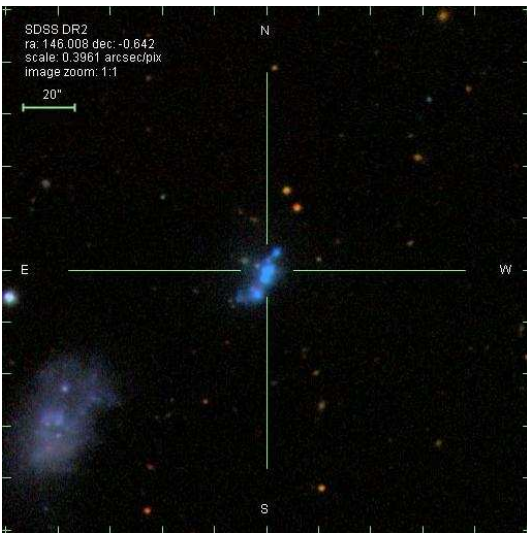
Figura 5.13: Espectro del objeto 11: SDSS J125305.97-031258.8



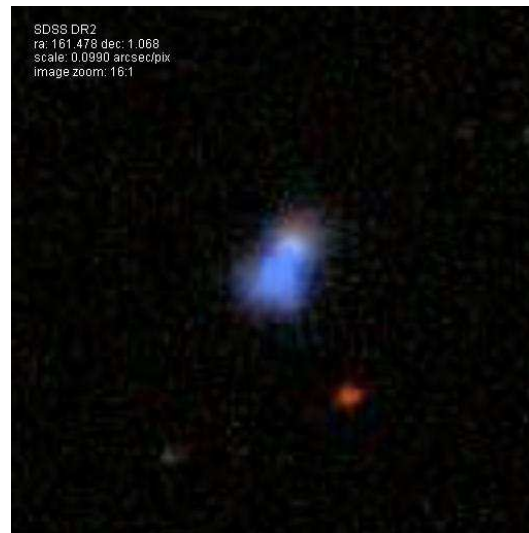
(a) SDSS J084029.91+470710.2



(b) SDSS J084527.60+530852.9



(c) SDSS J094401.86-003832.1



(d) SDSS J104554.77+010405.7

Figura 5.14: Imágenes de los objetos 6-7, 8, 9 y 10 en sentido de las manecillas del reloj

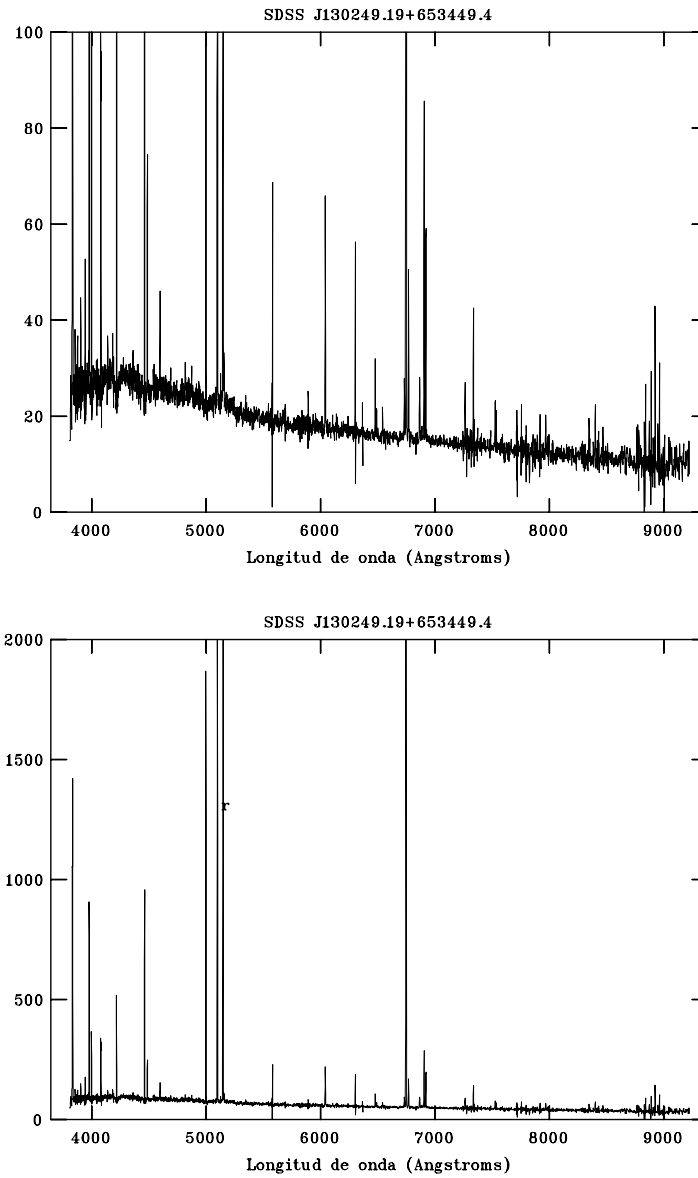


Figura 5.15: Espectro del objeto 12: SDSS J130249.19+653449.4

5.2.10. Objeto 12: SDSS J130249.19+653449.4

SDSS J130249.19+653449.4 es una región H II extragaláctica aproximadamente circular de dimensiones 0.16×0.14 minutos de arco. Posee una velocidad radial de $8289 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$, un corrimiento al rojo de 0.02765 (2003SDSS1.C...0000) y una magnitud de 17.5 en la banda g . La extinción Galáctica en la región es de $A_B = 0.053 \text{ mag.}$ (1998ApJ...500..525S) con una correspondiente extinción $E(B - V) = 0.012 \text{ mag.}$ El espectro de SDSS J130249.19+653449.4 presenta líneas débiles de emisión con un pronunciado salto de Balmer en la region de 4000 \AA . La línea de emisión/absorción en aproximadamente 5500 \AA , consiste en un problema de reducción (posiblemente un rayo cósmico) y no es intrínseca del objeto. Las líneas en emisión de He I $\lambda 5876$ y $\lambda 4471$ son bastante débiles. El espectro no presenta la línea He II $\lambda 4686$ en emisión.

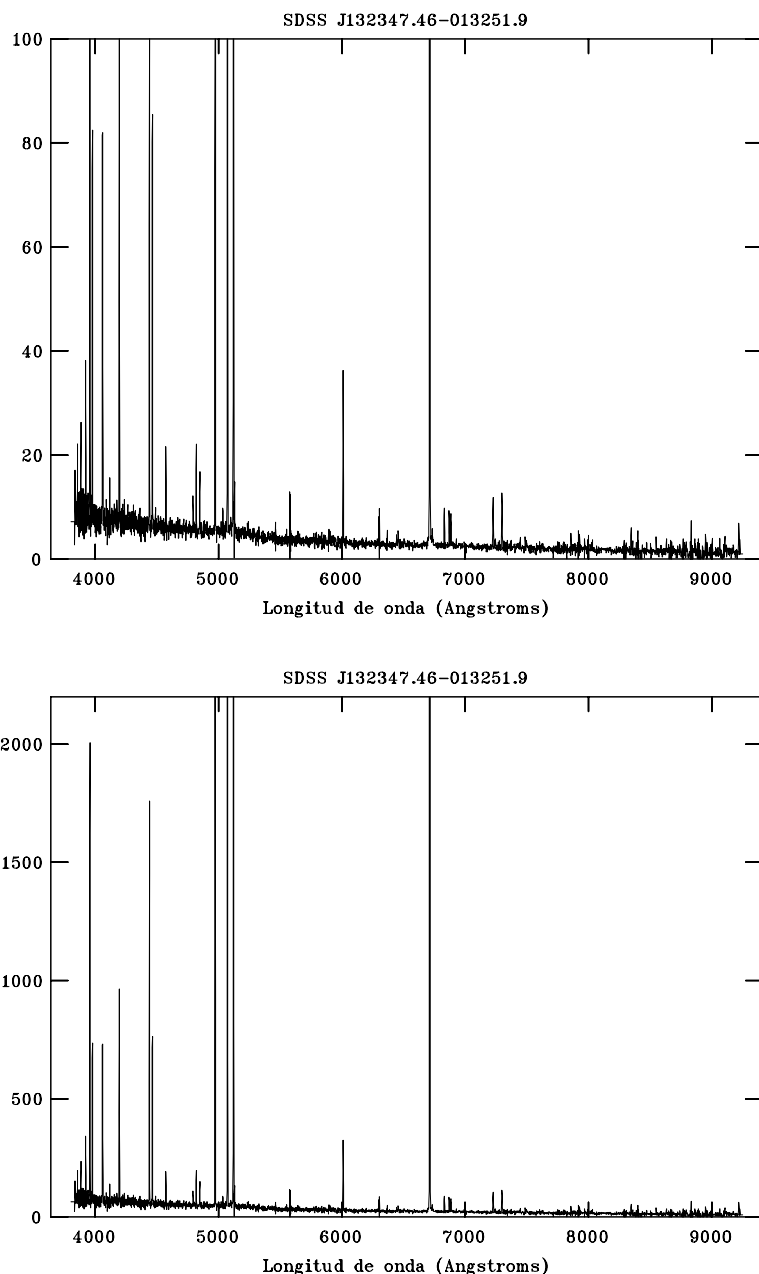


Figura 5.16: Espectro del objeto 13: SDSS J132347.46-013251.9

5.2.11. Objeto 13: SDSS J132347.46-013251.9

SDSS J132347.46-013251.9 es una galaxia enana azul relativamente conocida en la literatura (también conocida como UM 570, LEDA 46812, SCHG 1321-012) consiste en una región aproximadamente circular de dimensiones 0.10×0.10 minutos de arco. Posee una velocidad radial de $6,757 \pm 247 \text{ km s}^{-1}$, un corrimiento al rojo de 0.02254 (2003SDSS1.C...0000) y una magnitud de 18.1 en la banda g . Representa uno de los objetos más débiles de la muestra. La extinción Galáctica en la región es de $A_B = 0.135 \text{ mag.}$ (1998ApJ...500..525S) con una correspondiente extinción $E(B-V) = 0.031 \text{ mag.}$ El espectro de SDSS J132347.46-013251.9 tiene un muy bajo perfil azul en comparación con el resto de los objetos como lo muestra el primer pánel. Las líneas de emisión son bastante

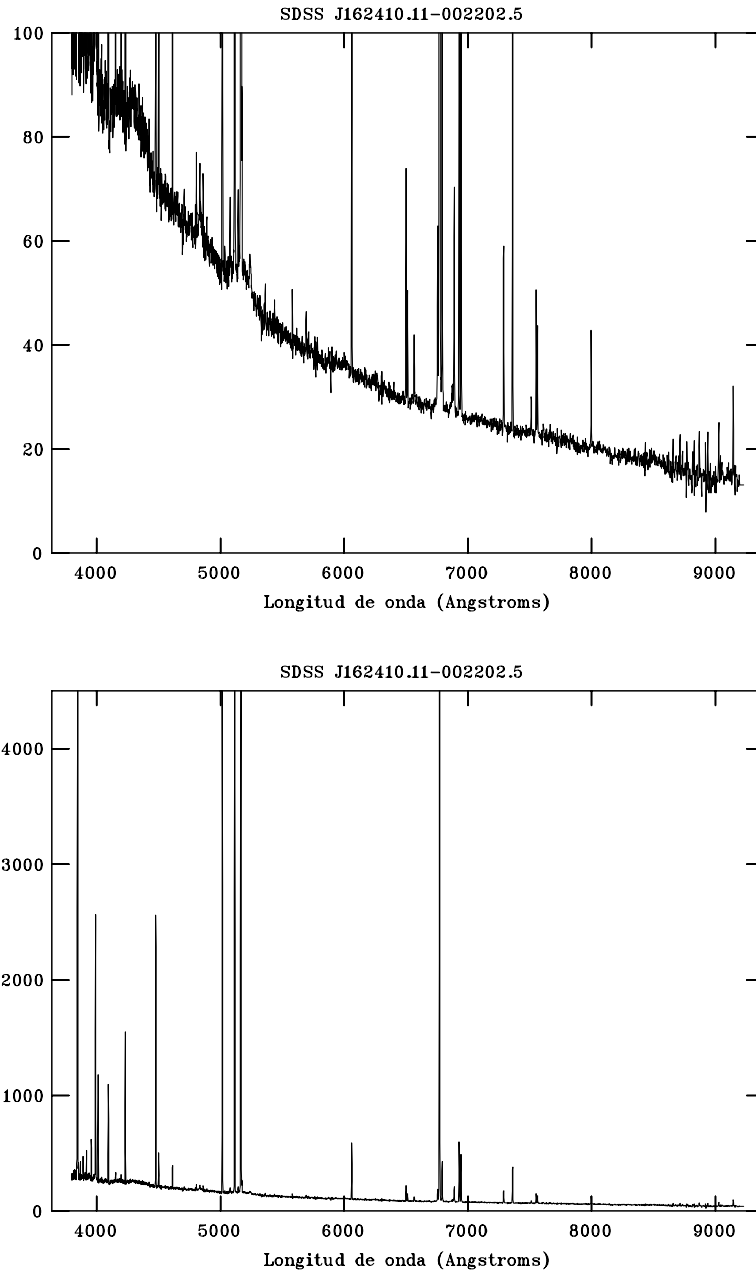


Figura 5.17: Espectro del objeto 14: SDSS J162410.11-002202.5

débiles en cuanto respecta a las líneas de emisión en el rango $\lambda > 6500 \text{ \AA}$. Sin embargo a pesar de ser un objeto débil, las líneas de emisión de He I $\lambda 5876$, $\lambda 4471$ y en particular la línea de He II $\lambda 4686$ son relativamente intensas a comparación del resto de la muestra.

5.2.12. Objeto 14: SDSS J162410.11-002202.5

SDSS J162410.11-002202.5 (también conocido como [VV2003c] J162410.1-002202) es una galaxia azul compacta en un principio catalogada como Seyfert. Consiste en una región brillante principal de forma elíptica de dimensiones 0.18×0.14 minutos de arco elongada a lo largo del eje norte-sur, con una componente satelital en la parte superior de la región principal unida a

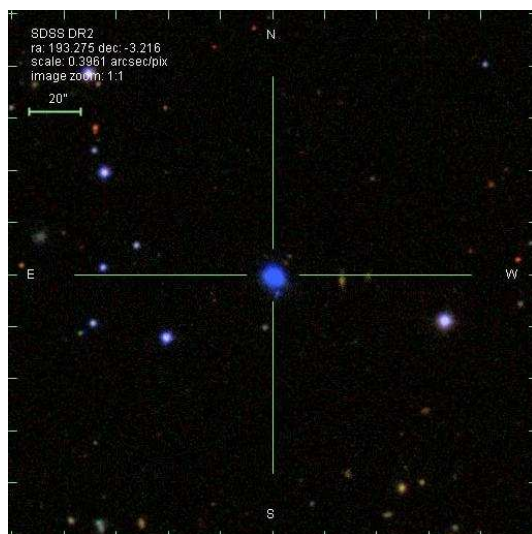
ésta a través de material brillante difuso. La velocidad radial del objeto es de $9,391 \text{ km s}^{-1}$ con un corrimiento al rojo de $z = 0.3132 \pm 0.00001$ (2003SDSS1.C...0000) y una magnitud 16.5 en la banda g . La extinción Galáctica en la región es de $A_B = 0.377 \text{ mag.}$ (1998ApJ...500..525S) con una correspondiente extinción $E(B - V) = 0.087 \text{ mag.}$ El espectro de SDSS J132347.46-013251.9 posee un muy alto perfil azul en comparación del resto de los objetos. Las líneas de emisión son bastante intensas en general sin embargo el espectro no presenta características especiales que en primera instancia revelen la estructura de ionización, densidad o temperatura de la región H II.

Como fue señalado anteriormente, una de las principales dificultades en el estudio de la determinación de la abundancia de helio primordial consiste precisamente en encontrar los objetos idóneos para realizar el análisis. De una muestra inicial de 900 espectros sólo una muy pequeña parte resultó tener características que se acercaran a las indicadas para tales efectos. La reducción de los datos y en análisis formal se describen en el siguiente capítulo. Por fines legales, a continuación se enlistan los institutos científicos internacionales que hacen posible la observación, manutención y distribución gratuita de los datos proporcionados por el Sloan Digital Sky Survey.

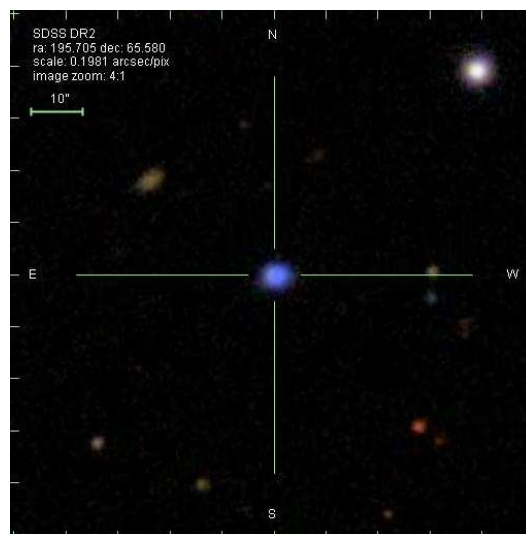
CREDITOS

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/>.

