



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

**ESTUDIO DE ABUNDANCIA Y CINEMÁTICA DE LÍNEAS
DE EXCITACIÓN COLISIONAL Y DE RECOMBINACIÓN EN
NEBULOSAS PLANETARIAS DENSAS**

TESIS

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

PRESENTA:

FRANCISCO DAVID RUIZ ESCOBEDO

TUTORA PRINCIPAL:

MIRIAM DEL CARMEN PEÑA CÁRDENAS
(INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, CU)

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:

MICHAEL GERARD RICHER
(INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, ENSENADA)
SILVIA TORRES CASTILLEJA
(INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, CU)

CIUDAD UNIVERSITARIA, CIUDAD DE MÉXICO, AGOSTO DEL 2023



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

*Pues un abismo de penas
Vuestro Corazón padece
y todavía se ofrece
a sufrir del Amor fuertes cadenas;
si le parecen serenas
amorosas tempestades,
si fabrica suavidades
de su amargura crüel,
y siempre sediento está,
bien le podéis responder:
-¡Arded ,Corazón, arded,
pues quisisteis padecer!*

Tercero Nocturno, Villancico VII. Navidad, 1680

(Fragmento)

Sor Juana Inés de la Cruz

Agradecimientos

Agradecimientos personales



O es ocasión de todos los días el haber terminado con la escritura de mi tesis de doctorado, por lo tanto, en esta ocasión especial quiero aprovechar este pequeño espacio introductorio para poder expresar mis palabras de agradecimiento. Esta tesis es la representación material del final del largo camino que ha sido el doctorado, en el cual, aunque tuvo tanto buenos como malos momentos, nunca estuve solo. De esta forma, quiero agradecer a todas esas personas que estuvieron presentes y me acompañaron a lo largo de este camino; además, deseo que mis palabras de agradecimiento aquí permanezcan escritas para su memoria en el futuro de acuerdo con aquella antiquísima frase latina, atribuida a Cayo Tito: *verba volant scripta manent* (las palabras vuelan, lo escrito permanece).

A mis papás, Josefina y Pancho, no tengo palabras para expresarles a ustedes todo mi agradecimiento por todo su incondicional cariño y por contar con su apoyo siempre. Y bueno, aunque sea yo muy poco expresivo, en estas líneas les quiero expresar todo mi respeto, admiración y cariño. También a mis hermanos, Leonardo y Melina, porque a pesar de que tengamos personalidades tan diferentes y aunque estemos a la distancia, sé que ahí estaremos para apoyarnos cuando lo necesitemos.

Miriam: muchas gracias por tanto y por tantos años. Porque durante todo este tiempo, que inició en el ya lejano 2014 cuando aún estaba en la licenciatura, se convirtió en mi gran maestra y guía por este camino de la astrofísica. Muchas gracias por todo su apoyo, por la confianza que ha tenido en mí, por todos sus consejos y por todo lo que pude aprender con usted. También le expreso en estas líneas mi admiración y mi aprecio.

A todos mis amigos y compañeros durante todos estos años de posgrado, en especial a: Abel, Aguayo, Alexia, Andrés, Aroche, Arturo, Crispín, Dan, Edgar, Elizabeth, Eugenio, Iván, Luis, Mabel, Mayén, Norberto, Omar, Paola, René, Sheila, Sonia, Tania, Valeria, Verónica y Zenteno; gracias por haber compartido conmigo momentos felices, por contar con su ayu-

da siempre que la necesité y, en especial, por contar con ustedes en esos momentos cuando el doctorado se convirtió en un camino de cardos y el horizonte se tornó oscuro: les agradezco por esas pláticas con ustedes, por haberme dado ánimos para seguir y por no dejarme caer.

Jackeline: porque aunque iniciaste tu gira posdoctoral por el mundo justo al mismo tiempo en que yo inicié mi doctorado, no perdimos la amistad. Gracias Jacke, por tu ayuda cuando te consultaba sobre cualquier cosa, por siempre darle ese toque optimista a mi personalidad, naturalmente pesimista, con la felicidad que siempre transmites y, sobre todo, por tener siempre la confianza en que lo lograría, incluso más que la que yo mismo me tenía, y ayudarme a no perderla. Mejor amiga no pude haber encontrado.

También le agradezco a los miembros de mi comité tutor: Michael Richer, Silvia Torres Peimbert y, en su momento, Gloria Delgado Inglada, por haber estado al pendiente de mi avance a lo largo del doctorado e irme dando sus consejos y recomendaciones semestre a semestre. A Michael Richer, gracias también por su disposición para responder las dudas que me fueron surgiendo a lo largo del desarrollo del proyecto y por sus ideas para el análisis de las nebulosas planetarias muy complejas; además del apoyo que recibí de los proyectos de PAPIIT y de CONACyT de los cuales es responsable.

Igualmente, quiero agradecer a los miembros que integraron el jurado de tesis: Anabel Arrieta, Christophe Morisset, Laurence Sabin, Manuel Peimbert y Michael Richer, por haber leído con detalle y revisado el manuscrito de la tesis y por sus comentarios e ideas que ayudaron a enriquecer el contenido de ésta.

Les agradezco también a Miriam y a Valeria por la reducción y medición de los datos de M3-27 que se obtuvieron con el espectrógrafo Boller & Chivens, los cuales se incluyen en el análisis que se presenta en esta tesis sobre esta nebulosa.

Agradezco también a Bertha y Heike por su ayuda y orientación con todos los trámites administrativos del posgrado. Agradezco también el apoyo del personal del OAN-SPM y del personal de cómputo de IA-CU.

Mis agradecimientos a la Universidad Nacional Autónoma de México, la UNAM, porque durante todos estos años pude formarme en ella, no sólo como astrofísico sino también en otros campos de conocimiento de mi interés a través de las distintas actividades que ofrece. También mi agradecimiento al Instituto de Astronomía, porque se convirtió en mi segunda casa y fue en donde pude cursar mi maestría y mi doctorado, en donde pude desarrollar mi investigación y me ofreció las facilidades en la sede de CU y en el OAN-SPM para la obtención y el análisis de los datos que se presentan en esta tesis.

No me extendo más, mas deseo concluir esta sección de agradecimientos con esta oración mía en latín que sintetiza, de alguna forma, las palabras arriba ya expresadas: *Carissimi omnes, ex toto corde gratias ago vobis! Hodie valde laetus sum, quia hoc tempus vitae meae finit.*

Agradecimientos institucionales

Investigación realizada gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la UNAM IN105020, IN103519 e IN111423. Agradezco a la DGAPA-UNAM la beca recibida. Agradezco también los apoyos recibidos a través del Programa de Apoyo a los Estudios de Posgrado (PAEP) de la UNAM durante mis estudios de doctorado. De igual forma, agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), México, por la beca brindada para realizar mis estudios de doctorado (CVU 825452) y por el apoyo brindado a través del proyecto A1-S-15140.

Índice general

1. Introducción	3
1.1. Las nebulosas planetarias	3
1.1.1. Antecedentes	3
1.1.2. Origen y formación de las nebulosas planetarias	5
1.1.3. Las nebulosas planetarias en el contexto galáctico	10
2. El análisis de las nebulosas planetarias	11
2.1. Física de las regiones fotoionizadas	11
2.1.1. Equilibrio de ionización	11
2.1.2. Equilibrio térmico	14
2.2. Mecanismos de emisión de las líneas	15
2.2.1. Recombinación	17
2.2.2. Excitación colisional	17
2.2.3. Otros mecanismos de emisión de líneas	19
2.3. Determinación de condiciones físicas	20
2.3.1. Condiciones físicas a partir de las líneas de prohibidas	20
2.3.2. Condiciones físicas a partir de las líneas de recombinación	25
2.4. Determinación de abundancias	30
2.4.1. Abundancias iónicas	30
2.4.2. Abundancias totales	31
2.5. La cinemática de las NPs basada en los perfiles de sus líneas	32
2.6. Corrección de los flujos de las líneas por enrojecimiento	36
2.6.1. Efectos de la autoabsorción de la serie de Balmer de H I en la corrección por enrojecimiento	38
2.6.2. Corrección por enrojecimiento utilizando las líneas de He I	40
2.7. El factor de discrepancia de abundancias	41
2.7.1. Fluctuaciones de temperatura	42
2.7.2. Inhomogeneidades químicas en la nebulosa	44

2.8. Objetivos de la tesis	48
3. Metodología	51
3.1. Selección de la muestra de objetos	51
3.2. Observaciones	52
3.3. Reducción de los datos	55
3.4. Análisis de los datos	56
3.4.1. Flujos, corrección por enrojecimiento e intensidades de las líneas . . .	56
3.4.2. Condiciones físicas y abundancias	57
3.4.3. Anchos FWHM, velocidades radiales y velocidades de expansión	61
4. Resultados	63
4.1. Artículo <i>Abundance discrepancy factors in high-density nebulae</i>	63
4.1.1. Detalles no incluidos en el artículo	81
5. La nebulosa planetaria M 3-27	87
5.1. Antecedentes	87
5.2. Observaciones y recopilación de datos	89
5.2.1. Observaciones	89
5.2.2. Reducción de los datos	89
5.2.3. Compilación de datos de la literatura	91
5.3. Análisis de los datos	91
5.3.1. Corrección por enrojecimiento	92
5.4. Variación temporal de las intensidades de las líneas	99
5.4.1. Variación de las intensidades relativas a $H\beta$	99
5.4.2. Variación de las intensidades relativas a $He\ I\ \lambda 5875\ \text{\AA}$	101
5.4.3. Diagrama $R1 - R2$	102
5.5. Condiciones físicas y abundancias	105
5.5.1. Datos recopilados de la literatura	105
5.5.2. Datos del OAN-SPM	109
5.5.3. Cálculo de abundancias respecto a H^+	114
5.5.4. Cálculo de las abundancias iónicas relativas al He^+	122
5.5.5. Abundancias iónicas y totales para distintos valores de T_e	125
5.6. Velocidades de expansión de las líneas	130
5.7. Discusión	134
6. Trabajo a futuro: otros espectros obtenidos	141

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	XI
7. Conclusiones	145
Referencias	151
A. Imágenes de las nebulosas analizadas	161
B. Análisis de IC 4997 a partir de los datos de Hyung et al. (1994)	165
B.1. Condiciones físicas	165
B.1.1. Líneas prohibidas	165
B.1.2. Líneas de recombinación	167
B.2. Abundancias iónicas	167
B.2.1. Líneas de recombinación	168
B.3. Condiciones físicas y abundancias	168
C. Flujos y velocidades de M 3-27	173

Resumen



N esta tesis de doctorado se presenta un análisis de una muestra de nebulosas planetarias galácticas basado en espectros de alta resolución espectral obtenidos con el espectrógrafo REOSC-Echelle del OAN-SPM. Partiendo del conocido problema del ADF (siglas en inglés del factor de discrepancia de abundancias) en las nebulosas planetarias y con el fin de corroborar la validez o no de la hipótesis de la existencia de dos componentes de plasma coexistentes en estos objetos como su posible origen, se plantea un análisis de las condiciones físicas y las abundancias de las líneas de excitación colisional y las líneas de recombinación de las nebulosas de la muestra, además de un análisis cinemático de las velocidades de expansión de estas líneas a partir de sus perfiles.

De la muestra observada, el análisis se centró en seis nebulosas planetarias compactas, jóvenes y densas: Cn 3-1, Vy 2-2, Hu 2-1, Vy 1-2, IC 4997 y M 3-27. Este análisis permitió determinar las condiciones físicas, temperatura y densidades electrónicas, a partir de distintos cocientes de líneas tanto de líneas prohibidas como de recombinación; además, se obtuvieron temperaturas de las líneas de recombinación utilizando relaciones empíricas presentadas en la literatura. Se determinaron las abundancias de los distintos iones presentes en cada nebulosa y las abundancias de varios de sus elementos, utilizando las abundancias de sus iones y los ICFs publicados en la literatura. El análisis también permitió determinar los ADFs de O^{+2} , de los cuales cuatro se compararon con los resultados publicados en la literatura y se reportó por primera vez un valor para IC 4997. En las nebulosas más densas de la muestra, Vy 2-2, IC 4997 y M 3-27, se encontró un gradiente de densidades que aumenta hacia las zonas internas, aumentando desde $\sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ en las zonas externas hasta $\sim 10^5 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$ en las zonas más internas. Las abundancias totales determinadas a partir de las líneas de excitación colisional se compararon con las determinadas previamente en la literatura y se encontró que las abundancias de O de los objetos más densos, Vy 2-2, IC 4997 y M 3-27, son subsolares ($12+\log(O/H) \sim 8.1 - 8.3$).

El análisis cinemático mostró que, en cuatro de los seis objetos: Cn 3-1, Vy 2-2, Hu 2-1 y

M3-27, las líneas de excitación colisional siguen el campo de velocidades esperado en una nebulosa planetaria, en el cual las regiones más externas de una nebulosa se expanden a mayor velocidad que sus regiones más internas, para las cuales los potenciales ionización de los iones de la nebulosa representan la distancia a la fuente ionizante. Por otro lado, las líneas de recombinación no comparten la cinemática de las líneas de excitación colisional, ya que presentan menores velocidades de expansión que estas últimas y no muestran la presencia de un campo de velocidades. En las nebulosas más densas de la muestra observada, VY 2-2, IC 4997 y M 3-27, se encontraron diferencias entre las velocidades de expansión de las líneas nebulares y aurorales de [N II], [O III], [Ar III] y [Ar IV], y las líneas aurorales y transaurorales de [S II] en las que las líneas aurorales: las velocidades de expansión de las líneas aurorales tienen velocidades de expansión menores que las nebulares, lo cual se atribuye a la supresión de la emisión de las líneas nebulares en las zonas más internas y densas de las nebulosas, debido a que las líneas aurorales tienen mayores densidades críticas que las nebulares.

La nebulosa planetaria M 3-27 requirió un análisis más detallado, debido a que presenta una densidad electrónica de hasta 10^7 cm^{-3} y además presenta variaciones temporales en las intensidades de sus líneas. Para esto se recompilaron datos espectroscópicos de alta y baja resolución espectral, obtenidos en el OAN-SPM desde el 2004 hasta el 2021 con los espectrógrafos REOSC-Echelle y Boller & Chivens, y datos publicados en la literatura de la década de los setenta. En este objeto se encontró que las líneas de la serie de Balmer de H I son afectadas por autoabsorción; con los espectros de alta resolución se encontró que estas líneas tienen distintos perfiles que el resto de las líneas observadas y no coinciden en velocidad radial con éstas, lo que conlleva a problemas con la corrección por la extinción interestelar. Por este motivo se utilizaron las líneas de He I para corregir por la extinción interestelar los flujos de las líneas para el análisis de condiciones físicas y abundancias. Se determinaron las abundancias iónicas y totales con las intensidades de uno de los espectros reportadas en la literatura y con dos de los espectros obtenidos en el OAN-SPM, con uno de los cuales se calculó también el $\text{ADF}(\text{O}^{+2})$.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Las nebulosas planetarias

1.1.1. Antecedentes



A desde la antigüedad se había registrado la presencia de objetos *nebulosos* en el cielo nocturno (Hoskin 2011a): en los catálogos de estrellas de los astrónomos griegos Hiparco de Nicea (siglo II a. C.) y Claudio Ptolomeo (siglo II d. C.) y del astrónomo persa Al-Sufi (siglo X d. C.) se incluían en esta clasificación objetos como los observados en las constelaciones de Cáncer, Escorpión y Andrómeda, los cuales ahora se sabe son los cúmulos abiertos M44 y M7 y la galaxia Andrómeda, respectivamente (Harrison 1984 y Jones 1991). No fue sino hasta el siglo XVII cuando Galileo Galilei reportó en su *Sidereus Nuncius* las primeras observaciones realizadas con un telescopio de dos objetos *nebulosos* (Galilei 2010). Si bien lo que Galileo reportó realmente fue la observación de lo que ahora se sabe son dos cúmulos abiertos (M 44 y el cúmulo del Trapecio de Orión), el interés por la observación con telescopios de las *estrellas nebulosas*, así llamadas por el mismo Galileo, se fue desarrollando durante los siglos siguientes.

A la par del desarrollo y mejora de los telescopios, aparecerían nuevos trabajos en los cuales se describirían las características los objetos nebulosos. Entre éstos pueden resaltarse el trabajo de Nicolas de Peiresec, a quien se le atribuye el descubrimiento en 1610 de una «pequeña nube iluminada» en el cinturón de la constelación de Orión, la hoy conocida Nebulosa de Orión (Harrison 1984); el trabajo de Christiaan Huygens, quien, en su libro *Systema Saturnium* publicado en 1659, presentó la primera ilustración conocida de la Nebulosa de Orión y un estudio en el que ésta se distinguía de las demás estrellas del Trapecio de Orión (Harrison 1984); entre algunos otros. En estos trabajos se describirían las características observadas

de estos objetos y se clasificarían diferenciándolos de los demás cuerpos celestes entonces conocidos; a la vez, se discutía acerca de la naturaleza de éstos ya que no se sabía si eran verdaderamente nebulosidades o cúmulos de estrellas, cuyas componentes no podían resolverse con los telescopios de la época (Hoskin 2011a).

Durante la segunda mitad del siglo XVIII, Charles Messier publicó un catálogo de objetos no estelares titulado *Catalogue des Nébuleuses et des amas d'Étoiles*, el cual se publicó en dos ediciones de 1774 y 1781, respectivamente. Messier, realmente interesado por la observación de los cometas, incluyó en su catálogo aquellos objetos nebulosos que dificultaban sus observaciones, los cuales muchos años después serían clasificados como nebulosas, galaxias y cúmulos estelares (Jones 1991). En la primera edición de su catálogo, Messier describió la observación de su objeto 27, que menciona se realizó el 12 de julio de 1764, como una nebulosa «sin estrella» y que «parecía tener forma ovalada» (Messier 1774); esta observación resultaría ser la primera registrada de una nebulosa planetaria, la cual actualmente es conocida como M27, NGC 6853 o la *nebulosa Dumbbell* (Zijlstra 2015). En la segunda edición del catálogo de Messier se reportarían un total de cuatro nebulosas planetarias: M27, M57, M76 y M97 (Kwok 2000).

Sería William Herschel quien distinguiría a estas nebulosas del resto de objetos no estelares y, en 1782, las denominaría como *nebulosas planetarias* tras observar con un telescopio la nebulosa cercana a la estrella brillante ν de la constelación de Acuario¹ y notar las similitudes entre ésta y un disco planetario: un color verdoso, pero con la luz débil característica de una nebulosa y sin la presencia de una estrella visible (Hoskin 2011b, 2014); esta nebulosa planetaria es la que actualmente se conoce como la *nebulosa de Saturno* o NGC 7009. Resultado de sus observaciones y con la colaboración estrecha con su hermana Caroline, Herschel publicaría un catálogo de objetos no estelares entre los cuales se incluiría la descripción y clasificación de las observaciones de las nebulosas planetarias según su forma y color observados (Herschel 1786, 1789, 1802). Aún en los catálogos *New General Catalogue* (NGC) e *Index Catalogue* (IC), publicados a fines del siglo XIX, las nebulosas planetarias se incluían entre el conjunto de objetos difusos; no fue hasta el siglo XX en que comenzaron a elaborarse catálogos únicamente de nebulosas planetarias, tras el descubrimiento de varios de estos objetos a partir de su apariencia en las placas fotográficas o de sus espectros; también fue en el siglo XX cuando se comenzaron a reportar nebulosas planetarias extragalácticas (Kwok 2000).

El advenimiento de la espectroscopía en el siglo XIX y su aplicación a las observaciones astronómicas permitieron continuar la investigación acerca de la naturaleza de las nebulosas planetarias más allá de sus formas y colores observados. Fueron Huggins y Miller (1864) quienes describieron el primer espectro de una nebulosa planetaria, NGC 6543, el cual es di-

¹Esta estrella tiene coordenadas ecuatoriales (J2000) $\alpha = 21:09:35.65$, $\delta = -11:22:18.09$.

ferente al espectro de una estrella ya que éste es dominado por la emisión de líneas, la cual es una característica de la emisión de un gas caliente. Desde el trabajo de [Huggins y Miller \(1864\)](#) se encontró que los espectros de las nebulosas planetarias están dominados principalmente por la emisión de líneas de H I y por dos líneas brillantes en la región verde del espectro óptico, cuyas longitudes de onda fueron determinadas por primera vez por [Keeler \(1894\)](#) en $\lambda\lambda$ 5007 y 4959 Å; no obstante, el origen de estas dos líneas no podían asociarse a ninguna fuente conocida en la Tierra, por tanto, se consideró que éstas eran emitidas por un elemento propio de las nebulosas denominado como *nebulio* ([Osterbrock 1988](#) y [Torres-Peimbert 2017](#)).

Fue hasta el siglo XX, con el desarrollo de la mecánica cuántica, cuando en los trabajos de [Bowen \(1927a,b\)](#) se logró mostrar que las líneas del *nebulio* realmente corresponden a las líneas que se originan a partir de las transiciones que ocurren entre los niveles energéticos del [O III], las cuales sólo pueden producirse en ambientes de baja densidad. Poco después, [Bowen \(1928, 1930\)](#) logró identificar para algunos iones, como [O III], que la transición que da origen a la emisión de las dos líneas nebulares más importantes $\lambda\lambda$ 5007 y 4959 Å proviene de un nivel superior menos energético que el nivel superior de la transición que emite a la otra línea de [O III] λ 4363 Å, cuyo nivel inferior coincide con ser el nivel superior de las primeras dos líneas; de esta forma, las primeras dos líneas se denominaron como *nebulares* mientras que la tercera se denominó como *auroral*. El nombre *auroral* se adoptó debido a que la emisión de [O III] sigue el mismo proceso físico que la emisión de la línea de [O I] λ 5577 Å, identificada previamente en los espectros de las auroras boreales y australes ([McLennan 1928](#)). En trabajos de años posteriores se lograron identificar muchas más líneas emitidas por distintos iones y las transiciones y mecanismos que las emiten ([Osterbrock 1988](#)).

1.1.2. Origen y formación de las nebulosas planetarias

Las nebulosas planetarias (abreviadas como NPs) constituyen una de las últimas etapas evolutivas de las estrellas de masa baja a intermedia, es decir, que las masas iniciales con las cuales se formaron están dentro del rango de $1 - 8 M_{\odot}$. Se constituyen de capas de gas ionizado expandiéndose alrededor de sus estrellas centrales, el gas es ionizado por la acción de los fotones ionizantes que son emitidos por las estrellas centrales. Para entender el origen de estos objetos del medio interestelar es necesario hacer una breve revisión de la evolución de sus estrellas progenitoras.

Una estrella se forma a partir del colapso gravitacional de una nube de gas molecular; el colapso se detiene cuando la temperatura de la zona central de la nube se incrementa al punto de producir la suficiente presión de gas para detener el colapso de la nube ($\sim 10^6 - 10^7$ K). En este punto, en el núcleo de la estrella comienzan a producirse reacciones termonucleares que fusionan los átomos del H en He, liberando energía durante el proceso, y se dice que la estrella

se encuentra en la *secuencia principal*. La presión que se produce debido a las reacciones termonucleares mantiene a la estrella en equilibrio ya que se opone a la presión que ejercen las capas externas de la estrella por la gravedad evitando que la estrella colapse (Carroll y Ostlie 2007).

Las estrellas de masa baja a intermedia se mantienen en la secuencia principal por un tiempo del orden de $\sim 10^8 - 10^{10}$ años antes de agotar el H de sus núcleos. Cuando el H se agota en sus núcleos, al haber sido transformado en He, la estrella saldrá de la secuencia principal y mostrará cambios en su luminosidad y temperatura efectiva, los cuales se verán reflejados en el diagrama de Hertzsprung-Russell (HR) (Figura 1.1).

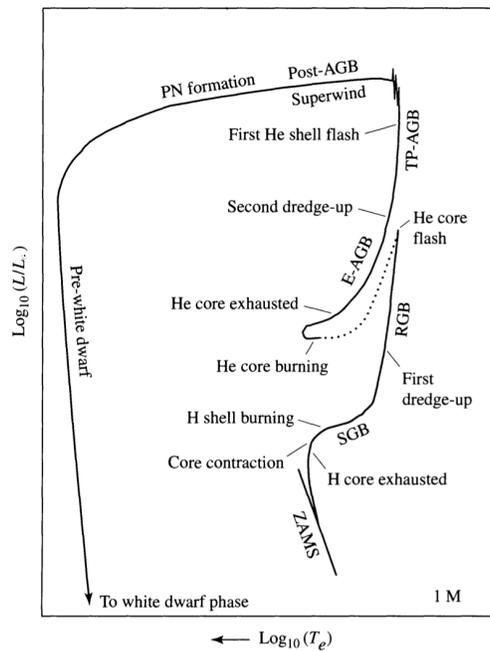


Figura 1.1: Diagrama HR de la evolución de una estrella de $1 M_{\odot}$. El diagrama se reproduce de la Figura 13.4 del libro de Carroll y Ostlie (2007).

Para las estrellas con masas $\leq 1.8 M_{\odot}$ el núcleo se contrae y mientras una pequeña capa de H continúa fusionando el H en He, el núcleo de He se comprimirá aumentando su temperatura convirtiéndose en un gas degenerado de electrones. La contracción del núcleo continuará y la energía que se libera por ésta provocará que las capas externas de la estrella se expandan, aumentando su luminosidad y disminuyendo su temperatura efectiva, entrando a la llamada *rama de las subgigantes* (SGB, por sus siglas en inglés).

Al expandirse y disminuir la temperatura efectiva de las capas externas, habrá un aumento en la opacidad de la estrella y se producirá una zona convectiva cerca de la superficie de la estrella, que irá penetrando hacia las capas internas de la estrella. Mientras se transporta

energía a la superficie por la convección, se produce un aumento en la luminosidad de la estrella y se dice entonces que la estrella ha entrado en la *rama de las gigantes rojas* (RGB, por sus siglas en inglés). En este punto la convección ha alcanzado las zonas cercanas al núcleo de la estrella, en las cuales existen elementos producidos por la nucleosíntesis estelar, como el He, C y N; estos elementos comienzan a ser transportados a la superficie de la estrella alterando su composición química. Este proceso es denominado como el *primer dragado*, conocido en inglés como *first degree-up* (Carroll y Ostlie 2007).

En el caso de las estrellas con menos de $1.8 M_{\odot}$, cuando se alcanza la temperatura para comenzar la fusión del He en C y O ($\sim 10^8$ K) la energía del núcleo de gas degenerado es liberada en forma de un *destello de helio* (*Helium flash*, en inglés), la cual alcanza valores de $10^{11} L_{\odot}$. Este destello de helio no sucede en las estrellas con masas mayores a $1.8 M_{\odot}$ ya que sus núcleos no pasan por una degeneración al entrar en la SGB porque sus masas son mayores a las que puede soportar un núcleo de gas degenerado, por lo tanto, se inicia la fusión de He en C sin un flash de He. Mientras la estrella fusiona el He en C y O, a través del proceso triple α , entra en la denominada *rama horizontal* (HB, por sus siglas en inglés), este proceso es análogo a la fusión de H en He durante la secuencia principal; no obstante, tendrá una mucho menor duración.

Al final de la rama horizontal, el núcleo de la estrella compuesto de C-O comenzará a ser comprimido y aumentará su temperatura, en este punto la estrella estará constituida por un núcleo de C-O, una pequeña capa que fusiona el He en C y O, una capa intermedia compuesta de He, una capa que fusiona H en He y otra capa externa compuesta de H y He, que es convectiva. Al contraerse el núcleo, las capas externas comenzarán de nuevo a expandirse provocando un aumento en la luminosidad pero una disminución de la temperatura efectiva, por lo cual la estrella se mueve en el diagrama HR. Se dice que la estrella ha entrado en la *rama asintótica de las gigantes* (AGB, por sus siglas en inglés).

Durante la AGB, las estrellas de masa baja-intermedia sufren cambios importantes. En esta etapa, mientras la fusión del He en el núcleo cesa, la fusión del He en la capa que lo rodea se convierte en la fuente principal de energía que se mantiene en la estrella. Debido a la expansión de las capas externas y la disminución de la temperatura efectiva, la convección de la capa externa penetrará en la región rica en He alrededor del núcleo y transportará material resultado de la fusión del H (He y N) desde esta capa a la superficie de la estrella. Este proceso se conoce como el *segundo dragado* (*second degree-up*, en inglés) y enriquece la capa externa de la estrella con N y He y se presenta en estrellas con masas superiores a 3 ó $4 M_{\odot}$ (Carroll y Ostlie 2007 y Kwitter y Henry 2022).

Mientras la estrella continúa subiendo en la AGB, la capa de He que rodea al núcleo también se irá comprimiendo. Además, parte del He producido en la capa que está fusionando H

en He se depositará en la capa inferior de He, aumentando así su masa y provocando que el gas en esta capa presente degeneración. En este punto la base de la capa de He, en donde se fusiona el He, se volverá inestable térmicamente lo que provocará la presencia de un flash de helio. Tras el flash, la capa más externa que fusiona el H en He se expande y enfría cesando momentáneamente el proceso de fusión; posteriormente, la fusión en la capa de He disminuye y la fusión de H en He vuelve a iniciarse en esta capa. Estos procesos se repiten varias veces, dependiendo de la masa inicial de la estrella y su metalicidad, en lo que se denominan como *pulsos térmicos* (Carroll y Ostlie 2007 y Kwitter y Henry 2022).

Mientras ocurren los pulsos térmicos, en algunas estrellas la convección logrará llegar a las zonas internas que han sido enriquecidas por C por la fusión del He y transportarlo a la superficie, en un proceso denominado como *tercer dragado* (*third degree-up*, en inglés). Este tercer dragado provocará que la abundancia de las capas externas y de la superficie de la estrella se enriquezcan por C. Para estrellas con masas mayores a las $4 M_{\odot}$, la temperatura de la capa de H, que por el tercer dragado se enriqueció con C, aumenta a más de 10^7 K provocando la fusión del H a través del ciclo CNO provocando que el C se convierta en N disminuyendo la abundancia del C. Este proceso es denominado, en inglés, como *hot bottom burning*, HBB (Carroll y Ostlie 2007 y Kwitter y Henry 2022). A través de modelos teóricos se ha encontrado que el tercer dragado no se presenta en las estrellas con masas iniciales de menos de $1.5 M_{\odot}$, mientras que las estrellas con masas iniciales de entre 2 y $4 M_{\odot}$ sí presentan el tercer dragado y son enriquecidas en C; por otro lado, las estrellas con masas iniciales mayores a $4 M_{\odot}$ presentan tanto el tercer dragado como el *hot bottom burning*, por lo tanto, no son enriquecidas por C en sus superficies (Delgado-Inglada et al. 2015, y sus referencias).

Durante la AGB, las capas de la estrella comienzan a ser expulsadas de la misma debido a la acción de los vientos estelares hasta dejar expuesto el núcleo de C-O, esta pérdida de masa se da a una razón de entre $10^{-8} - 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ mientras que los vientos tienen velocidades del orden de 10 km s^{-1} . Este material expulsado producirá una capa de gas frío y neutro que se expandirá alrededor de la estrella y que puede formar granos de polvo (Osterbrock y Ferland 2006 y Höfner y Olofsson 2018). De esta forma, la estrella entra en la etapa *post-AGB* y comienza a moverse en el diagrama HR de forma horizontal, mostrando un aumento en la temperatura efectiva de su núcleo de C-O, que puede estar rodeado aún de una capa rica en H en la superficie de su estrella. La duración de la etapa de la AGB en las estrellas de masa baja a intermedia es de $\sim 10^6$ años (Kwok 2000 y Höfner y Olofsson 2018).

La fase de nebulosa planetaria iniciará como tal cuando el núcleo de C-O alcance al menos 25,000 K, cuando comenzará a emitir fotones ultravioletas que ionizarán las capas de gas que rodean a la estrella central (Kwitter y Henry 2022 y Weidmann y Gamen 2011), en donde se producirán fotoionizaciones y recombinaciones responsables de la emisión de radiación de

la nebulosa. Ya en este punto, el núcleo de C-O de la estrella de la AGB se denomina como la estrella central de la nebulosa planetaria.

El modelo más aceptado de la formación de una nebulosa planetaria es el modelo de los vientos estelares interactuantes (ISW, por sus siglas en inglés) el cual fue propuesto originalmente por Kwok et al. (1978). Este modelo propone que el viento que fue expulsado de la estrella durante la AGB, que se expande a una velocidad pequeña, es alcanzado por un viento rápido expulsado por lo que fue el núcleo de la estrella. A diferencia del viento de la AGB, que se expande con una velocidad de $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ y se expulsa a una razón de $10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, el viento rápido alcanza valores de velocidad de $\sim 2000 \text{ km s}^{-1}$ y se expulsa a razón de $10^{-8} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ o menos. El aumento de la velocidad del segundo viento ocurre porque el núcleo tiene mucho menor tamaño que las capas externas de la estrella durante la AGB y por tanto, la velocidad de escape que debe tener el viento es mucho mayor. Este segundo viento se expulsa debido a que el núcleo seguirá calentándose y expulsará la pequeña capa de H que conservaba por efectos de la presión de radiación. Cuando el viento rápido alcanza al viento lento se producirá un choque, como resultado de éste se producirá la estructura definida de gas que se conoce como nebulosa planetaria. Esta capa se expande a una velocidad $\sim 25 \text{ km s}^{-1}$, puede tener masas de $\sim 0.1 M_{\odot}$ y alcanzar tamaños de hasta 0.2 pc (Kwok 2000).

La estrella central de una nebulosa planetaria está constituida principalmente de un gas degenerado de C-O y de una pequeña capa de H que se está fusionando, en la mayoría de los casos, provocando que ésta se mueva en el diagrama HR al aumentar su T_{eff} pero sin mostrar cambios en su luminosidad; sin embargo, también se pueden encontrar estrellas centrales de nebulosas planetarias pobres en H (Kwok 2000). En varios trabajos se ha propuesto clasificar a las estrellas centrales de las nebulosas planetarias como ricas en H y pobres en H a partir de las características de sus espectros (véanse, por ejemplo, los trabajos de Méndez 1991, Weidmann y Gamen 2011 y Weidmann et al. 2015, 2020). La masa típica de las estrellas centrales de las nebulosas planetarias se encuentra dentro del rango de $0.55 - 0.64 M_{\odot}$ (Kwok 2000).