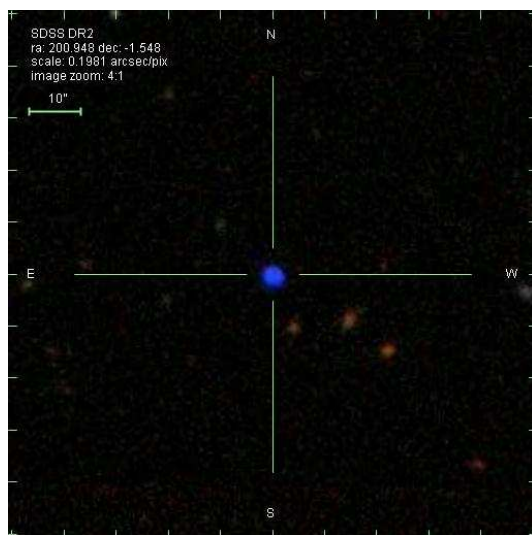
El Observatorio *Apache Point*, es operado por el Consorcio de Investigación en Astrofísica (ARC). El SDSS es un proyecto conjunto entre las Instituciones Participantes: la Universidad de Chicago, Fermilab, el Instituto de Estudios Avanzados, el Grupo de Participación (Japon), la Universidad Johns Hopkins, 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.



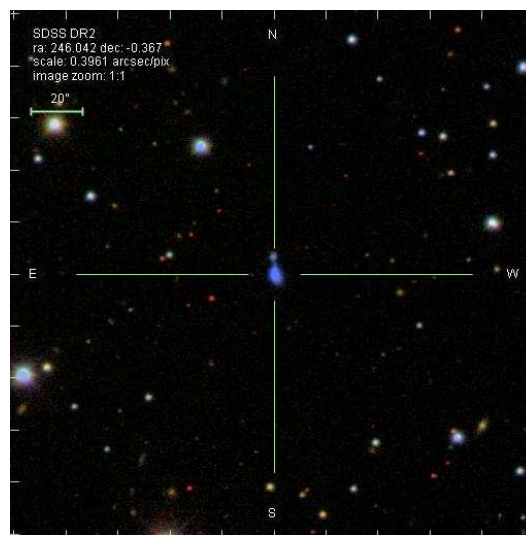
(a) SDSS J125305.97-031258.8



(b) SDSS J130249.19+653449.4



(c) SDSS J132347.46-013251.9



(d) SDSS J162410.11-002202.5

Figura 5.18: Imágenes de los objetos 11, 12, 13 y 14 en el sentido de las manecillas del reloj

Capítulo 6

Análisis de los datos

Este capítulo describe el manejo de los datos seleccionados y su proceso para determinar las abundancias químicas de los objetos descritos en §5. Debido a 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.

El proceso de cálculo de abundancias está basado en gran medida en el método y ecuaciones utilizadas por Pagel *et al.* (1992), el cual puede ser descrito en general bajo los siguientes lineamientos:

1. Se mide la intensidad de las líneas de emisión para todos los espectros de la muestra
2. Las líneas medidas se corrijen por extinción interestelar
3. Se calcula la temperatura, densidad y abundancias químicas para cada objeto, incluyendo la abundancia de helio
4. La abundancia de helio se corrige por las diferentes incertidumbres discutidas anteriormente

A continuación se describe en detalle la metodología utilizada en cada paso y se describen los resultados del cálculo de abundancias para cada objeto de la muestra.

6.1. Intensidades de línea

Para cada uno de los catorce espectros mostrados en la Tabla 5.1 se midió la intensidad de 30 líneas de emisión para 6 diferentes tipos de elementos: hidrógeno, helio, oxígeno, nitrógeno, azufre y silicio, sumando un total de 420 mediciones. Se utilizó la rutina `SPLIT` de la paquetería `IRAF` haciendo un total de 5 mediciones por línea y calculando para cada una de ellas el promedio y error asociado a cada medición debida a la selección manual entre el continuo y las alas de cada línea. La rutina `SPLIT` proporciona la intensidad de línea en unidades de 10^{-14} ergs cm^{-1} s^{-2} así como el ancho equivalente en Ångstroms ajustando una curva gaussiana al perfil de línea espectral.

Cabe señalar que las mediciones de intensidad de línea realizadas fueron corroboradas de manera independientemente, encontrando diferencias del orden del 1%.

6.2. Corrección por extinción

La discusión en capítulos anteriores 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 éstas

contienen de igual manera partículas de polvo y los efectos de éste en las propiedades de la nebulosa no son de ninguna manera despreciables. El efecto más obvio del polvo interestelar es la disminución de la intensidad de la luz recibida de estrellas y nebulosas distantes, efecto conocido como extinción. La extinción en la región óptica es debida en gran parte al proceso de dispersión de la luz, sin embargo también es en parte debida a la absorción. Los catorce espectros seleccionados de la muestra original fueron corregidos por este efecto utilizando los lineamientos descritos por Osterbrock (1989) el cual se basa en los cocientes teóricos de las líneas de Balmer $i(\lambda)$ y la función de enrojecimiento $f(\lambda)$ de Nandy *et al.* (1975). Dado que la extinción interestelar produce que el cociente de intensidades observadas para dos líneas nebulares de emisión diferentes $I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$ difiera del cociente emitido en la nebulosa $I_{\lambda_1,0}/I_{\lambda_2,0}$. A primera aproximación, el efecto de la extinción interestelar en las líneas de intensidad puede describirse como

$$\frac{I(\lambda)_{obs}}{I(H\beta)_{obs}} = \frac{I(\lambda)_0}{I(H\beta)_0} 10^{-c[f(\lambda)-f(H\beta)]} \quad (6.1)$$

donde la parte izquierda de la ecuación representa el cociente de flujo observado y la parte derecha el cociente intrínseco. A partir de esta ecuación se calculó la constante c para todos los objetos utilizando el valor de $f(\lambda)$ reportado por Pagel *et al.* y los cocientes intrínsecos de las primeras líneas de Balmer: $I(H\alpha)_0/I(H\beta)_0$, $I(H\gamma)_0/I(H\beta)_0$, $I(H\delta)_0/I(H\beta)_0$ para los cuales se conoce el valor teórico de recombinación. El valor final de c se promedió en general entre estos tres valores dando un peso estadístico mucho mayor al calculado con $I(H\alpha)$. El objeto 11 presenta a $H\alpha$ saturado en su espectro de manera que sólo se consideraron los dos cocientes restantes para el cálculo de la extinción. Una vez determinada esta constante, se calculan las intensidades de línea para cada objeto utilizando la relación:

$$I_\lambda = \frac{I_{\lambda,obs}}{e^{-Cf(\lambda)}} \quad (6.2)$$

donde $C = c/0.434$ utilizando el valor de $f(\lambda)$ de Pagel *et al.* por cada línea.

Las tablas 6.1 a 6.7 muestran los datos de las intensidades de línea para las 30 líneas de emisión medidas por objeto, normalizadas a la intensidad de la línea $\frac{H\beta}{10}$. Para cada objeto se despliegan dos columnas, siendo la primera los datos originales provenientes de la medición de intensidades sin corrección por extinción, la segunda columna contiene las mediciones corregidas por extinción.

Se muestran de igual manera los valores de la función de enrojecimiento $f(\lambda)$ utilizados para cada línea así como el cociente teórico de la intensidad de las líneas de Balmer respecto a $H\beta$ en las mismas unidades. En la parte inferior se muestra el cociente de extinción calculado para cada objeto, así como el flujo y el ancho equivalente de la línea $H\beta$ medidos por objeto. Dado que los espectros 6 y 7 corresponden al mismo objeto se muestran en una misma tabla (Tabla 6.4) mientras que la Tabla 6.3 muestra los datos para los objetos 5 y 8.

Ion	$f(\lambda)$	$i(\lambda)$	SDSS J002101.03+005248.1		SDSS J003218.59+150014.1	
			$F(H\lambda)/F(H\beta)$	$I(H\lambda)/I(H\beta)$	$F(H\lambda)/F(H\beta)$	$I(H\lambda)/I(H\beta)$
$\lambda 3727$ [O II]	0.26		16.63 ± 0.02	17.47 ± 0.02
$\lambda 3869$ [Ne III]	0.23		4.01 ± 0.05	4.19 ± 0.05	3.75 ± 0.02	3.81 ± 0.02
$\lambda 3889$ H8 + He I	0.22	1.60	2.13 ± 0.08	2.22 ± 0.08	1.77 ± 0.04	1.80 ± 0.04
$\lambda 3969$ He ϵ + [Ne III]	0.21	1.61	2.92 ± 0.13	3.04 ± 0.13	2.39 ± 0.02	2.42 ± 0.02
$\lambda 4026$ He I	0.20		0.18 ± 0.01	0.19 ± 0.01	0.29 ± 0.02	0.29 ± 0.02
$\lambda 4102$ H δ	0.18	2.62	2.40 ± 0.01	2.49 ± 0.01	2.40 ± 0.01	2.43 ± 0.01
$\lambda 4340$ H γ	0.14	4.72	4.60 ± 0.01	4.72 ± 0.01	4.65 ± 0.05	4.70 ± 0.05
$\lambda 4363$ [O III]	0.13		0.51 ± 0.02	0.53 ± 0.02	0.62 ± 0.02	0.62 ± 0.02
$\lambda 4388$ He I	0.12		0.11 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.11 ± 0.03	0.11 ± 0.03
$\lambda 4471$ He I	0.10		0.35 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.37 ± 0.02	0.37 ± 0.02
$\lambda 4686$ He II	0.04		0.14 ± 0.01	0.15 ± 0.01	0.13 ± 0.01	0.14 ± 0.01
$\lambda 4711$ [Ar IV] + He I	0.03		0.09 ± 0.01	0.09 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.10 ± 0.01
$\lambda 4740$ [Ar IV]	0.03		0.04 ± 0.01	0.04 ± 0.01
$\lambda 4861$ H β	0.01	10.0	10.01 ± 0.01	10.01 ± 0.01	10.01 ± 0.07	10.01 ± 0.07
$\lambda 4922$ He I	-0.02		0.14 ± 0.01	0.13 ± 0.01	0.08 ± 0.01	0.08 ± 0.01
$\lambda 4959$ [O III]	-0.02		15.02 ± 0.02	14.96 ± 0.02	16.08 ± 0.12	16.06 ± 0.12
$\lambda 5007$ [O III]	-0.03		45.23 ± 0.11	44.98 ± 0.11	48.15 ± 0.07	48.05 ± 0.07
$\lambda 5016$ He I	-0.03		0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
$\lambda 5876$ He I	-0.23		1.34 ± 0.01	1.28 ± 0.01	1.07 ± 0.01	1.05 ± 0.01
$\lambda 6300$ [O I]	-0.25		0.52 ± 0.01	0.50 ± 0.01	0.31 ± 0.02	0.31 ± 0.02
$\lambda 6312$ [S III]	-0.25		0.19 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.24 ± 0.03	0.24 ± 0.03
$\lambda 6548$ [N II]	-0.34		1.10 ± 0.01	1.03 ± 0.01	0.32 ± 0.04	0.31 ± 0.04
$\lambda 6563$ H α	-0.34	28.6	30.50 ± 0.15	28.58 ± 0.15	28.89 ± 0.10	28.22 ± 0.10
$\lambda 6584$ [N II]	-0.34		2.77 ± 0.04	2.60 ± 0.04	0.98 ± 0.03	0.95 ± 0.03
$\lambda 6678$ He I	-0.35		0.42 ± 0.03	0.39 ± 0.03	0.32 ± 0.05	0.31 ± 0.05
$\lambda 6717$ [S II]	-0.36		1.91 ± 0.02	1.78 ± 0.02	1.68 ± 0.07	1.64 ± 0.07
$\lambda 6731$ [S II]	-0.36		1.45 ± 0.01	1.35 ± 0.01	1.26 ± 0.08	1.23 ± 0.08
$\lambda 7065$ He I	-0.40		0.39 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.24 ± 0.02	0.23 ± 0.02
$\lambda 7281$ He I	-0.50		0.12 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.09 ± 0.01	0.08 ± 0.01
$\lambda 7325$ [O II]	-0.52		0.45 ± 0.02	0.41 ± 0.02	0.42 ± 0.02	0.41 ± 0.02
$C(H\beta)$			0.083		0.029	
$F(H\beta)$ (10^{-14} ergs cm $^{-1}$ s $^{-2}$)			2.504		4.173	
EW(H β)(em) (Å)			98.1		99.0	

Tabla 6.1: Objeto 1: SDSS J002101.03+005248.1 y Objeto 2: SDSS J003218.59+150014.1

Ion	$f(\lambda)$	$i(\lambda)$	SDSS J024052.19-082827.4 (a)		SDSS J024052.19-082827.4 (b)	
			$F(H\lambda)/F(H\beta)$	$I(H\lambda)/I(H\beta)$	$F(H\lambda)/F(H\beta)$	$I(H\lambda)/I(H\beta)$
$\lambda 3727$ [O II]	0.26		5.47 ± 0.04	5.87 ± 0.04	4.86 ± 0.01	5.21 ± 0.01
$\lambda 3869$ [Ne III]	0.23		4.78 ± 0.01	5.09 ± 0.01	4.60 ± 0.02	4.89 ± 0.02
$\lambda 3889$ H8 + He I	0.22	1.60	1.91 ± 0.01	2.02 ± 0.01	1.82 ± 0.02	1.93 ± 0.02
$\lambda 3969$ He ϵ + [Ne III]	0.21	1.61	3.31 ± 0.01	3.50 ± 0.01	3.44 ± 0.02	3.64 ± 0.02
$\lambda 4026$ He I	0.20		0.36 ± 0.01	0.38 ± 0.01	0.38 ± 0.04	0.40 ± 0.04
$\lambda 4102$ H δ	0.18	2.62	2.68 ± 0.01	2.82 ± 0.01	2.67 ± 0.03	2.80 ± 0.03
$\lambda 4340$ H γ	0.14	4.72	4.67 ± 0.02	4.71 ± 0.02	4.50 ± 0.01	4.69 ± 0.01
$\lambda 4363$ [O III]	0.13		1.47 ± 0.01	1.48 ± 0.01	1.44 ± 0.01	1.45 ± 0.01
$\lambda 4388$ He I	0.12		0.11 ± 0.01	0.12 ± 0.01	0.14 ± 0.01	0.15 ± 0.01
$\lambda 4471$ He I	0.10		0.44 ± 0.01	0.44 ± 0.01	0.45 ± 0.01	0.46 ± 0.01
$\lambda 4686$ He II	0.04		0.35 ± 0.01	0.35 ± 0.01	0.31 ± 0.01	0.32 ± 0.01
$\lambda 4711$ [Ar IV] + He I	0.03		0.31 ± 0.01	0.31 ± 0.01	0.29 ± 0.01	0.29 ± 0.01
$\lambda 4740$ [Ar IV]	0.03		0.22 ± 0.01	0.22 ± 0.01	0.26 ± 0.01	0.26 ± 0.01
$\lambda 4861$ H β	0.01	10.0	10.01 ± 0.01	10.01 ± 0.01	10.01 ± 0.02	10.01 ± 0.02
$\lambda 4922$ He I	-0.02		0.17 ± 0.01	0.17 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.16 ± 0.01
$\lambda 4959$ [O III]	-0.02		23.52 ± 0.04	23.39 ± 0.04	23.94 ± 0.04	23.82 ± 0.04
$\lambda 5007$ [O III]	-0.03		69.28 ± 0.17	68.72 ± 0.17	72.6 ± 0.70	71.12 ± 0.70
$\lambda 5016$ He I	-0.03	
$\lambda 5876$ He I	-0.23		1.21 ± 0.01	1.19 ± 0.01	1.28 ± 0.01	1.18 ± 0.01
$\lambda 6300$ [O I]	-0.25		0.25 ± 0.01	0.23 ± 0.01	0.23 ± 0.01	0.22 ± 0.01
$\lambda 6312$ [S III]	-0.25		0.14 ± 0.01	0.13 ± 0.01	0.12 ± 0.01	0.11 ± 0.01
$\lambda 6548$ [N II]	-0.34		0.34 ± 0.01	0.31 ± 0.01	0.33 ± 0.01	0.30 ± 0.01
$\lambda 6563$ H α	-0.34	28.6	28.20 ± 0.08	26.60 ± 0.08	31.23 ± 0.19	28.44 ± 0.19
$\lambda 6584$ [N II]	-0.34		0.91 ± 0.02	0.83 ± 0.02	1.05 ± 0.02	0.96 ± 0.02
$\lambda 6678$ He I	-0.35		0.37 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.40 ± 0.01	0.36 ± 0.01
$\lambda 6717$ [S II]	-0.36		0.51 ± 0.01	0.46 ± 0.01	0.50 ± 0.01	0.45 ± 0.01
$\lambda 6731$ [S II]	-0.36		0.48 ± 0.01	0.44 ± 0.01	0.46 ± 0.01	0.42 ± 0.01
$\lambda 7065$ He I	-0.40		0.64 ± 0.01	0.57 ± 0.01	0.66 ± 0.01	0.60 ± 0.01
$\lambda 7281$ He I	-0.50		0.10 ± 0.01	0.09 ± 0.01	0.12 ± 0.01	0.11 ± 0.01
$\lambda 7325$ [O II]	-0.52		0.29 ± 0.01	0.28 ± 0.01	0.26 ± 0.03	0.23 ± 0.03
$C(H\beta)$			0.028		0.120	
$F(H\beta)$ (10^{-14} ergs $\text{cm}^{-1} \text{s}^{-2}$)			1.822		1.544	
EW($H\beta$)(em) (Å)			336.6		405.8	