De las clasificaciones realizadas a las estrellas centrales de nebulosas planetarias, las estrellas centrales de tipo Wolf-Rayet, o [WC], pertenecen a las estrellas con atmósferas deficientes en H. Éstas se caracterizan porque en sus espectros se encuentran líneas intensas y ensanchadas de iones de He, C, N y O, los cuales son elementos presentes en sus atmósferas, temperaturas efectivas de entre $T_{eff} \sim 30,000 - 150,000 \text{ K}$ y fuertes vientos estelares que producen tasas de pérdida de masa de $10^{-7} - 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}$ (García-Rojas et al. 2012, y sus referencias). Por otro lado, la clasificación *weak emission-lines* (*wels*, por su acrónimo en inglés) fue propuesta por Tylenda et al. (1993) para las estrellas centrales cuyos espectros muestran también líneas de emisión, pero a diferencia de las estrellas [WC], estas líneas son menos intensas y no están ensanchadas. Sin embargo, esta clasificación sólo considera que las estrellas centrales

no son de tipo [WC] y no permite clasificarlas como estrellas con atmósferas ricas o pobres en H, ya que distintos trabajos han mostrado que entre las estrellas clasificadas como *wels* se han encontrado estrellas con atmósferas ricas en H y estrellas con atmósferas pobres en H (Weidmann y Gamen 2011, Weidmann et al. 2015 y sus referencias). Debido a esto, Weidmann et al. (2015) propusieron en su trabajo que el uso de la clasificación *wels* se utilice para cuando no exista la suficiente información espectroscópica para poder clasificar a la estrella central como rica o pobre en H.

La fase de nebulosa planetaria representa una pequeña parte de la vida de la estrella ya que su duración es alrededor de sólo 10^4 años, tras los cuales las capas externas que conformaban la nebulosa se dispersan en el medio interestelar y la estrella central se enfría, después de haber alcanzado una temperatura máxima de hasta 200,000 K (Méndez 1991), momento en el cual las reacciones nucleares en la capa que la rodea al núcleo de la estrella cesan; de esta forma la estrella central disminuye drásticamente su temperatura efectiva y luminosidad, lo cual se representa como una curva que cae en el diagrama HR, convirtiéndose en una *enana blanca* (Weidmann y Gamen 2011).

1.1.3. Las nebulosas planetarias en el contexto galáctico

En el contexto galáctico, debido a que la fase de nebulosa planetaria representa una de las últimas fases de la evolución de las estrellas de masa baja a intermedia, el análisis de las abundancias de sus elementos, aquéllos que no fueron alterados por la nucleosíntesis estelar como el O, permite determinar las abundancias con las cuales se formaron sus estrellas progenitoras. Éstas se pueden comparar con las abundancias actuales del medio interestelar, determinadas a partir de las abundancias de las regiones H II, que son regiones fotoionizadas que rodean a zonas de formación estelar. Además, las abundancias de los elementos que sí fueron modificados por la nucleosíntesis estelar permiten analizar la evolución de sus estrellas.

Capítulo 2

El análisis de las nebulosas planetarias



partir de las intensidades de algunas de las líneas de emisión medidas en los espectros de las regiones fotoionizadas es posible determinar las condiciones físicas, temperatura y densidad electrónicas del plasma (T_e y n_e , respectivamente). En este capítulo se presentarán de forma breve los procesos físicos necesarios para la determinación de condiciones físicas y abundancias, está basado principalmente en los trabajos de [Osterbrock y Ferland \(2006\)](#) y de [Peimbert et al. \(2017\)](#) en donde estos procesos se describen con mayor detalle.

2.1. Física de las regiones fotoionizadas

Las suposiciones más importantes para el estudio de la física de las regiones fotoionizadas, tanto en regiones H II como nebulosas planetarias, son el equilibrio de ionización y el equilibrio térmico. También existen procesos físicos responsables de la emisión de radiación de las nebulosas planetarias, como la recombinación y la excitación colisional, los cuales se presentarán en la Sección [2.2](#).

2.1.1. Equilibrio de ionización

Una nebulosa planetaria puede suponerse que está formada por dos componentes: una estrella central, lo suficientemente caliente para emitir fotones ultravioletas, rodeada de una nebulosa gaseosa, la cual es ionizada por la acción de estos fotones ([Kwok 2000](#)). En estado estacionario, el equilibrio de fotoionización en cualquier punto de la nebulosa representa un equilibrio entre la tasa de fotoionizaciones, producidas por los fotones ionizantes de la estrella central, y la tasa de recombinaciones, de electrones libres con los iones del plasma ([Osterbrock](#)

y Ferland 2006).

Al suponer el caso más sencillo, el de la nebulosa en estado estacionario, homogénea, con una temperatura T , compuesta únicamente por H, el elemento más abundante en el Universo; el equilibrio de fotoionización se expresa como (Ecuación 2.1 de Osterbrock y Ferland 2006):

$$n(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(H^0) d\nu = n_e n_p \alpha(H^0, T). \quad (2.1)$$

En donde: $n(H^0)$, n_e y n_p son las densidades numéricas de H neutro, electrones y protones, respectivamente; J_{ν} la intensidad promedio local por unidad de área, ángulo sólido y frecuencia ($J_{\nu} = \frac{1}{4\pi} \int I_{\nu} d\Omega$); ν_0 es la frecuencia correspondiente a la energía de 13.6 eV, necesaria para ionizar el H; a_{ν} es la sección transversal de ionización para un fotón y $\alpha(H^0, T)$ es el coeficiente de recombinación para el H, dependiente de la temperatura. El lado izquierdo de la Ecuación 2.1 representa la tasa de fotoionizaciones mientras que el lado derecho representa la tasa de recombinaciones.

Caso A y caso B

La emisión de la serie de Lyman de H, originada por la recombinación de los electrones al nivel base del H ($n = 1$), produce fotones con energías superiores a las 13.6 eV, los cuales pueden contribuir hasta en un 40 % de la fotoionización de la nebulosa como un mecanismo extra (Peimbert et al. 2017). Existen dos aproximaciones principales para analizar las emisiones de la serie de Lyman en las nebulosas, denominadas como caso A y caso B, las cuales además se relacionan con la profundidad óptica de la nebulosa:

- Caso A: en este caso se consideran las fotoionizaciones que se producen hasta el nivel base del H; supone además que la nebulosa es ópticamente delgada y todos los fotones de Lyman escapan de la nebulosa sin ser absorbidos. Este caso es una buena aproximación para nebulosas ópticamente delgadas a las líneas de Lyman; sin embargo, estas nebulosas deben contener poco gas y por este motivo serían muy difusas y débiles para poder observarse (Osterbrock y Ferland 2006 y Peimbert et al. 2017).
- Caso B: este caso no se consideran las recombinaciones hasta el estado base $n = 1$ y por tanto, las fotoionizaciones producidas por la estrella están en equilibrio con las recombinaciones de los estados excitados del H, mientras que los fotones emitidos por la recombinación hacia el estado base serán absorbidos en otras zonas de la nebulosa y no tendrán efecto en el equilibrio de ionización (Osterbrock y Ferland 2006). También, este caso supone que la nebulosa es ópticamente gruesa para las líneas de Lyman y todos los fotones emitidos son dispersados y absorbidos por otros átomos de la nebulosa; el

caso B es el caso más estudiado ya que las condiciones físicas que se observan en las nebulosas reales son más cercanas a las que éste predice que aquéllas predichas por el caso A (Peimbert et al. 2017).

Radio de Strömgren

Las estrellas centrales de las nebulosas planetarias tienen temperaturas efectivas que varían desde los 30,000 K hasta los 200,000 K (Peimbert et al. 2017). Estas estrellas emiten un número finito de fotones ionizantes por unidad de tiempo ($Q(H^0)$ o S^*) necesarios para mantener el equilibrio de fotoionización en la nebulosa.

Resultado de la interacción entre los fotones ionizantes de la estrella con el gas de la nebulosa, bajo las mismas suposiciones anteriores, dentro de ésta se encontrarán tres zonas principales: una zona completamente ionizada, una zona completamente neutra y una pequeña zona de transición entre la zona completamente ionizada y la zona completamente neutra (Peimbert et al. 2017).

Al suponer simetría esférica, el tamaño máximo de la zona completamente ionizada por la acción de los fotones ionizantes de la fuente se denomina *radio de Strömgren* (r_S). Éste se determina como (Osterbrock y Ferland 2006):

$$r_S = \left(\frac{3Q(H^0)}{4\pi n^2(H)\alpha_B(T, H^0)} \right)^{1/3}. \quad (2.2)$$

En donde $n(H)$ es la densidad total de H, en la zona completamente ionizada se tiene que $n(H) = n_p = n_e$; $Q(H^0)$ es la tasa de fotones ionizantes y $\alpha_B(T, H^0)$ el coeficiente de recombinación. El radio de Strömgren define la zona en la cual se tiene la presencia de fotones ionizantes; al rebasar su valor, se encuentra la pequeña zona de transición entre gas ionizado y neutro, cuyo tamaño es menor al radio de Strömgren, y posteriormente una zona en donde todo el gas se encuentra completamente neutro. Además, la intensidad de la radiación disminuye al aumentar la distancia a la fuente ionizante, en este caso la estrella central (Carroll y Ostlie 2007).

Estructura de ionización

Los resultados anteriores se han calculado suponiendo que las nebulosas están compuestas únicamente por H; no obstante, las nebulosas reales también están compuestas por otros elementos como el He, cuya abundancia relativa al H es del 10 %, y de elementos pesados como N, C, O, Ne y S, cuyas abundancias relativas al H son del orden de $10^{-3} - 10^{-4}$ (Osterbrock y Ferland 2006). En general, la presencia de estos elementos no afecta los resultados ya presentados para el H; sin embargo, su presencia será importante para el equilibrio térmico y

mostrarán una estructura de ionización dentro de la nebulosa (Osterbrock y Ferland 2006 y Peimbert et al. 2017). En esta estructura de ionización, en donde generalmente los iones con diferentes potenciales de ionización forman una estratificación y se distribuyen de distinta manera dentro de la nebulosa, los iones con mayores potenciales de ionización se encuentran en zonas más internas de la nebulosa, más cercanos a la estrella central, mientras que al aumentar la distancia a la estrella se van a encontrar distribuidos los iones con menores potenciales de ionización. Un ejemplo de la estructura de ionización es el modelo simple presentado por Osterbrock y Ferland (2006, Figura 2.6) para una nebulosa planetaria.

No obstante, dentro de las nebulosas planetarias pueden existir estructuras internas, como filamentos, anillos, *jets* o zonas chocadas, las cuales producen estructuras de ionización mucho más complejas que las predichas por los modelos sencillos.

2.1.2. Equilibrio térmico

Esta hipótesis considera que, para una nebulosa en estado estacionario, existe un equilibrio entre los procesos de calentamiento y enfriamiento del gas de la nebulosa.

En una nebulosa fotoionizada, el principal proceso de calentamiento del plasma es la fotoionización del H, en donde la energía de los fotones ionizantes de la estrella, con energías mayores a 13.6 eV, se convierte en energía cinética de los electrones resultantes de la fotoionización y, dado el equilibrio de ionización, se equilibrará con la tasa de recombinaciones. La intensidad del campo ionizante determinará la tasa de creación de estos electrones (Osterbrock y Ferland 2006). La fotoionización del H representa un 90 % de las fuentes de calentamiento de la nebulosa, los electrones resultado de la fotoionización del He representan un 10 % de éstas, o menos, y los electrones emitidos por los elementos pesados contribuyen al calentamiento de la nebulosa en menor medida (Peimbert et al. 2017). También pueden existir otros mecanismos de calentamiento del plasma, como los choques y los rayos cósmicos; sin embargo, suelen ser generalmente procesos menos eficientes (Peimbert et al. 2017).

En el caso opuesto, existen varios mecanismos de enfriamiento en las nebulosas tales como: la radiación libre-libre, o *Bremsstrahlung* en alemán, la recombinación del H y del He y la emisión de las líneas prohibidas, o de excitación colisional, de los iones de elementos pesados (como N^+ , O^+ , O^{+2} , Ne^{+2} , etcétera). En las Secciones 2.2.1 y 2.2.2 se explican los mecanismos de emisión de las líneas de recombinación y las líneas prohibidas, respectivamente.

La emisión de las líneas prohibidas de los iones de elementos pesados representa el mecanismo más importante de enfriamiento en las nebulosas fotoionizadas. A pesar de que los elementos pesados representan sólo un $10^{-3} - 10^{-4}$ de la abundancia total de la nebulosa, su presencia como enfriadores se vuelve relevante ya que las temperaturas electrónicas de las nebulosas planetarias, de entre 7000 y 20,000 K, son mucho menores que las de las superficies

de sus estrellas centrales, las cuales varían desde los 30,000 hasta los 200,000 K; si se supusiera que la recombinación del H y He fuera el mecanismo de enfriamiento más importante, la temperatura de la nebulosa debería ser igual a la temperatura de la superficie de la estrella central (Osterbrock y Ferland 2006 y Peimbert et al. 2017).

La radiación libre-libre, cuya emisión es producida por la aceleración de los electrones libres al pasar cerca de los iones, contribuirá al continuo de la nebulosa (Kwok 2000), no es un proceso de enfriamiento importante para las temperaturas típicas de la nebulosa ($\sim 10^4$ K); no obstante, es un proceso de enfriamiento importante para temperaturas mayores a 10^5 K, las cuales se pueden encontrar en regiones chocadas o en otros objetos astronómicos más energéticos, como núcleos activos de galaxias o remanentes de supernova (véanse, por ejemplo, las curvas de enfriamiento que se presentan en los trabajos de Katz et al. 1996 y Wiersma et al. 2009).

Los procesos de calentamiento y enfriamiento del gas representan las tasas de ganancia o pérdida de energía por unidad de volumen, L y G , respectivamente (Osterbrock y Ferland 2006). Si bien, la densidad del gas de la nebulosa puede suponerse *a priori*, definida incluso antes de que el gas se encuentre ionizado, la temperatura para cada punto de la nebulosa está determinada por el equilibrio térmico (Osterbrock y Ferland 2006 y Peimbert et al. 2017). Para el límite de baja densidad la temperatura es independiente de la densidad, pero dependiente de las abundancias de distintos iones; mientras que para altas densidades, la tasa de enfriamiento disminuye y por tanto, se obtienen temperaturas más elevadas (Osterbrock y Ferland 2006).

2.2. Mecanismos de emisión de las líneas

Generalmente, el espectro típico de una nebulosa planetaria se caracteriza por la presencia de un continuo débil sobre el cual aparecen las líneas de emisión de distintos iones presentes en la nebulosa. En el rango óptico del espectro se pueden encontrar líneas intensas emitidas por la recombinación de H^+ y He^+ y la excitación colisional de N^+ , O^+ , S^+ , S^{+2} , O^{+2} , Ne^{+2} y Ar^{+2} ; si una nebulosa planetaria es de alto grado de ionización, en su espectro también se encuentran líneas emitidas por la recombinación de He^{+2} y O^{+3} y líneas de excitación colisional de Ar^{+3} , Ar^{+4} y Ne^{+4} . También se pueden encontrar líneas débiles emitidas por la recombinación de O^{+2} y Ne^{+2} , y líneas emitidas por la fluorescencia de O^+ , Si^{+2} , O^{+3} y N^{+3} . En la Figura 2.1 se presenta el espectro típico de una nebulosa planetaria, calibrado en longitud de onda y flujo, en el cual se identifican las principales líneas de excitación colisional y recombinación en el rango óptico. Este espectro es de la nebulosa planetaria N 66, que se encuentra en la Nube Mayor de Magallanes, y se reproduce de la Figura 1 del artículo de Peña y Ruiz (1988).

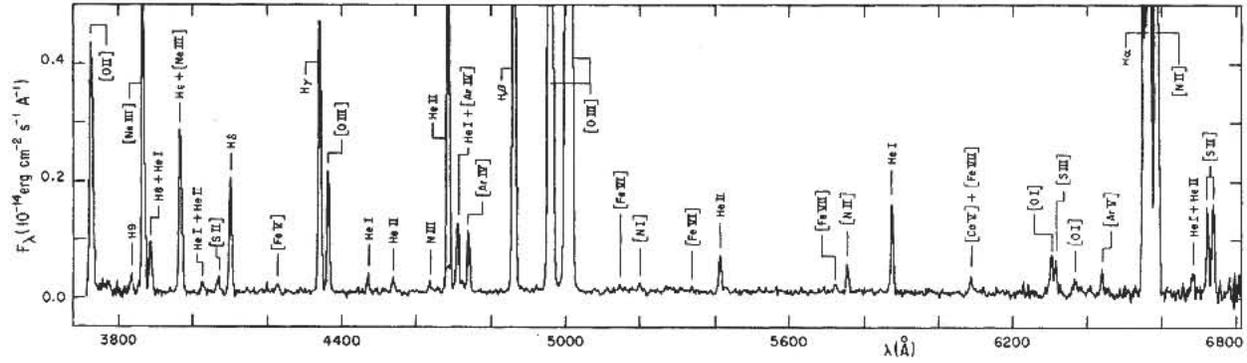


Figura 2.1: Espectro de la nebulosa planetaria N 66, de la Nube Mayor de Magallanes, en el cual se identifican las líneas más importantes. El espectro se reproduce de la Figura 1 del artículo de Peña y Ruiz (1988).

Bajo las ya mencionadas hipótesis de equilibrio de fotoionización y de equilibrio térmico, la intensidad de una línea de emisión, siguiendo la notación presentada por Peimbert et al. (2017), está dada como:

$$I_{\lambda} = \int j_{\lambda} ds = \int n(X^{+i}) n_e \epsilon_{\lambda}(T_e) ds. \quad (2.3)$$

En donde j_{λ} es el coeficiente de emisión, $n(X^{+i})$ es la densidad del ion que emite la línea, $\epsilon_{\lambda}(T_e)$ es la emisividad de la línea, emisión por unidad de volumen, y n_e y T_e son la densidad y la temperatura electrónicas del gas, con las cuales se emite la línea. Por tanto, la intensidad de una línea de emisión depende tanto de las condiciones físicas del plasma como de la abundancia del ion que la emite y así, estos parámetros se pueden estimar a partir de las intensidades de las líneas.

La emisión de las líneas en una región fotoionizada se origina debido a las distintas transiciones de los electrones dentro de los niveles energéticos de los iones del plasma, durante las cuales se emite energía en forma de radiación. En las regiones fotoionizadas, debido a sus bajas densidades, los procesos radiativos dominan sobre los procesos colisionales entre partículas, por tanto, se dice que los iones se encuentran fuera de equilibrio termodinámico local (Luridiana et al. 2015 y Peña y Torres-Peimbert 1991); lo que significa que la distribución de energía de los iones no puede ser descrita a partir de una única temperatura y existe intercambio de energía con un medio externo, como una fuente ionizante (Carroll y Ostlie 2007).

En las nebulosas planetarias, existen distintos mecanismos de emisión de líneas los cuales se resumen en las siguientes tres subsecciones.

2.2.1. Recombinación

El proceso de recombinación es un proceso libre-ligado, en el cual un electrón libre del plasma es capturado por un ion. En este proceso, el electrón capturado irá perdiendo su energía cinética al ir transitando desde los niveles energéticos superiores excitados hasta alcanzar un nivel estable, emitiendo durante el proceso fotones de forma radiativa (Osterbrock y Ferland 2006 y Peimbert et al. 2017). Las emisiones radiativas originadas por este proceso en forma de líneas de emisión, en particular aquéllas emitidas dentro del rango visible del espectro, se conocen como líneas ópticas de recombinación (ORLs, por sus siglas en inglés).

Las líneas de recombinación más intensas que se pueden encontrar en las nebulosas planetarias son las líneas producidas por las recombinaciones del H^+ y el He^+ , o incluso He^{+2} en nebulosas planetarias con alto grado de ionización; no obstante, también se pueden encontrar líneas emitidas por la recombinación a iones de elementos pesados como C^+ , N^+ , O^+ , O^{+2} y Ne^{+2} , aunque éstas suelen ser líneas muy débiles, del orden de $\sim 10^{-2} I(H\beta)$ o incluso menores. Ejemplos de líneas de recombinación son las producidas por la recombinación de H^+ en H^0 : como $H\ I\ \lambda\lambda\ 6563, 4861\ y\ 4341\ \text{\AA}$ ($H\alpha$, $H\beta$ y $H\gamma$, respectivamente) y las producidas por la recombinación de O^{+3} en O^{+2} : como $O\ II\ \lambda\lambda\ 4649\ y\ 4650\ \text{\AA}$.

La emisividad de una línea de recombinación es proporcional al coeficiente de recombinación efectiva $\alpha_{eff}(T_e, \nu_{ij})$ y la abundancia del ion X^{+i} que la emite.

$$\epsilon_\lambda = \epsilon_{ij} \propto h\nu_{ij}n(X^{+i})\alpha_{eff}(T_e, \nu_{ij}). \quad (2.4)$$

La emisividad de las líneas de recombinación depende de una forma inversa de la T_e del gas: $\epsilon_\lambda(T_e) \propto T_e^{-1}$.

2.2.2. Excitación colisional

La excitación colisional es un proceso ligado-ligado, el cual consiste en la excitación de los iones del plasma, al poblar con electrones los niveles energéticos superiores de los iones, a partir de las colisiones entre los iones con los electrones libres del plasma. A diferencia de la estructura de niveles del H y del He, los niveles energéticos de algunos iones están separados por pocos eV del nivel base, cuando la energía cinética de los electrones libres es mayor que la diferencia de energía entre los niveles energéticos de los iones, las colisiones entre éstos y los electrones libres del plasma provocarán que los electrones del ion sean llevados a los niveles energéticos excitados del ion poblándolos; posteriormente estos electrones decaerán radiativamente a niveles estables, o metaestables, emitiendo radiación en el proceso.

Las líneas emitidas durante este proceso de decaimiento radiativo se conocen como líneas de excitación colisional (CELs, por sus siglas en inglés). Cuando las transiciones entre niveles

energéticos a partir de las cuales se emiten estas líneas no cumplen con las reglas de selección del dipolo eléctrico, $\Delta L = \pm 1$ y $\Delta S = 0$, se les denomina como líneas prohibidas; además, estas transiciones sólo pueden observarse en ambientes de baja densidad ($n_e \leq 10^6 \text{ cm}^{-3}$), en los cuales la tasa de colisiones entre los iones y los electrones es muy baja y permite el decaimiento radiativo del electrón excitado antes de que éste se desexcite por efecto de otra colisión. Las líneas prohibidas se representan entre corchetes cuadrados [], y como ejemplo se tiene a las líneas del ion de O^{+2} : $[\text{O III}] \lambda\lambda 5007, 4959$ y 4363 \AA ; y del ion de N^+ : $[\text{N II}] \lambda\lambda 6584, 6548$ y 5755 \AA , emitidas en el óptico.

La emisividad de una línea de excitación colisional depende de la población del nivel superior N_i , la energía de la transición y el coeficiente de emisión espontánea A_{ij} de los niveles i al j (Peña y Torres-Peimbert 1991):

$$\epsilon_\lambda = \epsilon_{ij} = N_i h\nu_{ij} A_{ij}. \quad (2.5)$$

Para conocer la población de un nivel N_i , es necesario resolver la ecuación de equilibrio estadístico, la cual se plantea en la Subsección (2.2.2). Al resolver la ecuación de equilibrio estadístico para los distintos niveles de un ion, se encuentra que la emisividad de las líneas de excitación colisional tiene una dependencia muy importante de la T_e del gas: $\epsilon_\lambda \propto T_e^{-1/2} e^{h\nu_{ij}/kT_e}$, en donde $h\nu_{ij}$ es la energía de la transición y k es la constante de Boltzmann (Osterbrock y Ferland 2006 y Peimbert et al. 2017).

Ecuación de equilibrio estadístico

Fuera del equilibrio termodinámico local, la suposición hecha para una región fotoionizada es el estado estacionario, en el cual la población por electrones de los niveles energéticos de los distintos iones de la nebulosa es invariante en el tiempo (Kwok 2000). Las poblaciones de los niveles energéticos de los distintos iones se describen a través de la ecuación de equilibrio estadístico (Kwok 2000), la cual representa el equilibrio de los procesos colisionales y radiativos entre los distintos niveles. Para un ion con N niveles la ecuación se plantea como (Osterbrock y Ferland 2006):

$$\sum_{j \neq i} N_j n_e q_{ji}(T_e) + \sum_{j > i} N_j A_{ji} = \sum_{j \neq i} N_i n_e q_{ij}(T_e) + \sum_{j < i} N_i A_{ij} . \quad (2.6)$$

En donde n_e es la densidad electrónica, N_i y N_j son las poblaciones de los niveles i y j respectivamente (con $j > i$), A_{ij} son los coeficientes de emisión espontánea del nivel i al j , $q_{ji}(T_e)$ y $q_{ij}(T_e)$ son las tasas de desexcitación y de excitación colisional respectivamente, las cuales están definidas como (Osterbrock y Ferland 2006):

- $q_{ji}(T_e) = 8.629 \times 10^{-6} \Upsilon_{ji}(T_e)/(T_e^{1/2}\omega_j)$; donde $\Upsilon_{ji}(T_e)$ es la fuerza de colisión de la transición promediada por la velocidad y ω_j es el peso estadístico del nivel j .
- $q_{ij}(T_e) = (\omega_j/\omega_i) q_{ji}(T_e) \exp(-h\nu_{ji}/kT_e)$; donde k es la constante de Boltzmann.

Las fuerzas de colisión $\Upsilon_{ji}(T_e)$ y los coeficientes de emisión espontánea A_{ij} se denominan como datos atómicos, se presentan tabulados en distintas fuentes de la literatura en función de la temperatura electrónica y se determinan a través de cálculos de física atómica (Luridiana et al. 2015).

La ecuación de equilibrio estadístico tiene que resolverse incluyendo la siguiente ecuación:

$$\sum_j N_j = N . \quad (2.7)$$

En donde N es la población total del ion. Esta última Ecuación (2.7) completa el sistema de ecuaciones planteadas por la Ecuación (2.6), que en su conjunto representan un sistema de $N + 1$ ecuaciones acopladas para j incógnitas y al resolverlas se obtiene la población del nivel j relativa a la población total (N_j/N) (Luridiana et al. 2015). El proceso de excitación colisional es eficiente para los primeros niveles energéticos de los iones, los más cercanos al estado base, por lo tanto, sólo estos niveles se consideran para la ecuación de equilibrio estadístico, generalmente cinco o seis niveles, aunque esto depende de la estructura de los niveles energéticos de cada ion (Luridiana et al. 2015).

A partir de la ecuación de equilibrio estadístico se puede definir la densidad crítica de un nivel n_{crit} , la cual representa la densidad a la cual la tasa de desexcitación colisional q_{ji} iguala a la tasa de desexcitación radiativa A_{ji} (Kwok 2000). Si la n_e de la nebulosa sobrepasa el valor de la n_{crit} del nivel, entonces la desexcitación colisional comenzará a ser importante y la intensidad de las líneas emitidas por las transiciones originadas en ese nivel se verán disminuidas o suprimidas (Kwok 2000).

2.2.3. Otros mecanismos de emisión de líneas

En las nebulosas planetarias, además de la excitación colisional y la recombinación existen otros mecanismos de emisión de líneas permitidas, como la fluorescencia, la recombinación dielectrónica y la transferencia de carga.

La recombinación dielectrónica sucede en iones de elementos pesados en donde el coeficiente de recombinación es más grande que para el H y la presencia de los demás electrones ligados, al producirse la captura de un electrón primero ocurre la transición a un estado excitado e inmediatamente se produce otra transición hasta el estado base Kwok (2000).

El proceso de transferencia de carga ocurre cuando un ion dos o más veces ionizado interactúa con un átomo neutro de H o He provocando que el ion se recombine de forma radiativa y que el H, o He, sea ionice (Kwok 2000); también puede ocurrir cuando un elemento neutro interactúa con un ion de H^+ provocando que el elemento se ionice y el H se recombine (Osterbrock y Ferland 2006).

La fluorescencia es un proceso en el cual un ion emitirá radiación tras ser excitado por un fotón, que previamente fue emitido por otro ion o por la radiación de la estrella. Sus intensidades dependerán sensiblemente de parámetros externos de la fuente estelar o de emisión de otros iones; las intensidades de las líneas de recombinación o de excitación colisional pueden estar afectadas por efectos de fluorescencia (Luridiana et al. 2015, y sus referencias). Algunas líneas permitidas de elementos pesados se emiten principalmente por fluorescencia como es el caso de la mayoría de las líneas de N I, O I y Si II observadas en el óptico; un caso particular de fluorescencia es el mecanismo de Bowen, el cual es responsable de la emisión de las líneas intensas de N III y O III que se originan debido a los fotones $Ly\alpha$ emitidos durante la recombinación del He II (Grandi 1976, Osterbrock y Ferland 2006, y sus referencias). Debido a su dependencia de otros parámetros externos, las líneas de fluorescencia no se utilizan para el cálculo de abundancias, a diferencia de las líneas de recombinación y de las líneas prohibidas cuyas intensidades dependen únicamente las intensidades de las condiciones físicas locales y las abundancias de los iones (Luridiana et al. 2015).

2.3. Determinación de condiciones físicas

A partir de las intensidades de las líneas es posible determinar las condiciones físicas, temperatura y densidad electrónicas (T_e y n_e , respectivamente), de las nebulosas planetarias. Una forma de determinar estos parámetros es a partir de los cocientes de diagnóstico para líneas de excitación colisional y líneas de recombinación; no obstante, también es posible determinar la temperatura electrónica a partir de la intensidad del continuo de la serie de Balmer de H I y de relaciones empíricas, como para el He I y el O II.

2.3.1. Condiciones físicas a partir de las líneas de prohibidas

Temperatura electrónica

El cociente de las CELs de un mismo ion, con diferentes energías de excitación, es sensible a la temperatura electrónica del gas; esto ocurre debido a que la población de estos niveles, a partir de colisiones, será dependiente de la energía cinética de los electrones que colisionan con el ion (Peimbert et al. 2017).

Dada la estructura de niveles de algunos iones, como N^+ , O^{+2} , Ar^{+2} , Ar^{+3} , etcétera; las líneas que se emiten a partir de una transición del primer nivel excitado al nivel base se conocen como *líneas nebulares*, mientras que las líneas que se emiten a partir de una transición del segundo nivel excitado al primer nivel excitado se conocen como *líneas aurales*; por otro lado, las líneas que se emiten por las transiciones del segundo nivel excitado al nivel base se denominan como *líneas transaurales* (Boyce et al. 1933). Los nombres nebulares y aurales vienen desde Bowen (1930)

Los niveles en donde se emiten las líneas aurales tienen mayores energías que aquéllos en donde se emiten las nebulares, por tanto, su cociente es sensible a la temperatura electrónica y ha sido denominado por algunos autores cociente como *nebular a auroral* (por ejemplo, Peimbert 1967); también puede utilizarse el cociente entre una línea transauroral respecto a una nebular para determinar la temperatura electrónica. Como ejemplo, para el [O III] (Figura 2.2a) la línea auroral de $\lambda 4363 \text{ \AA}$ se emite en la transición del nivel 1S (5.4 eV) al nivel 1D (2.5 eV) mientras que las líneas de $\lambda 4959$ y 5007 \AA se emiten por la transición del nivel 1D al 3P ($\leq 1 \text{ eV}$); la línea transauroral de $\lambda 2321 \text{ \AA}$ se emite por la transición del nivel 1S al 3P .

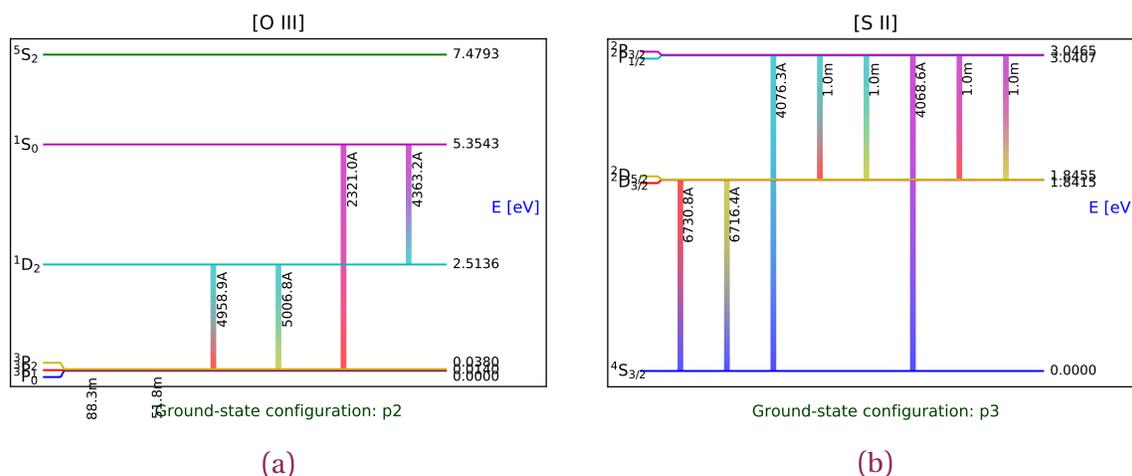


Figura 2.2: Diagramas de Grotian para el [O III] (a) y el [S II] (b) construidos con PYNEB (Luridiana et al. 2015) Se presentan los niveles energéticos con sus términos y sus energías en eV, además se muestran las líneas que se emiten a partir de distintas transiciones con sus respectivas longitudes de onda en \AA .

Algunos de los cocientes de líneas nebulares a aurales más importantes para determinar la temperatura electrónica en el óptico son: [O III] ($\lambda\lambda 5007 + 4959$)/ 4363 \AA , [N II] ($\lambda\lambda 6548 + 6584$)/ 5755 \AA , [O II] ($\lambda\lambda 3727 + 3729$)/($7320 + 7330$) \AA , [Ar III] ($\lambda\lambda 7136 + 7251$)/ 5192 \AA , [Ar IV] ($\lambda\lambda 4711 + 4740$)/($7170 + 7263$) \AA y [O I] ($\lambda\lambda 6300 + 6361$)/ 5575 \AA . Por otro lado, un cociente entre líneas transaurales y nebulares para determinar la temperatura es el [S II] ($\lambda\lambda 6716 + 6731$)/ $4068 + 4076 \text{ \AA}$.