Tabla 6.2: Objeto 3 y 4: SDSS J024052.19-082827.4

Ion	$f(\lambda)$	$i(\lambda)$	SDSS J082530.67+504804.4		SDSS J084527.60+530852.9	
			$F(H\lambda)/F(H\beta)$	$I(H\lambda)/I(H\beta)$	$F(H\lambda)/F(H\beta)$	$I(H\lambda)/I(H\beta)$
$\lambda 3727$ [O II]	0.26		16.82 ± 0.01	18.20 ± 0.02	15.31 ± 0.12	17.20 ± 0.14
$\lambda 3869$ [Ne III]	0.23		3.71 ± 0.02	3.98 ± 0.02	3.75 ± 0.03	4.16 ± 0.04
$\lambda 3889$ H8 + He I	0.22	1.60	1.79 ± 0.07	1.92 ± 0.07	1.59 ± 0.02	1.75 ± 0.02
$\lambda 3969$ He ϵ + [Ne III]	0.21	1.61	2.68 ± 0.07	2.86 ± 0.07	2.68 ± 0.06	2.94 ± 0.06
$\lambda 4026$ He I	0.20		0.17 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.25 ± 0.01	0.27 ± 0.01
$\lambda 4102$ H δ	0.18	2.62	2.52 ± 0.01	2.66 ± 0.01	2.40 ± 0.02	2.60 ± 0.02
$\lambda 4340$ H γ	0.14	4.72	4.45 ± 0.01	4.64 ± 0.01	4.43 ± 0.04	4.71 ± 0.05
$\lambda 4363$ [O III]	0.13		0.58 ± 0.01	0.60 ± 0.01	0.69 ± 0.01	0.73 ± 0.01
$\lambda 4388$ He I	0.12		0.15 ± 0.03	0.15 ± 0.03
$\lambda 4471$ He I	0.10		0.33 ± 0.01	0.34 ± 0.01	0.43 ± 0.01	0.45 ± 0.01
$\lambda 4686$ He II	0.04	
$\lambda 4711$ [Ar IV] + He I	0.03		0.11 ± 0.01	0.11 ± 0.01
$\lambda 4740$ [Ar IV]	0.03		0.07 ± 0.01	0.07 ± 0.01
$\lambda 4861$ H β	0.01	10.0	10.01 ± 0.01	10.01 ± 0.01	10.01 ± 0.11	10.01 ± 0.11
$\lambda 4922$ He I	-0.02		0.13 ± 0.01	0.13 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.16 ± 0.01
$\lambda 4959$ [O III]	-0.02		16.31 ± 0.03	16.21 ± 0.03	18.88 ± 0.15	18.71 ± 0.15
$\lambda 5007$ [O III]	-0.03		48.85 ± 0.81	48.41 ± 0.81	56.25 ± 0.45	55.50 ± 0.45
$\lambda 5016$ He I	-0.03		0.24 ± 0.01	0.24 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01
$\lambda 5876$ He I	-0.23		1.19 ± 0.01	1.11 ± 0.01	1.25 ± 0.01	1.13 ± 0.01
$\lambda 6300$ [O I]	-0.25		0.53 ± 0.01	0.49 ± 0.01	0.54 ± 0.01	0.48 ± 0.01
$\lambda 6312$ [S III]	-0.25		0.21 ± 0.01	0.20 ± 0.01	0.23 ± 0.01	0.21 ± 0.01
$\lambda 6548$ [N II]	-0.34		0.51 ± 0.01	0.46 ± 0.01	0.48 ± 0.01	0.42 ± 0.01
$\lambda 6563$ H α	-0.34	28.6	31.62 ± 0.07	28.53 ± 0.07	32.64 ± 0.27	28.03 ± 0.24
$\lambda 6584$ [N II]	-0.34		1.62 ± 0.01	1.46 ± 0.01	1.28 ± 0.01	1.10 ± 0.01
$\lambda 6678$ He I	-0.35		0.38 ± 0.01	0.34 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.31 ± 0.01
$\lambda 6717$ [S II]	-0.36		2.21 ± 0.01	1.98 ± 0.01	2.00 ± 0.02	1.70 ± 0.02
$\lambda 6731$ [S II]	-0.36		1.70 ± 0.01	1.52 ± 0.01	1.48 ± 0.01	1.26 ± 0.01
$\lambda 7065$ He I	-0.40		0.39 ± 0.01	0.35 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.30 ± 0.01
$\lambda 7281$ He I	-0.50		0.20 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.08 ± 0.01	0.07 ± 0.01
$\lambda 7325$ [O II]	-0.52		0.40 ± 0.01	0.35 ± 0.01	0.57 ± 0.02	0.50 ± 0.02
$C(H\beta)$			0.132		0.194	
$F(H\beta)$ (10^{-14} ergs cm $^{-1}$ s $^{-2}$)			0.939		2.678	
EW($H\beta$)(em) (Å)			120.8		152.7	

Tabla 6.3: Objeto 5: SDSS J082530.67+504804.4 y Objeto 8: SDSS J084527.60+530852.9

Ion	$f(\lambda)$	$i(\lambda)$	SDSS J084029.91+470710.2 (a)		SDSS J084029.91+470710.2 (b)	
			$F(H\lambda)/F(H\beta)$	$I(H\lambda)/I(H\beta)$	$F(H\lambda)/F(H\beta)$	$I(H\lambda)/I(H\beta)$
$\lambda 3727$ [O II]	0.26		4.32 ± 0.07	4.69 ± 0.07	4.41 ± 0.02	4.69 ± 0.02
$\lambda 3869$ [Ne III]	0.23		4.34 ± 0.02	4.66 ± 0.02	4.40 ± 0.03	4.64 ± 0.03
$\lambda 3889$ H8 + He I	0.22	1.60	1.65 ± 0.02	1.76 ± 0.02	1.71 ± 0.01	1.80 ± 0.01
$\lambda 3969$ He ϵ + [Ne III]	0.21	1.61	3.00 ± 0.03	3.21 ± 0.03	3.06 ± 0.02	3.22 ± 0.02
$\lambda 4026$ He I	0.20		0.29 ± 0.07	0.30 ± 0.07	0.41 ± 0.13	0.43 ± 0.13
$\lambda 4102$ H δ	0.18	2.62	2.51 ± 0.02	2.66 ± 0.02	2.74 ± 0.01	2.86 ± 0.01
$\lambda 4340$ H γ	0.14	4.72	4.56 ± 0.03	4.92 ± 0.03	4.52 ± 0.02	4.73 ± 0.02
$\lambda 4363$ [O III]	0.13		1.61 ± 0.01	1.73 ± 0.01	1.66 ± 0.01	1.73 ± 0.01
$\lambda 4388$ He I	0.12		0.09 ± 0.01	0.10 ± 0.01
$\lambda 4471$ He I	0.10		0.42 ± 0.01	0.44 ± 0.01	0.44 ± 0.01	0.45 ± 0.01
$\lambda 4686$ He II	0.04		0.23 ± 0.01	0.23 ± 0.01	0.25 ± 0.01	0.25 ± 0.01
$\lambda 4711$ [Ar IV] + He I	0.03		0.23 ± 0.01	0.24 ± 0.01	0.26 ± 0.01	0.26 ± 0.01
$\lambda 4740$ [Ar IV]	0.03		0.14 ± 0.01	0.14 ± 0.01	0.21 ± 0.02	0.21 ± 0.02
$\lambda 4861$ H β	0.01	10.0	10.01 ± 0.04	10.01 ± 0.04	10.01 ± 0.02	10.01 ± 0.02
$\lambda 4922$ He I	-0.02		0.16 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.17 ± 0.01	0.17 ± 0.01
$\lambda 4959$ [O III]	-0.02		19.12 ± 0.06	18.87 ± 0.06	19.36 ± 0.06	19.20 ± 0.06
$\lambda 5007$ [O III]	-0.03		57.28 ± 0.17	56.28 ± 0.17	58.49 ± 0.08	57.74 ± 0.08
$\lambda 5016$ He I	-0.03		0.27 ± 0.01	0.26 ± 0.01	0.20 ± 0.01	0.20 ± 0.01
$\lambda 5876$ He I	-0.23		1.36 ± 0.01	1.20 ± 0.01	1.28 ± 0.01	1.19 ± 0.01
$\lambda 6300$ [O I]	-0.25		0.22 ± 0.01	0.20 ± 0.01	0.20 ± 0.01	0.19 ± 0.01
$\lambda 6312$ [S III]	-0.25		0.17 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.14 ± 0.01	0.13 ± 0.01
$\lambda 6548$ [N II]	-0.34		0.68 ± 0.01	0.61 ± 0.01	0.88 ± 0.06	0.81 ± 0.06
$\lambda 6563$ H α	-0.34	28.6	35.46 ± 0.12	29.54 ± 0.11	31.97 ± 0.06	28.66 ± 0.06
$\lambda 6584$ [N II]	-0.34		1.24 ± 0.02	1.12 ± 0.02	1.20 ± 0.05	1.11 ± 0.05
$\lambda 6678$ He I	-0.35		0.43 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.34 ± 0.01	0.30 ± 0.01
$\lambda 6717$ [S II]	-0.36		0.53 ± 0.01	0.47 ± 0.01	0.47 ± 0.01	0.43 ± 0.01
$\lambda 6731$ [S II]	-0.36		0.47 ± 0.01	0.42 ± 0.01	0.44 ± 0.01	0.40 ± 0.01
$\lambda 7065$ He I	-0.40		0.86 ± 0.01	0.76 ± 0.01	0.76 ± 0.01	0.69 ± 0.01
$\lambda 7281$ He I	-0.50		0.11 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.10 ± 0.01
$\lambda 7325$ [O II]	-0.52		0.30 ± 0.01	0.24 ± 0.01	0.27 ± 0.01	0.23 ± 0.01
$C(H\beta)$			0.136		0.101	
$F(H\beta)$ (10^{-14} ergs $\text{cm}^{-1} \text{s}^{-2}$)			2.630		3.279	
EW($H\beta$)(em) (\AA)			214.2		229.6	

Tabla 6.4: Objeto 6 y 7: SDSS J084029.91+470710.2

Ion	$f(\lambda)$	$i(\lambda)$	SDSS J094401.86-003832.1		SDSS J104554.77+010405.7	
			$F(H\lambda)/F(H\beta)$	$I(H\lambda)/I(H\beta)$	$F(H\lambda)/F(H\beta)$	$I(H\lambda)/I(H\beta)$
$\lambda 3727$ [O II]	0.26		15.35 ± 0.07	17.51 ± 0.07
$\lambda 3869$ [Ne III]	0.23		3.73 ± 0.02	4.26 ± 0.02	3.15 ± 0.01	3.53 ± 0.01
$\lambda 3889$ H8 + He I	0.22	1.60	1.72 ± 0.01	1.96 ± 0.01	1.68 ± 0.01	1.88 ± 0.01
$\lambda 3969$ He ϵ + [Ne III]	0.21	1.61	2.58 ± 0.01	2.92 ± 0.01	2.37 ± 0.01	2.63 ± 0.01
$\lambda 4026$ He I	0.20		0.18 ± 0.01	0.20 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.18 ± 0.01
$\lambda 4102$ H δ	0.18	2.62	2.24 ± 0.01	2.48 ± 0.01	2.34 ± 0.01	2.56 ± 0.01
$\lambda 4340$ H γ	0.14	4.72	4.55 ± 0.01	4.92 ± 0.01	4.44 ± 0.03	4.75 ± 0.03
$\lambda 4363$ [O III]	0.13		1.19 ± 0.01	1.28 ± 0.01	0.47 ± 0.01	0.51 ± 0.01
$\lambda 4388$ He I	0.12		0.10 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.08 ± 0.01
$\lambda 4471$ He I	0.10		0.38 ± 0.01	0.40 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.38 ± 0.01
$\lambda 4686$ He II	0.04		0.14 ± 0.01	0.15 ± 0.01	0.08 ± 0.01	0.08 ± 0.01
$\lambda 4711$ [Ar IV] + He I	0.03		0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.10 ± 0.01
$\lambda 4740$ [Ar IV]	0.03		0.11 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.05 ± 0.01
$\lambda 4861$ H β	0.01	10.0	10.01 ± 0.02	10.01 ± 0.02	10.01 ± 0.05	10.01 ± 0.05
$\lambda 4922$ He I	-0.02		0.10 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.10 ± 0.01
$\lambda 4959$ [O III]	-0.02		19.35 ± 0.02	19.13 ± 0.02	16.07 ± 0.07	15.91 ± 0.07
$\lambda 5007$ [O III]	-0.03		48.13 ± 0.19	47.31 ± 0.19	53.93 ± 0.20	53.12 ± 0.20
$\lambda 5016$ He I	-0.03		0.25 ± 0.01	0.24 ± 0.01	0.20 ± 0.01	0.20 ± 0.01
$\lambda 5876$ He I	-0.23		1.20 ± 0.01	1.05 ± 0.01	1.31 ± 0.01	1.16 ± 0.01
$\lambda 6300$ [O I]	-0.25		0.25 ± 0.01	0.21 ± 0.01	0.49 ± 0.01	0.43 ± 0.01
$\lambda 6312$ [S III]	-0.25		0.18 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.20 ± 0.01	0.17 ± 0.01
$\lambda 6548$ [N II]	-0.34		0.15 ± 0.01	0.12 ± 0.01	0.54 ± 0.01	0.46 ± 0.01
$\lambda 6563$ H α	-0.34	28.6	21.24 ± 0.08	17.46 ± 0.07	33.13 ± 0.13	27.90 ± 0.12
$\lambda 6584$ [N II]	-0.34		0.36 ± 0.01	0.30 ± 0.01	1.61 ± 0.01	1.36 ± 0.01
$\lambda 6678$ He I	-0.35		0.35 ± 0.01	0.28 ± 0.01	0.40 ± 0.01	0.34 ± 0.01
$\lambda 6717$ [S II]	-0.36		0.83 ± 0.01	0.67 ± 0.01	2.19 ± 0.01	1.83 ± 0.01
$\lambda 6731$ [S II]	-0.36		0.64 ± 0.01	0.52 ± 0.01	1.65 ± 0.01	1.38 ± 0.01
$\lambda 7065$ He I	-0.40		0.40 ± 0.01	0.32 ± 0.01	0.35 ± 0.01	0.29 ± 0.01
$\lambda 7281$ He I	-0.50		0.07 ± 0.01	0.06 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.08 ± 0.01
$\lambda 7325$ [O II]	-0.52		0.35 ± 0.02	0.30 ± 0.02	0.54 ± 0.01	0.43 ± 0.01
$C(H\beta)$			0.158		0.188	
$F(H\beta)$ (10^{-14} ergs cm $^{-1}$ s $^{-2}$)			5.047		6.758	
EW($H\beta$)(em) (Å)			318.3		160.4	

Tabla 6.5: Objeto 9: SDSS J094401.86-003832.1 y Objeto 10: SDSS J104554.77+010405.7