Densidad electrónica

El cociente de las intensidades de dos CELs del mismo ion que se emiten en niveles cuyas energías de excitación son muy parecidas entre sí será prácticamente independiente de la T_e del plasma. De esta forma, el cociente de sus emisividades dependerá de los cocientes de sus probabilidades de transición y de la población de sus niveles; éste último dependerá sólo del cociente de las fuerzas de colisión $\Upsilon_{ji}(T_e)$. Si estos niveles tienen diferentes probabilidades de transición A_{ij} y tasas de desexcitación colisional $q_{ji}(T_e)$, necesarios para el cálculo de las poblaciones, entonces el cociente será dependiente de la densidad electrónica (Peimbert et al. 2017 y Peña y Torres-Peimbert 1991). Por ejemplo, en el caso del [S II] (Figura 2.2b) las líneas $\lambda\lambda 6716$ y 6731 \AA se originan de los subniveles $^2D_{5/2}$ y $^2D_{3/2}$ cuyas energías de excitación son prácticamente iguales.

Algunos de los cocientes para determinar la n_e en el plasma más importantes son: [N I] $\lambda\lambda 5199/5202 \text{ \AA}$, [O II] $\lambda\lambda 3727/3729 \text{ \AA}$, [S II] $\lambda\lambda 6716/6731 \text{ \AA}$, [Cl III] $\lambda\lambda 5517/5537 \text{ \AA}$ y [Ar IV] $\lambda\lambda 4740/4711 \text{ \AA}$.

Diagramas de diagnóstico

El valor de la temperatura y densidad electrónicas varían en función del valor de cociente de las intensidades de las líneas utilizadas, de esta forma los diagnósticos definen un rango de sensibilidad al valor del cociente de intensidades la cual se puede explorar para los casos de alta y baja densidad. Los cocientes de intensidades se pueden expresar en términos de las energías de las transiciones y de los datos atómicos, que al desarrollarse muestran una dependencia tanto de la temperatura y la densidad electrónica del gas (véanse las secciones 5.2 y 5.6 de Osterbrock y Ferland 2006).

Los cocientes de diagnóstico para temperatura y densidad varían entre los regímenes de alta y baja densidad; en el régimen de baja densidad la desexcitación colisional puede desprejarse mientras que en el régimen de alta densidad ésta se vuelve importante. Los cocientes de diagnóstico dejan de ser sensibles a la densidad al acercarse a la densidad crítica de sus líneas; mientras que los cocientes sensibles a temperatura, al superarse la densidad crítica, la desexcitación colisional se volverá importante y el cociente se volverá sensible a la densidad, ya que el primer nivel excitado comenzará a desexcitarse a partir de colisiones y el segundo nivel excitado será excitado colisionalmente, lo que provocará que la intensidad de las líneas nebulares se vean disminuidas, o suprimidas, y las intensidades de las líneas aurales se vean aumentadas (Osterbrock y Ferland 2006); este último efecto lo describen Osterbrock y Ferland (2006) para [O III] y Kingsburgh y Barlow (1994) para [N II].

El comportamiento de los cocientes de diagnóstico, temperatura y densidad, puede graficarse simultáneamente en el plano $T_e - n_e$, como se presenta el ejemplo para la nebulosa

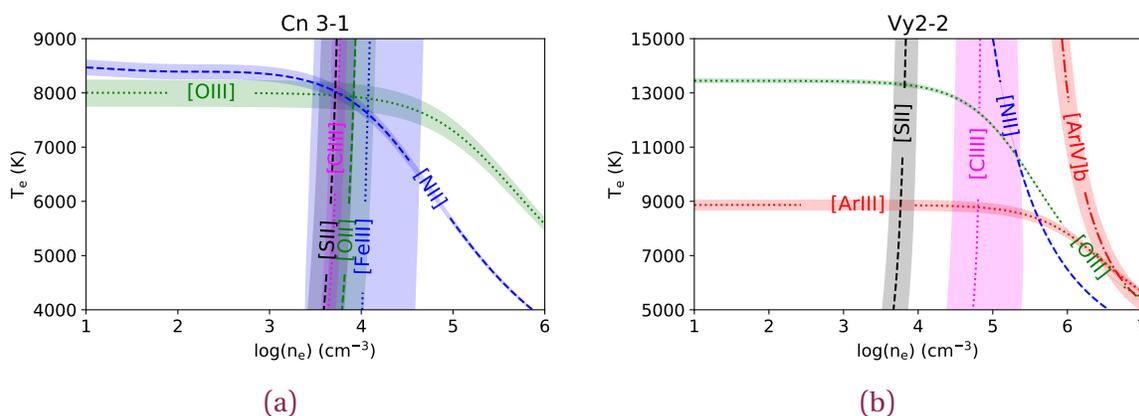


Figura 2.3: Diagramas de diagnóstico para Cn 3-1 y Vy 2-2 en los cuales se muestra el comportamiento de los distintos cocientes sensibles a T_e y n_e . Diagramas reproducidos de la Figura 1 del artículo de Ruiz-Escobedo y Peña (2022).

planetaria Cn 3-1 en la Figura 2.3a. En este plano se muestra el comportamiento de estos diagnósticos en función de las condiciones físicas y permite determinar simultáneamente, en el punto donde se intersecan un cociente de diagnóstico de densidad con uno de temperatura, el valor de la temperatura y densidad de la nebulosa. Estos diagramas permiten definir si dentro de las nebulosas existe una única zona de temperatura y densidad o, por el contrario, existen distintas zonas con temperaturas y densidades distintas.

Contribución de la recombinación a las líneas aurales

Rubin (1986) mostró en su trabajo que los niveles metaestables de los cuales se emiten las líneas aurales de [O II] $\lambda 7320 \text{ \AA}$ y de [N II] $\lambda 5755 \text{ \AA}$ pueden poblarse por otros mecanismos distintos a la excitación colisional, siendo la recombinación el más importante; de esta forma, las intensidades de las líneas aurales se verían aumentadas y las temperaturas electrónicas con ellas determinadas serían sobrestimadas. Este efecto también se puede encontrar en la línea auroral de [O III] $\lambda 4363 \text{ \AA}$, en nebulosas planetarias de alto grado de ionización. También, las intensidades de las líneas aurales de otros iones, como [S II], [S III] y [Ar III] pueden verse afectadas por recombinación; no obstante, los efectos de la recombinación en los niveles en los que se originan no han sido analizados (Liu et al. 2000 y Rubin 1986).

Liu et al. (2000) propusieron que el valor de la contribución de la recombinación a una línea auroral puede calcularse a partir de una ecuación dependiente de la temperatura del gas ajustada a partir de sus coeficientes de recombinación y de recombinación dielectrónica, cuyas referencias se incluyen en el mismo trabajo. Las expresiones presentadas por Liu et al. (2000) para calcular el valor de la intensidad de la recombinación $I_R(\lambda)$ para las líneas aurales de [O II] $\lambda 7320 \text{ \AA}$, [N II] $\lambda 5755 \text{ \AA}$ y [O III] $\lambda 4363 \text{ \AA}$ son las siguientes:

$$\frac{I_R(\lambda 7320 + \lambda 7330)}{I(H\beta)} = 9.36 t^{0.44} \times \frac{O^{+2}}{H^+}. \quad (2.8)$$

$$\frac{I_R(\lambda 5755)}{I(H\beta)} = 3.19 t^{0.30} \times \frac{N^{+2}}{H^+}. \quad (2.9)$$

$$\frac{I_R(\lambda 4363)}{I(H\beta)} = 12.4 t^{0.59} \times \frac{O^{+3}}{H^+}. \quad (2.10)$$

En donde $t = T_e/10^4 K$ y $\frac{O^{+2}}{H^+}$, $\frac{N^{+2}}{H^+}$ y $\frac{O^{+3}}{H^+}$ representan las abundancias iónicas determinadas con las líneas de recombinación de los respectivos iones, las cuales tienen que calcularse previamente. La Ecuación 2.8 es válida si $0.5 \leq t \leq 1.0$ mientras que la Ecuación 2.9 es válida si $0.5 \leq t \leq 2.0$; por otro lado, la Ecuación 2.10 no tiene un rango definido de temperatura. Después de calcular el valor de la intensidad de recombinación de las líneas aurales $I_R(\lambda)$, éste se resta del valor observado para así determinar la temperatura electrónica.

Para calcular la contribución de recombinación de la línea auroral de O^{+2} [O III] $\lambda 4363 \text{ \AA}$ es necesario calcular la abundancia de O^{+3} , la cual se calcula con las líneas de recombinación de O III. Sin embargo, en ocasiones esta abundancia no puede ser calculada directamente a partir de los espectros obtenidos, ya que las líneas de O III que se detectan son emitidas por procesos diferentes a la recombinación como la fluorescencia de Bowen; en estos casos se puede utilizar la aproximación propuesta por Kingsburgh y Barlow (1994) para calcular la abundancia del O^{+3} dada como:

$$\frac{O^{+3}}{H^+} = \left[\left(\frac{He}{He^+} \right) - 1 \right] \times \left(\frac{O^+}{H^+} + \frac{O^{+2}}{H^+} \right) \quad (2.11)$$

En trabajos recientes se han presentado nuevas expresiones para calcular la contribución de la recombinación a las líneas aurales. Gómez-Llanos et al. (2020) propusieron una relación para corregir la línea auroral [O III] $\lambda 4363 \text{ \AA}$ a partir de un nuevo ajuste a los coeficientes de recombinación y de recombinación electrónica de la línea y considerando la presencia de dos componentes del plasma de la nebulosa, una que emite a las líneas de recombinación y otra que emite a las líneas prohibidas.

García-Rojas et al. (2022) propusieron dos nuevas ecuaciones para la corrección de las líneas aurales de [N II] y [O II], en las que utilizan las emisividades de recombinación de las líneas de [O II] y O II para el O^+ , [N II] y N II para el N^+ . La ventaja de este método es que no es necesario calcular las abundancias de recombinación de estos elementos para poder determinar el valor de la contribución, además de que sus resultados son similares a los obtenidos con la metodología de Liu et al. (2000).

Varios trabajos han mostrado la importancia de corregir la contribución de recombinación

a las líneas aurales para el cálculo de la temperatura electrónica, ya que estas contribuciones pueden ser muy grandes, de hasta incluso más del 50 % de la intensidad total de la línea (por ejemplo, véanse los trabajos de Liu et al. 2000 y Wesson et al. 2005, 2018); de no hacer esta corrección y sobrestimar las temperaturas electrónicas, las abundancias iónicas y totales se subestimarían. Adicionalmente, el trabajo de Wesson et al. (2018) ha mostrado que en las nebulosas planetarias con ADFs elevados (ADF es el acrónimo en inglés para designar a *factor de discrepancia de abundancias*, el cual se discute a detalle en la Sección 2.7), las líneas nebulares de [O II] se ven afectadas también por efectos de la recombinación y por una sobrestimación de las abundancias de O⁺.

Adicionalmente, los trabajos de García-Rojas et al. (2022) y Richer et al. (2013, 2022) han mostrado observacionalmente que la emisión de la línea auroral de [N II] $\lambda 5755$ Å sigue la distribución espacial y de cinemática que las líneas de recombinación de N II dentro de su muestra de nebulosas planetarias, lo cual indica la contribución que la recombinación tiene sobre la intensidad de esta línea.

2.3.2. Condiciones físicas a partir de las líneas de recombinación

Temperatura y densidad a partir del H I

Otra forma de determinar la temperatura electrónica del gas es comparando la intensidad del continuo nebuloso con la intensidad de una línea de recombinación, ya que este cociente es dependiente de la forma del ancho de la función distribución de velocidades de los electrones libres del plasma, es decir, la temperatura electrónica. Para este cálculo generalmente se utiliza la intensidad del continuo de la zona de la discontinuidad, o salto, de la serie de Balmer del H I ($\lambda 3646$ Å) comparándola con la intensidad de alguna línea de H I; también se puede utilizar la intensidad del continuo del salto de Paschen ($\lambda 8200$ Å) del H I. La temperatura determinada a partir del salto de la serie de Balmer tiene la ventaja de ser independiente del valor de la densidad; no obstante, ésta puede ser afectada por la emisión del continuo de la estrella central de la nebulosa o la recombinación del He II (Osterbrock y Ferland 2006).

Para poder determinar esta temperatura se requiere de espectros con alta resolución espectral que permitan resolver las líneas presentes en el salto y ser lo suficientemente profundos para poder medirlo; dado que existen líneas de la serie de Balmer que no podrán resolverse en la región del salto, es necesario medir el continuo en longitudes de onda mayores a la del salto para poder extrapolarla (Osterbrock y Ferland 2006). Liu et al. (2000) comparan la diferencia entre los valores del continuo medido en $\lambda 3643$ Å y en $\lambda 3681$ Å, longitudes de onda menores y mayores a la longitud de onda del salto respectivamente, con la intensidad de la línea de H I y estiman un valor de la temperatura electrónica a través de un ajuste de

potencias. Posteriormente, [Liu et al. \(2001\)](#) propusieron una relación empírica que relaciona los mismos parámetros utilizados por [Liu et al. \(2000\)](#) con el valor de las abundancias iónicas de He^+ y He^{+2} , la cual está dada por la siguiente expresión:

$$T_e = 368 \times (1 + 0.259y^+ + 3.409y^{++}) \left(\frac{BJ}{H11} \right)^{-3/2} K. \quad (2.12)$$

En donde $y^+ = \text{He}^+/\text{H}^+$, $y^{++} = \text{He}^{+2}/\text{H}^+$, $BJ = I_c(3643) - I_c(3681)$ determinada con el valor del continuo en esas longitudes de onda y $H11$ la intensidad desenrojecida de la línea en $\lambda 3770 \text{ \AA}$, la cual es una línea muy cercana en longitud de onda al salto de Balmer y se tienen menos efectos por el enrojecimiento. Tanto para regiones H II y nebulosas planetarias, se ha encontrado que generalmente las temperaturas determinadas con el salto de la serie de Balmer suelen ser menores o iguales que aquéllas determinadas a partir de las líneas prohibidas (por ejemplo, entre otros autores, [Liu et al. 2000](#), [McNabb et al. 2013](#), [García-Rojas et al. 2012](#) y [Zhang et al. 2004](#)).

La densidad electrónica también puede estimarse utilizando las intensidades de las líneas de la serie de Balmer. [Liu et al. \(2000, 2001\)](#) muestran que las intensidades de las líneas superiores de la serie de Balmer relativas a $H\beta$ ($H10-H24$) son sensibles a la densidad electrónica, la densidad se obtiene al extrapolar los valores observados y desenrojecidos de estas líneas con sus valores teóricos, calculados por [Storey y Hummer \(1995\)](#) para distintas densidades ($10^2 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$). De nuevo, es necesario tener espectros profundos y de alta resolución espectral para poder medir y resolver estas líneas; las líneas de $H14$, $H15$ y $H16$ no suelen considerarse para el cálculo ya que pueden estar mezcladas con líneas de otros iones.

Temperatura a partir de las líneas de He I

[Benjamin et al. \(1999\)](#) presentaron cálculos de las emisividades teóricas de las distintas líneas del He I para densidades de 10^2 , 10^4 y 10^6 cm^{-3} y un rango de temperaturas de $5,000-20,000 \text{ K}$. Para este cálculo, los autores consideraron los efectos de la recombinación pura y de la excitación colisional en la emisividad de las líneas; además, hicieron un ajuste exponencial a las emisividades en función de la temperatura electrónica. Utilizando los ajustes presentados por [Benjamin et al. \(1999\)](#) y [Zhang et al. \(2005\)](#) propusieron que la temperatura electrónica puede determinarse a partir del cociente de las intensidades de dos líneas del He I que está dado como:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{a_1}{a_2} T_{e4}^{b_1-b_2} \exp\left(\frac{c_1 - c_2}{T_{e4}}\right). \quad (2.13)$$

En donde $T_{e4} = T_e/10^4 \text{ K}$ y a_i , b_i y c_i son los coeficientes de cada línea de He I determinados por [Benjamin et al. \(1999\)](#). La temperatura se obtiene al resolver numéricamente para T_{e4} la

Ecuación 2.13 utilizando las intensidades observadas del cociente y los respectivos coeficientes.

No obstante, no con cualquier cociente de líneas se determinaría un valor realista de la temperatura del He I; por tanto, Zhang et al. (2005) proponen utilizar el cociente $\lambda\lambda 7281/6678 \text{ \AA}$ como el adecuado para el cálculo de la temperatura. Las ventajas de utilizar este cociente es que se trata de líneas intensas que se encuentran en el rango óptico de los espectros, son cercanas en longitud de onda y acarrea menos errores por la corrección por enrojecimiento, sus coeficientes de recombinación son los mejor determinados y, al ser líneas que se emiten a partir de estados singuletes, no sufren efectos de autoabsorción debido a la profundidad óptica del He I.

Estos autores determinaron esta temperatura para una muestra de 48 nebulosas planetarias con densidades dentro del rango de $10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$ obteniendo temperaturas de entre 2,000 – 13,000 K, aunque la mayoría de la temperatura de sus objetos se concentra entre 5,000 – 10,000 K. Por otro lado, también determinaron las temperaturas del He I con el cociente $\lambda\lambda 7281/5875 \text{ \AA}$; dado que $\lambda 5875 \text{ \AA}$ se emite a partir de un estado triplete es mucho más sensible a los cambios de profundidad óptica que las líneas emitidas de singuletes; no obstante, no encontraron una diferencia significativa con las temperaturas determinadas con el cociente $\lambda\lambda 7281/6678 \text{ \AA}$ en los objetos de su muestra. Además, un resultado importante encontrado por Zhang et al. (2005) es que las temperaturas determinadas con el He I tienden a ser menores que las determinadas a partir del salto de la serie de Balmer de H I.

En ocasiones la línea de $\lambda 7281 \text{ \AA}$ no puede medirse, ya que puede quedar fuera del rango de longitud de onda de los distintos espectrógrafos o puede estar mezclada con la emisión del cielo. Distintos autores (entre otros, Otsuka et al. 2010 y Wesson et al. 2003, 2005) han utilizado otros cocientes de intensidades de líneas de He I para determinar la temperatura, tales como: $\lambda\lambda 6678/5875 \text{ \AA}$, $\lambda\lambda 6678/4471 \text{ \AA}$ y $\lambda\lambda 5875/4471 \text{ \AA}$, siendo el último un cociente entre dos líneas emitidas por tripletes y las temperaturas que se determinan son mucho menores a las determinadas con los otros cocientes ya mencionados.

De esta forma, las ecuaciones para determinar la temperatura del He I con los cocientes de intensidades de líneas ya mencionados y los valores numéricos de los coeficientes de Benjamin et al. (1999) para densidades de 10^4 y 10^6 cm^{-3} son las siguientes:

Para $n_e = 10^4 \text{ cm}^{-3}$:

$$\frac{I_{7281}}{I_{6678}} = 0.285 T_{e4}^{0.700} \exp\left(\frac{-0.120}{T_{e4}}\right). \quad (2.14)$$

$$\frac{I_{7281}}{I_{5875}} = 0.141 T_{e4}^{-0.316} \exp\left(\frac{-0.749}{T_{e4}}\right). \quad (2.15)$$

$$\frac{I_{6678}}{I_{5875}} = 0.495 T_{e4}^{-1.016} \exp\left(\frac{-0.629}{T_{e4}}\right). \quad (2.16)$$

$$\frac{I_{6678}}{I_{4471}} = 1.241 T_{e4}^{-0.804} \exp\left(\frac{-0.473}{T_{e4}}\right). \quad (2.17)$$

$$\frac{I_{5875}}{I_{4471}} = 2.502 T_{e4}^{0.212} \exp\left(\frac{0.156}{T_{e4}}\right). \quad (2.18)$$

Para $n_e = 10^6 \text{ cm}^{-3}$:

$$\frac{I_{7281}}{I_{6678}} = 0.360 T_{e4}^{0.560} \exp\left(\frac{-0.115}{T_{e4}}\right). \quad (2.19)$$

$$\frac{I_{7281}}{I_{6678}} = 0.181 T_{e4}^{-0.535} \exp\left(\frac{0.546}{T_{e4}}\right). \quad (2.20)$$

$$\frac{I_{6678}}{I_{5875}} = 0.502 T_{e4}^{-1.091} \exp\left(\frac{0.661}{T_{e4}}\right). \quad (2.21)$$

$$\frac{I_{6678}}{I_{4471}} = 1.120 T_{e4}^{-0.893} \exp\left(\frac{0.926}{T_{e4}}\right). \quad (2.22)$$

$$\frac{I_{5875}}{I_{4471}} = 2.433 T_{e4}^{0.198} \exp\left(\frac{0.265}{T_{e4}}\right). \quad (2.23)$$

Densidad y temperatura electrónicas a partir de las líneas de O II y N II

Al igual que con las líneas prohibidas, algunos cocientes de líneas de recombinación de elementos pesados como O II y N II pueden utilizarse como diagnósticos de temperatura y densidad electrónicas.

En el caso de la densidad electrónica, como señalan [Fang y Liu \(2013\)](#), las poblaciones relativas de los niveles de los estados base de los niveles de estructura fina de iones como el O II y el N II tendrán una variación con respecto a la densidad electrónica, por tanto, ésta se puede determinar al comparar las intensidades de dos líneas de recombinación pertenecientes al mismo multiplete pero emitidas en diferentes niveles. Algunos cocientes para determinar la densidad con las líneas de recombinación son: para el O II $\lambda\lambda 4649/4661 \text{ \AA}$ y $\lambda\lambda 4649/4638 \text{ \AA}$; para el N II $\lambda\lambda 5679/5666 \text{ \AA}$ ([Fang y Liu 2013](#) y [Richer et al. 2019](#)). Al igual que en el caso de los cocientes para temperatura, la desventaja principal es la débil intensidad que pueden tener

estas líneas.

En el caso de la temperatura electrónica, si bien las intensidades de las líneas de recombinación son poco dependientes de la temperatura electrónica ($I_{ORL} \sim T_e^{-1}$), se ha encontrado que el cociente de las intensidades de algunas líneas emitidas a partir de distintos multipletes con distintos momentos angulares orbitales l , de iones como el O II y el N II, tienen una dependencia de la temperatura electrónica del gas (Fang y Liu 2013 y Tsamis et al. 2004). Existen distintos cocientes de diagnóstico para la temperatura basados en las líneas de O II: $\lambda\lambda 4649/4089 \text{ \AA}$, $\lambda\lambda 4072/4089 \text{ \AA}$, $\lambda\lambda 4414/4089 \text{ \AA}$, $\lambda\lambda 4075/4089 \text{ \AA}$ y $\lambda\lambda I(V1)/4089 \text{ \AA}$ (Wesson et al. 2003, 2005); mientras que para el N II se tiene: $\lambda\lambda 5679/4041 \text{ \AA}$ (Fang y Liu 2013). $I(V1)$ representa la intensidad total del multiplete V1 de O II, la cual representa la suma de las intensidades de las ocho líneas que lo conforman: $\lambda\lambda 4638, 4642, 4649, 4651, 4661, 4673, 4676$ y 4696 \AA ; en equilibrio termodinámico local, la intensidad de la línea de $\lambda 4649 \text{ \AA}$ representa cerca del 40 % de la intensidad total del multiplete (Peimbert et al. 2014).

La principal desventaja de este método para determinar la temperatura es que las líneas de O II suelen ser muy débiles y en ocasiones difíciles de medir, en particular la línea de $\lambda 4089 \text{ \AA}$ emitida a partir de una transición $3d - 4f$; por lo tanto, la temperatura obtenida puede tener una incertidumbre muy grande.

Un método alternativo para determinar la temperatura con las líneas O II sigue la metodología propuesta por Peimbert et al. (2014). Esta metodología, basada en la presentada por Peimbert y Peimbert (2013) para regiones H II, utiliza una fórmula que relaciona la intensidad del multiplete V1 de O II relativa a la suma de las intensidades de las líneas de [O III] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ y $\lambda 4959 \text{ \AA}$ con la temperatura electrónica en nebulosas planetarias. Similar al caso del He I, a partir de las expresiones que relacionan las emisividades de estas líneas con la temperatura electrónica de forma exponencial, se tiene que el cociente de las intensidades está dado como:

$$\frac{I(V1)}{I(F1)} = 1.772 \times 10^{-5} \left(\frac{T_e}{10,000 \text{ K}} \right)^{-0.40} \left(\frac{29,170 \text{ K}}{T_e} \right). \quad (2.24)$$

En donde $I(V1)$ es la intensidad del multiplete V1 de O II y $I(F1)$ es la suma de las intensidades de [O III] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ y $\lambda 4959 \text{ \AA}$. Al resolver numéricamente para T_e y utilizando los valores de intensidades observados en la nebulosa analizada, se obtiene el valor de la temperatura electrónica. Los autores encontraron que las temperaturas determinadas con este método para su muestra de 20 nebulosas planetarias es similar a la que se deduce a partir de las líneas de H I, pero menores a las determinadas con las líneas prohibidas.

La fórmula presentada por Peimbert et al. (2014) para el cálculo de la temperatura del O II parte de la suposición de que el plasma de las nebulosas planetarias es químicamente homogéneo y que $\frac{I(V1)}{I(F1)}$ las líneas de [O III] y O II se emiten en el mismo plasma (Richer et al. 2019);

este concepto se discutirá en la siguiente sección.

Recapitulando, un resultado importante que se ha encontrado en las observaciones de las nebulosas planetarias es que las temperaturas de las líneas de recombinación suelen ser menores a las determinadas con las líneas prohibidas $T_e(\text{O II}) \leq T_e(\text{He I}) \leq T_e(\text{BJ}) \leq T_e[\text{O III}]$ (Wesson et al. 2005, entre otros) En general, las T_e determinadas a partir de las líneas prohibidas de [O III] suelen ser del orden de $\sim 10,000$ K y la diferencia entre éstas y las determinadas con el H I puede ser de hasta 5000 K (McNabb et al. 2013, Zhang et al. 2004, y sus referencias), por otra parte, la diferencia promedio entre las T_e del H I y del He I es de ~ 4000 K (Zhang et al. 2005). Mientras que las T_e determinadas con las líneas de recombinación de elementos pesados, como O II y N II, pueden llegar a ser tan bajas como 3000 K, o aun menores (McNabb et al. 2013, y sus referencias). La implicación de estos resultados en las nebulosas planetarias será discutida en la Sección 2.7.2.

2.4. Determinación de abundancias

2.4.1. Abundancias iónicas

Dado que el ion de H^+ es el más abundante en una región fotoionizada, la abundancia de cualquier otro ion se determina relativa a ésta. Matemáticamente, se expresa de la siguiente forma:

$$\frac{X^{+i}}{H^+} = \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \frac{\epsilon_{H\beta}(H^+, \nu_{H\beta}, T_e)}{\epsilon_\lambda(X^{+i}, \nu_{ij}, T_e)}. \quad (2.25)$$

En donde $\frac{X^{+i}}{H^+}$ representa la abundancia de un ion relativa a la abundancia de H^+ , $\frac{I(\lambda)}{I(H\beta)}$ es el valor de la intensidad de la línea del ion con la cual se calculará la abundancia relativa a la de $\text{H}\beta$, corregida por enrojecimiento, y $\frac{\epsilon_{H\beta}(H^+, \nu_{H\beta}, T_e)}{\epsilon_\lambda(X^{+i}, \nu_{ij}, T_e)}$ es el cociente de la emisividades de $\text{H}\beta$ y de la línea del ion calculadas con las condiciones físicas del gas y las energías de las transiciones de las cuales se originan las líneas.

Para este cálculo se utilizan las intensidades de las líneas de los iones relativas a $\text{H}\beta$, ya sea con $\text{H}\beta = 1$ o $\text{H}\beta = 100$, y las emisividades de las líneas determinadas al resolver la ecuación de equilibrio estadístico (Ecuación 2.6), además de las condiciones físicas ya determinadas, ya en un modelo adoptado con una única zona o con distintas zonas, en las cuales se emiten estas líneas.

Para las abundancias de las líneas prohibidas es preferible, en caso de ser posible, utilizar la abundancia determinada a partir de las líneas nebulares en vez de las aurales debido a que estas últimas tienen una mayor dependencia de la temperatura electrónica. En el caso de las

líneas de recombinación, la abundancia de los elementos pesados se puede determinar para las líneas observadas y para sus respectivos multipletes, que son las abundancias reportadas en la literatura, siendo los más importantes el V1 para O II y el V3 para N II.

Para caso del multiplete V1 de O II, la abundancia calculada para una única línea del multiplete es dependiente de la densidad electrónica mientras que la abundancia calculada con la intensidad total del multiplete no lo es; además de que el error de la abundancia de todo el multiplete es menor que el de la abundancia de una única línea. No obstante, únicamente para este multiplete se han estudiado con detalle la dependencia de las líneas del mismo con función de la densidad (Peimbert y Peimbert 2013 y Peimbert et al. 2014).

2.4.2. Abundancias totales

La abundancia total de un elemento respecto a H se determina sumando las abundancias de sus distintos iones. Desafortunadamente, debido a las limitaciones en longitud de onda de los espectros, en éstos no se pueden detectar todos los iones de los elementos presentes. Para corregir este efecto y determinar la abundancia total, se utilizan los llamados *factores de corrección por ionización* (ICF, por su acrónimo en inglés), los cuales son factores que estiman las abundancias de los iones no detectados y son multiplicados por la suma de las abundancias iónicas observadas.

$$\frac{X}{H} = \sum_i \frac{X^{+i}}{H^+} \times ICF. \quad (2.26)$$

Los ICF han sido construidos para los distintos elementos, tanto para regiones H II como para nebulosas planetarias. Para las nebulosas planetarias, los ICF han sido calculados basados en las similitudes entre los potenciales de ionización de los distintos iones (Liu et al. 2001, Peimbert y Costero 1969 y Kingsburgh y Barlow 1994) o a partir de conjuntos de modelos de fotoionización (Amayo et al. 2020, Delgado-Inglada et al. 2014 y Rodríguez y Rubin 2005). Las abundancias totales se suelen reportar en escala logarítmica $12 + \log(X/H)$.

Las abundancias de los elementos observados en las nebulosas planetarias se pueden comparar con las abundancias de los elementos observadas en las regiones H II (Esteban et al. 2004, 2009) y del resto de las nebulosas planetarias galácticas (Kingsburgh y Barlow 1994), lo que permite estudiar la evolución química de la galaxia. También es posible determinar las abundancias relativas al O de los elementos pesados $\log(X/O)$, las cuales permiten determinar el posible enriquecimiento de elementos debido a la nucleosíntesis de las estrellas progenitoras, ya que generalmente se ha supuesto que en las nebulosas planetarias el O no es alterado por estos procesos de nucleosíntesis; sin embargo, en el trabajo de Delgado-Inglada et al. (2015) se ha mostrado que algunas nebulosas planetarias sí han sido enriquecidas con

O debido a la nucleosíntesis.

En este sentido, [Peimbert \(1978\)](#) propuso clasificar las nebulosas planetarias en cuatro grupos con base en sus abundancias totales o cinemática. De éstas, los tipos I y II están clasificadas de acuerdo con las abundancias químicas: las nebulosas tipo I son aquéllas enriquecidas en He y N ($\text{He}/\text{H} \geq 0.125$ y $\log(\text{N}/\text{O}) \geq -0.30$) y provienen de estrellas progenitoras con masas iniciales mayores a $3M_{\odot}$, mientras que las nebulosas tipo II son aquéllas con abundancias normales de He y N y las masas iniciales de sus estrellas progenitoras son menores a las $3M_{\odot}$. Por otro lado, las nebulosas tipo III y IV se basan en la posición y en la cinemática de las nebulosas en la galaxia: las tipo III tienen altas velocidades radiales ($v_{rad} \geq 60 \text{ km s}^{-1}$) y las tipo IV forman parte del halo ([Peimbert 1985](#)).

Por otra parte, si la abundancia de un elemento calculada para una nebulosa planetaria es menor que la abundancia solar del mismo ([Asplund et al. 2009](#)) se dice que existe *depleción* del elemento, lo cual significa que una parte de dicho elemento en la nebulosa se encuentra en forma de polvo, y no de forma gaseosa; no obstante, también se pueden obtener abundancias subsolares cuando el material con el que se formó la estrella progenitora no estaba enriquecido en ese elemento. La depleción se cuantifica como la diferencia, en escala logarítmica, entre la abundancia determinada para la nebulosa y la abundancia solar del elemento ([Amayo et al. 2020](#)). Este fenómeno se puede encontrar principalmente para elementos como Al, Ca, Si, Ni, Fe e incluso C y O; no obstante, es el Fe el elemento más afectado por la depleción ([Delgado-Inglada et al. 2009](#) y [Delgado-Inglada y Rodríguez 2014](#)).

2.5. La cinemática de las NPs basada en los perfiles de sus líneas

Los perfiles de las distintas líneas de emisión de las nebulosas planetarias, obtenidos con espectros de alta resolución espectral, aportan información acerca de la estructura nebular y sobre los movimientos del gas dentro de las mismas, además aportan información acerca de la localización dentro de la nebulosa de las regiones en las cuales se encuentran los iones que emiten a las líneas, de los mecanismos responsables de las emisiones y de la cinemática de éstos. El comportamiento de los perfiles y la información que puede obtenerse de ellos se han analizado tanto de forma observacional (por ejemplo, los trabajos de [Sabbadin et al. 2004](#) y [Sharpee et al. 2004](#)) como en forma de modelos (por ejemplo, el trabajo de [Morisset y Stasinska 2008](#)). Considerando que una la nebulosa planetaria se constituye de capas de gas que se expanden alrededor de una estrella central, la velocidad de expansión (v_{exp}) representa la velocidad a la cual las capas de gas se expanden en el medio respecto a la estrella central, la cual medida para un ion representa la velocidad de la región en la cual se está emitiendo.

De acuerdo con la forma del perfil de las líneas de emisión que se encuentran en los espectros de las nebulosas planetarias, las velocidades de expansión pueden determinarse de distintas maneras importantes:

- Cuando el tamaño de la rendija es menor que el tamaño observado de la nebulosa y la resolución espectral del instrumento es alta, se dice que la línea se resuelve y los perfiles de las líneas aparecen con dos componentes, que corresponden a las capas de la nebulosa en expansión que se acercan y alejan en la línea de visión del observador. La velocidad de expansión de la línea se determina a partir de la diferencia entre las velocidades radiales los dos picos (Ecuación 2.27) (Gesicki y Zijlstra 2000, Peña et al. 2017 y Sabbadin et al. 1985a). Un perfil resuelto con dos componentes se presenta en la Figura 2.4a.

$$2v_{exp} = \Delta v \text{ (km s}^{-1}\text{)}. \quad (2.27)$$

En donde Δv es la diferencia entre las velocidades de los picos de las líneas que se acercan y alejan. Las velocidades de ambas componentes, que no son más que velocidades radiales (v_{rad}), se calculan a partir del efecto Doppler:

$$v_{rad} = c \left(\frac{\lambda_{obs} - \lambda_0}{\lambda_0} \right). \quad (2.28)$$

Donde se tiene que c es la velocidad de la luz ($c \sim 3 \times 10^5 \text{ km s}^{-1}$), λ_{obs} es la longitud de onda en reposo de la línea y λ_0 es su longitud de onda en reposo.

- En nebulosas planetarias poco o no resueltas espacialmente, el FWHM es la aproximación más acertada al valor de la velocidad de expansión (Gesicki y Zijlstra 2000). Para esto, es necesario ajustar un perfil gaussiano al perfil de la línea para así obtener el valor del FWHM, cuya mitad, el HWHM, representaría la velocidad de expansión de la línea (Medina et al. 2006 y Sabbadin et al. 1985b). Un perfil de una sola componente se presenta en la Figura 2.4b.

Es necesario notar que, además de la velocidad de expansión, al valor del FWHM contribuyen otros fenómenos de ensanchamiento de líneas. Entre éstos se pueden encontrar: el ensanchamiento térmico, el ensanchamiento instrumental, la turbulencia, la estructura nebulosa, el ensanchamiento por estructura fina de las líneas de los iones hidrogenoides (Sabbadin et al. 1985b, 2008); sin embargo, se considera que el efecto más importante en el FWHM es la velocidad de expansión (Peña et al. 2017) y su valor debe corregirse por la presencia de

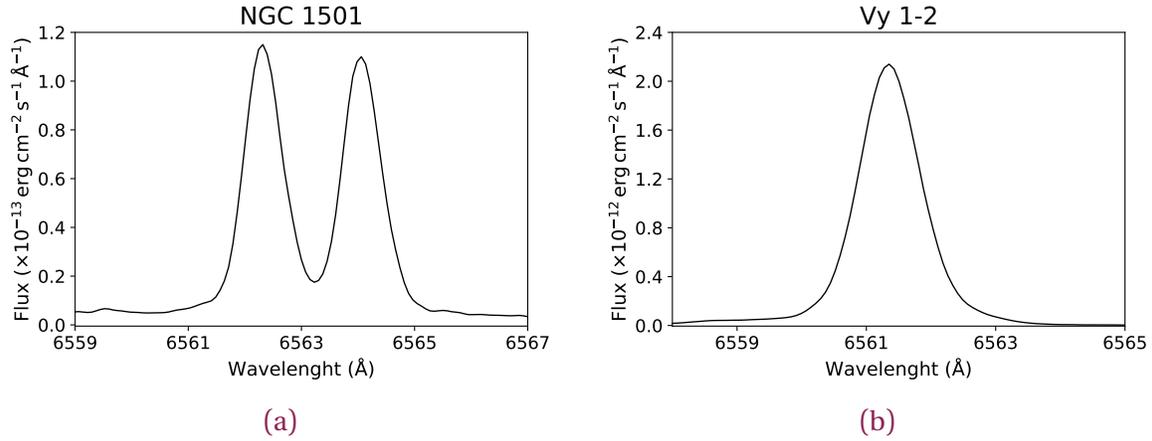


Figura 2.4: Perfiles de las líneas de H α : un perfil con una sola componente de Vy 1-2 (a) y un perfil con dos componente NGC 1501 (b). Observaciones obtenidas con el espectrógrafo REOSC-Echelle del OAN-SPM.

los demás efectos, descontándolos cuadráticamente al valor observado. Trabajos como los de Peña et al. (2017) y Otsuka et al. (2009, 2010) consideran que los efectos más importantes en la corrección del FWHM son el ensanchamiento térmico y el ensanchamiento instrumental.

El ensanchamiento térmico, o ensanchamiento Doppler, se origina debido al movimiento aleatorio de los átomos del gas, los cuales siguen una distribución de Maxwell-Boltzmann y cuyas emisiones tienen un desplazamiento Doppler respecto a la longitud de onda central (λ_0) de la línea (Carroll y Ostlie 2007 y Sabbadin et al. 2008). El ancho térmico depende tanto de la temperatura electrónica del gas como de la masa del ion, y se puede determinar utilizando la siguiente relación (Sabbadin et al. 2008 y Otsuka et al. 2009, 2010):

$$v_{therm} = 21.4 (T_4/A)^{1/2} (km s^{-1}). \quad (2.29)$$

En donde T_4 es la temperatura electrónica del gas en unidades de 10^4 K y A es el peso atómico del ion que emite la línea. De esta forma, iones de H y He tienen anchos térmicos más grandes que iones de elementos pesados.

El ensanchamiento instrumental representa el ensanchamiento que sufren las líneas observadas debido a los efectos del espectrógrafo; éste se determina a partir del ancho FWHM medido de las líneas del espectro de la lámpara de comparación, o arco, obtenidas durante la observación. Por ejemplo, para el espectrógrafo REOSC-Echelle del OAN-SPM con la una apertura de rendija de $150 \mu m$ el ancho instrumental de las líneas de la lámpara de Th-Ar es de $\sim 0.3 \text{ \AA}$ ($\sim 20 \text{ km s}^{-1}$) a 5000 \AA , el cual domina sobre el ancho térmico de los iones de elementos pesados para estas observaciones.

De esta forma, la velocidad de expansión queda expresada como:

$$2v_{exp} = (v_{FWHM}^2 - v_{therm}^2 - v_{inst}^2)^{1/2}. \quad (2.30)$$

En donde v_{FWHM} es el ancho FWHM medido de la línea, v_{therm} es el valor del ensanchamiento térmico y v_{inst} es el valor del ensanchamiento instrumental.

Otro mecanismo que puede ser importante en el ensanchamiento de las líneas es la turbulencia, la cual, de acuerdo con Sabbadin et al. (2008), puede originarse por movimientos caóticos y no térmicos a escala local en distintas regiones de la nebulosa y puede variar a lo largo de la nebulosa alcanzando su máximo en zonas chocadas y frentes de ionización. No obstante, trabajos de Gesicki y Zijlstra (2003) y Medina et al. (2006) señalan que el efecto de la turbulencia en la velocidad de expansión se encuentra principalmente en nebulosas planetarias cuyas estrellas centrales son tipo [WC], mientras que en nebulosas planetarias sin este tipo de estrellas centrales el efecto no es importante.

Una compilación de espectros de alta resolución espectral, obtenidos de manera homogénea y sistemática, es el *Catálogo Cinemático de Nebulosas Planetarias Galácticas de San Pedro Mártir*¹, o *The SPM Kinematic Catalogue of Planetary Nebulae*, en inglés (López et al. 2012). En este catálogo se incluyen los espectros de cerca de seiscientas nebulosas planetarias galácticas los cuales permiten analizar a detalle los perfiles de las líneas y obtener con éstos información sobre la cinemática interna y la distribución espacial de las mismas dentro de las nebulosas. En este catálogo se encuentran los espectros de las líneas más importantes de las nebulosas, como H α λ 6561 Å, C II λ 6778 Å, [O III] λ 5007 Å, [N II] λ 6548 y 6584 Å y [S II] λ 6716 y 6731 Å.

Los valores típicos de velocidades de expansión reportados para las nebulosas planetarias son de $\sim 25 \text{ km s}^{-1}$ (Kwok 2000); no obstante, el valor de la velocidad de expansión no es constante dentro de la nebulosa. Fue en el trabajo de Wilson (1950) donde se mostró por primera vez la existencia de una correlación positiva entre las velocidades de expansión con los potenciales de ionización (IP , por sus siglas en inglés) de los iones que las emiten en las nebulosas planetarias: las líneas de los iones con menores potenciales de ionización, tales como el [O II] y el [N II], tienen velocidades de expansión mayores que las líneas emitidas por iones con mayores potenciales de ionización, como el [O III] y el [Ne III]. A las gráficas en donde se muestra el comportamiento v_{exp} vs. IP de los distintos iones de la nebulosa son denominadas por algunos autores como *diagramas de Wilson* (por ejemplo, López 2022 y Richer et al. 2022).

Este resultado, junto a la hipótesis de la estratificación debida a la estructura de ionización de las nebulosas planetarias, fue interpretado como la existencia de un campo de velocidades dentro de la nebulosa (también conocido como *gradiente*). Este campo de velocidades implica que la velocidad de expansión aumenta con la distancia a la estrella central, por tanto, las capas más externas de la nebulosa, en donde se emiten los iones con menor potencial de

¹<http://kincatpn.astrosen.unam.mx/>, consultado por última vez el 22 de mayo del 2023

ionización, se expanden a mayor velocidad que las zonas internas, en donde se emiten los iones con mayores potenciales de ionización. Este comportamiento fue confirmado en trabajos posteriores, tanto de forma observacional (por ejemplo, los trabajos de Sabbadin et al. 1985b, Gesicki y Zijlstra 2000, Gesicki y Zijlstra 2003, Medina et al. 2006, Sharpee et al. 2004, Peña et al. 2017 y Richer et al. 2013) como de forma teórica a partir de modelos hidrodinámicos (entre otros, los trabajos de Schönberner et al. 2005a,b, 2014). Por lo tanto, el potencial de ionización de los distintos iones puede considerarse indicativo de la distancia a la estrella central y generalmente se ha supuesto que la velocidad de expansión se incrementa manera lineal en función de la distancia a la estrella central $v_{exp}(r) \propto r$ (Schönberner et al. 2014); sin embargo, los modelos hidrodinámicos de algunos autores, como los de Schönberner et al. (2005a,b), han mostrado que el comportamiento de la velocidad de expansión no sigue este comportamiento ya que la expansión es acelerada además de que la velocidad de expansión varía con el tiempo.

Si bien las velocidades de expansión de las nebulosas planetarias pueden determinarse a partir de los perfiles de sus líneas, distintos trabajos han planteado que las velocidades determinadas con esta metodología subestiman los valores reales, ya que las velocidades determinadas con los anchos o la diferencia de los dos perfiles representa la emisión de la zona más brillante e interna de las nebulosas (véanse las discusiones detalladas al respecto presentadas por Medina et al. 2006 y Schönberner et al. 2014). No obstante, es válido comparar las velocidades de expansión calculados para la misma zona de la nebulosa (Peña et al. 2017).

Otro resultado encontrado con las velocidades de expansión es que las nebulosas planetarias con estrellas centrales normales o tipo *wels* tienden a tener menores velocidades que aquellas nebulosas planetarias con estrellas centrales tipo [WC] (las estrellas centrales tipo *wels* y tipo [WC] se definen en la Subsección 1.1.2), además de que estas últimas son más afectadas por turbulencia debido a la energía que el viento de la estrella central deposita en la cáscara nebular (Medina et al. 2006). Adicionalmente, la velocidad de expansión se relaciona con la edad de las nebulosas planetarias, ya que algunos trabajos han mostrado que las nebulosas más jóvenes se expanden con mayores velocidades que las nebulosas más evolucionadas indicando la posible presencia de material más acelerado y turbulento en las partes más internas de las mismas (Dopita et al. 1985, 1988 y Medina et al. 2006).

2.6. Corrección de los flujos de las líneas por enrojecimiento

Para analizar las intensidades de las líneas de una nebulosa planetaria, o la radiación de cualquier objeto astronómico en general, es necesario corregir los flujos observados por los efectos de la extinción producida por el medio interestelar, también llamada enrojecimiento. Debido

a la presencia de polvo y gas a lo largo de su línea de visión entre la fuente que emite radiación y el observador, la radiación emitida puede ser absorbida, polarizada o dispersada por los granos del polvo, siendo este último proceso el más importante para la extinción en el óptico. La extinción depende de la profundidad óptica del medio y es selectiva, es decir, tiene dependencia de la longitud de onda de la radiación y puede aproximarse en forma de una función exponencial (Osterbrock y Ferland 2006):

$$F_\lambda = I_\lambda e^{-\tau_\lambda}. \quad (2.31)$$

En donde F_λ es el flujo observado, I_λ es la intensidad emitida por la fuente y τ_λ es la profundidad óptica, la cual puede ser expresada como $\tau_\lambda = Cf(\lambda)$, con C una constante y $f(\lambda)$ una función dependiente de la longitud de onda, la cual se obtiene de las distintas leyes de extinción galácticas o extragalácticas (Osterbrock y Ferland 2006 y Pérez-Montero 2017).

La forma de la ley de extinción es determinada a partir de observaciones fotométricas de estrellas con distintos filtros, con distintas longitudes de onda centrales. Así, se puede obtener la extinción en magnitudes del visible A_V , los excesos de color $E(\lambda - V) = A_\lambda - A_V$ de las λ de los demás filtros y sus extinciones en magnitudes A_λ (Cardelli et al. 1989).

Cardelli et al. (1989) mostraron que la ley de extinción galáctica, que puede medirse desde el infrarrojo cercano hasta el ultravioleta, puede ser representada por una relación promedio que dependa únicamente de un parámetro: el cociente de extinción selectiva en el visible R_V . Éste se define como $R_V = A_V/E(B - V)$ y está relacionada con el tamaño de los granos de polvo y el ambiente en donde se encuentran: R_V y la extinción aumentan cuando el material en donde se encuentran el polvo es muy denso a lo largo de la línea de visión, por ejemplo, en Orión se ha encontrado $R \sim 5.5$ (Fitzpatrick 1999 y Osterbrock y Ferland 2006). No obstante, para el medio interestelar difuso de la Vía Láctea se ha determinado un valor típico de $R \sim 3.1$ y que la dependencia en longitud de onda de la ley de extinción es prácticamente la misma para toda la galaxia, de lo que se deduce que las propiedades de polvo son similares para las regiones observadas a lo largo del medio interestelar de la galaxia (Osterbrock y Ferland 2006). En la literatura se han presentado distintas leyes de extinción galácticas para $R = 3.1$ (Cardelli et al. 1989, Fitzpatrick 1999 y Seaton 1979) las cuales se han determinado utilizando distintas técnicas fotométricas y muestran un comportamiento muy similar entre ellas de $f(\lambda)$ en el óptico ($\sim \lambda\lambda 3700 - 9000 \text{ \AA}$).

A partir de la Ecuación (2.31) y de la relación de la profundidad óptica con la longitud de onda, puede obtenerse una expresión que compare los flujos observados de dos líneas arbitrarias, 1 y 2:

$$\frac{F_{\lambda_1}}{F_{\lambda_2}} = \frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}} 10^{-c[f(\lambda_1) - f(\lambda_2)]}. \quad (2.32)$$

En donde $c = 0.434C$ se obtiene tras pasar a logaritmo base 10 las exponenciales de las expresiones originales.

La función $f(\lambda)$ depende únicamente de la forma de la ley de extinción y puede normalizarse arbitrariamente a cualquier longitud de onda; sin embargo, para el análisis de las regiones fotoionizadas, los flujos de las líneas observadas en el óptico generalmente se normalizan respecto al flujo de $H\beta$. De esta forma, se tiene que $f(H\beta) = 0$ y, al reescribir la Ecuación 2.32 se puede obtener la intensidad de cualquier línea observada y normalizada a $H\beta$ en función de su flujo observado, la ley de extinción y el coeficiente logarítmico de extinción $c(H\beta)$:

$$\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}} = \frac{F_\lambda}{F_{H\beta}} 10^{c(H\beta)f(\lambda)}. \quad (2.33)$$

Antes de desenrojecer los flujos observados, es preciso determinar el valor del coeficiente $c(H\beta)$ para lo cual se requiere conocer *a priori* el valor del cociente desenrojado de un par de líneas y compararlo con su valor observado. Las mejores líneas para este cálculo serían aquellas cuya emisión se origine en el mismo nivel superior, ya que su cociente sólo dependería de sus probabilidades de transición, como sería comparar una línea de la serie de Paschen con una de la serie de Balmer para el H I o algunas de las líneas en el infrarrojo cercano de [S II]; desafortunadamente, medir estas líneas no siempre es posible (Osterbrock y Ferland 2006).

Dado ese problema, el coeficiente $c(H\beta)$ generalmente se determina utilizando las líneas más intensas de la serie de Balmer, cuyas intensidades tienen poca dependencia de la temperatura electrónica y pueden determinarse a partir de la teoría de recombinación (Osterbrock y Ferland 2006). Generalmente se utiliza el cociente de $H\alpha/H\beta$, aunque también pueden utilizarse $H\gamma/H\beta$ o $H\delta/H\beta$. Los valores teóricos de las intensidades de las líneas de H I pueden encontrarse en la literatura, como en el trabajo de Storey y Hummer (1995), en donde se determinaron los valores teóricos de las intensidades estas líneas para un conjunto de distintas temperaturas, densidades electrónicas y los casos A y B de recombinación.

2.6.1. Efectos de la autoabsorción de la serie de Balmer de H I en la corrección por enrojecimiento

Cuando las nebulosas alcanzan densidades electrónicas muy altas ($n_e \geq 10^5 \text{ cm}^{-3}$) las intensidades de las líneas de la serie de Balmer comienzan a ser afectadas por el fenómeno de autoabsorción, lo cual dificulta el cálculo del enrojecimiento. El fenómeno de la autoabsorción ocurre cuando la nebulosa es ópticamente gruesa y existen efectos de transferencia radiativa para las líneas de H I; si la nebulosa es completamente opaca a los fotones de la serie de Lyman y parcialmente a los de la serie de Balmer, esos fotones no escapan de la nebulosa y serán absorbidos por otros iones de H I provocando la emisión de otras líneas (Osterbrock y Ferland

2006 y Pereira y Miranda 2005).

En el caso de una nebulosa parcialmente opaca para $H\beta$, estos fotones se perderán en forma de transiciones en cascada provocando la emisión de líneas de $P\alpha$, $H\alpha$ y $Ly\alpha$; de esta forma, los fotones de $H\beta$ serán transformados principalmente en fotones de $H\alpha$, aumentando la intensidad de $H\alpha$ y disminuyendo la de $H\beta$, lo que a su vez llevará a que el cociente de intensidades $H\alpha/H\beta$ sea mayor que aquél esperado para el caso B de recombinación (Ahern 1975 y Pereira y Miranda 2005). La autoabsorción se verá incrementada si crece la profundidad óptica de la nebulosa, medida para $H\alpha$ ($\tau(H\alpha)$), ya que de aumentar, la intensidad de $H\gamma$ también lo hará (Osterbrock y Ferland 2006). Al respecto, en los trabajos de Capriotti (1964a,b) se presentaron cálculos teóricos que permitieron determinar los valores de los cocientes de las líneas de la serie de Balmer relativos a $H\beta$ considerando la autoabsorción para distintas profundidades ópticas $\tau(H\alpha)$.

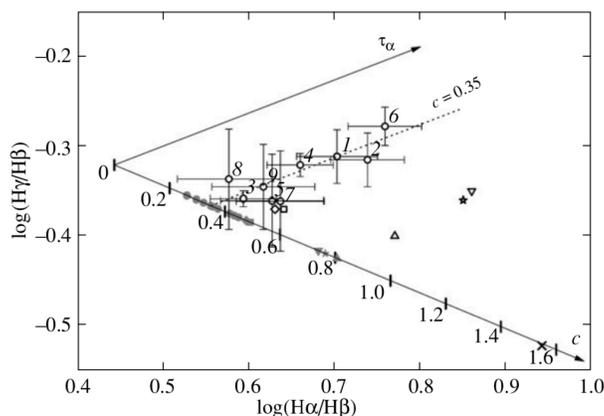


Figura 2.5: Plano $\log(H\beta/H\gamma) - \log(H\alpha/H\beta)$ para distintas observaciones de IC 4997. En éste se grafican los puntos observados para distintas observaciones de IC 4997, el comportamiento del coeficiente $c(H\beta)$ (línea descendente) y la profundidad óptica de $H\alpha$ (línea ascendente). Diagrama reproducido de la Figura 1 del artículo de Burlak y Esipov (2010).

Para el caso particular de la corrección por enrojecimiento, es necesario considerar los efectos de la autoabsorción para determinar el coeficiente $c(H\beta)$, ya que la metodología convencional para determinarlo no es adecuada. Aun conociendo los valores teóricos predichos para la autoabsorción, debe seguirse otra metodología que la usada para nebulosas que no presenten autoabsorción; esta metodología fue sintetizada por Pereira y Miranda (2005) en su trabajo (aunque ya había sido utilizada en varios trabajos previos, como los de Capriotti 1964a,b, Ahern 1978, Barker 1978, entre otros): en el plano $H\beta/H\gamma - H\alpha/H\beta$ se trazan los distintos valores del coeficiente $c(H\beta)$, los cuales se calculan a partir de los valores teóricos de los cocientes esperados para el caso B (Storey y Hummer 1995) y una determinada ley de extinción (por ejemplo, la ley de Cardelli et al. 1989) y también se trazan los valores de los

cocientes predichos para la autoabsorción para distintas profundidades ópticas $\tau(H\alpha)$ (Carpriotti 1964a,b). Las líneas que trazan el $c(H\beta)$ como $\tau(H\alpha)$ se intersecarán en el punto 0 y se incrementarán al aumentar el valor del cociente $H\alpha/H\beta$; no obstante, se comportarán inversamente respecto al eje $H\beta/H\gamma$ ya que $c(H\beta)$ disminuirá mientras que $\tau(H\alpha)$ aumentará. El enrojecimiento se obtendrá: primero, al graficar los valores observados de estos cocientes y posteriormente trazando una línea paralela a la línea de $\tau(H\alpha)$ sobre el punto observado siendo el valor del $c(H\beta)$ en donde esta línea paralela cruza a la línea. Un ejemplo gráfico es el diagrama que se presenta en la Figura 1 del artículo de Burlak y Esipov (2010) y que se reproduce en la Figura 2.5.

2.6.2. Corrección por enrojecimiento utilizando las líneas de He I

Recientemente, Zamora et al. (2022) propusieron una metodología para determinar el enrojecimiento en la cual se utilizan los flujos observados de algunas de las líneas de He I más intensas en el rango óptico. Las líneas que proponen utilizar son aquéllas cuyas emisividades son poco afectadas por la densidad electrónica y la profundidad óptica de la nebulosa; estas líneas son las que son emitidas en las transiciones de los singuletes: $\lambda\lambda 4922, 6678$ y 7281 \AA ; además de la línea de $\lambda 5875 \text{ \AA}$ que es emitida por un triplete. Mencionan que las emisividades de estas líneas varían menos de un 1 % en un rango de densidades entre $10^2 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Adicionalmente, Rodríguez (2020) mostró que las abundancias iónicas calculadas con estas líneas son invariantes a los cambios en la profundidad óptica, medida con la línea de $\lambda 3918 \text{ \AA}$, a excepción de la línea de $\lambda 7281 \text{ \AA}$ que es afectada con el aumento de la profundidad óptica.

Basándose en el hecho de que la normalización de la ley de extinción es arbitraria a cualquier longitud de onda, proponen utilizar el flujo de la línea $\lambda 6678 \text{ \AA}$ como la línea de referencia ya que es la línea más brillante emitida por los singuletes y puede detectarse en la mayoría de los espectros que cubren el rango óptico. De esta forma, la Ecuación 2.32, que relaciona los flujos observados con las intensidades desenrojecidas de dos líneas, se puede reescribir en términos de la línea de $\lambda 6678 \text{ \AA}$:

$$\log \left(\frac{F_\lambda}{F_{6678}} \right) - \log \left(\frac{I_\lambda}{I_{6678}} \right) = -c(H\beta) (f(\lambda) - f(\lambda_{6678})). \quad (2.34)$$

Los valores teóricos de I_λ/I_{6678} se pueden obtener a partir del cálculo de sus emisividades para distintos valores de T_e y n_e , que pueden ser calculadas con PyNEB (Luridiana et al. 2015), el cual es un código diseñado para el cálculo de condiciones físicas y abundancias de regiones fotoionizadas y se describe con mayor detalle en la Sección 3.4.2. En el caso de la ley de extinción de Cardelli et al. (1989) se tiene que $f(\lambda_{6678}) = -0.313$. Si bien, el coeficiente $c(H\beta)$ se podría calcular despejándolo directamente de la Ecuación 2.34, la metodología de Zamora

et al. (2022) propone utilizar una regresión lineal al graficar como puntos los valores de las distintas líneas del He I utilizadas en el plano $\log(F_\lambda/F_\lambda^{ref}) - \log(I_\lambda/I_\lambda^{ref})$ vs. $f(\lambda) - f(\lambda_{ref})$, que representan la variable dependiente e independiente respectivamente. Al realizar la regresión lineal, el coeficiente del ajuste representa el valor del coeficiente $c(H\beta)$. Utilizar un ajuste como éste minimiza el error al calcular el valor del coeficiente.

Si bien la metodología de Zamora et al. (2022) fue propuesta para regiones H II extragalácticas, en este trabajo se decidió utilizarla para la nebulosa planetaria M 3-27 en la cual no se pueden utilizar las intensidades de las líneas de Balmer de H I para determinar el enrojecimiento, ya que las líneas de He I utilizadas no tienen variaciones importantes en sus emisividades para densidades menores a 10^8 cm^{-3} . Esto se discutirá en el Capítulo 5 para el caso particular de la nebulosa planetaria M 3-27.

2.7. El factor de discrepancia de abundancias

Existe un problema muy conocido en la astrofísica de las regiones fotoionizadas llamado *factor de discrepancia de abundancias* (ADF, por su acrónimo en inglés). Este problema tiene su origen cuando al determinar las abundancias de un ion utilizando las intensidades de sus distintas CELs y ORLs, las abundancias determinadas a partir de las ORLs son sistemáticamente mayores a aquéllas determinadas a partir de las CELs. Matemáticamente, el ADF de un ion X^{+i} se define como la razón entre su abundancia determinada a partir de las ORLs respecto a su abundancia determinada a partir de las CELs (Ecuación 2.35):

$$ADF(X^{+i}) = \frac{X_{ORLs}^{+i}}{X_{CELs}^{+i}}. \quad (2.35)$$

Fue Wyse (1942) quien reportó por primera vez esta discrepancia entre las abundancias determinadas del O^{+2} tras analizar el espectro de la nebulosa planetaria NGC 7009. Si bien el $ADF(O^{+2})$ ha sido el más estudiado debido a que las CELs y ORLs utilizadas para estos cálculos se pueden encontrar en la región óptica del espectro, también ha sido posible determinar los ADFs de otros iones como N^+ , C^+ y Ne^{+2} ², aunque, como señala García-Rojas (2020), estos valores suelen ser muy inciertos debido a que las CELs y ORLs de N^+ y C^+ se emiten en regiones distintas del espectro y las ORLs de Ne^{+2} suelen ser muy débiles.

Si bien el ADF aparece tanto en regiones H II como en nebulosas planetarias, los valores promedio de $ADF(O^{+2})$ determinados para estos objetos son distintos: para las regiones H II el valor promedio es ~ 2 (García-Rojas y Esteban 2007), mientras que para las nebulosas plane-

²Véanse, por ejemplo, los trabajos de Esteban et al. (2009) y García-Rojas y Esteban (2007) para regiones H II y los de García-Rojas et al. (2013), Liu et al. (2000) y Tsamis et al. (2004) para nebulosas planetarias.

tarias el valor promedio se encuentra entre $\sim 2-3$. No obstante, existen nebulosas planetarias para las cuales se han determinado $\text{ADF}(\text{O}^{+2})$ que exceden el valor promedio e incluso pueden alcanzar valores tan grandes como 700, el cual es el $\text{ADF}(\text{O}^{+2})$ para los filamentos pobres en H de Abell 30 determinado por Wesson et al. (2003)³. Algunos autores han propuesto clasificar los $\text{ADF}(\text{O}^{+2})$ a partir de sus valores, por ejemplo, Wesson et al. (2018) en su trabajo clasifican a los $\text{ADF}(\text{O}^{+2})$ menores a 5 como moderados, los mayores 5 pero menores a 10 como elevados y los mayores a 10 como extremos.

Hasta la fecha, la existencia del ADF continúa siendo un problema abierto. Si bien, se han desarrollado varias propuestas para explicar su existencia, ninguna ha logrado proporcionar una explicación completa al origen de esta discrepancia. Entre estas propuestas se encuentran (véanse los trabajos de Peimbert et al. 2017 y García-Rojas et al. 2019 en donde se presentan compilaciones sobre estas propuestas): las fluctuaciones de temperatura en la nebulosa (Peimbert 1967), las inhomogeneidades químicas y la presencia de dos componentes de plasma en la nebulosa (Liu et al. 2000), la distribución κ , o distribución no maxwelliana, de la energía de los electrones de la nebulosa (Ferland et al. 2016 y Nicholls et al. 2012) o las incertidumbres de los datos atómicos. De estas propuestas, las fluctuaciones de temperatura y las inhomogeneidades químicas han sido las más exploradas y en las siguientes subsecciones se explican con mayor detalle.

2.7.1. Fluctuaciones de temperatura

Tras el análisis de una muestra de regiones H II galácticas, Peimbert (1967) encontró que las temperaturas determinadas con las líneas prohibidas eran mayores a aquéllas determinadas a partir del continuo de la serie de Balmer de H I y de observaciones en radio de H I; de acuerdo a la interpretación de Peimbert, estas diferencias serían producidas por la presencia de fluctuaciones de temperatura dentro del volumen de la nebulosa, la cual sería químicamente homogénea. También es posible encontrar evidencia de estas fluctuaciones al comparar otras temperaturas obtenidas a partir de diferentes métodos, como por ejemplo, al comparar las temperaturas determinadas a partir de los cocientes de líneas prohibidas con la temperatura determinada a partir de las líneas de He I o con la temperatura determinada a partir de las líneas de recombinación de elementos pesados (Peimbert y Peimbert 2013). Estas diferencias en el valor de la T_e se atribuyen a la forma en que se determina la T_e de la nebulosa (Peimbert 1967).

De acuerdo con (Peimbert 1967), se puede definir un valor de temperatura promedio de la

³Roger Wesson presenta una compilación de los $\text{ADF}(\text{O}^{+2})$ determinados en la literatura tanto como para regiones H II como para nebulosas planetarias. Ésta se actualiza periódicamente y puede consultarse en el sitio <https://www.nebulousresearch.org/adfs/> (Consultado por última vez el 28 de febrero del 2023).

nebulosa T_0 a partir de dos valores de T_e determinados con dos métodos distintos. Siguiendo la notación presentada por Peimbert et al. (2017), la temperatura promedio de la nebulosa T_0 se define como:

$$T_0 = \frac{\int n_e T_e n(X^{+i}) dV}{\int n_e n(X^{+i}) dV} . \quad (2.36)$$

En donde n_e la densidad electrónica, $n(X^{+i})$ es la densidad del ion, T_e la temperatura electrónica y V el volumen observado.

El valor de las fluctuaciones de temperatura pueden determinarse a partir de la T_0 a través del parámetro t^2 , el cual determina el valor de la fluctuación con respecto a la temperatura promedio de la nebulosa y cuya raíz representa la media cuadrática (*rms*) de la misma. Para fluctuaciones de temperatura pequeñas respecto a T_0 , tras una aproximación en serie de Taylor de segundo orden se obtiene que t^2 está dado como:

$$t^2 = \frac{\int (T_e - T_0(X^{+i}))^2 n_e n(X^{+i}) dV}{T_0^2 \int n_e n(X^{+i}) dV} . \quad (2.37)$$

Peimbert (1967) afirma que, de haber fluctuaciones de temperatura, las temperaturas observadas diferirían del valor de la temperatura promedio T_0 : las determinadas a partir de las líneas prohibidas serían mayores a T_0 , representando regiones más calientes de la nebulosa, mientras que las determinadas a partir del salto de Balmer serían menores a T_0 , representando a su vez regiones más frías de la nebulosa. En este sentido, las T_e de las líneas prohibidas sobrestimarían el valor de la temperatura real de la nebulosa y la T_e calculada con las líneas de recombinación subestimarían la temperatura real de la nebulosa. Peimbert y Costero (1969) y Peimbert (1971) encontraron observacionalmente este resultado tanto para regiones H II como para nebulosas planetarias; trabajos posteriores mostraron que estas fluctuaciones de temperatura son mayores que las predichas por partir de modelos sencillos de fotoionización (por ejemplo, Peimbert y Peimbert 2006, y sus referencias).

Peimbert y Costero (1969) y Peimbert (1971) concluyeron también que, de no considerar el efecto de las fluctuaciones de temperatura al determinar las abundancias iónicas, las abundancias calculadas con las líneas prohibidas se subestimarían ya que la temperatura utilizada para calcularlas se estaría sobrestimando. La abundancia determinada a partir de las líneas de excitación colisional respecto a H^+ representaría un límite inferior de la abundancia real de la nebulosa y la abundancia determinada partir de líneas de recombinación sería la real (Peimbert et al. 2014). En los trabajos de Peimbert y Costero (1969) y Peimbert (1971) también se presentan expresiones para determinar temperaturas, para el cálculo de las abundancias de los distintos iones, las cuales se determinan en función de T_0 y t^2 y tienen valores diferentes a los observados.

En un plasma químicamente homogéneo, las fluctuaciones de temperatura explicarían la existencia del ADF: dada la presencia de las fluctuaciones las temperaturas determinadas con las CELs, cuyas intensidades dependen exponencialmente de T_e , se sobrestima y por tanto, las abundancias de las CELs se subestima; en el caso de las ORLs; por otro lado, las ORLs, cuyas intensidades dependen como el inverso de T_e^{-1} , son poco afectadas por las fluctuaciones de temperatura y las abundancias determinadas con éstas representarían el valor real de abundancia de la nebulosa (Peimbert y Peimbert 2006, 2013). En el caso de que el plasma no sea químicamente homogéneo, como cuando se tiene la presencia de dos plasmas, uno caliente emitiendo las CELs y otro más frío y pobre en H que emite las ORLs, Peimbert y Peimbert (2006) afirman que la abundancia real es aquella que se determina a partir de las CELs, pero corregidas por el valor de t^2 , determinado a partir de T_0 .