Ion	$f(\lambda)$	$i(\lambda)$	SDSS J125305.97-031258.8		SDSS J130249.19+653449.4	
			$F(H\lambda)/F(H\beta)$	$I(H\lambda)/I(H\beta)$	$F(H\lambda)/F(H\beta)$	$I(H\lambda)/I(H\beta)$
$\lambda 3727$ [O II]	0.26		8.13 ± 0.04	8.98 ± 0.04	12.24 ± 0.06	14.68 ± 0.07
$\lambda 3869$ [Ne III]	0.23		4.61 ± 0.02	5.03 ± 0.02	4.36 ± 0.03	5.12 ± 0.03
$\lambda 3889$ H8 + He I	0.22	1.60	1.62 ± 0.01	1.76 ± 0.01	1.54 ± 0.02	1.80 ± 0.02
$\lambda 3969$ He ϵ + [Ne III]	0.21	1.61	2.90 ± 0.02	3.14 ± 0.02	2.49 ± 0.06	2.88 ± 0.06
$\lambda 4026$ He I	0.20		0.18 ± 0.05	0.19 ± 0.05	0.38 ± 0.03	0.44 ± 0.03
$\lambda 4102$ H δ	0.18	2.62	2.40 ± 0.01	2.57 ± 0.01	2.26 ± 0.02	2.56 ± 0.02
$\lambda 4340$ H γ	0.14	4.72	4.54 ± 0.02	4.78 ± 0.03	4.35 ± 0.01	4.78 ± 0.01
$\lambda 4363$ [O III]	0.13		1.05 ± 0.01	1.10 ± 0.01	0.97 ± 0.01	1.07 ± 0.01
$\lambda 4388$ He I	0.12		0.07 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.04 ± 0.01	0.05 ± 0.01
$\lambda 4471$ He I	0.10		0.39 ± 0.01	0.40 ± 0.01	0.40 ± 0.01	0.43 ± 0.01
$\lambda 4686$ He II	0.04		0.12 ± 0.01	0.12 ± 0.01	0.14 ± 0.01	0.15 ± 0.01
$\lambda 4711$ [Ar IV] + He I	0.03		0.20 ± 0.01	0.20 ± 0.01	0.12 ± 0.01	0.12 ± 0.01
$\lambda 4740$ [Ar IV]	0.03		0.11 ± 0.01	0.12 ± 0.01	0.09 ± 0.01	0.10 ± 0.01
$\lambda 4861$ H β	0.01	10.0	10.01 ± 0.04	10.01 ± 0.04	10.01 ± 0.04	10.01 ± 0.04
$\lambda 4922$ He I	-0.02		0.11 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.06 ± 0.01	0.06 ± 0.01
$\lambda 4959$ [O III]	-0.02		23.18 ± 0.10	23.00 ± 0.10	19.90 ± 0.07	19.62 ± 0.07
$\lambda 5007$ [O III]	-0.03		69.06 ± 0.30	68.28 ± 0.30	60.24 ± 0.16	59.00 ± 0.16
$\lambda 5016$ He I	-0.03		0.23 ± 0.01	0.23 ± 0.01
$\lambda 5876$ He I	-0.23		1.32 ± 0.01	1.21 ± 0.01	1.23 ± 0.01	1.05 ± 0.01
$\lambda 6300$ [O I]	-0.25		0.28 ± 0.01	0.25 ± 0.01	0.52 ± 0.01	0.44 ± 0.01
$\lambda 6312$ [S III]	-0.25		0.20 ± 0.01	0.19 ± 0.01	0.21 ± 0.01	0.18 ± 0.01
$\lambda 6548$ [N II]	-0.34		0.73 ± 0.01	0.64 ± 0.01	0.33 ± 0.01	0.26 ± 0.01
$\lambda 6563$ H α	-0.34	28.6	35.76 ± 0.16	28.21 ± 0.15
$\lambda 6584$ [N II]	-0.34		1.63 ± 0.01	1.43 ± 0.01	1.12 ± 0.01	0.88 ± 0.01
$\lambda 6678$ He I	-0.35		0.43 ± 0.01	0.38 ± 0.01	0.44 ± 0.02	0.34 ± 0.02
$\lambda 6717$ [S II]	-0.36		0.83 ± 0.01	0.73 ± 0.01	1.90 ± 0.01	1.48 ± 0.01
$\lambda 6731$ [S II]	-0.36		0.78 ± 0.01	0.68 ± 0.01	1.34 ± 0.01	1.04 ± 0.01
$\lambda 7065$ He I	-0.40		0.56 ± 0.01	0.48 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.27 ± 0.01
$\lambda 7281$ He I	-0.50		0.08 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.14 ± 0.01	0.10 ± 0.01
$\lambda 7325$ [O II]	-0.52		0.47 ± 0.03	0.40 ± 0.03	0.57 ± 0.01	0.42 ± 0.01
$C(H\beta)$			0.165		0.303	
$F(H\beta)$ (10^{-14} ergs $\text{cm}^{-1} \text{s}^{-2}$)			23.233		1.546	
EW($H\beta$)(em) (Å)			254.5		84.9	

Tabla 6.6: Objeto 11: SDSS J125305.97-031258.8 y Objeto 12: SDSS J130249.19+653449.4

Ion	$f(\lambda)$	$i(\lambda)$	SDSS J132347.46-013251.9		SDSS J162410.11-002202.5	
			$F(H\lambda)/F(H\beta)$	$I(H\lambda)/I(H\beta)$	$F(H\lambda)/F(H\beta)$	$I(H\lambda)/I(H\beta)$
$\lambda 3727$ [O II]	0.26		14.91 ± 0.05	16.21 ± 0.05
$\lambda 3869$ [Ne III]	0.23		4.70 ± 0.01	5.11 ± 0.01	4.33 ± 0.03	4.66 ± 0.03
$\lambda 3889$ H8 + He I	0.22	1.60	1.73 ± 0.01	1.87 ± 0.01	1.72 ± 0.03	1.85 ± 0.03
$\lambda 3969$ He ϵ + [Ne III]	0.21	1.61	3.08 ± 0.04	3.32 ± 0.04	2.67 ± 0.01	2.86 ± 0.01
$\lambda 4026$ He I	0.20		0.25 ± 0.01	0.27 ± 0.01	0.19 ± 0.01	0.20 ± 0.01
$\lambda 4102$ H δ	0.18	2.62	2.41 ± 0.01	2.57 ± 0.01	2.46 ± 0.01	2.60 ± 0.01
$\lambda 4340$ H γ	0.14	4.72	4.56 ± 0.02	4.78 ± 0.02	4.48 ± 0.01	4.68 ± 0.01
$\lambda 4363$ [O III]	0.13		1.95 ± 0.01	2.05 ± 0.01	0.65 ± 0.02	0.68 ± 0.02
$\lambda 4388$ He I	0.12		0.14 ± 0.01	0.14 ± 0.01	0.04 ± 0.01	0.04 ± 0.01
$\lambda 4471$ He I	0.10		0.39 ± 0.01	0.41 ± 0.01	0.39 ± 0.01	0.40 ± 0.01
$\lambda 4686$ He II	0.04		0.20 ± 0.01	0.20 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.16 ± 0.01
$\lambda 4711$ [Ar IV] + He I	0.03		0.51 ± 0.01	0.52 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.11 ± 0.01
$\lambda 4740$ [Ar IV]	0.03		0.35 ± 0.01	0.35 ± 0.01	0.07 ± 0.02	0.07 ± 0.02
$\lambda 4861$ H β	0.01	10.0	10.01 ± 0.01	10.01 ± 0.01	10.01 ± 0.02	10.01 ± 0.02
$\lambda 4922$ He I	-0.02		0.15 ± 0.01	0.15 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.11 ± 0.01
$\lambda 4959$ [O III]	-0.02		24.40 ± 0.08	24.22 ± 0.08	19.90 ± 0.04	19.78 ± 0.04
$\lambda 5007$ [O III]	-0.03		73.41 ± 0.22	72.61 ± 0.22	57.59 ± 0.24	57.04 ± 0.24
$\lambda 5016$ He I	-0.03		0.52 ± 0.01	0.51 ± 0.01	0.22 ± 0.01	0.22 ± 0.01
$\lambda 5876$ He I	-0.23		1.02 ± 0.01	0.94 ± 0.01	1.18 ± 0.01	1.09 ± 0.01
$\lambda 6300$ [O I]	-0.25		0.06 ± 0.01	0.06 ± 0.01	0.31 ± 0.01	0.28 ± 0.01
$\lambda 6312$ [S III]	-0.25		0.10 ± 0.01	0.09 ± 0.01	0.17 ± 0.01	0.15 ± 0.01
$\lambda 6548$ [N II]	-0.34		0.09 ± 0.02	0.08 ± 0.02	0.27 ± 0.01	0.25 ± 0.01
$\lambda 6563$ H α	-0.34	28.6	28.40 ± 0.08	25.10 ± 0.08	30.87 ± 0.06	27.68 ± 0.06
$\lambda 6584$ [N II]	-0.34		0.13 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.86 ± 0.01	0.77 ± 0.01
$\lambda 6678$ He I	-0.35		0.29 ± 0.01	0.26 ± 0.01	0.37 ± 0.01	0.33 ± 0.01
$\lambda 6717$ [S II]	-0.36		0.23 ± 0.01	0.21 ± 0.01	1.41 ± 0.01	1.25 ± 0.01
$\lambda 6731$ [S II]	-0.36		0.30 ± 0.01	0.26 ± 0.01	1.06 ± 0.01	0.94 ± 0.01
$\lambda 7065$ He I	-0.40		0.35 ± 0.01	0.30 ± 0.01	0.29 ± 0.01	0.26 ± 0.01
$\lambda 7281$ He I	-0.50		0.08 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.06 ± 0.01	0.05 ± 0.01
$\lambda 7325$ [O II]	-0.52		0.13 ± 0.02	0.11 ± 0.02	0.42 ± 0.01	0.36 ± 0.01
$C(H\beta)$			0.158		0.139	
$F(H\beta)$ (10^{-14} ergs $\text{cm}^{-1} \text{s}^{-2}$)			1.376		5.839	
EW($H\beta$)(em) (\AA)			423.7		113.2	

Tabla 6.7: Objeto 13: SDSS J132347.46-013251.9 y Objeto 14: SDSS J162410.11-002202.5

6.3. Análisis de abundancias

6.3.1. Líneas prohibidas

Se utilizaron las así llamadas líneas prohibidas para derivar temperaturas electrónicas y abundancias iónicas de O^{++} , O^+ , Ne^{++} , N^+ , S^+ y S^{++} utilizando simples algoritmos basados en soluciones de modelos de átomos de tres niveles de McCall (1984), con modificaciones menores basadas en cálculos colisionales para el [O III] por Keenan & Aggarwal (1987), los cuales son apropiados para densidades electrónicas tanto bajas como moderadas. Las densidades electrónicas fueron calculadas a partir de las líneas de [S II] utilizando la gráfica de Osterbrock (1989).

Los algoritmos para el cálculo de la temperatura y abundancias iónicas son los siguientes:

definimos la temperatura electrónica t como:

$$t \equiv t(OIII) = 1.432 [\log R - 0.85 + 0.03 \log t + \log(1 + 0.0433xt^{0.06})]^{-1} \quad (6.3)$$

en unidades de 10^4 K, donde $x = 10^{-4}n_e t_2^{-1/2}$ es la densidad electrónica en cm^{-3}

$$R \equiv \frac{4959 + 5007}{4363} \quad (6.4)$$

$$t_2^{-1} \equiv [t(O, N, S)]^{-1} = 0.5 [t^{-1} + 0.8] \quad (6.5)$$

los cuales están basados en modelos calculados por Stasinska (1990). De igual manera, las abundancias iónicas están dadas por:

$$12 + \log(O^{++}/H^+) = \log \frac{4959 + 5007}{H\beta} + 6.174 + \frac{1.251}{t} - 0.55 \log t \quad (6.6)$$

$$12 + \log(O^+/H^+) = \log \frac{3727}{H\beta} + 5.890 + \frac{1.676}{t_2} - 0.40 \log t_2 + \log(1 + 1.35x) \quad (6.7)$$

$$\log(O^+/N^+) = \log \frac{3727}{6548 + 6584} - 0.307 + \frac{0.726}{t_2} + 0.02 \log t_2 + \log \frac{1 + 1.135}{1 + 0.116x} \quad (6.8)$$

$$\log(O^{++}/Ne^{++}) = \log \frac{4959 + 5007}{3869} - 0.215 - \frac{0.355}{t} - 0.13 \log t \quad (6.9)$$

$$12 + \log(S^+/H^+) = \log \frac{6717 + 6731}{H\beta} + 5.423 + \frac{0.929}{t_2} - 0.28 \log t_2 + \log(1 + 1.39x) \quad (6.10)$$

$$12 + \log(S^{++}/H^+) = \log \frac{6310}{H\beta} + 6.673 + \frac{1.678}{t} - 0.47 \log t \quad (6.11)$$

Las abundancias totales se derivaron para el caso de oxígeno sumando la ecuación (1.6) con (1.7) y para el nitrógeno suponiendo que $N/O = N^+/O^+$ lo cual parece ser una buena

aproximación en un 20% o mejor para regiones H II de baja abundancia de acuerdo con Garnett (1990). En el caso del azufre las correcciones necesarias por modelaje teórico para S⁺⁺ son importantes cuando O⁺/O < 0.2 (Garnett, 1989) no siendo el caso para los objetos estudiados.

Para ciertos objetos los cálculos no pudieron realizarse de manera directa debido a que presentaban ciertas características en sus líneas de emisión que de alguna u otra forma impedía la determinación directa de sus abundancias a través de las ecuaciones (6.6 - 6.11), estos casos particulares se discuten a continuación:

▪ **Objeto 8: SDSS J084527.60+530852.9 y Objeto 11: SDSS J125305.97-031258.8**

Estos objetos carecen de la línea de emisión [O III] $\lambda 5007$ debido posiblemente a la saturación del CCD. Para estos espectros se utilizó la relación teórica: $\lambda 5007/\lambda 4959 = 2.98$ de acuerdo con Storey & Zeippen (2000) para calcular el valor de $R = (\lambda 5007 + \lambda 4959)/\lambda 4363$ y posteriormente la temperatura. El valor mostrado para $\lambda 5007$ en las Tablas 6.3 y 6.6 corresponde al valor teórico en estos objetos.

▪ **Objeto 2: SDSS J003218.59+150014.1, Objeto 9: SDSS J094401.86-003832.1 y Objeto 13: SDSS J132347.46-013251.9**

Tales objetos carecen del doblete [O II] en $\lambda 3727$ debido a saturaciones en el CCD o un bajo corrimiento al rojo. Las ecuaciones (6.7) y (6.8) dependen del valor de este doblete para calcular las abundancias de O⁺/H y O⁺/N⁺. Para estos casos se utilizó el doblete [O II] en $\lambda 7325$ buscando una relación entre el cociente $\lambda 3727/\lambda 4861$ y $\lambda 7325/\lambda 4861$ para los objetos que disponían de ambos dobletes, así como valores de $\lambda 3727/\lambda 4861$ a partir de modelos de fotoionización para diferentes abundancias y temperaturas. El valor calculado de $\lambda 3727/\lambda 4861$ para estos objetos se muestra en la siguiente tabla

Objeto	I(3727)/I(H β)	I(3727)/I(H β)
(2) SDSS J003218.59+150014.1	15.24	0.42
(9) SDSS J094401.86-003832.1	9.56	0.35
(13) SDSS J132347.46-013251.9	3.57	0.13

Los resultados de la temperatura, densidad y abundancias determinadas para cada objeto se muestran en las Tablas 6.9 a 6.12.

6.3.2. Líneas de recombinación

En ausencia de efectos complicados, los cocientes de abundancia He⁺/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* (§ 2). Mientras que para el hidrógeno estos coeficientes funcionan eficientemente, existen ligeras discrepancias de unos cuantos por cientos con respecto a las líneas de helio y los coeficientes teóricos de recombinación de Brocklehurst, los cuales son utilizados para la determinación de la abundancia iónica del helio, esta discrepancia podría dar como resultado una subestimación sistemática de y⁺ por unos cuantos por cientos. Los algoritmos para determinar la abundancia iónica de helio se basan en el método de Pagel *et al.* y éstos se derivan de los coeficientes de recombinación de Brocklehurst (1971, 1972) los cuales son válidos para temperaturas en el rango $1 < t < 2$ en las unidades antes presentadas.

$$y^+ = 2.04 t^{0.13} \left(\frac{4471}{H\beta} \right) \tag{6.12}$$

$$= 0.738 t^{0.23} \left(\frac{5876}{H\beta} \right) \quad (6.13)$$

$$= 2.58 t^{0.25} \left(\frac{6678}{H\beta} \right) \quad (6.14)$$

$$y^{++} = 0.084 t^{0.14} \left(\frac{4686}{H\beta} \right) \quad (6.15)$$

Las abundancias iónicas obtenidas de esta forma sufren de ciertas incertidumbres y correcciones. Uno de los problemas consiste en las líneas de absorción de hidrógeno y helio en el continuo subyacente, lo cual puede ser importante cuando el ancho equivalente de las líneas de emisión es pequeño. Sin embargo, dado que la búsqueda de objetos se basó precisamente en encontrar regiones H II con amplios anchos equivalentes para H β este problema debe ser mínimo. Modelos teóricos de evolución desarrollados por Olofsson (1991) predicen anchos equivalentes del orden de 1-6 Å para componentes en absorción de H β , H γ y H δ , de tal manera que las posibles correcciones por este efecto en la muestra pueden ser despreciables.

Aparte de problemas accidentales tales como líneas de absorción telúricas o Galácticas (las cuales afectan únicamente λ 5876 en ciertos casos) las correcciones más importantes son debidas a contribuciones colisionales originadas por la metaestabilidad y por lo tanto la alta población del nivel He I 2³S como fue discutido en capítulos anteriores. Las correcciones implementadas para tal efecto son de la forma

$$y^+ = \frac{y_0^+}{1 + \gamma} \quad (6.16)$$

donde y_0^+ son las abundancias derivadas a partir de (6.12 - 6.14) y γ son los factores de corrección calculados para cada línea de He I como función de t y x a través de las formulas dadas por Clegg (1987), quien supone tasas colisionales calculadas por Berrington & Kingston (1987)

$$(4471) \quad \gamma = 6.11 t^{0.02} e^{-4.544/D} \quad (6.17)$$

$$(5876) \quad \gamma = (7.12 t^{0.14} e^{-3.776/t} + 1.47 t^{-0.28} e^{-4.544/t})/D \quad (6.18)$$

$$(6678) \quad \gamma = (3.27 t^{-0.41} e^{-3.777/t} + 0.49 t^{-0.52} e^{-4.544/t})/D \quad (6.19)$$

$$D = 1 + 3110 t^{-0.51} n_e^{-1} \quad (6.20)$$

Sin embargo, las correcciones calculadas de esta forma son muy pequeñas en la mayoría de los casos.

Otra consecuencia de la metaestabilidad del estado 2³S es la posibilidad de que las líneas de emisión sean excitadas por fluorescencia, la línea más sensible para este efecto es λ 7065 la cual es también sensible a colisiones. Sin embargo, después de tomar en cuenta correcciones por colisión, el cociente 7065/4471 se reduce aproximadamente de 1.0 a 0.5 comparado con los cocientes puros de recombinación teóricos de 0.33, lo cual indica que la contribución por fluorescencia de 4471, 5876 y 6678 es despreciable.