Como evidencia a favor de las fluctuaciones de temperatura se pueden encontrar las presiones electrónicas determinadas a través de las CELs son mayores que las determinadas con las ORLs en regiones H II y nebulosas planetarias Peimbert y Peimbert (2013) y Peimbert et al. (2014), lo que descartaría la presencia de grumos densos que emiten las ORLs.

Torres-Peimbert y Peimbert (2003) listan los posibles mecanismos responsables de las fluctuaciones de temperatura en las nebulosas planetarias: la presencia de regiones oscurecidas que producen variaciones en el campo de ionización, la presencia de inhomogeneidades químicas, la presencia de variaciones de densidad en la nebulosa por la presencia de estructuras como capas, nudos o filamentos, la inyección de energía mecánica a través de choques, la inyección de energía magnética, el calentamiento de los granos de polvo y la disminución del flujo ionizante de la estrella central de la nebulosa.

El modelo de las fluctuaciones de temperatura logra explicar la existencia de ADF en regiones H II y nebulosas planetarias cuyos $ADF_s(O^{+2}) \leq 5$ en las cuales el plasma es homogéneo (Peimbert y Peimbert 2013). En las nebulosas planetarias con $ADF_s(O^{+2}) \geq 5$ los valores de t^2 calculados resultan pequeños para lograr que las abundancias calculadas con CELs y con ORLs coincidan (Wesson et al. 2005), por lo tanto, otras hipótesis para explicar el ADF se vuelven necesarias.

2.7.2. Inhomogeneidades químicas en la nebulosa

Trabajos de distintos autores han encontrado que las CELs y las ORLs pueden tener una distribución espacial y una cinemática distinta dentro de las nebulosas planetarias. Estos trabajos apuntan a la idea de la existencia de distintos plasmas coexistiendo en las nebulosas planetarias como posible origen del ADF: uno emitiendo las CELs y otro las ORLs, cada uno con sus condiciones físicas y abundancias.

La hipótesis de las inhomogeneidades químicas surgió como un escenario alternativo a las

fluctuaciones de temperatura para explicar el origen del ADF en las nebulosas planetarias. Si bien, ya en el trabajo de [Torres-Peimbert et al. \(1990\)](#) se proponía un modelo en el cual las líneas de recombinación de C se emitían en una región de la nebulosa más fría y abundante en C que las líneas prohibidas, no fue hasta el trabajo de [Liu et al. \(2000\)](#) que este escenario se propuso como posible origen del ADF.

Tras su análisis de la nebulosa planetaria NGC 6153, [Liu et al. \(2000\)](#) mostraron que las fluctuaciones de temperatura, calculadas con las temperaturas de [O III] y del salto de Balmer de H I, resultaban insuficientes para explicar el $\text{ADF}(\text{O}^{+2}) \sim 10$ de esta nebulosa. Dada esta limitación, los autores propusieron la presencia de pequeñas inclusiones de gas pobre en H, rico en metales, y de baja temperatura inmersas dentro del gas «normal» de la nebulosa, rico en H y con la temperatura típica de la nebulosa. Estas inclusiones, afirman, ocuparían una fracción de $\sim 10^{-8}$ del volumen total de la nebulosa.

La emisión infrarroja de los elementos pesados de las inclusiones sería la responsable de su enfriamiento provocando a su vez la supresión de la emisión las CELs, dada su dependencia exponencial de la temperatura, favoreciendo así la emisión de las ORLs, que son poco dependientes de la temperatura. De esta forma, las abundancias determinadas con las CELs representarían el valor promedio de la abundancia de toda la nebulosa, mientras que las abundancias de las ORLs representarían las abundancias de las inclusiones de gas pobre en H ([Wesson et al. 2005](#)).

En distintos trabajos observacionales, como los de [Ercolano et al. \(2004\)](#), [Espíritu y Peimbert \(2021\)](#), [García-Rojas et al. \(2012\)](#), [Liu et al. \(2006\)](#), [McNabb et al. \(2016\)](#), [Tsamis et al. \(2004\)](#) y [Wesson et al. \(2003, 2005\)](#), se han determinado temperaturas con las líneas de O II tan bajas como 5000 K, o incluso menores de 1000 K, contrastando con las determinadas con las líneas de [O III] del orden de 10^4 K. También han mostrado que se sigue una relación entre las temperaturas determinadas con las CELs y las distintas ORLs: $T_e(\text{O II}) \leq T_e(\text{He I}) \leq T_e(\text{H I(BJ)}) \leq T_e(\text{CELs})$. Esta gran diferencia de temperaturas ha sido interpretada por estos autores en estos trabajos como evidencia en favor de la hipótesis propuesta por [Liu et al. \(2000\)](#).

Trabajos observacionales han encontrado la evidencia de la presencia de estos dos plasmas al mostrar que las líneas de recombinación y de excitación colisional presentan distintas distribuciones espaciales y diferente comportamiento cinemático, aunque en algunos de estos no se ha presentado evidencia de la presencia de las «pequeñas inclusiones» que emiten a las ORLs, propuesta por [Liu et al. \(2000\)](#). [Garnett y Dinerstein \(2001\)](#) mostraron que, para la nebulosa planetaria NGC 6720, el perfil de las de las líneas de O II $\lambda 4661 \text{ \AA}$ muestra que su emisión se origina en regiones más internas que el perfil de [O III] $\lambda 4959 \text{ \AA}$. Otros trabajos han encontrado resultados similares para otras nebulosas planetarias utilizando diferentes

técnicas observacionales, como imágenes de filtro estrecho centradas en [O III] $\lambda 5007$ Å y O II $\lambda\lambda 4649+4650$ Å (García-Rojas et al. 2016), espectroscopía en el ultravioleta (Barker 1982, 1991) distribución espacial de los perfiles de CELs y ORLs obtenidos con espectroscopía de rendija larga (Liu et al. 2006, Corradi et al. 2015 y Jones et al. 2016) y espectroscopía integral de campo (García-Rojas et al. 2022 y Tsamis et al. 2008). Ya que en estos trabajos se han encontrado variaciones espaciales en la emisión de las distintas líneas, también han encontrado variaciones espaciales del ADF dentro de las nebulosas.

En esta misma línea, trabajos de Corradi et al. (2015) y Wesson et al. (2018) han calculado $\text{ADFs}(\text{O}^{+2}) \geq 10$ en nebulosas planetarias cuyas estrellas centrales son sistemas binarios con periodos orbitales de ~ 1.15 días. Estos autores proponen que este resultado se debe a que en la nebulosa se encuentra la presencia de material pobre en H y enriquecido en metales, en el cual se emiten las líneas de recombinación, el cual fue expulsado del sistema central en forma de erupciones tipo nova posteriores a la fase de envoltente común. El trabajo de Bautista y Ahmed (2018) apoya la relación entre la binaridad y los ADFs elevados ya que proponen que si los sistemas binarios tienen periodos orbitales muy cortos (< 1 día), se producirán variaciones en el campo de radiación fotoionizante de la fuente, las cuales provocan fluctuaciones de temperatura en la nebulosa, las que a la vez producen variaciones en las intensidades de las intensidades de las CELs y ORLs de O^{+2} y con ello la variación del $\text{ADF}(\text{O}^{+2})$.

Si bien, los resultados de Corradi et al. (2015) y Wesson et al. (2018) apuntan a que los $\text{ADFs}(\text{O}^{+2})$ muy elevados se encuentran en las nebulosas planetarias con estrellas centrales binarias, existen ejemplos de nebulosas planetarias con este tipo de estrellas centrales cuyos $\text{ADFs}(\text{O}^{+2})$ son menores a 5, como los casos de: NGC 2867, NGC 5189, NGC 2392, IC 4776 y MyCn 18⁴.

Basados en espectros de alta resolución espectral, los trabajos de otros autores han analizado el escenario de los distintos plasmas dentro de la nebulosa. Richer et al. (2013, 2022) presentaron un detallado análisis espacial y cinemático, a través de diagramas de posición velocidad (PV), de las distintas CELs y ORLs de NGC 7009 y NGC 6153, respectivamente. Los autores encontraron que la emisión de las líneas de [O III] y de O II no comparten la misma cinemática y además se emiten en regiones más internas de la nebulosa, adicionalmente, la emisión de otras líneas de recombinación como C II, N II y Ne II no tienen la misma cinemática que sus respectivas CELs y comparten la misma distribución que las líneas de O II dentro de la nebulosa. También describieron que la cinemática de las ORLs de los elementos pesados no presentan una estructura de ionización como la que presentan las CELs, un resultado también reportado por García-Rojas et al. (2022) para sus observaciones de Hf 2-2, M 1-42 y NGC

⁴Estos objetos se clasifican como nebulosas planetarias con $\text{ADF}(\text{O}^{+2}) < 5$ y con estrellas centrales binarias en la compilación presentada por Roger Wesson en <https://nebulousresearch.org/adfs/>, consultada por última vez el 22 de mayo del 2023.

6778, nebulosas planetarias con ADFs muy elevados. Estos resultados apoyan fuertemente la presencia de dos plasmas dentro de la nebulosa; sin embargo, no existe suficiente evidencia para apoyar o descartar la existencia de las pequeñas inclusiones densas propuestas por Liu et al. (2000).

En concordancia con esta idea y utilizando los mismos datos que para NGC 7009, Richer et al. (2019) construyeron mapas de la distribución de las T_e determinadas con las líneas de [O III] y O II en la nebulosa; al comparar las temperaturas encontraron un gradiente en el que las T_e obtenidas con ambas líneas son similares la zona externa mas en la zona interna éstas difieren por 6000 K, lo que se interpretó como que la emisión de O II domina en la parte más interna de la nebulosa mientras que la emisión de [O III] domina en las zonas más externas.

Richer et al. (2017) encontraron estadísticamente, para una muestra de setenta y seis nebulosas planetarias, que la línea de C II $\lambda 6578 \text{ \AA}$ no es emitida en la zona en que se esperaría para un plasma químicamente homogéneo y en equilibrio de ionización, sino que la emisión de esta línea proviene de las zonas más internas de las nebulosas analizadas.

Peña et al. (2017) analizaron las velocidades de expansión de las CELs y ORLs, determinadas a partir de los perfiles, en función de sus potenciales de ionización para catorce nebulosas planetarias con estrellas centrales tipo [WC] y $ADF(O^{+2}) \leq 5$. Encontraron que en general las CELs presentan el campo de velocidades esperado en las nebulosas, con las velocidades de expansión incrementándose hacia las partes externas, mientras que las ORLs presentan un campo de velocidades casi plano y menores velocidades de expansión que el conjunto de las CELs; este resultado se encontró en particular para los iones en los que fue posible comparar las velocidades de expansión de sus CELs y ORLs del mismo ion (N^+ , O^{+2} y Ne^{+2}). Además, otro resultado importante encontrado en este trabajo fue que el FWHM de las ORLs es sistemáticamente menor que el FWHM de las CELs, lo cual indicaría que la emisión de las ORLs provendría de zonas con menor temperatura que la zona que emite a las CELs. Siguiendo una metodología similar, Otsuka et al. (2009, 2010) encontraron esta tendencia para dos nebulosas planetarias del halo de la galaxia. En conjunto, estos resultados indican que la emisión de las ORLs se origina en zonas más cercanas a la estrella central que la de las CELs.

Bajo este escenario, otros autores como Gómez-Llanos y Morisset (2020) y Péquignot et al. (2002, 2003) han desarrollado modelos de fotoionización de «biabundancias» para el caso de NGC 6153. Estos modelos incluyen en la nebulosa las dos componentes del plasma propuestas por Liu et al. (2000): normal y enriquecida en metales y pobre en H; con esto han logrado reproducir las intensidades de las líneas observadas además de las diferencias entre las temperaturas de las líneas prohibidas y las de recombinación. Gómez-Llanos y Morisset (2020), para el caso de NGC 6153, discutieron acerca de la determinación de las abundancias de las líneas de recombinación, ya que al calcularlas respecto al H^+ se estarían considerando en el

cálculo dos iones que se emiten en regiones distintas; estas regiones son difíciles de observar por separado con las técnicas observacionales actuales. Además, concluyeron de que en caso de la presencia de dos plasmas con distintas composiciones químicas dentro de la nebulosa, el ADF no representa una buena estimación de la diferencia entre las abundancias de un elemento contenido en cada plasma.

2.8. Objetivos de la tesis

El objetivo principal de este trabajo es verificar la posible validez de la hipótesis de los dos plasmas coexistentes como posible origen del ADF en las nebulosas planetarias, cada uno de éstos con sus propias condiciones físicas y abundancias, cinemática y distribución espacial. Para desarrollar este análisis se busca determinar y comparar las condiciones físicas, T_e y n_e , las abundancias iónicas y las velocidades de expansión, a partir de los perfiles de líneas, de las distintas CELs y ORLs de una muestra de espectros de alta resolución espectral de nebulosas planetarias galácticas, los cuales permiten resolver las líneas de recombinación más importantes y medir los anchos FWHM de los perfiles de las líneas.

Esta tesis se plantea como una continuación y profundización del trabajo previo publicado en 2017 (Peña et al. 2017), en el cual se encontró evidencia en favor de la hipótesis de los dos plasmas como posible origen del ADF tras analizar la cinemática de las CELs y ORLs en una muestra de catorce nebulosas planetarias galácticas con estrellas centrales tipo [WC] y con $ADF_s(O^{+2}) \leq 5$. Para esta tesis se amplió la muestra de nebulosas planetarias, respecto a la del trabajo de Peña et al., y se incluyeron nebulosas planetarias con distintos tipos de estrellas centrales, con distintos valores de $ADF_s(O^{+2})$; siguiendo la misma metodología se busca encontrar si la diferencia de velocidades entre las CELs y ORLs que se encontró en dicho trabajo también se encuentra en nebulosas planetarias con otras características y si esta diferencia se vuelve mayor en el caso de las nebulosas planetarias con $ADF_s(O^{+2}) \geq 5$. También se ha buscado extender este análisis a nebulosas planetarias con altas densidades electrónicas ($n_e \geq 10^5 \text{ cm}^{-3}$, determinadas con las CELs) ya que el escenario de los dos plasmas coexistentes sólo ha sido analizado en nebulosas planetarias con densidades «normales» ($n_e \leq 10^4 \text{ cm}^{-3}$), tales como los análisis detallados para NGC 6153 y NGC 7009.

Para el caso del cálculo de condiciones físicas y abundancias de los objetos de la muestra, se busca utilizar espectros profundos y de alta resolución espectral lo que permitiría obtener mejores determinaciones de las condiciones físicas, de las abundancias iónicas, los ADFs y las abundancias totales que los que se han presentado en la literatura basados en espectros de resolución espectral media o baja. De esta manera se podrían obtener nuevas determinaciones de estos parámetros y corroborar los valores determinados en la literatura, lo cual se vuelve

un caso de interés para los objetos en los cuales se han determinado ADFs(O^{+2}) que se han calculado muy elevados.

Otro objetivo, surgido durante el análisis de los datos, fue el análisis más detallado de la nebulosa planetaria M 3-27, la cual es una nebulosa planetaria muy densa ($n_e \sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$) que, adicionalmente al análisis planteado originalmente, fue analizada debido a la variación temporal de las intensidades de sus líneas y la peculiaridad de los perfiles de las líneas de la serie de Balmer de H I. Para este caso en específico, también se recopilaron las intensidades reportadas en la literatura y se realizaron varias observaciones en distintos años.

Capítulo 3

Metodología

3.1. Selección de la muestra de objetos



PARA este trabajo se buscó analizar una muestra de nebulosas planetarias galácticas con ADFs elevados ($ADF(O^{+2}) \geq 5$) que pudieran ser observadas desde el Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir (OAN-SPM) y utilizando el espectrógrafo REOSC Echelle, los cuales se señalan en la Tabla 3.1. Si bien la intención original era obtener una muestra amplia de nebulosas planetarias con $ADF(O^{+2})$ elevados, la selección del telescopio y del instrumento limitó la muestra a seis nebulosas planetarias con estas características, ya que la mayor parte de las nebulosas planetarias con $ADF(O^{+2})$ elevados tienen coordenadas ecuatoriales que permiten sus observaciones en telescopios del hemisferio sur terrestre. Dadas estas limitaciones, se decidió incluir en el análisis a otras nebulosas planetarias con coordenadas ecuatoriales del hemisferio norte. Si bien, originalmente se había planteado presentar solicitudes de tiempo de observación para observatorios del hemisferio sur para observar nebulosas planetarias con estas características, finalmente, se descartó debido a los problemas que surgieron con la pandemia de COVID-19 y el avance en compilación de datos del OAN-SPM.

Las características del espectrógrafo permitieron analizar, además de las condiciones físicas y abundancias, la cinemática de las líneas a partir de sus perfiles, lo cual representa una nueva aportación de este trabajo. De la muestra observada, el primer análisis se enfocó en seleccionar objetos compactos y brillantes y se seleccionaron las nebulosas Cn 3-1, Vy 2-2, Vy 1-2, Hu 2-1 e IC 4997, los cuales son objetos jóvenes y tres de ellos son objetos densos. La siguiente fase del análisis se centró en la nebulosa planetaria M 3-27, la cual resultó muy compleja para incluirla en el primer análisis debido a su compleja estructura de temperatura y densidad, además de importante su evolución temporal, por lo que se requirió de un análisis

más detallado para estimar sus condiciones físicas y abundancias. Por cuestiones de tiempo, el resto de los objetos observados no fue analizado para esta tesis de doctorado; no obstante, los espectros de estos objetos están reducidos y se analizarán en el futuro. Las implicaciones del análisis de resto de esta muestra se discute en la sección de Conclusiones.

PN G	Nombre	α (2000)	δ (2000)	T. angl. (arcsec)	Distancia (kpc)	ADF (O^{+2})	Estrella central
034.5 -06.7	NGC 6778	19:18:25	-01:35:47	15.78	2.79	18.00 ^a	O(H)3-4 + ?
038.2 +12.0	Cn 3-1	18:17:34	+10:09:03	4.50	4.68	6.53	O(H)7 Ib(f)
043.3 +11.6	M 3-27	18:27:48	+14:29:06	1.00	6.53	5.48	H α emission
045.4 -02.7	Vy 2-2	19:24:22	+09:53:56	0.50	4.12	11.80	B[e]
046.4 -04.1	NGC 6803	19:31:16	+10:03:21	5.50	4.59	2.71	wels/WN?
051.4 +09.6	Hu 2-1	18:49:47	+20:50:39	2.60	4.18	4.00	WNb + ?
051.9 -03.8	M 1-73	19:41:09	+14:56:58	5.00	4.18	3.61	O(H)3.5 If
053.3 +24.0	Vy 1-2	17:54:23	+27:59:58	4.60	8.13	6.17	WR-wels
054.1 -12.1	NGC 6891	20:15:08	+12 42 15	15.00	2.88	1.52	O(H)3 Ib(f*)
058.3 -10.9	IC 4997	20:20:08	+16:43:53	7.20	4.24	—	wels/[WC 10]
061.9 +41.3	DdDm1	16:40:18	+38:42:20	0.60	17.08	11.8, 5.3 ^b	O(H)
082.5 +11.4	NGC 6833	19:49:47	+48:57:40	2.00	17.85	2.43	Of
100.0 -08.7	Me 2-2	22:31:43	+47:48:03	5.00	8.75	2.10	Of
119.6 -06.1	Hu 1-1	00:28:15	+55:57:54	5.00	5.91	2.97	A?
130.2 +01.3	IC 1747	01:57:36	+63:19:19	13.00	3.08	3.20	[WO 4]
130.3 -11.7	M 1-1	01:37:19	+50:28:11	6.00	8.29	—	cont
144.5 +06.5	NGC 1501	04:06:59	+60:55:14	51.78	1.23	32.0 ^c	[WO4]
159.1 -15.2	IC 351	03:47:32	+35:02:49	7.00	5.73	3.14	O(H)f
161.2 -14.8	IC 2003	03:56:22	+33:52:30	8.60	4.33	7.31	[WC] 3?
196.7 -10.9	NGC 2022	05:42:06	+09:05:10	19.38	2.60	16.00 ^d	O(H)

Tabla 3.1: Coordenadas y características principales del conjunto de nebulosas planetarias observadas para este trabajo. Distancias tomadas de: [Frew et al. \(2016\)](#), para M 3-27 de [Stanghellini y Haywood \(2018\)](#). ADF(O^{+2}) tomados de ^a[Jones et al. \(2016\)](#), ^b[Otsuka et al. \(2009\)](#), ^c[Ercolano et al. \(2004\)](#) y ^d[Tsamis et al. \(2004\)](#); todos los demás valores tomados de [Wesson et al. \(2005\)](#). Clasificaciones de las estrellas centrales tomadas de [Weidmann et al. \(2020\)](#).

3.2. Observaciones

Para este trabajo se utilizaron espectros de alta resolución espectral obtenidos con el espectrógrafo REOSC Echelle acoplado al telescopio de 2.1 m del OAN-SPM en Baja California, México. Dado que entre los objetivos principales de este trabajo está el resolver las líneas prohibidas y de recombinación más importantes para el análisis nebuloso, era necesario utilizar un espectrógrafo que brindara una alta resolución espectral y un amplio rango de longitudes de onda en el óptico. Por este motivo se eligió el espectrógrafo REOSC-Echelle, ya que permite obtener

espectros en un rango de longitud de onda de entre $\lambda\lambda 3600$ y 7200 \AA ; además de que permite obtener resoluciones espectrales ($R = \lambda/\Delta\lambda$) del orden de $R \sim 18,000$, para $\lambda 5000 \text{ \AA}$, o de $\sim 17 \text{ km s}^{-1}$ (Levine y Chakrabarty 1994).

Para obtener los datos observacionales se realizaron cuatro temporadas de observación en el OAN-SPM: en septiembre del 2018, en junio y agosto del 2019 y en octubre del 2021, siendo esta última de forma remota debido a las restricciones impuestas en el observatorio debido la pandemia de COVID-19 en esa fecha. Las observaciones se realizaron colocando la rendija del espectrógrafo en la parte central visible de cada nebulosa planetaria, para incluir sus estrellas centrales y se estableció una posición fija de la rendija durante toda la observación que fue E – W (P. A. = 90°) y, únicamente para la temporada del 2021, N – S (P. A. = 0°)¹. La longitud de la rendija fue en todos los casos de 13 arcsec a lo largo del plano del cielo y se usaron aperturas de rendija de $100 \mu\text{m}$ (1.3 arcsec) y $150 \mu\text{m}$ (2 arcsec); con lo que se pudieron obtener resoluciones espectrales, $R = \lambda/\Delta\lambda$, del orden $R \sim 20,000$ y $R \sim 18,000$, para 5000 \AA en ambos casos. En todas las observaciones se utilizaron: el *Decker 8* (máscara), el detector CCD *Marconi 2*² que tiene un tamaño de 2048×2048 píxeles y un tamaño de pixel de $13.5 \mu\text{m pix}^{-1}$; y el espejo secundario del telescopio (f/7.5)³ que proporciona una escala de placa de $\sim 13.0 \text{ arcsec mm}^{-1}$, que al multiplicarse por el tamaño de píxeles del detector resulta en $\sim 0.18 \text{ arcsec pix}^{-1}$. A excepción de las observaciones del 2021, en las cuales se utilizó un *binning* de 2×2 , en el resto de éstas se utilizó un *binning* de 1×1 . El *seeing* típico para las observaciones en el telescopio de 2.1 m del OAN-SPM es de entre 1.5 – 2.0 arcsec.

Las observaciones se realizaron en grupos de espectros con distintos tiempos de exposición. Ya que uno de los objetivos de las observaciones era detectar y medir las líneas de recombinación más importantes de los elementos pesados, cuyos flujos pueden ser del orden de $\sim 0.01 \text{ H}\beta$ o incluso menores, se obtuvieron grupos de dos o tres espectros con tiempos exposición largos ($t_{exp} = 1800 \text{ s}$); no obstante, con estos tiempos de exposición se mostrarían saturadas las líneas intensas, como $\text{H}\beta$ u $[\text{O III}] \lambda 5007 \text{ \AA}$, por lo tanto, también se obtuvieron grupos de espectros con tiempos de exposición más cortos ($t_{exp} = 10, 30, 60, 300 \text{ s}$). En la Tabla 3.2 se presenta la bitácora de las observaciones.

Junto con los espectros de las nebulosas planetarias, en cada noche de observación se obtuvieron los distintos *frames* necesarios para la reducción y calibración de los datos: BIAS, FLATS, arcos y espectros de estrellas estándares espectrofotométricas. Los BIAS se obtuvieron en series de diez al inicio y al final de cada noche de observación, se tomaron de tres a cuatro

¹P. A., acrónimo en inglés para designar al ángulo de posición.

²<https://www.astrossp.unam.mx/es/usuarios/ccds> (Consultado por última vez el 28 de febrero del 2023).

³<https://www.astrossp.unam.mx/es/usuarios/telescopios/tel2m> (Consultado por última vez el 28 de febrero del 2023).

Nombre	Fecha de observación	t_{exp} (s)	AM (avg)	Ap. rendija (μm)
IC 4997	25/08/2001	$1 \times 60, 1 \times 900$	1.287	300
IC 2003	18/08/2018	3×1800	1.198	100
IC 1747	20/08/2018	2×1800	1.191	100
NGC 1501	21/09/2018	4×1800	1.219	100
Vy 1-2	21/09/2018	2×1800	1.555	100
DdDm1	30/06/2019	3×1800	1.027	150
M 3-27	30/06/2019	3×1800	1.049	150
Vy 2-2	30/06/2019	3×1800	1.133	150
NGC 6891	13/08/2019	3×1800	1.16	150
Hu 2-1	13/08/2019	2×1800	1.057	150
Hu 1-1	13/08/2019	2×1800	1.106	150
M 1-73	14/08/2019	3×1800	1.082	150
M 1-1	14/08/2019	3×1800	1.107	150
NGC 6778	14/08/2019	3×1800	1.250	150
Cn 3-1	15/08/2019	$3 \times 1800, 1 \times 900$	1.077, 1.114	150
Me 2-2	15/08/2019	$3 \times 1800, 2 \times 900$	1.081	150
NGC 6803	15/08/2019	3×1800	1.106	150
IC 4997	01/10/2021	$3 \times 10, 3 \times 1800$	1.107, 1.199	150
Me 2-2	01/10/2021	$3 \times 300, 3 \times 1800$	1.090, 1.156	150
M 3-27	01/10/2021	3×1800	1.248	150
IC 351	02/10/2021	3×1800	1.137	150
IC 1747	02/10/2021	3×1800	1.328	150
NGC 2022	02/10/2021	3×1800	1.234	150
NGC 6833	03/10/2021	$3 \times 300, 3 \times 1800$	1.109, 1.226	150

Tabla 3.2: Bitácora de las observaciones de las cuatro temporadas ordenada de acuerdo con las fechas de observación. En la temporada de 2021 se utilizó una con la rendija orientada en dirección N – S y se utilizó un *binning* de 2×2 ; para el resto de las observaciones se utilizó la rendija se orientó en posición E – W y se utilizó un *binning* de 1×1 . Las aperturas de rendija a 100, 150 y 300 μm equivalen 1.3, 2 y 4 arcsec, respectivamente.

FLATS de domo por noche con $t_{exp} = 300$ s y los arcos, que son espectros de la lámpara de Th-Ar incorporada al espectrógrafo utilizadas para la calibración en longitud de onda, se tomaron inmediatamente después de cada espectro de las nebulosas con $t_{exp} = 25$ s. En el caso de las estrellas estándares espectrofotométricas, usadas para la calibración en flujo, se obtuvieron espectros de algunas de las incluidas en el listado presentado por Hamuy et al. (1992), las cuales pudieran ser observadas durante de las noches de observación, éstas fueron: HR 9087, HR 8634, HR 718, HR 7950, HR 1545 y HR 7596. Para los espectros de las estrellas estándares se utilizaron aperturas de rendija de 200 y 300 μm con $t_{exp} = 60$ s.

3.3. Reducción de los datos

El procedimiento de la reducción de los datos se realizó utilizando la paquetería IRAF⁴, siguiendo la misma metodología para los datos obtenidos en todas las noches.

Los espectros y *frames* de calibración obtenidos directamente del telescopio son imágenes bidimensionales, también llamadas como placas, a partir de las cuales parte el proceso de reducción. El primer paso fue la creación de un BIAS promedio por noche, para lo cual se utilizó la tarea *zerocombine* promediando todos los BIAS obtenidos por noche. Posteriormente, utilizando la tarea *ccdproc* este BIAS promedio fue descontado de los espectros bidimensionales de las nebulosas, estrellas estándares y arcos; adicionalmente en este paso se recortaron los bordes de los espectros bidimensionales al definir el tamaño de la *trimsec*. Aunque se obtuvieron campos planos (FLATS) de domo, con tiempos de exposición de 20 minutos, no se aplicó la corrección por FLATS a los espectros debido a que el número de cuentas disminuía drásticamente hacia los órdenes más azules del espectro, teniendo en esos órdenes un número de cuentas del orden de número de cuentas del BIAS. Ya que los FLATS corrigen la sensibilidad del detector pixel a pixel utilizando una fuente de luz uniforme, el no considerarlos puede tener efectos en la calibración en flujo. No se aplicó una corrección por campos planos (FLATS) ya que los que se obtuvieron en durante las observaciones presentaron un número muy bajo de cuentas, a pesar de haber tenido tiempos de exposición largos de 20 minutos, debido a este problema, es difícil garantizar la respuesta uniforme del CCD.

A partir de los espectros bidimensionales procesados, con el BIAS descontado y con los bordes recortados, se extrajeron los espectros unidimensionales que representan el número de cuentas en función del número de pixeles. Para esto primero se utilizó la tarea *imcombine* para promediar los espectros bidimensionales procesados de cada objeto que tuvieran los mismos tiempos de exposición. Posteriormente, para cada noche de observación y a partir del espectro bidimensional de una de las estrellas estándares, con la tarea *apall* se definieron y trazaron aperturas (30 ó 31) dentro del rango $\lambda\lambda 3600 - 7200 \text{ \AA}$. Estas aperturas definidas se utilizaron como referencia para la extracción de los espectros de las nebulosas, las estrellas estándares y los arcos de la lámpara de comparación. El tamaño de las aperturas definió dependiendo de los tamaños en pixeles en los espectros bidimensionales de las nebulosas y estrellas estándares, para los arcos se utilizó el tamaño de la estrella de referencia. De esta forma se obtuvieron los espectros extraídos sin calibrar con 30 ó 31 órdenes.

La calibración en longitud de onda se realizó utilizando los espectros unidimensionales sin calibrar de los arcos y la tarea *ecidentify*, que permite identificar las longitudes de onda de

⁴IRAF es distribuido por National Optical Astronomy Observatories, operados por la Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., bajo contrato de la National Science Foundation.

los arcos utilizando como referencia el atlas de líneas identificadas de la lámpara de Th-Ar⁵ y genera una solución en forma de ajuste que transforma los píxeles a unidades de longitud de onda (Å) para cada uno de los órdenes de los espectros. Posteriormente, con las tareas *refspec* y *dispcor* la calibración obtenida con el arco se aplica a los espectros unidimensionales de las nebulosas y las estrellas estándares correspondientes.

Para la calibración en flujo de los espectros es necesario construir una función de sensibilidad para cada noche. Ésta se construyó utilizando los espectros calibrados en longitud de onda de las estrellas estándares y las tareas *standard* y *sensfunc*, las cuales permiten transformar el número de cuentas en unidades de flujo: la tarea *standard* permite determinar la sensibilidad al comparar el número de cuentas del espectro de la estrella con los valores tabulados de magnitud para la misma, que en este caso son las determinadas por Hamuy et al. (1992) para intervalos de 16 Å, además de corregir por los efectos de la extinción atmosférica, la cual fue calculada para el cielo del OAN-SPM por Schuster y Parrao (2001); mientras que la tarea *sensfunc* permite realizar el ajuste de la sensibilidad calculada y obtener la función de sensibilidad para cada orden. Finalmente, la tarea *calibrate* aplica la función de sensibilidad a los espectros calibrados en longitud de onda de las nebulosas y las estrellas, obteniendo espectros calibrados en flujo y longitud de onda, con unidades de $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Å}^{-1}$ y Å, respectivamente. Con esto, se concluyó la reducción de los datos y se obtuvieron los espectros finales, con los cuales se desarrolló el análisis de los datos, el cual se explicará en las siguientes secciones.

3.4. Análisis de los datos

3.4.1. Flujos, corrección por enrojecimiento e intensidades de las líneas

A partir de los espectros calibrados en longitud de onda y flujo, se midieron las intensidades y los anchos FWHM de las líneas de emisión de cada espectro utilizando la tarea *plot*, también perteneciente a IRAF. Los flujos de las líneas se midieron integrando debajo de cada línea procurando que los puntos a partir de los cuales se integró se situaran a la mitad del continuo observado de cada línea; el valor del continuo que situado a ambos lados de cada línea medida también se midió para determinar el valor del error asociado a la intensidad las líneas, a partir de éstos.

Los anchos FWHM se midieron a partir de ajustar un perfil gaussiano a cada una de las líneas, en el caso de que las líneas tuvieran perfiles con dos componentes o en el caso en que

⁵<https://www.astrossp.unam.mx/instrumentos/espectroscopia/echelle/LamparaThAr.pdf> (Consultado por última vez el 28 de febrero del 2023).

dos líneas o más no se separaran por completo, por ser muy cercanas en longitud de onda, los ajustes gaussianos se hicieron a partir de *deblend*; en este último caso, los flujos se midieron con el *deblend* en vez de medirse integrando bajo la línea.

Los errores asociados a los flujos de cada línea se determinaron utilizando la fórmula de [Tresse et al. \(1999\)](#):

$$\sigma_I = \sigma_c D \sqrt{2N_{pix} + \frac{EW}{D}}. \quad (3.1)$$

En donde D es la dispersión espectral en $\text{\AA}/\text{pix}$, EW es el ancho equivalente de la línea, σ_c es la desviación estándar del continuo medida en ambos lados de la línea con la misma tarea *splot* y N_{pix} es el tamaño en pixeles de la línea. Para considerar el efecto de que durante la reducción de los datos no se aplicó la corrección por FLATS, cuya ausencia afecta la calibración en flujo, y otras fuentes de error en el espectro reducido final, se tomó como error asociado a las intensidades de las líneas $2\sigma_I$.

Una vez medidos los flujos de todas las líneas observadas, se identificaron los iones y las longitudes de onda en reposo λ_0 en las que se emiten. El siguiente paso consistió en determinar los flujos relativos de cada línea respecto a $H\beta$ para el análisis nebuloso ($F_\lambda/F(H\beta)$); en la normalización de los flujos se supuso que $F(H\beta) = 100$.

3.4.2. Condiciones físicas y abundancias

Una vez medidos los flujos de las líneas relativos a $H\beta$, fue necesario corregirlos por los efectos de la extinción. Utilizando los flujos de las líneas de la serie de Balmer de $H\ I$, primero se determinó el coeficiente de corrección de extinción $c(H\beta)$ a partir de la Ecuación 2.33 utilizando los flujos observados de las líneas $H\alpha$, $H\gamma$ y $H\delta$ y sus valores teóricos ([Storey y Hummer 1995](#)), utilizando los valores para las T_e y n_e más adecuados para las condiciones físicas de cada objeto; además de sus respectivas $f(\lambda)$ determinadas por la ley de extinción de [Cardelli et al. \(1989\)](#), suponiendo un cociente de extinción total selectiva $R_V = 3.1$. El $c(H\beta)$ de cada objeto se determinó promediando los valores del coeficiente determinados con las líneas mencionadas. Determinado el $c(H\beta)$ de cada nebulosa, los flujos observados de todas las líneas se corrigieron utilizando la ya mencionada ley de extinción con la Ecuación 2.33.

A partir de las intensidades desenojadas de las distintas CELs y ORLs se pudieron calcular las condiciones físicas, T_e y n_e , y las abundancias iónicas y totales de cada objeto utilizando las distintas tareas del código PYNEB ([Luridiana et al. 2015](#)). PYNEB es un código diseñado en el lenguaje de programación PYTHON que permite calcular las condiciones físicas y las abundancias al resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico para los iones típicamente observados en las regiones fotoionizadas. El código permite utilizar los cocientes de diagnósticos

para determinar las condiciones físicas, determinar las emisividades de las distintas líneas y calcular las abundancias de los distintos iones y las abundancias de los elementos; además de que brinda la facilidad del uso de distintos conjuntos de datos atómicos para los iones, que han sido calculados y publicados en la literatura.

Utilizando la clase *Diagnositics* y su método *plot* se construyeron los diagramas de diagnóstico utilizando las intensidades de las líneas para los cocientes de las CELs sensibles a T_e y n_e . Estos diagramas, en los que se muestra el comportamiento de estos cocientes en función de la T_e y la n_e , permiten definir el valor de las condiciones físicas en los puntos en donde se intersecan dos cocientes, con lo cual se puede conocer si dentro de las nebulosas las condiciones físicas están distribuidas y como una única zona de T_e y n_e o como varias zonas. Los diagramas de diagnóstico de algunos de los objetos observados se presentan en la Figura 2 del artículo de Ruiz-Escobedo y Peña (2022), en estos diagramas cada cociente de diagnóstico está representado por una banda de color diferente y su etiqueta, su comportamiento en función de T_e y n_e está graficado como una punteada rodeada de una banda de color que representa el error rms del cociente de las intensidades de las líneas.

Dentro de la misma clase *Diagnositics* y pero con el método *getcrosstemden* se calcularon los valores de T_e y n_e con los distintos cocientes de diagnóstico. Este método permite calcular simultáneamente los valores de T_e y n_e a partir de la intersección de dos cocientes en el diagrama de diagnóstico, uno sensible a T_e y el otro sensible a n_e de una forma iterativa. Así, por ejemplo, se pudieron calcular los valores de la T_e de [N II] y la n_e de [S II] simultáneamente. Si las condiciones físicas no se pueden determinar utilizando el *getcrosstemden* debido a que no existe la intersección de dos cocientes de diagnóstico, la T_e o la n_e se pueden determinar utilizando el método *gettemden*, el cual determina un valor de T_e suponiendo un valor inicial de n_e o un valor de n_e suponiendo un valor inicial de T_e ; *gettemden* a diferencia de *getcrosstemden* no es iterativo. Por ejemplo, de esta forma se puede determinar la T_e utilizando el cociente de [O III] suponiendo un valor inicial de $n_e = 1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, o la n_e utilizando el cociente de [S II] suponiendo un valor inicial de $T_e = 1 \times 10^4 \text{ K}$.

Para las condiciones físicas de las líneas de recombinación, éstas se determinaron a través del cociente de las líneas de O II. De nuevo, utilizando la clase *Diagnositics* se definieron los cocientes de diagnósticos ahora para las líneas de O II: $\lambda\lambda 4649/4661 \text{ \AA}$, para la n_e , y $\lambda\lambda 4649/4089 \text{ \AA}$, para T_e . Para este caso en específico, los valores numéricos se obtuvieron directamente del diagrama de diagnóstico. Además se calcularon las T_e para O II y He I utilizando las fórmulas empíricas de Peimbert et al. (2014) (Ecuación 2.24) y Zhang et al. (2005) (Ecuaciones 2.14 – 2.18) y las intensidades de las respectivas líneas requeridas; para las T_e del He I se utilizaron las ecuaciones definidas para 10^4 cm^{-3} por el ser el valor más adecuado al determinado con el diagnóstico de n_e del O II y se adoptó como valor de T_e la determinada

con el cociente $\lambda\lambda 7281/6678 \text{ \AA}$, si este no podía utilizarse la T_e adoptada fue la del cociente $\lambda\lambda 6678/5875 \text{ \AA}$. Por otra parte, en las nebulosas en las cuales pudo detectarse el salto de Balmer de H I, la T_e se determinó utilizando la metodología presentada por Liu et al. (2001), midiendo el valor del continuo desrojado en las zonas de $\lambda\lambda 3682$ y 3643 \AA , la intensidad de la línea de H I $\lambda 3770 \text{ \AA}$ y resolviendo la Ecuación 2.12. En la Figura 4.2 se muestran los espectros de las nebulosas planetarias en donde aparece el brinco de la serie de Balmer. Finalmente, para el caso de las líneas de recombinación, la n_e adoptada fue la determinada con el cociente de O II mientras que la T_e fue la obtenida con cada uno de las metodologías utilizadas: para los iones pesados se adoptó la T_e del O II determinada con la metodología de Peimbert et al. (2014) y para el He I se adoptó su temperatura; en caso de que no se pudiera determinar una temperatura de O II se adoptó la temperatura del He I o la determinada con el salto de Balmer de H I.

Las abundancias iónicas de las líneas prohibidas se calcularon utilizando el método *IonAbundance* de la clase *Atom*, la cual requiere las intensidades de las líneas y sus condiciones físicas. Para estos cálculos se definieron las distintas zonas con los resultados obtenidos de T_e y n_e : dependiendo de las condiciones físicas de cada objeto se supusieron una única o varias zonas de T_e y n_e . Las zonas se definieron a partir del comportamiento de los cocientes de diagnóstico para T_e y n_e y los puntos en donde se cruzaran en los diagramas de diagnóstico (Figura 2.3), en éstos se puede observar si con los cocientes de diagnóstico de los distintos iones se obtienen valores similares de n_e y T_e : si todos los diagnósticos coincidían en una región se podía definir una única zona de T_e y n_e para toda la nebulosa (Subfigura 2.3a), por el contrario si los diagnósticos de distintos iones se distribuían con diferentes valores se podía considerar que la nebulosa estaba constituida de distintas zonas de T_e y n_e (Subfigura 2.3b).

Para las nebulosas con una única zona se promediaron las n_e de todos los diagnósticos para obtener una n_e promedio, de igual forma se hizo esto con la T_e ; para las nebulosas con dos zonas o tres zonas de densidad, cuando existía más de un diagnóstico de n_e que la definiera estos se promediaron, en caso contrario sólo se tomó el valor del cociente que definía la zona. Cuando fue posible, se buscó utilizar las líneas nebulares de las CELs para calcular sus abundancias ya que las líneas nebulares tienen una menor dependencia de la T_e que las líneas aurales. Se obtuvieron abundancias de iones como: N^+ , O^+ , O^{+2} , Ne^{+2} , Ar^{+2} , Ar^{+3} , Ar^{+4} , S^+ , S^{+2} , Cl^{+2} , Fe^+ , Fe^{+2} y K^{+3} .

Las abundancias de las líneas de recombinación se determinaron con la clase *RecAtom* y su método *getIonAbundance* utilizando las intensidades y las condiciones físicas determinadas para las líneas. Si bien se pudieron calcular las abundancias de N II y O II con varias de sus líneas, para el N II se adoptó la abundancia determinada con el multiplete V3 mientras que para el O II se adoptó la del multiplete VI, primero al sumar las intensidades de sus líneas

observadas y luego calculando las abundancias con la intensidades totales del multiplete, respectivamente. Se obtuvieron abundancias iónicas de He I, He II, C II, O II y N II.

Un paso importante realizado después de determinar las abundancias de las líneas de recombinación fue la corrección de las líneas aurales de [N II] y [O III] por la contribución de recombinación siguiendo la metodología de Liu et al. (2000). La corrección de la línea auroral del N⁺, [N II] $\lambda 5755$ Å, se hizo para todas las nebulosas analizadas, para lo cual se utilizó la Ecuación (2.9) y la abundancia ya determinada de las líneas de recombinación del multiplete V3 de N II; por otro lado, la corrección de la línea de [O III] $\lambda 4363$ Å del O⁺² sólo se aplicó en el caso de Vy 1-2, que es la única nebulosa que presenta emisión de líneas de He II, utilizando la Ecuación (2.10) y la estimación de la abundancia del O III calculada con la relación presentada por Kingsburgh y Barlow (1994) (Ecuación 2.11). Una vez determinados los valores de las contribuciones de la recombinación a las intensidades de las líneas aurales, éstos se sustrajeron de los valores de intensidades observadas para posteriormente recalcular las condiciones físicas y las abundancias iónicas de las líneas prohibidas tal como se describió en los párrafos anteriores; éstos fueron los valores finales tanto de condiciones físicas y abundancias iónicas de las CELs.

Las abundancias totales de cada elemento, relativas a H (X/H), se calcularon a partir de las abundancias de sus respectivos iones corregidas con un ICF para el elemento en cuestión, presentado en la literatura. Las abundancias totales se transformaron a la escala logarítmica $12 + \log(X/H)$ y con éstas también se calcularon las abundancias relativas al O, $\log(X/O)$.

Los distintos ICFs utilizados fueron: O/H (Delgado-Inglada et al. 2014), N/H, Ne/H, Ar/H, S/H (Kingsburgh y Barlow 1994), Cl/H (Liu et al. 2001), Fe/H (Rodríguez y Rubin 2005) y K/H (Amayo et al. 2020). En algunas nebulosas, no se pudieron calcular abundancias de Fe/H ni de K/H a pesar de tener determinadas las abundancia de sus iones; esto se debió a que estas nebulosas planetarias estaban fuera del rango de validez de sus ICFs. Esto ocurrió también con los ICFs de Delgado-Inglada et al. (2014) para N/H, Ne/H, Ar/H, S/H y Cl/H.

Para el caso de la abundancia del He/H, ésta se calculó solamente utilizando la abundancia iónica de He⁺, a excepción del caso de Vy 1-2, nebulosa en la cual se pudo determinar la abundancia de He⁺² y por tanto, su abundancia total de He/H se calculó a partir de la suma de las abundancias iónicas de He⁺ y He⁺². La contribución de He⁰ en las nebulosas de bajo grado de ionización puede ser importante al momento de calcular la abundancia total de He/H, incluso mayor a un 20 % (Delgado-Inglada et al. 2014). Si bien, en la literatura se han propuesto distintos ICFs para considerar la presencia del He⁰ (por ejemplo, los presentados por Peimbert et al. 1992 y Zhang y Liu 2003, basados en las abundancias de S⁺ y O⁺), hasta el momento no existe un ICF completamente aceptado y su construcción continúa siendo objeto de debate (Méndez-Delgado et al. 2020); adicionalmente, Delgado-Inglada et al. (2014) no recomiendan

el uso de estos ICFs para el cálculo de la abundancia del He/H debido a que la población de los niveles energéticos de los iones de He depende de la temperatura efectiva de la estrella central mientras que los iones de elementos pesados también dependerán del parámetro de ionización, que indica el grado de ionización de la nebulosa. Por lo tanto, la abundancia de He/H se determinó sólo a partir de la abundancia de He^+/H^+ .

Los errores de las condiciones físicas y abundancias se determinaron utilizando simulaciones Monte Carlo, con 400 puntos aleatorios artificiales generados alrededor de la intensidad observada de la línea siguiendo una distribución normal⁶. Los valores finales de condiciones físicas y abundancias se obtuvieron con la mediana de la distribución generada en cada caso y sus errores superior e inferior se determinaron con los cuantiles 84 y 16 de las mismas, respectivamente.

3.4.3. Anchos FWHM, velocidades radiales y velocidades de expansión

El análisis cinemático consistió en el cálculo de las velocidades radiales (v_{rad}) y las velocidades de expansión (v_{exp}) de las líneas de los espectros de las nebulosas planetarias de la muestra.

Tras identificar las líneas, sus v_{rad} se determinaron utilizando el efecto Doppler (Ecuación 2.28) con las longitudes de onda observadas y en reposo de cada línea; para el caso de las líneas con perfiles con dos componentes la v_{rad} de la línea se calculó como el promedio de las velocidades de ambas componentes. A la v_{rad} determinada para cada línea se le aplicó la corrección heliocéntrica utilizando la tarea *rvcorrect* de IRAF, que utiliza como parámetros para el cálculo la fecha y hora de la observación, las coordenadas ecuatoriales del objeto, las coordenadas del observatorio y la v_{rad} observada. Finalmente, se obtuvo una velocidad radial del objeto al promediar las v_{rad} de todas las líneas observadas.

Las v_{exp} de las líneas se calcularon a partir de sus anchos FWHM para las líneas con perfiles de una única componente, corregidos por los efectos del ensanchamiento instrumental y térmico (Ecuación 2.30), y a partir de la diferencia entre las velocidades de las componentes (Ecuación 2.27) para las líneas con perfiles de dos componentes. Las líneas muy débiles, que apenas sobresalieran del continuo, no se consideraron para este cálculo. Para determinar la v_{exp} de cada ion, se tomó el promedio de las v_{exp} de sus líneas observadas y tomando la desviación estándar del promedio como su error. De esta manera, se obtuvieron las velocidades de expansión para el conjunto de las distintas CELs y ORLs y utilizando sus respectivos potenciales de ionización (IP , por sus siglas en inglés) se construyeron los diagramas $v_{exp} - IP$. En estos diagramas, que como se mencionó en la Sección 2.5 el potencial de ionización es representativo de la distancia a la estrella central de la nebulosa, se puede analizar el compor-

⁶Este número de puntos aleatorios se utilizó para que el tiempo de cómputo de los cálculos no fuera muy largo (~ 2 horas). Se hizo un cálculo con 1000 puntos aleatorios y los resultados no se vieron afectados.

tamiento del campo de velocidades de la nebulosa y a la vez comparar las v_{exp} del conjunto de las CELs y ORLs.

Por otra parte, en el caso de los objetos en los cuales se encontró una diferencia entre las v_{exp} de las líneas aurorales y nebulares de las líneas de [S II], [N II], [O III], [Ar III] y [Ar IV] se construyeron diagramas en los que se compara la v_{exp} en función de la densidad crítica (n_{crit}) de las transiciones a partir de las cuales se emiten estas líneas con el fin de encontrar una correlación entre estas diferencias de velocidad y la densidad crítica.

Capítulo 4

Resultados



OMO resultado de las observaciones y el análisis realizados siguiendo la metodología general descrita en las secciones anteriores, se publicó el artículo titulado *Abundance discrepancy factors in high-density planetary nebulae* (Ruiz-Escobedo y Peña 2022) en la revista *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* en marzo del 2022. En este artículo se enfatizó el análisis de nebulosas planetarias jóvenes, compactas y densas del conjunto original de observaciones obtenido hasta antes del 2020. Se trabajó tanto en el análisis de condiciones físicas y de abundancias, a partir de las distintas CELs y ORLs, como en el análisis cinemático de las nebulosas a partir de estas líneas. Los objetos que se incluyeron en este artículo fueron los siguientes: Cn 3-1, Vy 2-2, Hu 2-1, Vy 1-2 e IC 4997.

4.1. Artículo *Abundance discrepancy factors in high-density nebulae*

A continuación se reproduce el artículo publicado y en la siguiente Subsección se incluyen algunos detalles que no se consideraron dentro la publicación final.

Abundance discrepancy factors in high-density planetary nebulae

Francisco Ruiz-Escobedo^{*} and Miriam Peña

Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70264, Ciudad Universitaria, 04510 Ciudad de México

Accepted 2021 December 31. Received 2021 December 29; in original form 2021 September 8

ABSTRACT

From high-resolution spectra, chemical abundances from collisionally excited lines (CELs) and optical recombination lines (ORLs) have been determined for planetary nebulae (PNe) Cn 3-1, Vy 2-2, Hu 2-1, Vy 1-2 and IC 4997, which are young and dense objects. The main aim of this work is to derive their O^{+2}/H^{+} abundance discrepancy factors (ADFs) between CELs and ORLs. He, O, N, Ne, Ar, S, and Cl abundances were obtained and our values are in agreement with those previously reported. We found that Cn 3-1, Hu 2-1, and Vy 1-2 have O abundances typical of disc PNe, while Vy 2-2 and IC 4997 are low O abundance objects ($12 + \log(O/H) \sim 8.2$), which can be attributed to possible O depletion into dust grains. ADFs(O^{+2}) of $4.30^{+1.00}_{-1.16}$, 1.85 ± 1.05 , $5.34^{+1.27}_{-1.08}$ and $4.87^{+4.34}_{-2.71}$ were determined for Vy 2-2, Hu 2-1, Vy 1-2, and IC 4997, respectively. The kinematics of CELs and ORLs was analysed for each case to study the possibility that different coexisting plasmas in the nebula emit them. Expansion velocities of [O III] and O II are equal within uncertainties in three PNe, providing no evidence for these lines being emitted in different zones. Exceptions are Hu 2-1 and Vy 2-2, where ORLs might be emitted in different zones than CELs. For Vy 2-2 and IC 4997, we found that nebular and auroral lines of the same ion (S^{+} , N^{+} , Ar^{+2} , Ar^{+3} , O^{+2}) might present different expansion velocities. Auroral lines show lower V_{exp} , which might indicate that they are emitted in a denser and inner zone than the nebular ones.

Key words: ISM:abundances – ISM:kinematics and dynamics – planetary nebulae: individual: Cn 3-1, Vy 2-2, Hu 2-1, Vy 1-2, IC 4997.

1 INTRODUCTION

Planetary nebulae (PNe) are constituted by shells of ionized gas expanding around an evolved hot central star, which initially was a low intermediate-mass star ($1-8 M_{\odot}$) and it is on the way to become a white dwarf. The shell was part of the stellar atmosphere and it was ejected in an advanced stage of evolution, during the AGB phase. Presently, the central star has an effective temperature between 30 000 K and 150 000 K and typical properties of the ionized shell are: electron densities between 10^3 and 10^5 cm^{-3} , electron temperatures of about 10 000 K, and expansion velocities $V_{exp} \sim 20-30 \text{ km s}^{-1}$.

The ionized shell possesses a stratified structure, with the more ionized species nearer the central star. Usually, the structure shows an expansion velocity gradient, with larger velocities towards the external zones where the less ionized species are found (Hubble law flow).

A large amount of heavy ions have been detected in the nebular spectra through collisionally excited lines (CELs) of N^{+} , O^{+} , S^{+} , S^{+2} , O^{+2} , Ne^{+2} , Ar^{+2} , and even lines of O^{+3} , Ar^{+3} , Ar^{+4} , and Ne^{+4} can be detected for the cases of very high stellar effective temperature. Optical recombination lines (ORLs) of H^{+} , He^{+} , and He^{+2} are detected in the spectrum, and faint recombination lines of heavy elements (C, O, N, Ne,...) have been detected also.

Physical conditions and ionic abundances relative to the H^{+} abundance can be derived from CELs as well as from ORLs. It has been found that the abundances of an ion determined from the

two types of lines do not coincide; generally, the abundances from recombination lines are larger than the ones derived from CELs, giving origin to a discrepancy known as the abundance discrepancy factor (ADF). Such a discrepancy has been object of numerous studies trying to understand its origin and to determine the true chemistry of the nebulae, which constitutes a fundamental parameter to understand the evolution of low-intermediate mass stars. Such ADFs are found in H II regions as well, with values usually between 1.5 and 3, see e.g. Liu (2012) and Esteban et al. (2014) and references therein, but in PNe, it has a significant tail extending towards much larger values.

Several solutions have been proposed to explain the ADF problem (see Espíritu & Peimbert 2021, for a complete list). The two most important solutions have been extensively analysed. The first one is the presence of large temperature fluctuations in a chemically homogeneous plasma (Peimbert et al. 2014, and references therein); the fluctuations are larger than those predicted by photoionized models, and they have been used mainly to analyse ADFs in H II regions through the parameter t^2 that represents the size of the fluctuations (Esteban et al. 2014). The second solution corresponds to bi-abundance models where small H-deficient inclusions would be mixed with the H-rich hot plasma (Liu et al. 2000); these inclusions would be cold (T_e about 1000 K) and heavy-element recombination lines would originate predominantly in this plasma.

According to Peimbert et al. (2014), who analysed more than 20 PNe, ADF values as large as 9 can be explained by the presence of thermal inhomogeneities in a chemically homogeneous plasma without requiring the presence of the small inclusions proposed by Liu et al. (2000). However, in Peimbert et al. (2014) work,

^{*} E-mail: fdruiz@astro.unam.mx

Table 1. Characteristics of analysed PNe.

Object	Name	$\log(F(H\beta))^a$ ($\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	Distance ^b (kpc)	Size (arcsec)	Morph. ^c	V_{rad} (km s^{-1})	ADF ^a (O ⁺) W05	Star ^d	Comments References
PN G038.2+12.0	Cn 3-1	-10.94	4.68	4.8	Ec t * h	-11.8	-	O(H)7Ib	IRAS18152+1007
"			7.68						Gaia DR3
PN G045.4-02.7 ^e	Vy 2-2	-11.56	3.51	3.1x2.6	P	-71.2	11.8	B[e]	Lamers et al. (1998)
PN G051.4+09.6	Hu 2-1	-10.80	4.18	2.6	Bc bcr(o)	+17.0	4.0	WNb+?	
"			0.27						<i>Hipparcos</i> distance
PN G053.3+24.0 ^f	Vy 1-2	-11.53	8.13	4.6	B fastOut		6.17	[WR]/wels	
PN G058.3-10.9	IC 4997	-	4.24	7.2	Bc t?	+07.2	-	wels	

^aSpectroscopy analysed by Wesson, Liu & Barlow (2005) (W05).

^bDistances from Frew, Parker & Bojčić (2016), unless otherwise specified.

^cMorphology mostly from Sahai, Morris & Villar (2011).

^dStar classification from Weidmann et al. (2020). For Vy 1-2, it is from Lamers et al. (1998).

^eWide H α line due to Raman Effect, reported by Arrieta & Torres-Peimbert (2003).

^fA deep study of this nebula can be found in Akras et al. (2015).

the possibility of different plasmas of slightly different chemistry and physical conditions, coexisting in the nebulae, cannot be discarded. This possibility can be studied through kinematic analysis and it is the one that can be explored in this work where we analyse the chemistry and the kinematics in a sample of nebulae.

Since some years ago, our group has started the analysis of several PNe to determine the physical conditions and chemistry in the ionized gas by using CELs and ORLs by means of spectrophotometric data of high- and low-spectral resolution. In our previous work (Peña et al. 2017) and in works by other authors, evidence of different plasmas, with different chemistry and spatial location, existing in some nebulae, has been reported: one plasma is more widespread, it has low metallicity and high electron temperature, and it emits mainly the CELs; the other has larger heavy-element abundances and lower electron temperature, it is more concentrated towards the inner nebular zone, and produces mainly the ORLs (see e.g. Richer et al. 2013; García-Rojas et al. 2016).

In Peña et al. (2017), we analysed the kinematic of CELs and ORLs for a sample of 14 Galactic PNe with [WC] central star and ADFs ≤ 5 , finding that in several of them there is evidence of the existence of two different plasmas with different characteristics producing the CELs and ORLs, as mentioned above.

Our goal in this and upcoming articles is to enlarge that work and to determine the ADFs for O⁺ of samples of PNe with different properties (central star types, low and high densities, different electron temperatures, different chemistry) to verify the validity of the hypothesis of two coexistent plasmas in PNe as a possible origin of the ADF, and to search for possible correlations of ADFs with some nebular characteristics. To do so, we analyse deep high-resolution spectra to determine physical conditions, abundances, and expansion velocities of CELs and ORLs, aiming to find if the emission of these lines arises from different regions within the nebulae.

In this work, we present the analysis carried out for five young, very high-density nebulae, three of which have been reported in the literature to show ADFs larger than 4. The objects under study are Cn 3-1 (PN G038.2+12.0), Vy 2-2 (PN G045.4-02.7), Hu 2-1 (PN G051.9-03.8), Vy 1-2 (PN G053.3+24.0), and IC 4997 (PN G058.3-10.9), whose main characteristics are presented in Table 1. Although some of these objects have been analysed previously by other authors, it is important to re-determine the physical conditions, the chemistry, and the ADFs provided by CELs and ORLs in them in a homogeneous manner by using the same procedures to analyse our data with up-to-

date atomic parameters and to determine the uncertainties involved. In addition, we analyse the kinematic behaviour of CELs and ORLs that has not been done previously for these objects.

This paper is organized as follows. In Section 2, the PN characteristics, observations, and data reduction procedures are given. In Section 3, the physical parameters derived from CELs and ORLs for each object are presented. In Section 4, ionic abundances from CELs are calculated, while ionic abundances from ORLs are computed in Section 5. Total abundances are presented in Section 6. The nebular expansion velocities, derived for the different ions from their CELs and ORLs, are discussed in Section 7. The results for individual nebulae can be found in Section 8. Our discussion and conclusions are presented in Section 9.

2 OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

To derive the chemical abundances from ORLs, high-resolution spectra ($\delta\lambda$ better than 0.5 Å/pix) are required because these lines appear generally blended with other ORLs or stellar lines. Therefore, for data acquisition, we used the highest spectral resolution instrument available.

Some of the objects presented here have been observed by us since 2001, with the Echelle REOSC spectrograph attached to the 2.1-m telescope of the Observatorio Astronómico Nacional, at San Pedro Mártir, B.C., México, OAN-SPM. Most recent observations were carried out during 2018 September and 2019 June and August, with the same instrument, covering the wavelength range from about 3600 Å to 7000 Å. In all cases, the slit was located through the centre of the nebula crossing the central star position and oriented E-W (P.A. 90°). The slit length was always 13.3 arcsec in the plane of the sky. The slit widths used were 100 μ (1.3 arcsec) and 150 μ (2 arcsec), which provided spectral resolutions $R = \lambda/\delta\lambda$ of 20 000 and 18 000, respectively, at 5000 Å. Long and short exposure times were used in order to detect the weak lines (in particular, the heavy-element recombination lines) with good signal to noise and to not saturate the intense lines (exposure times of 1800 s, 900 s, 600 s, or less were employed).

Wavelength calibration was performed with a Th-Ar lamp obtained after each scientific observation. Standard stars from the list by Hamuy et al. (1992) were observed each night for flux calibration. The slit width for standard stars was of 300 μ (about 4 arcsec), in order to include all the stellar flux in the slit.

The log of observations is presented in Table 2. Observations obtained since 2001 are included.

Table 2. Log of observations.

Object	Name	Obs. date	Exp. time (s)	Slit size (arcsec)
PN G038.2+12.0	Cn 3-1	15/08/2019	3 × 1800, 900	2
PN G045.4-02.7	Vy 2-2	30/06/2019	3 × 1800	2
PN G051.4+09.6	Hu 2-1	13/08/2019	2 × 1800, 600	2
PN G053.3+24.0	Vy 1-2	21/09/2018	2 × 1800	1.3
PN G058.3-10.9	IC 4997	25/08/2001	900, 60	4

2.1 Data reduction

Spectroscopic data were reduced following the IRAF¹ standard routines: set of BIAS obtained each night was combined in a MASTER-BIAS for BIAS subtraction. No flat-field calibration was carried out. Spectra of the same object, obtained during a night, with the same exposure time, were combined in one to improve the signal to noise. One-dimensional spectra were extracted from the two-dimensional Echelle orders; they were wavelength calibrated with the Th-Ar lamp obtained after each observation and corrected by effects of atmospheric extinction, using the curve for OAN-SPM sky given by Schuster & Parrao (2001). Finally, the flux calibration was carried out by using the standard stars spectra.

Spectra in the zone around $\lambda 4650$ are presented in Fig. 1 showing the quality of our data and the adequate spectral resolution to analyse the lines in this zone, which is very important to separate the O II and N II ORLs.

Fluxes were measured for all the available lines (which amount to more than 100 in each case), by using IRAF's *splot* task. Their 'full width at half-maximum' (FWHM) was determined by applying a Gaussian fit in each case. If a line was double (two peaks), each component was measured and a Gaussian fit was applied to each one. Such lines are marked with an asterisk in the intensity tables. FWHMs were corrected by effects of instrumental width (derived from the line widths of comparison lamps) and thermal broadening (by adopting an electron temperature according to each case) by assuming they add in quadrature. Turbulent velocities were not considered (see Section 7).

Line flux errors were calculated by using the Tresse et al. (1999) expression shown here:

$$\sigma_F = \sigma_c D \sqrt{2N_{\text{pix}} + \frac{EW}{D}}, \quad (1)$$

where D is the spectral dispersion in $\text{\AA}/\text{pix}$, σ_c is the mean standard deviation per pixel of the continuum measured on each side of the line, and N_{pix} is the number of pixels covered by the line. For the upcoming calculations, we adopted $2\sigma_F$ values as more adequate to represent the true line errors.

For each observed object, the logarithmic reddening correction, $c(H\beta)$, was derived by using Cardelli, Clayton & Mathis (1989) reddening law, assuming a ratio of total to selective extinction $R_V = 3.1$ and by using the different theoretical ratios $H\alpha/H\beta$, $H\gamma/H\beta$, $H\delta/H\beta$ and $H\epsilon/H\beta$ given by Storey & Hummer (1995) for the temperatures and densities presented for each object in Table 3. $H\alpha$ line was saturated in the spectra of Hu 2-1 and IC 4997, even in their low exposure times spectra; therefore, the $H\alpha/H\beta$ ratio was not used.

¹IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which is operated the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under contract to the National Science Foundation.

The observed and de-reddened fluxes and the corrected line widths for each object are presented in individual tables. Such tables can be found in the online version only. An example of such tables is presented in Table 4 for Cn 3-1, where the emitting ion, the wavelength at rest, the observed central wavelength, the observed and de-reddened fluxes, relative to $H\beta$, and their uncertainties obtained by propagating the errors associated to the line fluxes through the normalization to $H\beta$ and the de-reddening correction are presented together with the line widths (FWHM) and the expansion velocities derived from the line widths. The individual tables of all PNe are available as online supplementary data.

3 PHYSICAL PARAMETERS OF NEBULAE

From the nebular lines, in particular, from those CELs, physical conditions, such as electron densities and temperatures, can be derived from some diagnostic line ratios. Densities can be determined from the [S II] $\lambda\lambda 6731/6716$, [O II] $\lambda\lambda 3729/3726$, [Cl III] $\lambda\lambda 5538/5518$, [Fe III] $\lambda\lambda 4701/4659$, and [Ar IV] $\lambda\lambda 4711/4740$ intensity ratios. Electron temperatures can be obtained from the [N II] $\lambda\lambda(6548+6584)/5755$, [O III] $\lambda\lambda(5007+4959)/4363$, [Ar IV] $\lambda\lambda(7170+7263)/(4711+4740)$, [S II] $\lambda\lambda(6716+6731)/(4068+4076)$, and [O II] $\lambda\lambda 7325/3727$ intensity ratios.

From the available diagnostic line ratios, all densities and temperatures were calculated with the code PYNEB (Luridiana, Morisset & Shaw 2015), using the atomic data presented in the Appendix A, Table A1. PYNEB routine *getCrossTemden* was used to determine simultaneously the temperature and density from the [N II], [O III], [S II], and other diagnostic lines by building diagnostic diagrams. The uncertainties in the physical conditions and abundances were estimated using Monte Carlo simulations, with 400 random points following a normal distribution around the observed intensity of the lines.

3.1 Diagnostics diagrams

In Fig. 2, diagnostic diagrams for the analysed objects are presented. These diagrams show the behaviour of diagnostic line ratios with the electron density and temperature. Each line ratio is represented by a broken or dotted line inside a colour band, which shows the 1σ rms error. Usually, the electron densities and temperatures are obtained from the zone where density and temperature diagnostics intersect. The derived values for our objects are listed in Table 5. These temperatures and densities will be used to determine ionic abundances.

In order to derive correct temperatures, intensities of the auroral lines [N II] $\lambda 5755$ and [O III] $\lambda 4363$ were corrected by effects of recombination using Liu et al. (2000) relations:

$$\frac{I_R(\lambda 5755)}{I(H\beta)} = 3.19 t^{0.30} \times \frac{N^{+2}}{H^+}, \quad (2)$$

where $t = T_e([N II])/10^4 \text{K}$, and $\frac{N^{+2}}{H^+}$ is the abundance determined from recombination lines.