Como fue discutido anteriormente, otra fuente de incertidumbre la constituye el helio neutro dentro de la zona de He⁺. Al contrario de otros elementos, el helio es tan abundante que es capaz de formar su propia esfera de Strömgren dentro de la región H⁺ y por lo tanto la medición correspondiente de emisión está gobernada por la calidad del espectro de fotoionización más que por la abundancia de helio. Por otra parte, cuando el cociente de fotones capaces de ionizar helio con respecto a fotones ionizantes de hidrógeno excede el cociente de abundancia He/H, las zonas de ionización del hidrógeno y helio virtualmente coinciden, de tal manera

que en una región H II los factores de corrección por ionización (ICF) para el helio dependen casi de manera exclusiva en la temperatura efectiva de las estrellas ionizantes. Sin embargo en una región H II mixta (dos regiones H II que no pueden ser resueltas por el telescopio) puede existir una región caliente emitiendo H I, He I y [O III] mientras que una más fría emite líneas de H I y [O II] con líneas débiles de He I debido a una pobre fotoionización. En tal caso, la suposición de una única región H II podría desestimar el factor de corrección por ionización para He.

El método para estimar la significancia del helio neutro en las regiones observadas se basa en el procedimiento de Mathis (1982) y utiliza como principio estimar la potencia del campo de radiación comparando los cocientes de ionización O^+/O^{++} y S^+/S^{++} para lo cual se define el parámetro de dureza de radiación (radiation softness parameter, Vilchez & Pagel 1988):

$$\eta = (O^+/S^+) (S^{++}/O^{++}) \quad (6.21)$$

el cual puede ser utilizado de una manera más sofisticada para determinar el factor de corrección por ionización a partir de modelos teóricos de fotoionización. Este factor fue calculado para todos los objetos de la muestra encontrando en todos los casos que $\log \eta < 0.9$ por lo que, siguiendo el criterio de Pagel *et al.*, no se aplicó ninguna corrección por helio neutro a las abundancias de helio derivadas.

Las abundancias iónicas de helio sin corrección y con corrección se muestran en las Tablas 6.9-6.12 para cada objeto. La abundancia total de helio de obtuvo sumando $y = y_{(prom)}^+ + y^{++}$. El promedio ponderado del ión $y_{(prom)}^+$ se obtiene sumando las contribuciones de las tres líneas dando un mayor peso a la determinación de $\lambda 5876$, debido a que es la línea más intensa de recombinación en el óptico para He I.

$$\frac{N(He^+)}{N(H^+)} = \frac{3}{5} \left[\frac{N(He^+, 5876)}{N(H^+, H\beta)} + \frac{1}{3} \frac{N(He^+, 4471)}{N(H^+, H\beta)} + \frac{1}{3} \frac{N(He^+, 6678)}{N(H^+, H\beta)} \right] \quad (6.22)$$

Finalmente, siguiendo la formulación de Pagel *et al.*, la fracción de masa de helio está dada por:

$$\begin{aligned} Y &= \frac{4y(1-Z)}{1+4y} \\ &= \frac{4y[1-20(O/H)]}{1+4y} \end{aligned} \quad (6.23)$$

Como medida de comparación, se utilizaron los datos de dos objetos (Tololo 1214-277 y UM 461) incluidos en el artículo de Pagel *et al.* y se procedió a realizar el cálculo de la temperatura, densidad y abundancias para tales objetos utilizando la misma rutina escrita en el lenguaje IDL que se usó para calcular las abundancias mostradas en las Tablas 6.9-6.12. Los resultados obtenidos con esta rutina reproducen satisfactoriamente los parámetros y abundancias reportados en Pagel *et al.* para tales objetos.

6.4. Determinación adicional de la abundancia de helio

Benjamin, Skillman & Smits publican en 1999 un artículo en el cual 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 tazas colisionales de Sawey & Berrington (1993).

¹Peimbert & Torres-Peimbert, 1974

Línea (Å)	Función de Ajuste	σ_{fit}
4471	$f = 2.01 t^{0.127-0.00041n_e}$	7.67×10^{-3}
5876	$f = 0.735 t^{0.230-0.0003n_e}$	3.06×10^{-3}
6678	$f = 2.58 t^{0.249+0.0002n_e}$	3.05×10^{-3}
4686	$f = 0.0816 t^{0.145}$	8.72×10^{-5}

Tabla 6.8: Funciones de ajuste a la abundancia de helio, válida en el rango $1.2 < t < 2.0$ y $1 < n_e < 300 \text{ cm}^{-3}$

Estas nuevas emisividades son válidas para temperaturas y densidades propias de regiones H II extragalácticas. La utilización de estas nuevas emisividades permite definir nuevos algoritmos que se han utilizado desde entonces para calcular la abundancia de helio a partir de las mediciones de las intensidades de línea de este elemento en el óptico. Una de las ventajas del uso de estas nuevas emisividades es que elimina la necesidad de tomar en cuenta correcciones por excitación colisional para las líneas con niveles abajo de $n = 5$ y provee de funciones de ajuste que miden la abundancia de helio con una precisión del orden del 1 %.

Benjamin *et al.* presentan funciones de ajuste a las observaciones considerando un rango restringido de temperaturas y densidades apropiadas para regiones extragalácticas H II de baja metalicidad: $1.2 < t < 2.0$ y $1 < n_e < 300 \text{ cm}^{-3}$. Consideran las líneas ópticas más brillantes al igual que en determinaciones anteriores, para el helio una vez ionizado: $\lambda 4471$, $\lambda 5876$ y $\lambda 6678 \text{ \AA}$, y para el helio doblemente ionizado: $\lambda 4686 \text{ \AA}$.

Utilizando las funciones de ajuste de la tabla 6.8, la abundancia de helio por número utilizando una línea dada es igual a

$$y_{linea} = \frac{I_{linea}}{I_{H\beta}} f_{linea}(n_e, t) \quad (6.24)$$

donde la abundancia puede ser convertida a la fracción de masa utilizando la relación (1.22).

De igual manera, Benjamin *et al.* caracterizan las incertidumbres del análisis asociadas a las incertidumbres en la temperatura, densidad, funciones de ajuste y modelos atómicos. Para la determinación de la abundancia de helio, el error asociado en la fracción de masa Y esta dada por:

$$\sigma_y = \sqrt{\sigma_f^2 r^2 + \sigma_r^2 f^2} \quad (6.25)$$

en donde r es la intensidad de la línea de helio considerada relativa a la intensidad de H β y f es la función de ajuste, por lo que σ_r representa la incertidumbre observacional. La incertidumbre del análisis σ_f proviene de tres fuentes: la incertidumbre introducida por el hecho de utilizar una función de ajuste en lugar de una emisividad exacta tabulada, la incertidumbre debida a los datos atómicos y la incertidumbre producida por las mismas incertidumbres de la densidad y temperatura, los cuales son parámetros de entrada en las funciones de ajuste.

Para el conjunto de objetos de la muestra analizada, sólo algunos objetos se encuentran dentro de los rangos permitidos de temperatura y densidad, por lo que la determinación de la abundancia de helio a través de las funciones de ajuste mostradas en la tabla 6.8 sólo es válida para algunos objetos. A manera de comparación, en las Tablas 6.9 a 6.12 se muestran las abundancias de helio derivadas para cada objeto utilizando ámbos métodos, sin embargo se marcan con un asterisco (*) los valores determinados de Y_P que corresponden a objetos fuera de los rangos de temperatura y densidad permitidos.

El análisis de abundancias para la muestra de objetos se muestra en las siguientes tablas.

	Objetos			
	SDSS J002101.03+005248.1	SDSS J003218.59+150014.1	SDSS J024052.19-082827.4 (a)	SDSS J024052.19-082827.4 (b)
t (x10 ⁴)	1.183 ± 0.013	1.226 ± 0.006	1.499 ± 0.05	1.478 ± 0.06
n _e	150 ± 50	150 ± 50	500 ± 50	500 ± 50
12 + log(O ⁺⁺ /H ⁺)	7.97 ± 0.05	7.95 ± 0.06	7.88 ± 0.02	7.91 ± 0.01
12 + log(O ⁺ /H ⁺)	7.49 ± 0.57	7.40 ± 0.48	6.86 ± 0.46	6.82 ± 0.02
log(O ⁺ /N ⁺)	0.98 ± 0.25	1.37 ± 0.30	0.96 ± 0.19	0.87 ± 0.46
log(O ⁺⁺ /Ne ⁺⁺)	0.63 ± 0.01	0.71 ± 0.02	0.78 ± 0.01	0.82 ± 0.19
12 + log(S ⁺ /H ⁺)	5.67 ± 0.32	5.61 ± 0.28	5.05 ± 0.25	5.04 ± 0.02
12 + log(S ⁺⁺ /H ⁺)	6.31 ± 0.02	6.38 ± 0.03	5.82 ± 0.01	5.77 ± 0.25
12 + log(O/H)	8.09 ± 0.57	8.06 ± 0.45	7.92 ± 0.46	7.94 ± 0.01
O/H (x 10 ⁵)	12.37 ± 1.29	11.47 ± 1.12	8.27 ± 0.19	8.77 ± 0.46
N/H (x 10 ⁶)	12.90 ± 1.39	4.88 ± 1.32	9.02 ± 0.33	11.81 ± 0.18
10 ³ y ⁺ (4471)	75.06 ± 0.01	77.51 ± 0.02	94.61 ± 0.01	98.73 ± 0.35
γ (4471)	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01
10 ³ y ⁺ (5876)	98.19 ± 0.01	81.21 ± 0.02	96.39 ± 0.02	95.27 ± 0.02
γ (5876)	0.016	0.02	0.11	0.11
10 ³ y ⁺ (6678)	104.94 ± 0.02	84.16 ± 0.03	102.77 ± 0.01	102.41 ± 0.01
γ (6678)	< 0.01	< 0.01	0.04	0.04
10 ³ y ⁺⁺	1.29 ± 0.01	1.21 ± 0.06	3.11 ± 0.02	2.84 ± 0.01
corrección γ:				
10 ³ y ⁺ (4471)	74.96 ± 1.22	77.41 ± 1.61	94.50 ± 1.36	98.61 ± 1.35
10 ³ y ⁺ (5876)	96.60 ± 0.85	79.71 ± 1.44	86.79 ± 1.01	86.15 ± 1.11
10 ³ y ⁺ (6678)	104.24 ± 0.96	83.53 ± 1.23	98.82 ± 1.57	98.61 ± 01.05
10 ³ y	95.08 ± 0.75	81.22 ± 0.82	93.85 ± 1.25	93.98 ± 1.10
10 ² Y	27.48 ± 0.33	24.47 ± 0.30	27.25 ± 0.25	27.27 ± 0.28
Benjamin <i>et al.</i> :				
10 ³ y ⁺ (4471)	73.16 ± 0.02	75.37 ± 0.02	85.69 ± 0.05	89.68 ± 0.08
10 ³ y ⁺ (5876)	96.25 ± 0.05	79.34 ± 0.06	84.51 ± 0.21	83.90 ± 0.19
10 ³ y ⁺ (6678)	105.45 ± 0.03	84.66 ± 0.04	106.97 ± 0.06	106.45 ± 0.05
10 ³ y ⁺⁺	1.25 ± 0.04	1.18 ± 0.08	3.03 ± 0.05	2.76 ± 0.06
10 ³ y	94.72 ± 1.25	80.78 ± 1.28	92.26 ± 0.25	92.32 ± 1.54
10 ² Y	* 27.41 ± 0.35	24.37 ± 0.41	* 26.91 ± 0.28	* 26.92 ± 0.32

Tabla 6.9: Análisis de abundancia para los objetos 1, 2, 3 y 4

Objetos				
	SDSS J082530.67+504804.4	SDSS J084029.91+470710.2 (a)	SDSS J084029.91+470710.2 (b)	SDSS J084527.60+530852.9
t (x 10 ⁴)	1.282 ± 0.02	1.807 ± 0.007	1.786 ± 0.001	1.235 ± 0.001
n _e	150 ± 20	450 ± 50	500 ± 50	90 ± 10
12 + log(O ⁺⁺ /H ⁺)	7.90 ± 0.01	7.60 ± 0.01	7.62 ± 0.01	8.01 ± 0.01
12 + log(O ⁺ /H ⁺)	7.44 ± 0.52	6.65 ± 0.38	6.66 ± 0.39	7.44 ± 0.55
log(O ⁺ /N ⁺)	1.25 ± 0.22	0.64 ± 0.16	0.60 ± 0.17	1.34 ± 0.23
log(O ⁺⁺ /N _e ⁺⁺)	0.70 ± 0.02	0.76 ± 0.02	0.77 ± 0.01	0.74 ± 0.01
12 + log(S ⁺ /H ⁺)	5.68 ± 0.29	4.98 ± 0.21	4.95 ± 0.22	5.62 ± 0.31
12 + log(S ⁺⁺ /H ⁺)	6.23 ± 0.03	5.68 ± 0.01	5.61 ± 0.02	6.31 ± 0.01
12 + log(O/H)	8.03 ± 0.53	7.65 ± 0.38	7.67 ± 0.39	8.11 ± 0.55
O/H (x 10 ⁵)	10.65 ± 1.06	4.43 ± 0.10	4.66 ± 0.11	12.93 ± 1.11
N/H (x 10 ⁶)	5.96 ± 0.63	10.16 ± 0.28	11.71 ± 0.32	5.95 ± 0.55
10 ³ y ⁺ (4471)	71.64 ± 0.05	96.94 ± 0.05	98.99 ± 0.01	94.35 ± 0.01
γ (4471)	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01
10 ³ y ⁺ (5876)	85.95 ± 0.02	101.47 ± 0.03	100.35 ± 0.01	87.54 ± 0.01
γ (5876)	0.02	0.17	0.18	0.01
10 ³ y ⁺ (6678)	93.34 ± 0.01	107.69 ± 1.48	89.48 ± 0.02	84.31 ± 0.02
γ (6678)	0.01	0.06	0.06	< 0.00
10 ³ y ⁺⁺	0.09 ± 0.01	2.10 ± 0.01	2.28 ± 1.47	0.00 ± 0.01
corrección γ:				
10 ³ y ⁺ (4471)	71.57 ± 1.26	96.91 ± 1.15	98.96 ± 1.05	94.29 ± 1.24
10 ³ y ⁺ (5876)	84.09 ± 0.97	86.50 ± 0.88	84.82 ± 1.18	86.52 ± 1.02
10 ³ y ⁺ (6678)	92.54 ± 1.09	101.91 ± 2.01	84.39 ± 1.33	83.92 ± 1.46
10 ³ y	83.36 ± 0.98	93.76 ± 1.04	89.83 ± 1.21	87.60 ± 1.14
10 ² Y	24.95 ± 0.52	27.25 ± 0.46	26.41 ± 0.25	25.88 ± 0.22
Benjamin <i>et al.</i> :				
10 ³ y ⁺ (4471)	69.46 ± 0.05	85.48 ± 0.07	86.45 ± 0.09	92.19 ± 0.02
10 ³ y ⁺ (5876)	83.62 ± 0.09	85.45 ± 0.04	83.26 ± 0.07	86.15 ± 0.05
10 ³ y ⁺ (6678)	94.02 ± 0.04	113.51 ± 0.06	94.76 ± 0.05	84.62 ± 0.04
10 ³ y ⁺⁺	0.08 ± 0.02	2.04 ± 0.08	2.22 ± 0.06	0.00 ± 0.03
10 ³ y	82.38 ± 1.20	93.12 ± 1.11	88.42 ± 0.54	87.05 ± 0.80
10 ² Y	24.73 ± 0.60	* 27.12 ± 0.57	* 26.10 ± 0.30	25.76 ± 0.32

Tabla 6.10: Análisis de abundancia para los objetos 5, 6, 7 y 8

	Objetos			
	SDSS J094401.86-003832.1	SDSS J104554.77+010405.7	SDSS J125305.97-031258.8	SDSS J130249.19+653449.4
t (x 10 ⁴)	1.642 ± 0.003	1.112 ± 0.002	1.335 ± 0.001	1.400 ± 0.002
n _e	150 ± 50	140 ± 20	500 ± 50	10 ± 5
12 + log(O ⁺⁺ /H ⁺)	7.64 ± 0.23	8.11 ± 0.02	8.00 ± 0.02	7.88 ± 0.01
12 + log(O ⁺ /H ⁺)	7.00 ± 0.31	7.54 ± 0.61	7.12 ± 0.51	7.28 ± 0.49
log(O ⁺ /N ⁺)	1.57 ± 0.02	1.30 ± 0.26	0.92 ± 0.22	1.36 ± 0.21
log(O ⁺⁺ /Ne ⁺⁺)	0.73 ± 0.59	0.75 ± 0.01	0.76 ± 0.02	0.70 ± 0.02
12 + log(S ⁺ /H ⁺)	5.12 ± 0.32	5.71 ± 0.34	5.29 ± 0.28	5.49 ± 0.27
12 + log(S ⁺⁺ /H ⁺)	5.80 ± 0.02	6.39 ± 0.01	6.15 ± 0.01	6.06 ± 0.02
12 + log(O/H)	7.73 ± 0.35	8.21 ± 0.61	8.06 ± 0.51	7.98 ± 0.49
O/H (x 10 ⁵)	5.36 ± 1.23	16.40 ± 1.55	11.38 ± 0.45	9.53 ± 0.67
N/H (x 10 ⁶)	1.44 ± 0.58	8.20 ± 0.83	13.76 ± 0.64	4.20 ± 0.32
10 ³ y ⁺ (4471)	87.03 ± 0.74	78.60 ± 0.08	84.72 ± 0.05	91.64 ± 0.15
γ (4471)	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01
10 ³ y ⁺ (5876)	86.85 ± 0.09	87.72 ± 0.02	95.43 ± 0.01	83.72 ± 0.08
γ (5876)	0.05	< 0.01	0.08	< 0.01
10 ³ y ⁺ (6678)	81.78 ± 0.02	90.08 ± 0.01	105.38 ± 0.03	95.42 ± 0.06
γ (6678)	0.02	< 0.01	0.03	< 0.01
10 ³ y ⁺⁺	1.35 ± 0.01	0.68 ± 0.01	1.05 ± 0.04	1.32 ± 0.03
corrección γ:				
10 ³ y ⁺ (4471)	87.02 ± 1.51	78.46 ± 1.18	84.53 ± 1.29	91.64 ± 1.32
10 ³ y ⁺ (5876)	82.76 ± 1.45	86.68 ± 0.98	88.70 ± 1.01	83.55 ± 1.08
10 ³ y ⁺ (6678)	80.41 ± 1.62	89.62 ± 1.02	102.40 ± 1.21	95.34 ± 1.22
10 ³ y	84.49 ± 1.20	86.30 ± 1.07	91.69 ± 1.05	88.85 ± 1.08
10 ² Y	25.23 ± 0.48	25.58 ± 0.35	26.77 ± 0.10	26.17 ± 0.21
Benjamin <i>et al.</i> :				
10 ³ y ⁺ (4471)	83.05 ± 0.05	76.95 ± 0.08	78.61 ± 0.02	90.08 ± 0.03
10 ³ y ⁺ (5876)	82.54 ± 0.07	86.55 ± 0.05	86.78 ± 0.02	83.21 ± 0.05
10 ³ y ⁺ (6678)	82.96 ± 0.02	90.34 ± 0.06	108.44 ± 0.02	95.45 ± 0.08
10 ³ y ⁺⁺	1.32 ± 0.01	0.66 ± 0.01	1.02 ± 0.02	1.29 ± 0.13
10 ³ y	84.05 ± 0.89	85.39 ± 0.74	90.49 ± 1.02	88.32 ± 1.81
10 ² Y	25.13 ± 0.42	25.52 ± 0.46	26.06 ± 0.15	26.06 ± 0.31

Tabla 6.11: Análisis de abundancia para los objetos 9, 10, 11 y 12

	Objetos	
	SDSS J132347.46-013251.9	SDSS J162410.11-002202.5
t ($\times 10^4$)	1.719 ± 0.02	1.185 ± 0.002
n_e	1000 ± 100	150 ± 20
$12 + \log(O^{++}/H^+)$	7.76 ± 0.05	8.07 ± 0.02
$12 + \log(O^+/H^+)$	6.54 ± 0.62	7.45 ± 0.57
$\log(O^+/N^+)$	1.48 ± 0.35	1.50 ± 0.24
$\log(O^{++}/Ne^{++})$	0.83 ± 0.03	0.69 ± 0.01
$12 + \log(S^+/H^+)$	4.74 ± 0.28	5.51 ± 0.31
$12 + \log(S^{++}/H^+)$	5.49 ± 0.04	6.23 ± 0.05
$12 + \log(O/H)$	7.78 ± 1.01	8.17 ± 0.58
O/H ($\times 10^5$)	6.08 ± 1.20	14.70 ± 1.18
N/H ($\times 10^6$)	2.03 ± 0.59	4.65 ± 0.41
$10^3 y^+$ (4471)	89.74 ± 0.67	83.42 ± 0.54
γ (4471)	< 0.01	< 0.01
$10^3 y^+$ (5876)	78.58 ± 0.84	83.64 ± 0.89
γ (5876)	0.28	0.02
$10^3 y^+$ (6678)	76.81 ± 0.58	88.83 ± 0.61
γ (6678)	0.09	0.01
$10^3 y^{++}$	1.81 ± 0.05	1.38 ± 0.10
corrección γ :		
$10^3 y^+$ (4471)	89.68 ± 1.14	83.30 ± 1.21
$10^3 y^+$ (5876)	61.34 ± 1.28	82.28 ± 1.52
$10^3 y^+$ (6678)	70.18 ± 0.97	88.23 ± 1.43
$10^3 y$	70.58 ± 1.54	85.06 ± 1.64
$10^2 Y$	24.15 ± 0.45	25.31 ± 0.18
Benjamin <i>et al.</i> :		
$10^3 y^+$ (4471)	70.70 ± 1.53	81.30 ± 1.24
$10^3 y^+$ (5876)	55.63 ± 1.22	81.98 ± 1.33
$10^3 y^+$ (6678)	85.55 ± 1.15	89.27 ± 1.47
$10^3 y^{++}$	1.77 ± 0.18	1.34 ± 0.09
$10^3 y$	66.39 ± 1.01	84.61 ± 1.19
$10^2 Y$	* 24.20 ± 0.53	25.21 ± 0.21

Tabla 6.12: Análisis de abundancia para los objetos 13 y 14

Capítulo 7

Resultados y conclusiones

Después de llevar a cabo las mediciones espectroscópicas y el análisis de los datos mostrados en el capítulo 6, las tablas 6.9 a 6.12 muestran los resultados finales del análisis de abundancias para la muestra de regiones H II. Se muestra para cada objeto la temperatura en unidades de 10^4 K, así como la densidad electrónica media, la abundancia iónica para diferentes especies y las abundancias totales para el caso del oxígeno y nitrógeno.

De igual manera, la abundancia de helio se muestra en dos diferentes bloques, siendo el primero el correspondiente al método descrito por Pagel *et al.* y el segundo al cálculo por medio de las ecuaciones descritas por Benjamin *et al.* En el primer caso se muestran las abundancias iónicas de y^+ en unidades de 10^3 calculadas por cada una de las tres líneas de He I para las cuales se dispone de una función para la abundancia, así como el factor de corrección γ por cada línea debido a las contribuciones colisionales. Sin embargo estas correcciones son en su gran mayoría muy pequeñas.

Posteriormente se muestran las abundancias iónicas de y^+ corregidas por contribuciones colisionales así como la abundancia total de helio en unidades de 10^3 donde

$$y = y_{prom}^+ + y^{++} \quad (7.1)$$

en donde y_{prom}^+ se obtiene a partir del promedio ponderado de la ecuación (6.22) de las abundancias iónicas de y^+ en las tres diferentes líneas. Finalmente, se muestra la abundancia de helio primordial como fracción de masa Y en unidades de 10^2 obtenida a partir de la ecuación (6.23).

En el segundo bloque se muestran de igual manera las abundancias iónicas, totales y por fracción de masa de helio siguiendo el método de Benjamin *et al.* Las abundancias en este caso no son corregidas por contribución colisional debido a que las funciones de ajuste con las cuales se calcularon estas abundancias incluyen tales efectos. Sin embargo, los resultados de Benjamin *et al.* son sólo aplicables a un rango de temperaturas y densidades restringidos, por lo que la determinación de la abundancia de helio para objetos que se encuentran fuera de estos rangos se señalan con un asterisco.

Cabe resaltar la gran similitud entre las abundancias de helio obtenidas a partir de los diferentes métodos aún cuando el segundo se encuentra restringido a ciertos valores de densidad y temperatura, sin embargo se incluyen los cálculos para aquellos objetos que no cumplen las condiciones a fin de presentar un conjunto de resultados homogéneo. Para el objeto 3-4: SDSS J024052.19-082827.4 de la tabla 6.9 se encuentra que tanto su temperatura como densidad presentan valores altos y el análisis independiente para cada observación resulta en una determinación de las abundancias muy similar, lo cual es de esperarse tratándose del mismo objeto.

Éste es el mismo caso para el objeto SDSS J084029.91+470710.2, el cual es una región con dos observaciones en el catálogo del SDSS correspondientes a los objetos 6 y 7. La temperatura de esta región es considerablemente alta al igual que su densidad. Este objeto junto con el mencionado anteriormente constituyen las regiones H II más peculiares de la muestra debido no sólo a su temperatura sino a su análisis de abundancias, el cual será discutido posteriormente. El resto de los objetos presenta un análisis de abundancias característico de regiones H II de baja metalicidad, con excepción de la región 13: SDSS J132347.46-013251.9 (tabla 6.12) la cual tiene una alta temperatura y la densidad más grande de toda la muestra, por lo que posiblemente la medición espectroscópica se realizó en la región nuclear de la galaxia H II.

Una característica de todas las mediciones consiste en la discrepancia de la abundancia de helio una vez ionizado calculada a través de la línea $\lambda 6678$ con el resto de las líneas de He I, la cual es sistemáticamente mayor (tanto en el método de Pagel *et al.* como en el de Benjamin *et al.*) para todos los objetos con excepción del 7, 8, 9 y 13. Sin embargo, utilizando el promedio ponderado para las abundancias del helio una vez ionizado este efecto se minimiza. Las abundancias totales de helio calculadas para cada objeto en función de las abundancias de oxígeno y nitrógeno se muestran en la Figura 7.1. Los números para cada par de datos representan la nomenclatura del objeto, los diamantes cerrados son los datos calculados a partir del método de Pagel *et al.* y los diamantes abiertos son los datos calculados a través del método de Benjamin *et al.* Las barras de error representan desviaciones en el cálculo del helio dentro de $1-\sigma$ del valor central.

7.1. Objetos peculiares

En el caso del nitrógeno, la correlación entre abundancia de helio y metalicidad muestra una clara correlación lineal que en primera instancia convergería a un valor Y_P entre 0.24 y 0.25. Sin embargo, para el caso del oxígeno el comportamiento es totalmente inesperado debido a objetos deficientes de oxígeno pero con una abundancia muy alta de helio. Estos objetos son el 3-4 y el 6-7, los cuales corresponden a los dos objetos con observaciones repetidas en la muestra. La presencia de estos objetos modifica en gran medida la supuesta correlación lineal entre la abundancia de helio y la metalicidad galáctica representada por O/H, nótese que la ausencia de los objetos anormales en el diagrama Y vs. O/H llevaría a la correlación lineal esperada, aunque con una mayor dispersión que para el caso de Y vs. N/H y con una pendiente más pronunciada. Este tipo de objetos con enriquecimiento de helio y nitrógeno, pero con una deficiencia de oxígeno han sido previamente reportados en la literatura como objetos atípicos, los cuales sufren de una contaminación local de nitrógeno que probablemente sea de origen secundario.

Pagel *et al.* (1986) describen cómo galaxias H II que muestran evidentes características espectrales de estrellas Wolf-Rayet (WR), normalmente tienen abundancias grandes tanto de helio como de nitrógeno en comparación con otros objetos con la misma abundancia de oxígeno. Ellos sugieren que estas regiones tienen un exceso local y temporal de helio y nitrógeno debido a contaminación de la región observada por vientos de estrellas masivas que contienen productos de la síntesis de hidrógeno, similares a aquellos encontrados en los anillos de nebulosas que rodean a estrellas Wolf-Rayet en nuestra Galaxia. Las estrellas Wolf-Rayet son estrellas calientes de alta luminosidad de tipo espectral O pero con espectros peculiares que contienen anchas bandas de emisión de He^+ , N^{++} (WN), C^{++} y C^{+++} (WC) ó O^{+++} (WO) pero con poco o ausente hidrógeno. Se cree que se trata de estrellas masivas (con masa inicial $\geq 1M_{\odot}$) en proceso de una extensa pérdida de masa a través de la cual la temperatura superficial crece constantemente debido a la exposición sucesiva de capas internas en diferentes etapas de quemado nuclear. Pagel (1987b) desarrolló una simple teoría de mezclado en la cual, cantidades arbitrarias de material producto del quemado del hidrógeno que consiste en helio y nitrógeno de estrellas WN (o sus estrellas supergigantes rojas progenitoras) se mezcla con material interestelar a un determinado periodo de la evolución química galáctica. Esta hipótesis se ajusta relativamente bien al exceso de helio y nitrógeno encontrados en diferentes objetos observados como NGC 5253, donde hay evidencia de este proceso debido a una fuerte característica espectral en $\lambda 4686$ debido a estrellas Wolf-Rayet.

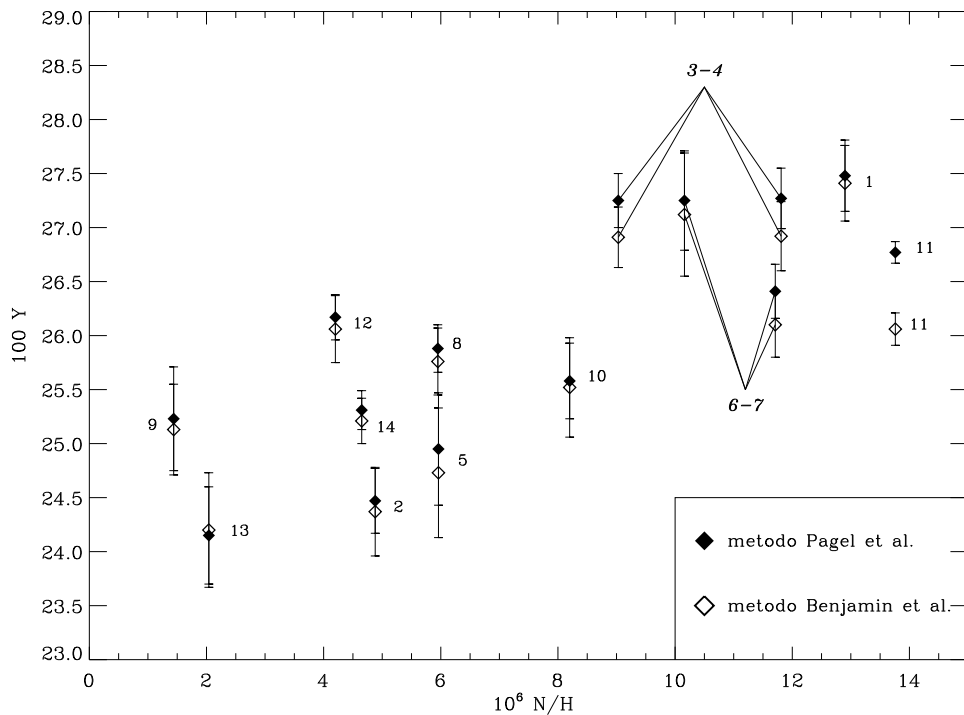
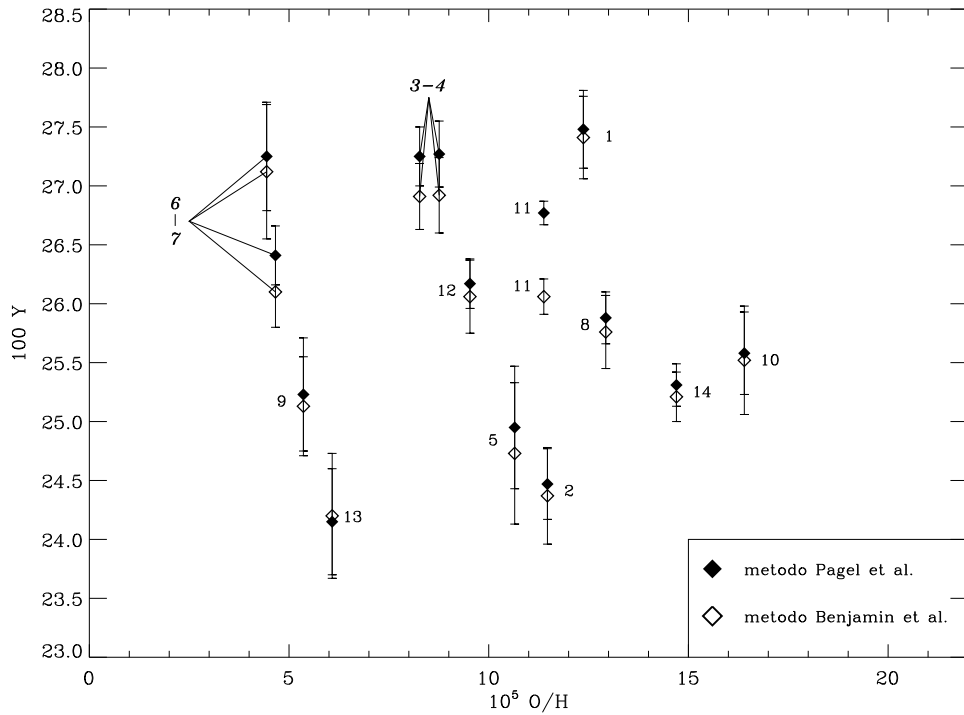


Figura 7.1: Abundancia de helio en fracción de masa en función de la abundancia de oxígeno y nitrógeno. Para cada objeto se muestra su posición y método utilizado para derivar su abundancia así como la barra de error dentro de 1- σ

En esta hipótesis de mezclado, no es de esperarse una correlación perfecta entre helio y nitrógeno debido que el exceso de nitrógeno es un producto secundario de la nucleosíntesis en donde $dY/d(N/H)$ varía inversamente con Z_{CNO} ¹ en el medio interestelar subyacente. Sin embargo, existen regiones H II reportadas en la literatura las cuales muestran un comportamiento inverso al previamente mencionado, tal es el caso de 30 Doradus el cual presenta un enriquecimiento de helio y de los elementos primarios (O, Ne, S, Ar) pero no con nitrógeno. Por lo tanto, un análisis más riguroso de los datos para determinar tanto Y_P como dY/dZ no debe basarse en una relación universal entre helio y otros elementos, sino que deben considerarse exclusivamente objetos para los cuales no exista evidencia del efecto de contaminación *in situ* de uno u otro elemento.