For [O III] $\lambda 4363$, the expression used is:

$$\frac{I_R(\lambda 4363)}{I(H\beta)} = 12.4 t^{0.59} \times \frac{O^{+3}}{H^+}, \quad (3)$$

where $t = T_e([O III])/10^4 \text{K}$, and $\frac{O^{+3}}{H^+}$ is the abundance determined from recombination lines. This correction was applied only to Vy 1-2, which is the only highly ionized object of the sample. As the observed lines of O III are emitted by Bowen resonance and not by pure recombination (Grandi 1976; García-Rojas et al. 2013), we

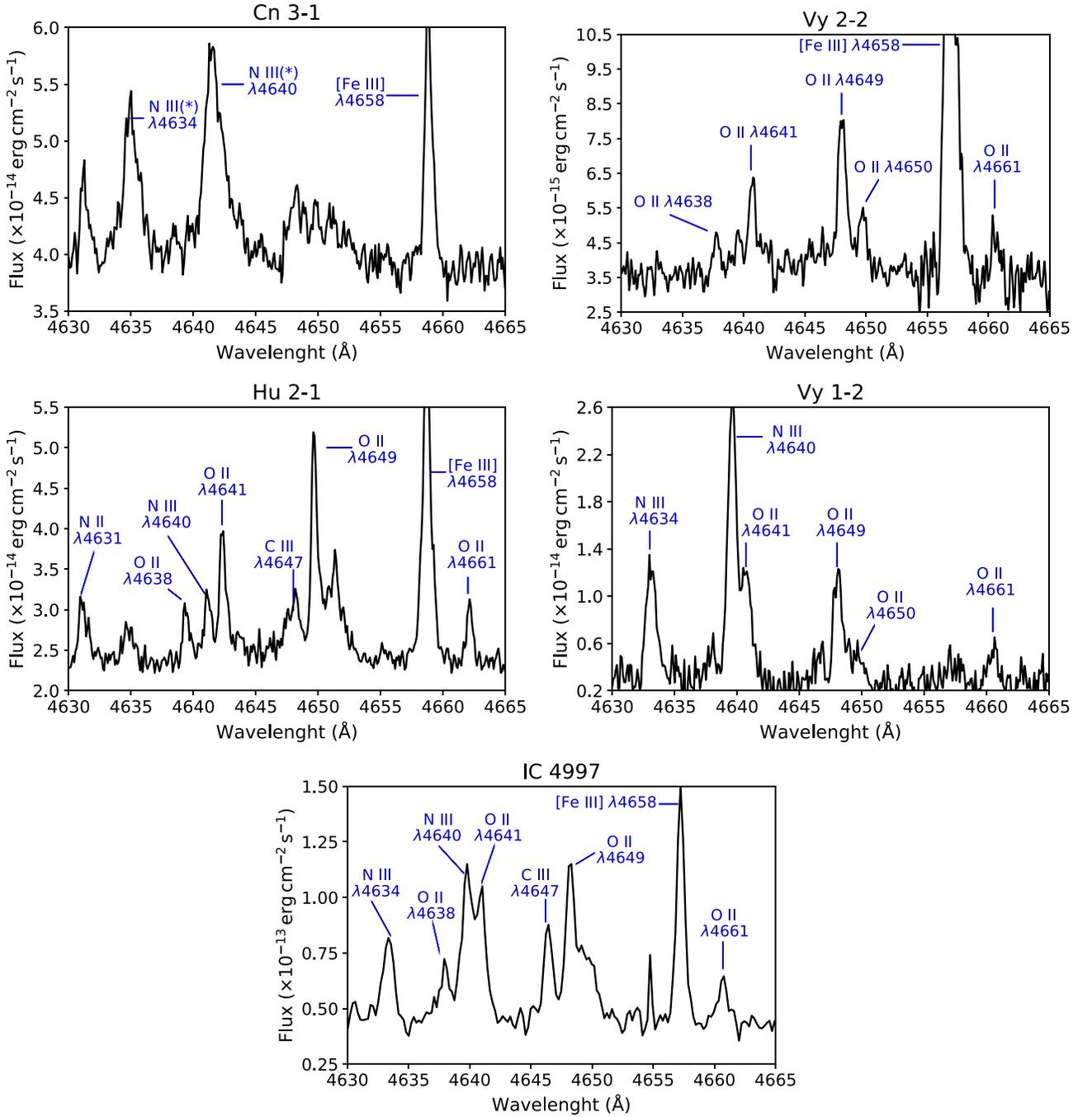


Figure 1. Section of the calibrated spectra of the sample around 4650 Å. Important recombination lines of heavy elements are highlighted. An asterisk in the line identification indicates that the line is emitted by the central star and not by the nebula.

Table 3. Logarithmic reddening correction and assumed temperatures and densities for the theoretical Balmer ratios used in the calculation.

Object	$c(H\beta)$	T_e (10^4 K)	$\log(n_e)$ (cm^{-3})	H/H β (avg)
Cn 3-1	0.65 ± 0.07	0.75	4	H α , H γ , H δ , He
Vy 2-2	0.66 ± 0.01	1.00	4	H α
Hu 2-1	0.45 ± 0.05	1.00	4	H γ , H δ
Vy 1-2	0.31 ± 0.06	1.00	4	H α , H γ , H δ
IC 4997	0.32 ± 0.01	1.50	6	H γ

could estimate $\frac{\text{O}^{+3}}{\text{H}^+}$ using the next relation, given by Kingsburgh & Barlow (1994):

$$\frac{\text{O}^{+3}}{\text{H}^+} = \left[\left(\frac{\text{He}}{\text{He}^+} \right) - 1 \right] \times \left(\frac{\text{O}^+}{\text{H}^+} + \frac{\text{O}^{+2}}{\text{H}^+} \right). \quad (4)$$

In this case, we used the O⁺ and O⁺² abundances determined from CELs because we were not able to determine the abundance of O⁺ from recombination lines.

For Vy 1-2, we determined that the recombination contribution to auroral line [O III] λ 4363 intensity is of ~ 1 per cent. We also

Table 4. Example: Cn 3-1: observed (F_λ) and de-reddened (I_λ) fluxes normalized to $H\beta = 100$, their absolute errors, line widths FWHM, and expansion velocities. Tables for all objects are available as online material.

Ion	λ_0 (Å)	λ_{obs} (Å)	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$	$V_{\text{rad hel}}$ (km s ⁻¹)	FWHM (Å)	V_{exp} (km s ⁻¹)
He I	3634.25	3634.84	0.16	0.02	0.26	0.03	30.14	0.32	13.39
H29	3663.40	3663.98	0.15	0.02	0.24	0.04	29.18	0.54	22.18
H28	3664.68	3665.21	0.19	0.02	0.31	0.03	24.99	0.39	15.81
H27	3666.10	3666.65	0.23	0.02	0.38	0.03	26.78	0.31	12.50
H26	3667.68	3668.21	0.22	0.02	0.36	0.04	24.96	0.40	16.37
H25	3669.46	3669.97	0.28	0.02	0.46	0.04	23.71	0.48	19.77
H24	3671.48	3672.04	0.29	0.02	0.48	0.03	27.36	0.59	24.13
H23	3673.76	3674.28	0.43	0.01	0.69	0.04	24.31	0.49	19.94
H22	3676.36	3676.93	0.40	0.02	0.65	0.04	27.88	0.43	17.54
H21	3679.36	3679.88	0.40	0.02	0.66	0.04	24.17	0.47	19.33
H20	3682.81	3683.38	0.62	0.02	1.00	0.05	28.04	0.52	21.18
H19	3686.83	3687.42	0.58	0.03	0.94	0.06	29.53	0.50	20.38
H18	3691.56	3692.15	0.74	0.03	1.19	0.07	29.72	0.55	22.32
H17	3697.15	3697.76	0.85	0.02	1.38	0.07	31.27	0.54	21.90
H16	3703.86	3704.42	0.81	0.02	1.32	0.07	27.37	0.46	18.46
He I	3705.04	3705.57	0.16	0.02	0.25	0.04	24.28	0.47	18.88
H15	3711.97	3712.53	1.18	0.02	1.91	0.09	27.19	0.46	18.57
H14	3721.83	3722.45	1.66	0.03	2.69	0.13	31.83	0.50	20.23
[O II]	3726.03	3726.58	66.26	0.12	107.29	4.78	26.38	0.41	16.62
[O II]	3728.82	3729.33	30.44	0.08	49.28	2.20	23.04	0.39	15.81
...									

found the same percentage using the recent relation proposed by Gómez-Llanos et al. (2020) for this correction. The T_e determined using the uncorrected auroral line intensity is about ~ 200 K higher than that determined using the corrected line intensity, which lies within the error bars. Therefore, the correction does not produce a significant effect in abundances determinations. In addition, García-Rojas et al. (2012) were able to determine O^{+3} abundance directly from ORLs for the highly ionized PNe of their sample; they found that the recombination contribution is about ~ 3 per cent and the correction was negligible in the temperature determinations.

3.2 Physical parameters from ORLs

In this section, the techniques used to derive electron densities and temperatures from recombination lines are described. Temperature can be derived from the He I lines, from the O II lines, and from the Balmer Jump as explained in the following.

3.2.1 Temperatures from the Balmer Jump

Temperature from the Balmer jump, $T_e(\text{BJ})$, was determined only for Cn 3-1, Hu 2-1, and IC 4997. We followed the procedure given by Liu et al. (2001) for $T_e(\text{BJ})$ determination:

$$T_e(\text{BJ}) = 368 \times (1 + 0.259 y^+ + 3.409 y^{++}) \left(\frac{\text{BJ}}{I(\text{H11})} \right)^{-3/2} \text{ K}, \quad (5)$$

where y^+ and y^{++} are the ionic abundances He^+/H^+ and $\text{He}^{+2}/\text{H}^+$, respectively, $\text{BJ} = I_c(3643) - I_c(3681)$ is the subtraction of intensities of the continuum at those wavelengths, and $I(\text{H11})$ is the intensity of H I $\lambda 3770$.

3.2.2 Temperatures from He I lines

Helium electronic temperatures, $T_e(\text{He I})$, can be derived using Zhang et al. (2005) methodology and the theoretical emissivities for He I lines by Benjamin, Skillman & Smits (1999). We were

able to determine temperatures from the line ratios $\lambda\lambda 7281/6678$, $\lambda\lambda 7281/5875$, $\lambda\lambda 6678/5875$, $\lambda\lambda 6678/4471$ and $\lambda\lambda 5875/4471$ by assuming a density of 10^4 cm^{-3} , which agrees with the values derived from recombination lines (see Table 6).

Zhang et al. (2005) and Otsuka et al. (2010) suggested that the most accurate line ratio to determine $T_e(\text{He I})$ is $\lambda\lambda 7281/6678$, because these lines are among the most intense He I lines in the optical range, their ratio is more sensitive to temperature but less sensitive to density than other He I lines ratios, their recombination coefficients are more reliable than those for He I $\lambda 4471$ and $\lambda 5876$, and their ratio is less affected by the effect of the interstellar extinction because of their close wavelengths.

Unfortunately, we could measure only the intensity of He I $\lambda 7281$ in two objects of our sample. In those objects where this line could not be measured, we adopted as $T_e(\text{He I})$ the temperature derived from the line ratio $\lambda\lambda 6678/5875$. We made this assumption because the determined $T_e(\text{He I})$ from $\lambda\lambda 7281/6678$ and $\lambda\lambda 6678/5875$ are very close, within the uncertainties, for Vy 2-2 and IC 4997; this result was also found by Otsuka et al. (2010) for the halo PN BoBn 1.

3.2.3 Temperatures and densities from O II

It is known that the emissivities of recombination lines have a weak dependence on electronic temperature ($I_{\text{ORLS}} \sim T_e^{-1}$); none the less, some lines of O II emitted from states with different orbital angular momenta show some dependence on electronic temperature; thus, they can be used to estimate the temperature in the zone where O II lines are being emitted. This methodology, first used by Wesson, Liu & Barlow (2003) and then supported by some other authors (Tsamis et al. 2004; Wesson et al. 2005; Fang & Liu 2013; McNabb et al. 2013), uses the intensity ratio $\lambda\lambda 4649/4089$, lines emitted in different transitions, as temperature indicator. The results presented by these works show that $T_e(\text{O II})$ are very low compared to T_e from CELs and follow a tendency of temperature values $T_e([\text{O III}]) \geq T_e(\text{BJ}) \geq T_e(\text{He I}) \geq T_e(\text{O II})$. The main disadvantage

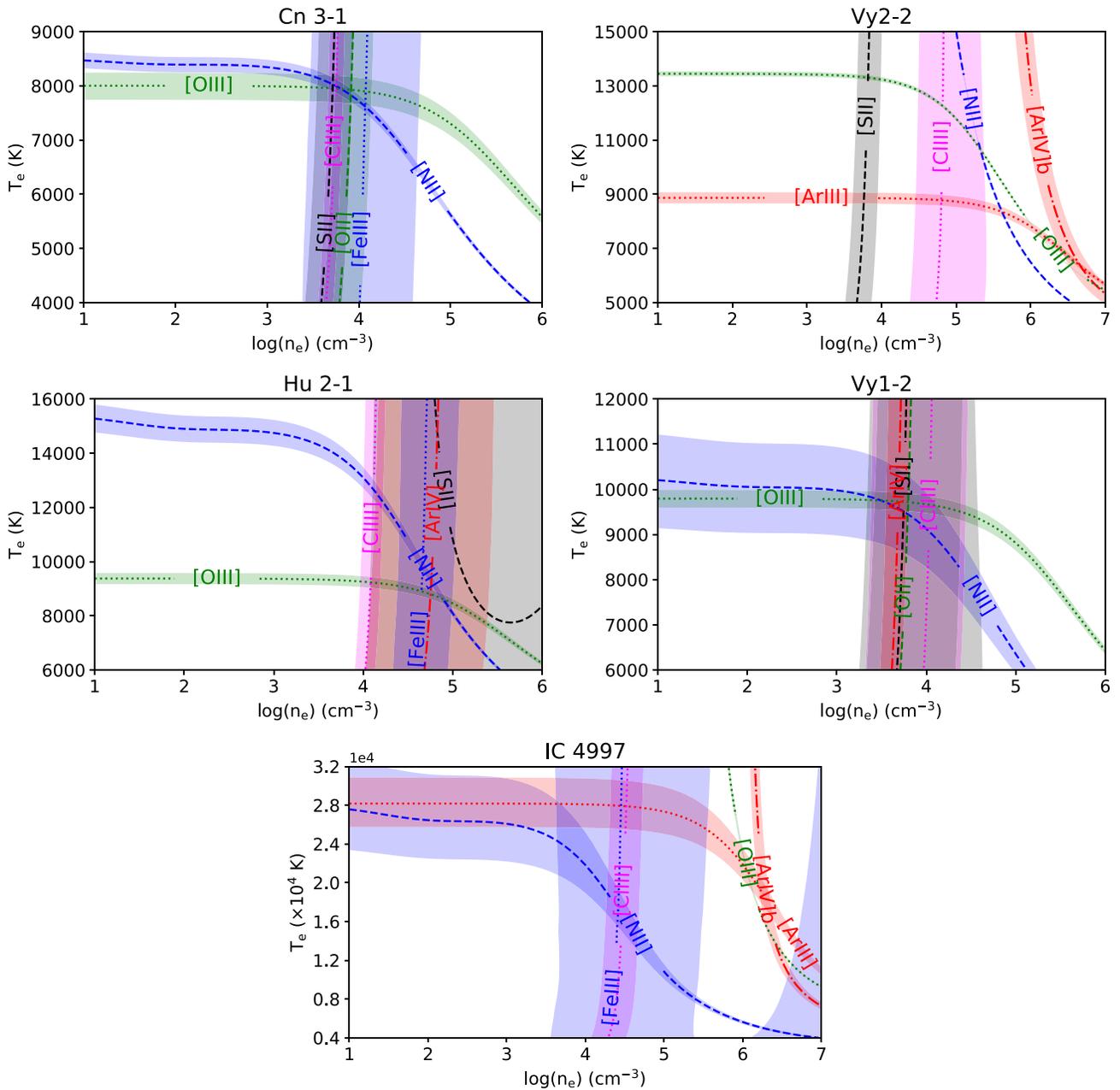


Figure 2. Diagnostic diagrams for density and temperature, derived with PYNEB, for the different objects. Sensitive CELs line ratios are indicated. Coloured shadowed bands represent the 1-sigma rms error of each diagnostic. [Ar IV]b represents the line ratio $\lambda\lambda 7170/4740$.

of this method is that O II $\lambda 4089$ line is very faint and is difficult to measure. In this work, this O II line could be detected only in the spectra of Hu 2-1 and IC 4997; therefore, only for these two objects, $T_e(\text{O II})$ could be determined using this method.

Another way to estimate $T_e(\text{O II})$ is by using the relationship proposed by Peimbert et al. (2014). This method is based on the rate of line intensities from both CELs and ORLs of O^{+2} and relates their intensities with the electron temperature.

$$\frac{I(\text{V1})}{I(\text{F1})} = 1.772 \times 10^{-5} \left(\frac{T_e}{10,000 \text{ K}} \right)^{-0.40} \exp\left(\frac{29,170 \text{ K}}{T_e}\right), \quad (6)$$

where $I(\text{V1})$ is the intensity of all the lines of the V1 multiplet of O II and $I(\text{F1})$ is the sum of the intensities of [O III]

$\lambda 5007$ and $\lambda 4959$. V1 multiplet is constituted by the lines $\lambda\lambda 4638, 4642, 4649, 4651, 4661, 4673, 4676,$ and 4696 , and in local thermodynamical equilibrium (LTE), the intensity of $\lambda 4649$ represents the 39.7 per cent of the total multiplet intensity (Peimbert et al. 2014).

On the other side, the relative population of the ground-term fine-structure levels of some recombining ions, such as O II and N II, varies with the electron density. From the intensity ratio of two ORLs emitted in the same multiplet but from different parent levels, one can determine the electronic density (Fang & Liu 2013). These authors show that line ratios O II $\lambda\lambda 4649/4661$ and N II $\lambda\lambda 5679/5666$ are useful for the electronic density calculation. In our work, we were able to determine the densities from O II $\lambda\lambda 4649/4661$ for Vy 2-2, Vy 1-2, Hu 2-1, and IC 4997.

Table 5. Electron densities and temperatures^a from collisionally excited lines.

	Line ratio	Cn 3-1	Vy 2-2	Hu 2-1	Vy 1-2	IC 4997
n_e [S II]	6731/6716	$5100^{+3,000}_{-1,500}$	$6200^{+3,000}_{-1,800}$	–	$4600^{+8,200}_{-2,300}$	–
n_e [O II]	3729/3726	$7900^{+5,000}_{-2,400}$	–	–	$5100^{+8,700}_{-2,500}$	–
n_e [Cl III]	5538/5518	$5600^{+1,100}_{-800}$	$58\,200^{+76,600}_{-23,200}$	$13\,200^{+4,200}_{-2,700}$	$9300^{+15,800}_{-5,300}$	$31\,700^{+21,100}_{-11,200}$
n_e [Fe III]	4701/4659	$10\,500^{+16,200}_{-6,700}$	–	$32\,300^{+53,900}_{-11,200}$	–	$23\,200^{+340,500}_{-18,200}$
n_e [Ar IV]	4740/4711	–	–	$48\,700^{+88,000}_{-27,100}$	$4800^{+1,400}_{-1,200}$	–
<i>Adopted</i>		$6600^{+2,100}_{-1,400}$	1) $6200^{+3,000}_{-1,800}$ 2) $58\,200^{+76,600}_{-23,200}$	1) $13\,200^{+4,200}_{-2,700}$ 2) $47\,100^{+79,000}_{-21,000}$	$5400^{+5,200}_{-1,600}$	1) $31\,700^{+21,100}_{-11,000}$ 2) $1.81^{+0.90}_{-0.48} \times 10^{6b}$
T_e [N II]	(6584+6548)/5755	7800 ± 200	–	$10\,200^{+1,100}_{-1,800}$	$9300^{+1,100}_{-1,500}$	$16\,200^{+3,100}_{-2,800}$
T_e [O III]	(5007+4959)/4363	8100 ± 200	$12\,800 \pm 600$	9000 ± 300^c	9700 ± 200	–
T_e [Ar III]	7136/5192	–	8800 ± 200	–	–	–
<i>Adopted</i>		7900 ± 200	1) 8800 ± 200 2) $12\,800 \pm 600$	$9300^{+1,100}_{-1,500}$	9500 ± 500	$16\,200^{+3,100}_{-2,800}$

^aElectron densities in particles cm^{-3} , temperatures in K.^b n_e from [O III] $\lambda\lambda 4959/4363$.^c $\lambda 5007$ line is saturated, T_e was determined from $\lambda\lambda 4959/4363$.**Table 6.** Electron densities (in cm^{-3}) and temperatures (in K) derived from recombination lines.

	Cn 3-1	Vy 2-2	Hu 2-1	Vy 1-2	IC 4997
n_e (O II) 4649/4661	–	$19\,900 \pm 4300$	$31\,600 \pm 18\,000$	7900 ± 4300	5000 ± 2500
T_e (BJ)	7600 ± 200	–	7700 ± 400	–	$11\,300 \pm 700$
T_e (He I) 7281/6678	–	8300 ± 300	–	–	$8900^{+1,100}_{-800}$
T_e (He I) 7281/5875	–	8600 ± 400	–	–	$8000^{+1,400}_{-900}$
T_e (He I) 6678/5875	–	7600 ± 500	6900 ± 1500	8800 ± 3200	$10\,500 \pm 1100$
T_e (He I) 6678/4471	–	5900 ± 400	5800 ± 300	7300 ± 3000	3900^{+600}_{-300}
T_e (He I) 5875/4471	3100 ± 400	4300 ± 700	2500 ± 300	3900 ± 1900	$4200^{+1,400}_{-600}$
T_e (He I) <i>Adopted</i> ^a	7600 ± 200	8300 ± 300	6600 ± 1300	8800 ± 3200	$8900^{+1,100}_{-800}$
T_e (O II) (P14)	–	8000 ± 300	7900 ± 100	6400 ± 100	7100 ± 100
T_e (O II) 4649/4089	–	–	2900^*	–	2700^*
T_e (O II) <i>Adopted</i> ^b	7600 ± 200	8000 ± 300	7900 ± 100	6400 ± 100	7100 ± 100

^aAdopted for the determination of He⁺ abundances.^bAdopted for the determination of O⁺², N⁺², and C⁺ abundances.

*Represents a very uncertain result.

All the results obtained from the methods described above are listed in Table 6.

4 IONIC ABUNDANCES FROM CELS

Ionic abundances for O⁺, O⁺², N⁺, Ne⁺², Ne⁺³, S⁺, S⁺², Cl⁺², Ar⁺², Ar⁺³, Ar⁺⁴, Fe⁺, Fe⁺², and others were determined from CELs using the task *get.IonAbundance* from PYNEB. For this we used the dereddened intensities of the lines listed in Table 7 as measured for each nebula and the adopted physical conditions for each nebular zone as presented in Table 8. The results for all the objects are given in Table 9. In the following, the adopted zones for each case are presented.

4.1 Cn 3-1

For this object, we assumed a single zone of temperature and density for all the ionic species. The adopted temperature is the mean value of

the temperatures derived from [N II] and [O III] line ratios, which are equal within uncertainties. The density was determined as the mean value of the computed densities from [S II], [O II], and [Cl III] line ratios. The density from [Fe III], which is higher, was not considered as the [Fe III] lines are very faint and the derived density has large uncertainty (see the 1σ error band in Fig. 2). Thus, Cn 3-1 is assumed to be a nebula with a single zone of temperature and density with values $T_e \sim 7900$ K and $n_e \sim 6600$ cm^{-3} .

4.2 Vy 2-2

At least two density zones were found in this object: a low-density zone given by the [S II] diagnostic with a value of $n_e \sim 6200$ cm^{-3} , and a high-density zone given by the [Cl III] diagnostic with a value $n_e \sim 58\,200$ cm^{-3} , almost 10 times larger than that of the low-density zone. Most probably, there is a gradient of density increasing inwards in this object. For the single ionized species, the density from [S II] ratio was used, while for the twice or more

Table 9. Ionic and total abundances from CELs. He/H total abundances from ORLs are also presented.

Ion	Cn 3-1	Vy 2-2	Hu 2-1	Vy 1-2	IC 4997
O ⁺ ($\times 10^{-5}$)	$37.10^{+11.92}_{-6.67}$	$1.39^{+0.43}_{-0.29}$	$5.70^{+8.89}_{-5.70}$	$1.57^{+1.47}_{-0.95}$	$0.72^{+1.23}_{-0.38}$
O ²⁺ ($\times 10^{-4}$)	0.22 ± 0.02	$1.22^{+0.51}_{-0.13}$	$2.12^{+2.84}_{-0.76}$	$5.65^{+1.47}_{-0.95}$	$1.72^{+1.99}_{-0.79}$
ICF(O)	1.00	1.00	1.00	1.17 ± 0.02	1.00
N ⁺ ($\times 10^{-5}$)	$6.24^{+0.80}_{-0.59}$	0.55 ± 0.05	$1.86^{+1.38}_{-0.48}$	$0.66^{+0.17}_{-0.11}$	$0.17^{+0.12}_{-0.06}$
ICF(N)	1.06 ± 0.01	$10.28^{+3.74}_{-2.45}$	$3.99^{+0.70}_{-0.55}$	$44.45^{+10.35}_{-13.34}$	$24.37^{+6.54}_{-5.55}$
Ne ²⁺ ($\times 10^{-5}$)	0.03 ± 0.01	$3.34^{+1.16}_{-0.34}$	$2.54^{+3.53}_{-0.95}$	$9.84^{+2.73}_{-2.09}$	$3.78^{+3.03}_{-1.47}$
Ne ³⁺ ($\times 10^{-4}$)	–	–	–	$3.82^{+3.88}_{-1.98}$	–
ICF(Ne)	$17.45^{+3.71}_{-2.20}$	1.11 ± 0.04	1.33 ± 0.07	1.20 ± 0.02	1.04 ± 0.01
Ar ²⁺ ($\times 10^{-6}$)	–	$2.73^{+0.22}_{-0.15}$	$1.10^{+1.97}_{-0.45}$	–	$0.47^{+0.33}_{-0.15}$
Ar ³⁺ ($\times 10^{-7}$)	–	$0.16^{+0.06}_{-0.03}$	$0.19^{+0.25}_{-0.06}$	$14.79^{+4.22}_{-2.77}$	$1.91^{+2.30}_{-0.87}$
Ar ⁴⁺ ($\times 10^{-8}$)	–	–	–	$1.34^{+0.40}_{-0.36}$	–
ICF(Ar)	–	1.11 ± 0.04	1.33 ± 0.08	1.02 ± 0.01	1.04 ± 0.01
S ⁺ ($\times 10^{-7}$)	$17.06^{+4.70}_{-2.52}$	$0.51^{+0.14}_{-0.08}$	$1.58^{+1.02}_{-0.45}$	$3.97^{+2.30}_{-1.01}$	$1.81^{+2.34}_{-0.78}$
S ²⁺ ($\times 10^{-6}$)	$4.12^{+0.62}_{-0.42}$	$12.76^{+1.58}_{-1.38}$	$1.74^{+2.51}_{-0.60}$	$3.85^{+1.31}_{-0.92}$	$1.17^{+0.81}_{-0.42}$
ICF(S)	1.00 ± 0.01	1.56 ± 0.14	1.20 ± 0.05	$2.47^{+0.17}_{-0.27}$	2.04 ± 0.16
Cl ²⁺ ($\times 10^{-8}$)	$9.03^{+1.38}_{-0.97}$	$6.17^{+3.41}_{-1.27}$	$3.78^{+3.53}_{-1.04}$	$9.40^{+3.28}_{-2.29}$	$1.09^{+0.81}_{-0.38}$
ICF(Cl)	1.41 ± 0.08	1.57 ± 0.14	1.31 ± 0.05	2.73 ± 0.19	2.37 ± 0.10
Fe ⁺ ($\times 10^{-7}$)	–	$3.65^{+0.44}_{-0.34}$	–	–	–
Fe ²⁺ ($\times 10^{-7}$)	3.84 ± 0.48	7.40 ± 0.88	$1.85^{+2.23}_{-0.60}$	–	$0.48^{+0.27}_{-0.13}$
ICF(Fe)	–	0.31 ± 0.06	0.59 ± 0.05	–	–
K ³⁺ ($\times 10^{-9}$)	–	–	–	$16.53^{+7.46}_{-6.86}$	$1.16^{+0.77}_{-0.48}$
ICF(K)	–	–	–	1.53 ± 0.02	–
Total abundances in a $12+\log(X/H)$ scale					
He/H	10.73 ± 0.02	11.06 ± 0.01	11.03 ± 0.02	11.07 ± 0.03	11.16 ± 0.01
O/H	$8.60^{+0.12}_{-0.08}$	$8.14^{+0.12}_{-0.05}$	$8.46^{+0.38}_{-0.20}$	$8.84^{+0.10}_{-0.08}$	$8.25^{+0.34}_{-0.26}$
N/H	7.82 ± 0.05	$7.74^{+0.13}_{-0.09}$	$7.87^{+0.22}_{-0.12}$	$8.46^{+0.10}_{-0.11}$	$7.63^{+0.20}_{-0.15}$
Ne/H	6.79 ± 0.16	$7.58^{+0.11}_{-0.05}$	$7.52^{+0.38}_{-0.14}$	$8.07^{+0.11}_{-0.10}$	$7.60^{+0.26}_{-0.21}$
Ar/H	–	6.48 ± 0.03	$6.18^{+0.46}_{-0.23}$	$6.22^{+0.11}_{-0.09}$	$5.84^{+0.26}_{-0.20}$
S/H	$6.77^{+0.07}_{-0.05}$	7.31 ± 0.05	$6.37^{+0.36}_{-0.18}$	$7.02^{+0.12}_{-0.10}$	$6.44^{+0.23}_{-0.18}$
Cl/H	$5.11^{+0.08}_{-0.06}$	$4.97^{+0.23}_{-0.11}$	$4.70^{+0.27}_{-0.13}$	5.41 ± 0.11	$4.41^{+0.23}_{-0.18}$
Fe/H	–	$6.35^{+0.08}_{-0.06}$	$5.63^{+0.35}_{-0.16}$	–	–
K/H	–	–	–	$4.45^{+0.16}_{-0.24}$	–
N/O	$-0.78^{+0.06}_{-0.09}$	$-0.41^{+0.07}_{-0.08}$	$-0.60^{+0.11}_{-0.18}$	$-0.38^{+0.10}_{-0.15}$	$-0.62^{+0.15}_{-0.20}$
Ne/O	$-1.82^{+0.10}_{-0.11}$	-0.56 ± 0.02	-0.92 ± 0.03	-0.76 ± 0.03	$-0.66^{+0.06}_{-0.08}$
Ar/O	–	$-1.65^{+0.06}_{-0.15}$	$-2.26^{+0.11}_{-0.07}$	-2.62 ± 0.03	$-2.42^{+0.07}_{-0.09}$
S/O	$-1.82^{+0.04}_{-0.06}$	$-0.85^{+0.07}_{-0.13}$	$-2.08^{+0.04}_{-0.05}$	$-1.82^{+0.06}_{-0.07}$	-1.81 ± 0.52
Cl/O	-3.49 ± 0.04	$-3.16^{+0.11}_{-0.08}$	$-3.75^{+0.07}_{-0.12}$	-3.44 ± 0.09	$-3.84^{+0.25}_{-0.36}$
Fe/O	–	$-1.80^{+0.07}_{-0.10}$	-2.81 ± 0.05	–	–
K/O	–	–	–	$-4.39^{+0.16}_{-0.21}$	–

ionized species, the density from [Cl III] ratio was used. Regarding the electron temperature, the [N II] $\lambda\lambda(6548+6584)/5755$ line ratio cannot be used as temperature diagnostics due to the nebular lines are highly affected by the inner high density; therefore, these lines are undergoing collisional de-excitation. Thus, the [N II] ratio is more indicative of density, showing a value of about 10^5 cm^{-3} (see Fig. 2). The same occurs with the temperature-sensitive [Ar IV] $\lambda\lambda 7170/4740$, which in this case is indicating a density of about 10^6 cm^{-3} for the highest ionized zone. Then, the only available temperature diagnostics are the [O III] and [Ar III] line ratios pro-

viding temperatures of about 12 800 K and 8800 K, respectively. We decided to adopt the temperature given by [Ar III] for the low-ionized species and $T_e(\text{[O III]})$ for the high-ionized species, as indicated in Table 8.

4.3 Hu 2-1

Densities were derived from [Cl III], [Fe III], and [Ar IV] diagnostics, with values of $13\,200 \text{ cm}^{-3}$, $32\,300 \text{ cm}^{-3}$, and $48\,700 \text{ cm}^{-3}$, respectively. The [O II] and [S II] density diagnostic ratios could not

be calculated with PYNEB routines due to apparent problems with atomic parameters. As it is shown in Fig. 2, the [S II] line ratio is useless for density determination. On the other hand, the [O II] density, previously determined by Wesson et al. (2005) and Delgado-Inglada et al. (2015), with a value of $\sim 7000 \text{ cm}^{-3}$ can be adopted. Thus, Hu 2-1 is a nebula with increasing density inwards.

For the single- and double-ionized species, we adopted the density given by the [Cl III] and for the triple-ionized species, we adopted the mean value of [Fe III] and [Ar IV] densities, $47\,100 \text{ cm}^{-3}$. An electron temperature of $10\,200 \text{ K}$ was determined from [N II] lines and a value of 9000 K from the [O III] lines in the zone were both diagnostics cross with [Ar IV] density diagnostic. Therefore, we assumed a single temperature for the whole nebula of 9300 K , given by the mean value of [N II] and [O III] temperatures.

4.4 Vy 1-2

In this case, we adopted a single zone of density and temperature for all species. Density is given by the mean value of [S II], [O II], and [Ar IV] diagnostics and leads to a value of 5400 cm^{-3} . The slightly larger density provided by the [Cl III] lines was not considered due to the large uncertainty this value presents (see the wide 1σ pink error band in Fig. 2). The temperature was determined as the mean value of [N II] and [O III] diagnostics, which are very similar, leading a value of 9500 K .

4.5 IC 4997

This is a very complex object. Hyung, Aller & Feibelman (1994), by analysing optical and ultraviolet spectra, concluded that this PN contains at least two important density zones: an outer zone with $n_e \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and an inner one with $n_e \sim 10^6 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$. One important detail about IC 4997 is the low [O III] $\lambda\lambda 4959/4363$ line ratio, which shows a present value of ~ 2.05 . This ratio has been decreasing with time (Arhipova et al. 2017). This low value is caused by the high intensity of the auroral line $\lambda 4363$, augmented due to the large nebular density (Menzel, Aller & Hebb 1941), and the low intensity of the nebular lines, which, as a consequence of the density larger than the critical value for these lines, are undergoing collisional de-excitation. Therefore, it is more appropriate to use the ratio of the nebular-to-auroral line as a density diagnostic instead of a temperature one (e.g. Kingsburgh & Barlow 1994; Wesson et al. 2005). Thus, this ratio leads to a value of $n_e \sim 1.81 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

The diagnostic diagram for this object (Fig. 2) is very complex. Our interpretation is that there are, at least, two very different density zones: one given by [Cl III] and [Fe III] line ratios, of about $31\,700 \text{ cm}^{-3}$, and a second one given by [O III] and [Ar III] line ratios, which is larger than about $1.81 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. The [Ar IV] temperature diagnostic line ratio, density-sensitive for this case, also indicates such a high density. It was also possible to estimate the density given by [S II] lines, but this diagnostic is in the limit of its validity range and the interpretation is inconclusive; therefore, it is not presented in the diagram.