La Figura 7.2 muestra la relación empírica entre $\log(N/O)$ y $12+\log(O/H)$ a partir de modelos de evolución química para los objetos de la muestra (diamantes cerrados) y diversas galaxias H II tomadas de la literatura (círculos abiertos). En el caso de un modelo de evolución química instantáneo, se esperaría que los elementos primarios (aquellos que son el producto último del hidrógeno y helio originales en el nacimiento de una estrella) variaran lenta y progresivamente. Por otra parte, los elementos secundarios (producidos a partir de una importante cantidad de metales presentes en el nacimiento de una estrella) se multiplicarían proporcionalmente con la abundancia de los elementos primarios, la línea de la Figura 7.2 muestra un modelo simple que incluye un componente con $\log(N/O)=-1.5$ constante representando el nitrógeno primario, y una componente para la cual $\log(N/O)=\log(O/H)+2.2$, representando la producción de nitrógeno secundario. Esta simple representación se ajusta adecuadamente a la mayoría de los objetos de la muestra y a los objetos de la literatura. Sin embargo, para el caso de los objetos 3-4 y sobre todo para 6-7 éstos se encuentran muy por encima de la curva teórica y del resto de los objetos a la misma metalicidad, por lo que la anomalía de tales observaciones es evidente.

Tal anomalía podría explicarse a través de la teoría de mezcla de materiales producida por contaminación *in situ* de estrellas masivas con fuertes vientos que transporten material procesado al medio interestelar. Sin embargo, los espectros de los objetos 3-4 y 6-7 no muestran clara evidencia de procesos estelares tipo Wolf-Rayet o algún otra característica especial que haga dudar de la validez del análisis de abundancias. Tal incertidumbre podría existir si se trataran de objetos con una única medición espectroscópica, pero por una gran casualidad estos dos objetos tienen observaciones repetidas, en fechas distintas y con diferente placa y fibra espectroscópica, lo cual comprueba que se tratan de observaciones fidedignas y de comprobarse su anómala metalicidad, representarían objetos muy peculiares e importantes, como se discutirá posteriormente.

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 ($Z < Z_{\odot}/8$), 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 & Kazluaskas (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

¹Metalicidad producida a través del ciclo CNO de combustión estelar

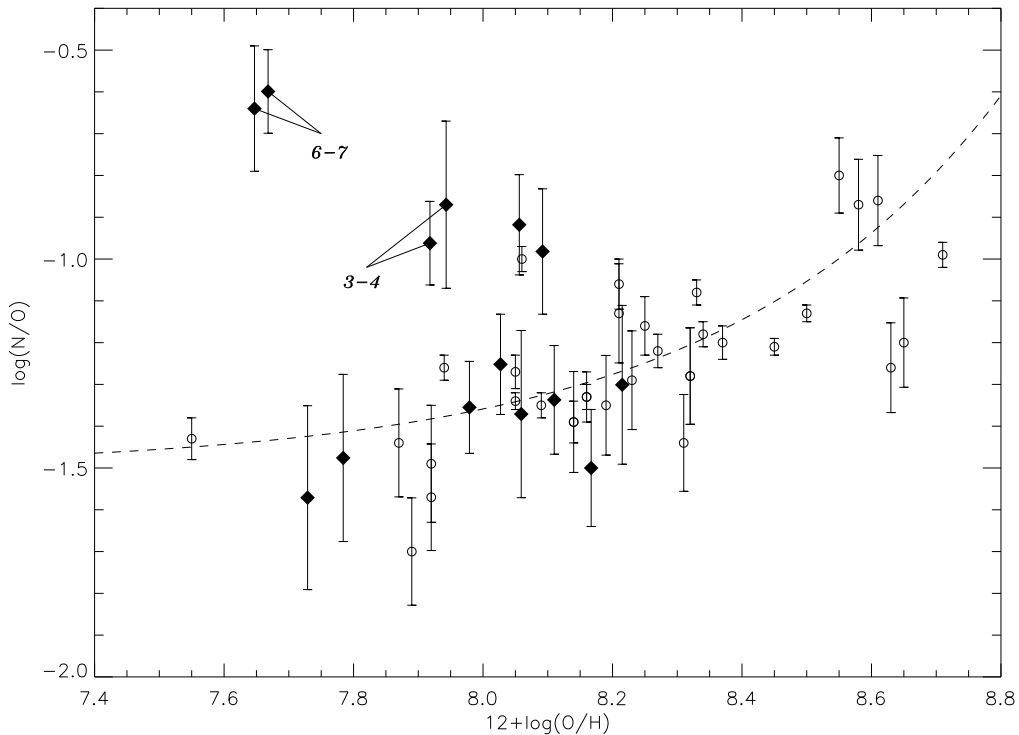


Figura 7.2: Relación entre $\log(N/O)$ y $12+\log(O/H)$, los datos de la muestra se representan como diamantes cerrados, mientras que los demás objetos tomados de la literatura como círculos abiertos. La línea representa un modelo teórico de evolución química, discutido en el texto.

siguientes relaciones lineales a cero metalicidad:

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

$$Y = Y_P + \frac{dY}{d(N/H)} \left(\frac{N}{H} \right) \quad (7.3)$$

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. El ajuste lineal de los objetos observados se realizó a través de dos métodos: ajuste por mínimos cuadrados y ajuste por minimización de la estadística χ^2 para el oxígeno y el nitrógeno, con los datos calculados a través del método de Pagel *et al.* (que no sufre por indeterminaciones en rangos de temperatura y densidad) y para el método de Benjamin *et al.* Las rectas ajustadas a los datos se muestran en la Figura 7.3, aunque únicamente se representa la recta resultante utilizando los datos del método de Pagel *et al.* y los parámetros de la estadística χ^2 , así como ajustes alternativos dentro de límites a $1-\sigma$ de los parámetros obtenidos en la regresión. Tales parámetros se muestran en la tabla 7.1 para el caso del oxígeno y del nitrógeno.

Debido a los objetos anómalos en el caso del oxígeno, la regresión lineal resulta con una pendiente negativa y un valor extremadamente alto para la abundancia Y_P . Sin embargo, en el caso del nitrógeno, la abundancia obtenida a partir de todos los métodos y estadísticas es cercana a un valor igual a $Y_P = 0.243 \pm 0.004$. Si de la muestra original se excluyen los objetos 3-4 y 6-7

Mínimos cuadrados		
Método	Oxígeno	Nitrógeno
<i>Pagel et al.</i>	(0.2638 ± 0.0096) - (0.0369 ± 0.0768) (O/H)	(0.2432 ± 0.0039) + (0.2218 ± 0.0450) (N/H)
<i>Benjamin et al.</i>	(0.2617 ± 0.0087) - (0.0301 ± 0.0565) (O/H)	(0.2434 ± 0.0052) + (0.2074 ± 0.0510) (N/H)
Minimización de la estadística χ^2		
Método	Oxígeno	Nitrógeno
<i>Pagel et al.</i>	(0.2637 ± 0.0088) - (0.0369 ± 0.0845) (O/H)	(0.2432 ± 0.0039) + (0.2218 ± 0.0463) (N/H)
<i>Benjamin et al.</i>	(0.2615 ± 0.0081) - (0.0342 ± 0.0784) (O/H)	(0.2436 ± 0.0041) + (0.1913 ± 0.0483) (N/H)

Tabla 7.1: Resultados de las regresiones lineales para el ajuste de los datos

para el caso del oxígeno, la regresión lineal con únicamente 10 objetos utilizando el método de Pagel *et al.* resulta en $Y_P = 0.2452 \pm 0.0048$ y para el método de Benjamin *et al.* $Y_P = 0.2446 \pm 0.0053$. A pesar de utilizarse pocos objetos en comparación a otras publicaciones profesionales, el resultado del método para la determinación de la abundancia de helio primordial y los resultados son consistentes con publicaciones anteriores.

7.3. Conclusiones

7.3.1. Abundancia primordial del helio

Finalmente, si consideramos únicamente como válida la determinación de la abundancia de helio primordial a través de la extrapolación a cero metalicidad, siendo la abundancia de nitrógeno característica de esta metalicidad, obtenemos tanto por mínimos cuadrados como por χ^2 , que la abundancia primordial de helio es:

$$Y_P = 0.243 \pm 0.004 \tag{7.4}$$

La determinación de la abundancia a través del oxígeno tiene un sesgo importante debido a la inclusión de los objetos 3-4 y 6-7. Sin embargo, si la veracidad de las abundancias obtenidas puede ser confirmada, la determinación de la abundancia de helio primordial con cualquier conjunto de regiones H II observadas debe llevarse a cabo considerando en todos los casos los objetos 3-4 y 6-7 debido a que representarían objetos particulares que impondrían una nueva pendiente dY/dZ y por lo tanto un valor de Y_P mucho más alto que el reportado en la literatura hasta el momento. Normalmente se considera que el nitrógeno no es tan buen trazador de la metalicidad como el oxígeno, sin embargo en este caso los resultados son muy consistentes con N/H mientras que no lo son para O/H aun excluyendo los objetos críticos antes mencionados. Una extensión mucho más crítica del presente trabajo debería determinar esta supuesta inconsistencia, así como considerar cambios en las hipótesis planteadas detrás de una relación lineal entre Y y O si se toman en cuenta los datos de los objetos críticos.

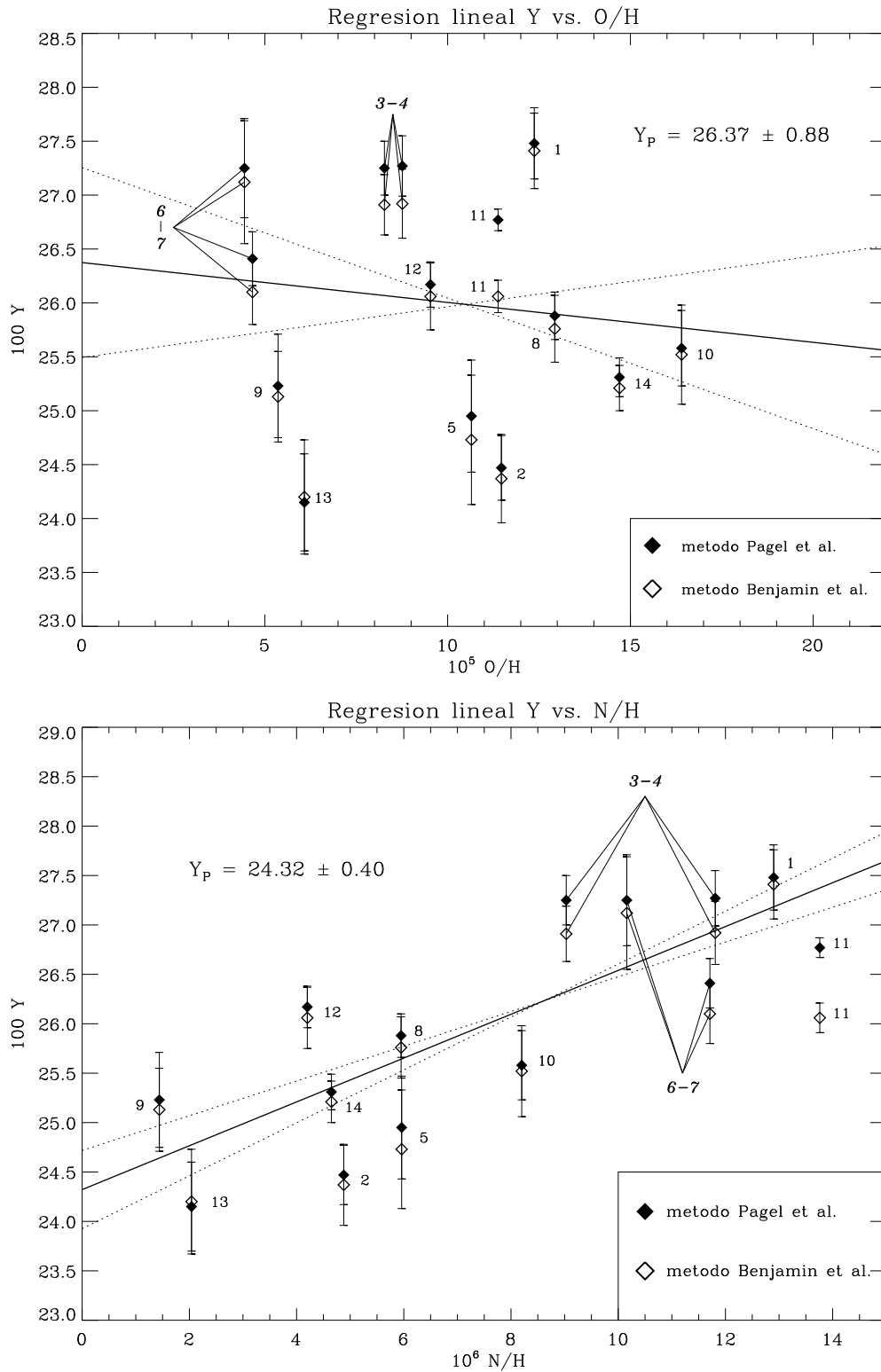


Figura 7.3: Regresiones lineales de la fracción de masa de helio Y vs. las abundancias de oxígeno y nitrógeno por minimización de χ^2 de los datos de Pagel *et al.*

Elemento	WMAP	Este trabajo
η_{10}	6.14 ± 0.25	$3.5^{+1.0}_{-0.7}$
$\Omega_b h^2$	0.0224 ± 0.0009	0.013 ± 0.04
$(D/H)_p$	$2.75^{+0.24}_{-0.19} \times 10^{-5}$	5.6×10^{-5}
$({}^3\text{He}/\text{H})_p$	$9.28^{+0.55}_{-0.54} \times 10^{-6}$	1.4×10^{-5}
Y_P	$0.2484^{+0.0004}_{-0.0005}$	0.243 ± 0.004
$({}^7\text{Li}/\text{H})_p$	$3.82^{+0.73}_{-0.60} \times 10^{-10}$	1.5×10^{-10}

Tabla 7.2: Comparación de las abundancias de elementos ligeros a partir de los datos de WMAP y del cálculo del presente trabajo. La constante de Hubble h , se encuentra normalizada a $H_0/100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$

7.3.2. Implicaciones cosmológicas

En la Figura 7.4 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 η es el cociente de bariones a fotones predicho por el modelo estándar de nucleosíntesis primordial, con un número de familias de neutrino $N_\nu = 3$ y una vida media de los neutrones de $\tau_n = 887$ segundos. Para un valor adoptado de $Y_P = 0.243 \pm 0.004$ se deriva que $\eta_{10} = 3.5^{+1.0}_{-0.7}$, lo cual corresponde a una fracción de masa bariónica $\Omega_b h_{100}^2 = 0.013 \pm 0.04$, donde h_{100} es la constante de Hubble en unidades de $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

El valor supuesto de Y_P implicaría una abundancia de $(D/H)_p = 5.6 \times 10^{-5}$, $({}^3\text{He}/\text{H})_p = 1.4 \times 10^{-5}$ y $({}^7\text{Li}/\text{H})_p = 1.5 \times 10^{-10}$. Las abundancias primordiales de D pueden ser calculadas a través de mediciones en el medio interestelar (ISM) de la Galaxia y en el Sistema Solar. El medio interestelar de la Vía Láctea ha sido útil para calcular un límite inferior de la abundancia de deuterio primordial, siendo éste de $(D/H)_p = (1.6 \pm 0.1) \times 10^{-5}$, debido a la destrucción de deuterio en procesos estelares. Hata *et al.* (1996) encuentran que a partir de mediciones en el medio interestelar y en el Sistema Solar la abundancia de deuterio primordial se encuentra en el rango $1.5 \times 10^{-5} \leq (D/H)_p \leq 10.0 \times 10^{-5}$ con un valor central de $3.5^{+2.7}_{-1.8}$ y para el caso de helio-3, $({}^3\text{He}/\text{H})_p \leq 2.6 \times 10^{-5}$. Estos valores son enteramente consistentes con el resultado obtenido a partir de la determinación de Y_P .

Sin embargo, los valores derivados para la abundancia de elementos ligeros a partir de la determinación de Y_P no son consistentes en absoluto con los resultados de WMAP como lo muestra la tabla 7.2, el valor determinado de Y_P se encuentra $\Delta 0.005$ por debajo del valor predicho por la medición de la radiación cósmica de fondo. En general, los valores determinados observacionalmente de Y_P se encuentran en un rango entre $0.232 \leq Y_P \leq 0.258$ convergiendo a un valor de $Y_P = 0.24$, pero en general, los valores determinados observacionalmente se encuentran siempre por debajo de las predicciones de WMAP por lo que, si se confirman las abundancias obtenidas en este trabajo, la inclusión de los objetos 3-4 y 6-7 en las muestras de regiones H II reportadas en la literatura subiría substancialmente la determinación de Y_P a valores cercanos a los de WMAP, $Y_{P,WMAP} \approx 0.2484$.

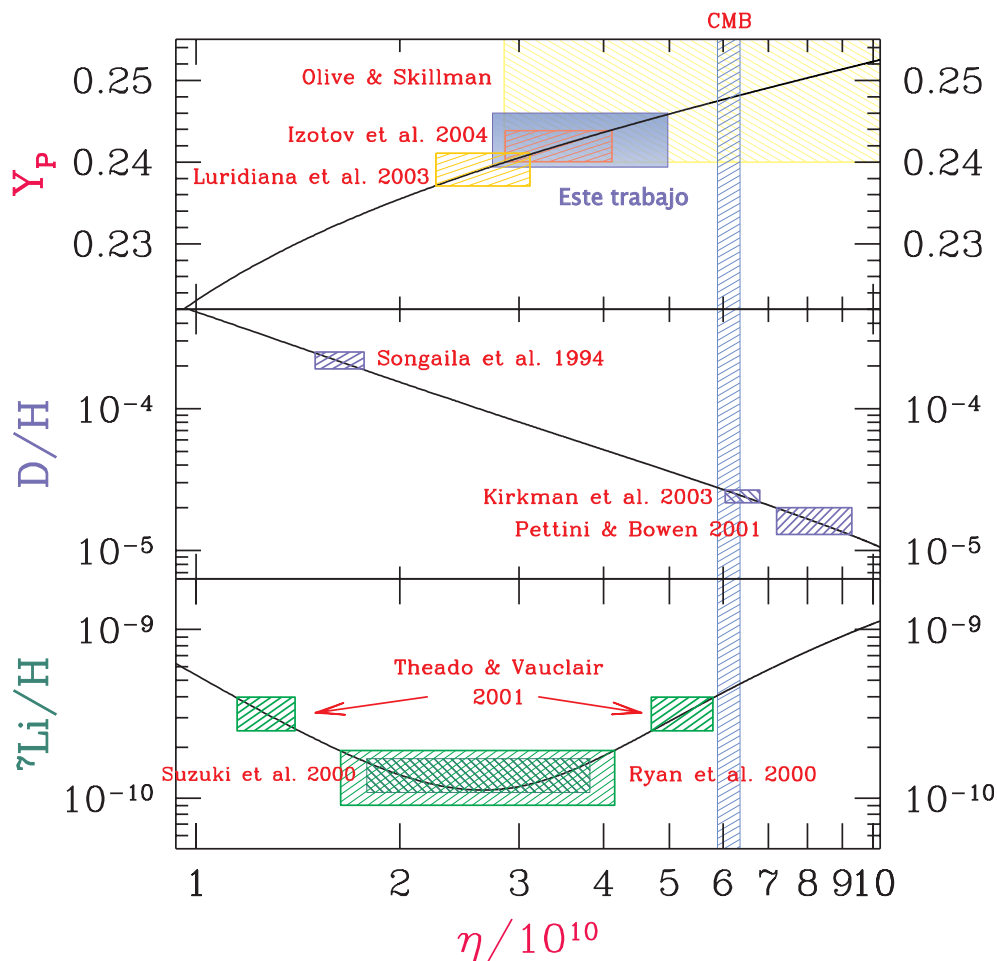


Figura 7.4: Abundancias de los elementos ligeros como función de $\eta_{10} \equiv 10^{10}\eta$, el resultado de este trabajo se muestra como un recuadro en rojo. (Cortesía: Valentina Luridiana)

7.4. Perspectivas para investigación futura

Una de las consideraciones más importantes de este ejercicio es que, a pesar de contar aparentemente con datos de alta calidad, las abundancias finales para cualquier región H II dependerán críticamente de suposiciones tales como la temperatura electrónica adecuada, la presencia de absorción estelar subyacente y otras fuentes de incertidumbre discutidas en §4. A partir de los resultados de regiones H II individuales mostrados en las tablas 6.9 a 6.12, se puede notar que la dispersión en las abundancias derivadas de ${}^4\text{He}$ puede ser mayor que el error derivado para cada solución, lo cual es síntoma de que las incertidumbres sistemáticas dominan el proceso del cálculo. Es posible que esta sea la razón de la aparente discrepancia entre la determinación 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 $Y_{\mathcal{P}}$ 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, los cambios en la temperatura pueden ser compensados por cambios en la densidad lo cual resulta en valores muy diferentes debido a todas las correcciones. Si se supone que las temperaturas derivadas a través de [O III]

son apropiadas para toda la zona 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 en verdad desviaciones muy pequeñas en comparación a las mencionadas anteriormente.

Los siguientes son puntos a considerarse en esfuerzos observacionales futuros para obtener un valor más preciso de la abundancia de helio primordial

- Obtener espectros con una calidad significativamente mayor a la que se cuenta actualmente para todos los objetos estudiados en la literatura hasta el momento, especialmente para aquellos con un gran ancho equivalente $\text{H}\beta$ y una baja abundancia O/H
- Búsqueda de nuevos objetos, lo cual es un problema debido a los requerimientos mínimos en el espacio de parámetros para ser considerados objetos ideales
- Múltiples observaciones en diferentes líneas de visión para probar las técnicas de análisis disponibles en la actualidad
- Observaciones con alta resolución espectral y a lo largo de un rango mucho mayor en longitudes de onda. Un alta resolución espectral (mejor que 1 \AA) permitiría distinguir los perfiles de absorción subyacente para el He. Un rango mayor de cobertura en longitudes de onda permitiría mediciones adicionales de parámetros físicos (tales como la temperatura en diferentes zonas de ionización). Espectrógrafos dobles de rejilla larga constituirían las herramientas idóneas para este trabajo.
- En el aspecto teórico, es necesario caracterizar las incertidumbres en los datos atómicos modernos y los algoritmos por los cuales las observaciones son transformadas en abundancias químicas.
- En específico, es necesaria una nueva observación espectroscópica de las regiones SDSS J024052.19-082827.4 y SDSS J084029.91+470710.2 correspondientes a los objetos 3-4 y 6-7 para verificar su metalicidad anormal y en todo caso determinar la abundancia de helio primordial utilizando un conjunto de datos mucho mayor el cual incluya estos dos objetos. Si tal procedimiento resulta en un valor cercano al predicho por WMAP, los objetos 3-4 y 6-7 serán considerados pieza fundamental en la determinación histórica de la abundancia de helio primordial.

En resumen, 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. Para decrecer significativamente la incertidumbre en la abundancia de helio primordial se requerirá 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.

Bibliografía

- [1] Almog, Y. & Netzer, H., 1989, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 238, 57.
- [2] Alpher, R.A., Follin, J.W. & Herman, R.C., 1953, *Phys. Rev.*, 92, 1347.
- [3] Ballantyne D.R., Ferland G.J. & Martin P.G., 2000, *Ap.J.*, 536, 773.
- [4] Bauman, R.P., Ferland, G.J. & MacAdam, K.B., 2003, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 18, 8.
- [5] Benjamin R.A., Skillman E.D. & Smits D.P., 1999, *Ap.J.*, 514, 307.
- [6] Benjamin, R.A., Skillman, E.D. & Smits, D.P., 2002, *Ap.J.*, 569, 288.
- [7] Berrington, K.A. & Kingston, A.E., 1987, *J.Phys.*, 20, 6631.
- [8] Brocklehurst, M., 1970, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 148, 417.
- [9] Brocklehurst, M., 1971, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 153, 471.
- [10] Brocklehurst, M., 1972, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 157, 211.
- [11] Burbidge, E.M., Burbidge, G.R., Fowler, W.A. & Hoyle, F., 1957, *Rev. Mod. Phys.*, 29, 547.
- [12] Burles, S., Nollett, K.M. & Turner, M.S., 2001, *Ap.J.*, 552, L1.
- [13] Cantó, J., Elliott, K.H., Meaburn, J. & Theokas, A.C., 1980, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 193, 911.
- [14] Christy, R.F., 1966, *Ann. Rev. A.&A.*, 4, 353.
- [15] Clegg, R.E.S., 1987, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 229, 31.
- [16] Cota, S.A. & Ferland, G.J., 1988, *Ap.J.*, 514, 787326.
- [17] Cyburt, R.H., Fields, B.D., Olive, K.A. & Skillman, E., 2004, astro-ph/0408033.
- [18] Cyburt, R.H., Fields, B.D. & Olive, K.A., 2001, *New Astronomy*, 6, 215.
- [19] Davidson, K. & Kinman, T.D., 1985, *Ap.J.S.*, 58, 321.
- [20] D'Orico, S.D. & Peimbert, M., 1976, *A.&A.*, 47, 341.
- [21] Esposito, S., Mangano, G., Miele, G. & Pisanti, O., 2000, *Nucl. Phys.*, B568, 421.
- [22] Faulkner, J. & Iben, I., 1966, *Ap.J.*, 144, 995.
- [23] Fields, B.D., 1996, *Ap.J.*, 456, 478.
- [24] Fields, B. D., Kainulainen, K., Olive, K. A. & Thomas, D., 1996, *New Astron.*, 1, 77.
- [25] Fields, B.D. & Olive, K.A., 1996, *Phys. Lett.*, B368, 103.
- [26] Fields, B.D. & Olive, K.A., 1998, *Ap.J.*, 506, 177.

- [27] Fiorentini, G., Lisi, E., Sarkar, S. & Villante, F.L., 1998, *Phys. Rev.*, D58, 063506.
- [28] French, H.B., 1980, *Ap.J.*, 240, 41.
- [29] Garnett, D.R., 1989, *Ap.J.*, 345, 282.
- [30] Garnett, D.R., 1990, *Ap.J.*, 363, 142.
- [31] Gruenwald, R., Steigman, G. & Viegas, S. M., 2002, *Ap.J.*, 567, 931.
- [32] Hata, N., Sherrer, R.J., Steigman, G., Thomas, D. & Walker, T.P., 1996, *Ap.J.*, 458, 637.
- [33] Hayashi, C., 1950, *Prog. Theor. Phys.*, 5, 224.
- [34] Hogan, C.J., Olive, K.A. & Scully, S.T., 1997, *Ap.J.*, 489, L119.
- [35] Hoyle, F. & Tayler, R.J., 1964, *Nature*, 203, 1108.
- [36] Izotov, Y.I., Thuan, T.X. & Lipovetsky, V.A., 1994, *Ap.J.*, 435, 647.
- [37] Izotov, Y. I., Thuan, T. X. & Lipovetsky, V. A., 1997, *Ap.J.S.*, 108, 1.
- [38] Izotov, Y.I., & Thuan, T.X., 1998, *Ap.J.*, 500, 188.
- [39] Izotov, Y.I., Chaffee F.H., Foltz, C.B., Green, R.F., Guseva, N.G. & Thuan, T.X., 1999, *Ap.J.*, 527, 757.
- [40] Izotov, Y.I., Chaffee F.H., Foltz, C.B., Green C., 2001, *Ap.J.*, 562, 727.
- [41] Izotov, Y.I., & Thuan, T.X., 2004, *Ap.J.*, 602, 200.
- [42] Keenan, F.P. & Aggarwal, K.M., 1987, *Ap.J.*, 319, 403.
- [43] Kennicutt, R.C., Bresolin, F. & Garnett, D.R., 2003, *Ap.J.*, 591, 801.
- [44] Kingdon, J. & Ferland, G., 1995, *Ap.J.*, 442, 714.
- [45] Kunth, D. & Sargent, W.L.W., 1983, *Ap.J.*, 273, 81.
- [46] Kunth, D., 1986, *P.A.S.P.*, 98, 984.
- [47] Lequeux, J., Peimbert, M., Rayo, J.F., Serrano, A. & Torres-Peimbert, S., 1979, *A.&A.*, 80, 155.
- [48] Luridiana, V., 2002, astro-ph/0209177.
- [49] Luridiana, V., Peimbert, A., Peimbert, M. & Cerviño, M., 2003, *Ap.J.*, 592, 846.
- [50] McCall, M.L., 1984, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 208, 253.
- [51] Mathews G.J., Boyd, R.N. & Fuller, G.M., 1993, *Ap.J.*, 403, 65.
- [52] Mathis, J.S., 1982, *Ap.J.*, 261, 195.
- [53] Mathis, J.S., 1985, *Ap.J.*, 291, 247.
- [54] Mathis, J.S., 1991, Rosa, M.R. *A.&A.*, 245, 625.
- [55] Nandy, K., Thompson, G.E., Jamar, C., Monfils, A. & Wilson, R., 1975, *A.&A.*, 44, 195.
- [56] Melnick, J., Heydari-Malayeri, M. & Leisy, P., 1992, *A.&A.*, 253, 16.
- [57] O'Dell, C.R., Peimbert, M. & Kinman, T.D., 1964, *Ap.J.*, 140, 119.
- [58] Olive, K.A. & Steigman, G., 1995, *Ap.J. S.S.*, 97, 49.

- [59] Olive, K.A., Steigman, G. & Skillman, E.D., 1997, *Ap.J.*, 483, 788.
- [60] Olive, K. A. & Steigman, G., 2004, astro-ph/0405588.
- [61] Osterbrock, D.E., *Astrophysics of Gaseous Nebula and Active Galactic Nuclei*, University Science Books, 1989.
- [62] Pagel, B.E.J., *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies*, Cambridge University Press, 1997.
- [63] Pagel, B.E.J. & Terlevich, R., 1986, *P.A.S.P.*, 98, 1005.
- [64] 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.
- [65] Pagel, B.E.J. & Simonson, E.A., 1989, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 18, 153.
- [66] Pagel, B.E.J. & Kazlauaskas, A., 1992, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 256, 49P.
- [67] Pagel, B.E.J., Simonson, E.A., Terlevich, R.J. & Edmunds, M.G., 1992, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 255, 325.
- [68] Peacock J.A., *Cosmological Physics*, Cambridge University Press, 2002.
- [69] Peebles, P.J.E., 1966, *Ap.J.*, 146, 542.
- [70] Peimbert, M. & Torres-Peimbert, S., 1974, *Ap.J.*, 193, 327.
- [71] Peimbert, M. & Torres-Peimbert, S., 1976, *Ap.J.*, 203, 581.
- [72] Peimbert, M., Peimbert, A. & Ruiz, M.T., 2000, *Ap.J.*, 541, 5688.
- [73] Peimbert, A., Peimbert, M. & Luridiana, V., 2001, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 10, 148.
- [74] Peimbert, A. & Peimbert, M., 2002, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 12, 250.
- [75] Peimbert, A., Peimbert, M. & Luridiana, V., 2002, *Ap.J.*, 565, 668.
- [76] Peimbert, M., Peimbert, A., Luridiana, V. & Ruiz, M.T., 2003, astro-ph/0211497.
- [77] Peimbert, A., 2003, astro-ph/0208502.
- [78] Peña, M., 1986, *P.A.S.P.*, 98, 1061.
- [79] Pérez-Montero, E. & Díaz A.I., 2003, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 346, 105.
- [80] Pilyugin, L.S., 1993, *A.&A.*, 277, 42.
- [81] Reeves, H., Audouze, J., Fowler, W. & Schramm, D.N., 1976 *Ap.J.*, 179, 909.
- [82] Relaño, M., Peimbert, M. & Beckman, J., 2002, *Ap.J.*, 564, 704.
- [83] Rosa-González, D., Terlevich, E. & Terlevich, R., 2002, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 332, 283.
- [84] Rich, J., *Fundamentals of Cosmology*, Springer-Verlag, 2001.
- [85] Sawey, P.M.J. & Berrington, K.A., 1993, *Atomic Data Nucl. Data Tables*, 55, 81.
- [86] Sasselov, D. & Goldwirth, D., 1995, *Ap.J.*, 444, L5.
- [87] Searle, L. & Sargent, W.L.W., 1972, *Ap.J.*, 173, 25.
- [88] Shields, G.A., 1974, *Ap.J.*, 191, 309.
- [89] Skillman, E.D. & Kennicutt, R.C., 1993, *Ap.J.*, 411, 655.

- [90] Skillman, E.D., Terlevich, R.J., Kennicutt, R.C., Garnett, D.R. & Terlevich, E., 1994, *Ap.J.*, 431, 172.
- [91] Smits, D.P., 1996, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 251, 316.
- [92] Stasińska, G., 1983, *ESO Workshop on Primordial Helium*, ed. P.A. Shaver, D. Kunth & K. Kjar, p. 225.
- [93] Stasińska, G., 1990, *A.&A. S.S.*, 83, 501.
- [94] Steigman, G., 1987, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 14, 71.
- [95] Steigman, G., Viegas, S. M. & Gruenwald, R., 1997, *Ap.J.*, 490, 187.
- [96] Storey, P.J. & Zeppen C.J., 2000, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 312, 813.
- [97] Terlevich, R., Melnick, J., Masegosa, J., Moles, M. & Copetti, M.V.F., 1991, *A.&A. S.S.*, 91, 285.
- [98] Thuan, T.X., Izotov, Y.I. & Lipovetsky, V.A., 1995, *Ap.J.*, 445, 108.
- [99] Thum, C., Mezger, G. & Pankonin, V., 1980, *A.&A.*, 87, 269.
- [100] Torres-Peimbert, S., Peimbert, M. & Fierro, J., 1989, *Ap.J.*, 345, 186.
- [101] Trotta, R. & Hansen, S.T., 2003, astro-ph/0306588 v2.
- [102] Viegas, S.M., Gruenwald, R. & Steigman, G., 2000, *Ap.J.*, 531, 813.
- [103] 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.
- [104] Vilchez, J.M. & Pagel, B.E.J., 1998, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 231, 257.
- [105] Wagoner, R.V., Fowler, W.A. & Hoyle, F., 1967, *Ap.J.*, 148, 3.
- [106] Weinberg, S., *Gravitation and Cosmology, Principles and Applications of the General Theory of Relativity*, John Wiley & Sons, 1972.
- [107] Weinberg, S., *The First Three Minutes, A Modern View of the Origin of the Universe*, Basic Books, 1988.