The [N II] diagnostic ratio is the only one useful to estimate the electron temperature. The intersection between this ratio and the [Cl III] density diagnostics results in a $T_e = 16\,200 \text{ K}$ and $n_e = 31\,700 \text{ cm}^{-3}$. We adopted only the density value of [Cl III] because of the high dispersion of [Fe III] density. When we assumed this T_e for the inner zones, we found $n_e([\text{O III}]) = 1.81 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. To determine ionic abundances, we decided to adopt a single-temperature zone and two different density zones, given by [Cl III] and [O III] ratios; they are shown in Table 8.

Table 7. Collisionally excitation lines used for ionic abundances determinations.

X^{+i}	Line
N ⁺	[N II] $\lambda\lambda 6548, 6584$
O ⁺	[O II] $\lambda\lambda 3727, 3729$
O ⁺²	[O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$
Ne ⁺²	[Ne III] $\lambda\lambda 3868, 3967$
Ne ⁺³	[Ne IV] $\lambda 4724$
S ⁺	[S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$
S ⁺²	[S III] $\lambda 6712$
Cl ⁺²	[Cl III] $\lambda\lambda 5517, 5537$
Ar ⁺²	[Ar III] $\lambda\lambda 5192, 7136$
Ar ⁺³	[Ar IV] $\lambda\lambda 4711, 4740$
Ar ⁺⁴	[Ar V] $\lambda 7005$
Fe ⁺	[Fe II] $\lambda 7155$
Fe ⁺²	[Fe III] $\lambda\lambda 4659, 4701, 4734, 4755$
K ⁺³	[K IV] $\lambda 6102$

5 IONIC ABUNDANCES FROM ORLS: THE ADFS

Ionic abundances from ORLs were computed using PYNEB *get.IonAbundance* with the previously determined temperatures and densities [$T_e(\text{He I})$, $T_e(\text{O II})$, or $T_e(\text{BJ})$] presented in Table 6. We adopted the density derived from O II $\lambda\lambda 4661/4649$ to determine ionic abundances from recombination lines, except for Cn 3-1 where it was not possible to estimate it and thus the density determined from forbidden lines was adopted. Adopted temperatures were different in each case: for He I, we adopted the derived $T_e(\text{He I})$, for He II in Vy 1-2, the temperature determined from CELs, and for heavy elements, $T_e(\text{O II})$ derived from Peimbert et al. (2014) expression. We decided not to use $T_e(\text{O II})$ determined in Hu 2-1 and in IC 4997 from line ratio $\lambda\lambda 4649/4089$ due to their very large uncertainties. For Cn 3-1, we used $T_e(\text{BJ})$ to determine the abundances of all recombination lines.

For each ion, different line intensities were used: $\lambda 5875$ for He I, $\lambda 4686$ for He II, $\lambda 4267$ for C II, the intensities of V1 multiplet for O II, and the intensities of multiplet V3 for N II.

The results for O⁺², C⁺², and N⁺² are presented in Table 10. The O⁺² values, compared to the ionic abundances from CELs, for the same ion, allow us to derive the ADFs that are presented in Table 11.

6 ABUNDANCE RESULTS

Total abundances from CELs were calculated from the measured ionic abundances and using ionization correction factors (ICFs) to correct for the unseen ions. The ICFs employed and their expressions are presented in Appendix B. Values for ICFs are listed in Table 9 together with the total abundances derived for each object.

In Section 8, we discuss the derived abundances, together with the kinematics, for each case.

7 THE KINEMATICS

The expansion velocity of the different ions as a function of their ionization potential has been analysed. Due to the ionization structure of the nebulae, the ionization potential approximately represents the distance of the ion to the central star. Fig. 3 shows these behaviours, including the expansion velocities given by CELs (in blue) and by ORLs (in red). Each dot represents the average value of the expansion velocities of the observed lines of each ion, while the error bars represent their mean standard deviation. When only a

Table 8. Adopted zones and their physical conditions for CELs ionic abundance determinations.

PN	Zone	Ions	$n_e(\text{cm}^{-3})$	$T_e(\text{K})$
Cn 3-1	1	All observed	$6600^{+2,140}_{-1,400}$	7900 ± 200
Vy 2-2	1	$\text{N}^+, \text{O}^+, \text{S}^+, \text{Fe}^+$	$6200^{+3,000}_{-1,800}$	8800 ± 200
	2	$\text{Fe}^{+2}, \text{S}^{+2}, \text{Cl}^{+2}, \text{Ar}^{+2}$	$58\,200^{+76,600}_{-23,200}$	8800 ± 200
	3	$\text{O}^{+2}, \text{Ne}^{+2}, \text{Ar}^{+3}$	$58\,200^{+76,600}_{-23,200}$	$12\,800 \pm 600$
Hu 2-1	1	$\text{N}^+, \text{O}^+, \text{S}^+, \text{Fe}^+, \text{S}^{+2}, \text{Ar}^{+2}, \text{O}^{+2}, \text{Cl}^{+2}$	$13\,200^{+4,200}_{-2,700}$	$9300^{+1,100}_{-1,500}$
	2	$\text{Fe}^{+2}, \text{Ne}^{+2}, \text{Ar}^{+3}$	$47\,100^{+79,000}_{-21,000}$	$9300^{+1,100}_{-1,500}$
Vy 1-2	1	All observed	$5400^{+5,400}_{-1,600}$	9500 ± 500
IC 4997	1	$\text{N}^+, \text{O}^+, \text{S}^+, \text{Fe}^{+2}, \text{Cl}^{+2}, \text{S}^{+2}$	$31\,700^{+21,000}_{-11,000}$	$16\,200^{+3,100}_{-2,800}$
	2	$\text{O}^{+2}, \text{Ar}^{+2}, \text{Ne}^{+2}, \text{Ar}^{+3}$	$1.81^{+0.90}_{-0.48} \times 10^6$	$16\,200^{+3,100}_{-2,800}$

Table 10. Ionic abundances from ORLs.

Multiplet	λ_0	Cn 3-1	Vy 2-2	Hu 2-1	Vy 1-2	IC 4997
			He^+/H^+			
	5875	0.054 ± 0.002	0.115 ± 0.001	0.107 ± 0.004	0.900 ± 0.008	0.146 ± 0.005
			$\text{He}^{+2}/\text{H}^+$			
	4686	–	–	–	0.030 ± 0.001	–
			$\text{O}^{+2}/\text{H}^+(\times 10^{-4})$			
V1	4638	–	5.09 ± 1.42	4.50 ± 0.65	–	7.25 ± 2.20
	4641	–	3.83 ± 0.41	5.06 ± 0.42	40.90 ± 8.27	8.47 ± 1.12
	4649	–	6.47 ± 1.30	3.45 ± 0.30	$28.54^{3.23}_{-1.59}$	8.25 ± 1.20
	4650	–	$9.24^{+4.78}_{-5.79}$	–	18.22 ± 8.10	7.76 ± 2.05
	4661	–	6.41 ± 0.93	$3.44^{+0.53}_{-0.65}$	26.81 ± 8.75	7.31 ± 1.09
	4673	–	–	–	$81.13^{+58.58}_{-47.71}$	–
	4676	–	–	3.92 ± 0.71	–	6.68 ± 1.58
	4696	–	–	–	–	–
	<i>V1 sum</i>	–	5.50 ± 0.71	3.93 ± 0.19	30.95 ± 2.90	8.54 ± 0.61
			$\text{C}^{+2}/\text{H}^+(\times 10^{-4})$			
6	4267	1.15 ± 0.27	3.00 ± 0.55	3.70 ± 0.20	8.56 ± 2.60	1.81 ± 0.34
			$\text{N}^{+2}/\text{H}^+(\times 10^{-4})$			
V3	5667	–	3.39 ± 0.61	1.90 ± 0.38	–	2.77 ± 0.74
	5676	–	–	2.11 ± 0.75	–	–
	5679	–	–	1.38 ± 0.21	3.55 ± 1.78	1.14 ± 0.51
	5711	2.09 ± 0.95	–	–	–	–
	<i>V3 sum</i>	1.99 ± 0.90	4.18 ± 0.70	1.73 ± 0.20	3.40 ± 1.68	1.77 ± 0.57

single line was available, we adopted 2 km s^{-1} as the error value. Even when we detected in our spectra some permitted lines of O I, Si II, N III, and O III (Fig. 1), these lines are emitted by different mechanisms than recombination, such as fluorescence and Bowen mechanism; therefore, those lines were not considered for the comparison between CELs and ORLs.

Expansion velocities (V_{exp}) were determined from the FWHM for most of the lines, which have a single component. As said in Section 2.1, the instrumental and thermal widths were discounted by assuming they add in quadrature. Turbulent velocities are contributing also to the FWHM. Such velocities have been analysed, among others, by Sabbadin et al. (2008), Gesicki & Zijlstra (2003), and Gesicki, Acker & Zijlstra (2003). The latter authors concluded that turbulence is significant in PNe with [WC] central stars but has small values in other PNe. In this paper,

we are analysing non-[WR] nebula, so turbulence might not be important and we have not considered it in the expansion velocity calculation.

For the lines with a double-peaked profile, a fit of two deblending Gaussian was applied, and the expansion velocities were determined from the difference in velocity of both Gaussian.

Final expansion velocity of each ion was determined as the average value of the expansion velocities of their observed CELs and ORLs. Expansion velocities versus ionization potentials are presented in Fig. 3.

In most cases, we found that the kinematic behaviour of CELs is typical of a plasma expanding in the vacuum. That is, the expansion velocity increases with the distance to the central star, which is normally predicted for a plasma expanding with velocities style Hubble flow.

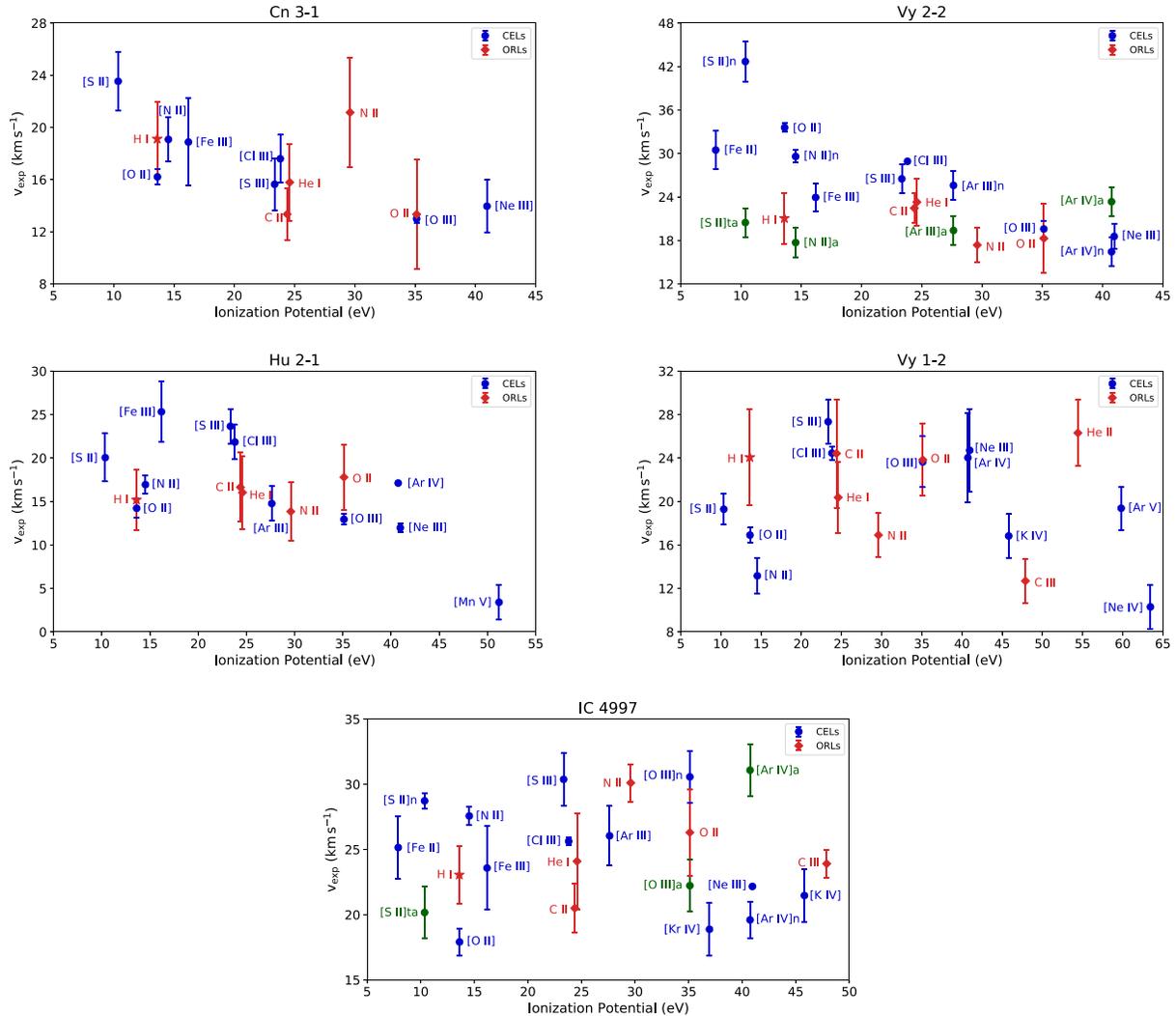


Figure 3. Expansion velocity versus ionization potential of different ions for the objects studied here. Expansion velocities derived from CELs are in blue and expansion velocities from ORLs are in red. In the cases of Vy 2-2 and IC 4997, the nebular and auroral lines of some ions are marked in green as they show different expansion velocities.

The analysis of Fig. 3 for the different objects is presented in the next section where a brief description of the objects is included, and we discuss the abundance results and the kinematics obtained.

Radial velocities (V_{rad}) were determined for each observed line by using Doppler effect. The heliocentric correction was applied to all the observed velocities and they were averaged to get a systemic velocity for each object. These values and their standard deviations are presented in Table 12.

8 DISCUSSION OF INDIVIDUAL RESULTS

8.1 Cn 3-1

This is a dense and compact PN, with a low-ionization degree corroborated by the low $[\text{O III}] \lambda 5007/\text{H}\beta$ flux ratio of 0.28; therefore, almost all the oxygen is as O^+ . The nebula shows a low expansion velocity of about 12 km s^{-1} from the $[\text{O III}] \lambda 5007$ line (see Fig. 3) and a heliocentric velocity of $+29.62 \pm 6.37 \text{ km s}^{-1}$ (Table 12).

Its distance from GAIA DR2 (7.65 kpc) and morphology from Sahai et al. (2011) were already presented in Table 1.

Physical conditions and chemical abundances were derived previously for this nebula by Milingo et al. (2010) and Wesson et al. (2005). Our values are very similar to those of both authors (see Table 13). The O abundance of $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.60$, together with the heliocentric velocity, indicates that this is a disc nebula, located in the solar vicinity. As a new result, we have determined the Ne abundance in this object, with a value $\log(\text{Ne}/\text{O}) \sim -1.82$, which results to be very low in comparison with what is expected for normal PNe. There are only a handful of PNe with such a low Ne/O abundance ratio. The value reported for Cn 3-1 is similar to the value reported for the halo PN H 4-1 (Otsuka & Tajitsu 2013) and for the PNe M 1-14, IC 418, and Mz3 (Henry et al. 2010; Stanghellini & Haywood 2010). No reliable explanation has been offered so far for this phenomenon.

No ADF has been derived for this nebula previously. In this work, we could not derive an ADF either, because the O^{+2} abundance from ORLs could not be determined due to the low-ionization degree of the nebula and due to the presence of stellar emission lines in the

Table 11. Abundance discrepancy factors (ADFs) of the sample.

	Cn 3-1	Vy 2-2	Hu 2-1	Vy 1-2	IC 4997
$O^{+2}/H^{+} \times 10^{-4}$ (ORLs)	–	5.50 ± 0.71	3.93 ± 0.19	30.95 ± 2.90	8.54 ± 0.61
$O^{+2}/H^{+} \times 10^{-4}$ (CELs)	0.22 ± 0.02	$1.22^{+0.51}_{-0.13}$	$2.12^{+2.84}_{-0.76}$	$5.65^{+1.47}_{-0.95}$	$1.72^{+1.99}_{-0.79}$
ADF(O^{+2})	–	$4.30^{+1.00}_{-1.16}$	1.85 ± 1.05	$5.34^{+1.27}_{-1.08}$	$4.87^{+4.34}_{-2.71}$

Table 12. Heliocentric radial velocities for the sample of PNe.

Object	V_{rad}
Cn 3-1	$+29.62 \pm 6.37$
Vy 2-2	-63.91 ± 6.60
Hu 2-1	$+23.62 \pm 5.67$
Vy 1-2	-82.40 ± 7.87
IC 4997	-58.36 ± 9.91

wavelength range where the most important O II lines (multiplet V1) are found.

Regarding the kinematic behaviour, the blue points in Fig. 3 (up, left) show that low-ionization CELs from [S II], [N II], and [O II] present higher expansion velocities (from 18 to 21 km s⁻¹) than higher-ionization CELs showing V_{exp} lower than 15 km s⁻¹. This behaviour is typical of an ionized plasma expanding in vacuum, accelerating with the distance to the central star. The red dots in this figure, showing the expansion velocities given by the ORLs, present a similar behaviour to that of CELs (increasing velocity with distance to the central star), except for N II, which shows a too large velocity for its ionization potential. However, considering the large error bars, N II velocity coincides with ions of similar ionization potential. It should be noticed that the O II recombination lines and [O III] CELs present a very similar expansion velocity. Therefore, from these results there is no evidence of different plasmas with different kinematics producing recombination lines and CELs in Cn 3-1.

8.2 Vy 2-2

This is a very compact, young, and dense nebula. It shows a heliocentric radial velocity of -63.91 ± 6.60 km s⁻¹ (this work). The distance from Frew et al. (2016), the morphology from Sahai et al. (2011), the central star classification, and the previous reported ADFs, as well as the huge FWZI at the base of H α were presented in Table 1.

The He II $\lambda 4686$ recombination line was detected here showing a wide profile; therefore, we consider it of stellar origin. Our diagnostic diagram indicates an external zone with density of $n_e([\text{S II}]) = 6, 200$ cm⁻³, and an inner zone of very high density with values $n_e([\text{Cl III}])$ of about 58 200 cm⁻³, while the [N II] and the [Ar IV] temperature-sensitive diagnostic lines are indicating densities of about 10⁵–10⁶ cm⁻³. Therefore, a steep density gradient exists in this nebula. Electron temperatures could be derived from [O III] and [Ar III] CELs providing values of $T_e([\text{O III}]) = 12\,800$ K and $T_e([\text{Ar III}]) = 8800$ K. The high electron density prevents temperature determination from the [N II] $\lambda\lambda(6548+6584)/5755$ lines ratio.

The abundances derived for this nebula indicate a low-abundance object with $12 + \log(O/H) = 8.14$, while it presents about solar N, Ne, S, Ar, and Cl abundances. The abundances found in the literature by Perinotto, Morbidelli & Scatarzi (2004) and Wesson et al. (2005)

are in general agreement with our values (Table 13). The low O abundance could be due to depletion in dust grains, and since the S abundance is not largely depleted, the dominant dust in Vy 2-2 might be the one of dual chemistry (García-Hernández & Górný 2014). We also found a $12 + \log(\text{Fe}/\text{H}) = 6.35^{+0.08}_{-0.06}$, which is lower than the solar value of 7.46; this can be also an indicator of depletion into dust grains (García-Rojas et al. 2013, and references therein). The ADF(O^{+2}) derived in this work for O^{+2} is $4.30^{+1.00}_{-1.16}$, which is significantly lower than the value 11.8 reported by Wesson et al. (2005).

The expansion velocities of the different ions, derived from the FWHM of lines, are presented in Fig. 3 (up, right). It is found that CELs (blue dots) show a velocity field increasing with the distance from the central star from about 19 km s⁻¹ in the Ar⁺³ and Ne⁺² zones to about 34 km s⁻¹ or larger in the zone where O⁺, S⁺, and Fe⁺² reside, while ORLs present slightly lower V_{exp} , and no clear gradient is found. The [O III] lines show $V_{\text{exp}} = 18$ km s⁻¹, while the O II lines show $V_{\text{exp}} = 15$ km s⁻¹, which can be considered equal within uncertainties.

An interesting issue occurring in this nebula, and also in IC 4997, is that the auroral and trans-auroral lines, shown in green in Fig. 3 (up, right) (e.g. [N II] $\lambda 5755$, [S II] $\lambda 4068$, [Ar III] $\lambda 5192$), present lower expansion velocities than the nebular lines of the same ion ([N II] $\lambda\lambda 6584, 6548$, [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$, [Ar III] $\lambda 7135$). The differences in velocity are larger than the uncertainties. Exceptions are the lines of [Ar IV], which show the opposite; the auroral line $\lambda 7170$ presents slightly larger expansion velocity than the nebular line $\lambda 4740$; however, both velocities are similar within uncertainties. A possible explanation for this peculiar phenomenon is associated with the very high-density gradient in this nebula. It is known that auroral lines usually have critical densities larger than the nebular lines; thus, in very high-density nebulae, the auroral lines can be emitted in denser zones nearer the central star, where nebular lines are undergoing collisional de-excitation. These inner zones are expanding more slowly in a Hubble-type flow. A more detailed discussion on this subject can be found in Section 8.6.

8.3 Hu 2-1

Chemical abundances for this object have been reported by Henry et al. (2010), Perinotto et al. (2004), Wesson et al. (2005), and Delgado-Inglauda et al. (2015). Their results are in agreement with the values reported here (Table 13). With a heliocentric velocity of $+23.62 \pm 5.67$ km s⁻¹ and $12 + \log(O/H) = 8.46$, Hu 2-1 is a regular disc PN in the Galaxy. Wesson et al. (2005) reported an ADF(O^{+2}) of 4.00, while we have found an ADF(O^{+2}) of 1.85 ± 1.05 . A discussion on this and other differences is presented in Section 9.

This and Vy 2-2 are the only objects in the sample in which we can determine an iron total abundance using the ICF given by Rodríguez & Rubin (2005); in the other objects, their parameters are outside the ICF validity range. We found a value of $12 + \log(\text{Fe}/\text{H}) = 5.63$, which is much lower than the solar value of $12 + \log(\text{Fe}/\text{H}) = 7.46$

Table 13. Comparison of total abundances in $12+\log(X/H)$ scale.^{a,b,c}

	Cn 3-1 This work	Cn 3-1 M10	Cn 3-1 W05	Vy 2-2 This work	Vy 2-2 P04	Vy 2-2 W05	Hu 2-1 This work	Hu 2-1 DI15	Hu 2-1 W05	Vy 1-2 This work	Vy 1-2 A15	Vy 1-2 W05	IC 4997 ^c This work
He/H	10.73 ± 0.02	10.74	10.65	11.06 ± 0.01	10.88	11.03	11.03 ± 0.02	10.91	10.90	11.08 ± 0.03	11.04 ± 0.03	11.03	11.16 ± 0.01
O/H	8.60 ^{+0.12} _{-0.08}	8.59	8.63	8.14 ^{+0.12} _{-0.05}	8.16	7.98	8.46 ^{+0.38} _{-0.20}	8.30	8.51	8.84 ^{+0.10} _{-0.08}	8.66 ± 0.04	8.70	8.25 ^{+0.34} _{-0.26}
N/H	7.82 ± 0.05	7.89	7.87	7.74 ^{+0.13} _{-0.09}	7.42	7.83	7.87 ^{+0.11} _{-0.12}	7.73	7.74	8.46 ^{+0.10} _{-0.11}	8.13 ± 0.05	8.06	7.63 ^{+0.20} _{-0.15}
Ne/H	6.79 ± 0.16	–	–	7.58 ^{+0.11} _{-0.05}	–	7.24	7.52 ^{+0.38} _{-0.14}	7.71	7.45	8.07 ^{+0.11} _{-0.10}	–	8.00	7.60 ^{+0.26} _{-0.21}
Ar/H	–	5.83	6.09	6.48 ± 0.03	6.05	5.88	6.18 ^{+0.46} _{-0.23}	5.81	5.78	6.22 ^{+0.11} _{-0.09}	6.28 ± 0.06	6.25	5.84 ^{+0.26} _{-0.20}
S/H	6.77 ^{+0.07} _{-0.05}	6.96	–	7.31 ± 0.05	6.38	6.65	6.37 ^{+0.36} _{-0.18}	–	6.10	7.02 ^{+0.12} _{-0.10}	6.80 ± 0.08	6.78	6.44 ^{+0.23} _{-0.18}
Cl/H	5.11 ^{+0.08} _{-0.06}	5.33	–	4.97 ^{+0.23} _{-0.11}	–	–	4.70 ^{+0.27} _{-0.13}	4.68	4.59	5.38 ± 0.18	5.22 ± 0.12	–	4.41 ^{+0.23} _{-0.18}
N/O	–0.78 ^{+0.06} _{-0.09}	–0.70	–0.76	–0.41 ^{+0.07} _{-0.08}	–0.74	–0.15	–0.60 ^{+0.11} _{-0.18}	–0.57	–0.77	–0.38 ^{+0.10} _{-0.15}	–0.53 ± 0.06	–0.64	–0.62 ^{+0.15} _{-0.20}
Ne/O	–1.82 ^{+0.10} _{-0.11}	–	–	–0.56 ± 0.02	–	–0.74	–0.92 ± 0.03	–0.59	–1.06	–0.76 ± 0.03	–	–0.70	–0.66 ^{+0.06} _{-0.08}
Ar/O	–	–2.76	–2.54	–1.65 ^{+0.06} _{-0.15}	–2.11	–2.10	–2.26 ^{+0.11} _{-0.07}	–2.49	–2.73	–2.62 ± 0.03	–2.38 ± 0.07	–2.45	–2.42 ^{+0.07} _{-0.09}
S/O	–1.82 ^{+0.06} _{-0.04}	–1.63	–	–0.85 ^{+0.07} _{-0.13}	–1.78	–1.33	–2.08 ^{+0.04} _{-0.05}	–	–2.41	–1.82 ^{+0.06} _{-0.07}	–1.86 ± 0.09	–1.92	–1.81 ± 0.52
Cl/O	–3.49 ± 0.04	–3.26	–	–3.16 ^{+0.11} _{-0.08}	–	–	–3.75 ^{+0.07} _{-0.12}	–3.62	–3.92	–3.44 ± 0.09	–3.44 ± 0.13	–	–3.84 ^{+0.25} _{-0.36}

^aA15: Akras et al. (2015), DI15: Delgado-Inglada et al. (2015), M10: Milingo et al. (2010), P04: Perrinotto et al. (2004), and W05: Wesson et al. (2005).^bAbundances from Flower (1980) for O and C are presented in the text.^cSolar abundances by Asplund et al. (2009) are: He/H = 10.93, O/H = 8.69, C/H = 8.43, N/H = 7.83, Ne/H = 7.93, Ar/H = 6.40, and S/H = 7.12.

and, as for Vy 2-2, may be indicative of iron depletion into dust (García-Rojas et al. 2013, and references therein), although O and S do not appear very depleted.

The kinematic behaviour of CELs [blue points in Fig. 3 (middle, left)] is consistent with a Hubble flow-type expansion, as V_{exp} of [N II], [S II], [O II], and [S III] lines are larger than V_{exp} of higher ionized species. V_{exp} of ORLs (red points) seem to show a flatter gradient. The velocity of O II ORLs appears slightly higher than V_{exp} of [O III] CELs but equal within uncertainties.

8.4 Vy 1-2

This is a young PN with a complex morphology. Akras et al. (2015) carried out a deep study of this object analysing its morphology, kinematics, and chemistry. According to these authors, the central star can be classified as a binary weak-emission-line star, *wels*, as it presents weak emission lines of C II, C IV, and O III. Its effective temperature is in the range from 7.5×10^4 to 1.19×10^5 K. A possible very late thermal pulse could have occurred in the central star. From their low-resolution spectrum, Akras et al. (2015) report a solar abundance of O, slightly enhanced N, and depleted C.

In this work, we derived a heliocentric radial velocity of -82.40 ± 7.87 km s⁻¹. Considering the distance reported by Frew et al. (2016) (8.13 kpc) and by Akras et al. (2015) (9.7 kpc), and the heliocentric velocity, this PN could be a halo object as a height of 3.3–3.9 kpc above the galactic plane is derived from its galactic latitude $b = +24^\circ$. However, it shows an abundance $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.84$ (see Table 9), which is too large for a halo PN. This PN shows $\log(\text{N}/\text{O})$ abundance ratio of -0.38 , $\log(\text{Ne}/\text{O}) = -0.76$, $\log(\text{S}/\text{O}) = -1.82$, $\log(\text{Ar}/\text{O}) = -2.62$, and $\log(\text{Cl}/\text{O}) = -3.44$. Compared to average values for disc PN abundances given by Kingsburgh & Barlow (1994), Vy 1-2 abundances seem typical of a disc PN.

For this object, we did not detect any Ar⁺² lines in our spectra. As we determined the total abundance by using Kingsburgh & Barlow (1994) ICF, which takes into account the ionic abundances of Ar⁺², Ar⁺³, and Ar⁺⁴, our total Ar/H abundance should be considered as a lower limit but closer to the real abundance; our value is consistent with those derived by Wesson et al. (2005) and Akras et al. (2015).

We found a $12 + \log(\text{K}/\text{H})$ ratio of $4.45^{+0.16}_{-0.24}$, which is lower than the solar value by about a factor of ~ 5.1 ; however, the ICF used to correct the observed K⁺³ abundance, which is based on the ionic fraction of Ar⁺³, requires a reliable determination of Ar/H abundance (Amayo, Delgado-Inglada & García-Rojas 2020, and references therein). Therefore, our K/H value should be also considered as a lower limit of the real abundance.

Wesson et al. (2005) reported an ADF(O⁺²) of 6.17 for this nebula. In this work, we derived a value ADF(O⁺²) of $5.34^{+1.27}_{-1.08}$, which is consistent with their value.

The kinematics of Vy 1-2 is peculiar (Fig. 3 middle, left). Because a central ring is the brightest structure (Akras et al. 2015), the lines detected are mainly emitted in this zone. Expansion velocities provided by CELs show no gradient; actually, the expansion velocities of ions in the inner zone (He⁺², Ar⁺³, Ne⁺², O⁺²) are larger than the velocities in the outer zone (N⁺, O⁺, S⁺), which is opposite of what is expected in an expanding PN following a Hubble-law flow. Only the very inner ions (Ar⁺⁴, Ne⁺³) present low expansion velocities. Velocities from ORLs show no systematic behaviour either, being sometimes lower and sometimes higher than CELs velocities. Therefore, the inner zone seems to be accelerated compared to the outer zone. In the literature, few PNe present this

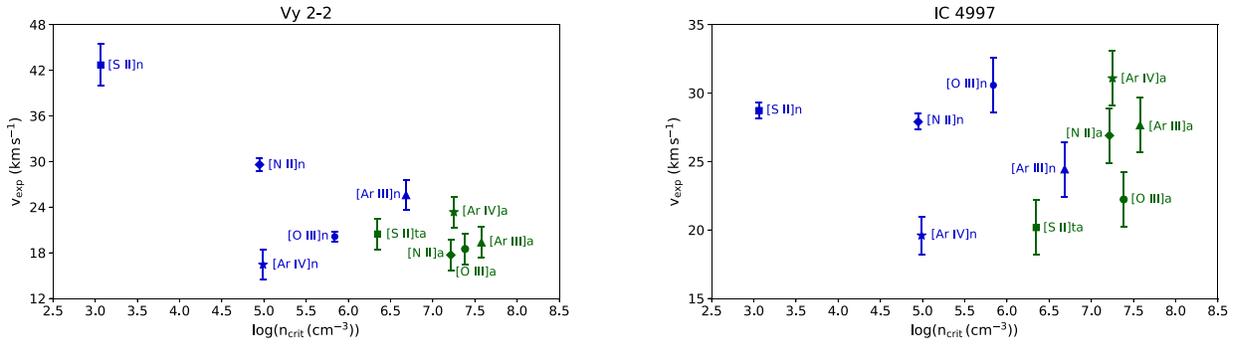


Figure 4. Expansion velocity versus critical density (log scale) of nebular and auroral lines of [S II], [N II], [O III], [Ar III], and [Ar IV] in Vy 2-2 and IC 4997. Expansion velocities from nebular lines are in blue and expansion velocities from auroral are in green.

peculiar kinematic behaviour; considering the 14 objects studied by Peña et al. (2017) and the 40 objects analysed by Medina et al. (2006), only two of them, PN BD+30 3639 and PN M 1-32, show a similar behaviour with V_{exp} of [O III] and other high ionized species larger than the V_{exp} of [N II], putting in evidence high-velocity gas in the central zone.

8.5 IC 4997

This is a very young and dense nebula, whose central star, classified as *wels*, has presented important changes and where the nebula is also changing, heating with time. Kostyakova & Arhipova (2009) monitored the spectral evolution of this object for 40 yr. They claimed that the electron density increased from 4×10^5 to $2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, and the electron temperature increased from 12 000 K to 14 000 K in the period 1972–1992. By considering the He I, [Ne III], and [O III] lines, it is found that the nebular ionization degree has been growing with time. The central star seems to have increased its effective temperature from 37 000–40 000 K to 47 000 K in the same period.

IC 4997 was studied by Arrieta & Torres-Peimbert (2003), who measured an FWZI($H\alpha$) equivalent to 5100 km s^{-1} attributed to Raman scattering. This was also suggested by Lee & Hyung (2000). Feibelman, Aller & Hyung (1992) reported a secondary emission component, displaced by -69 km s^{-1} from the peak of the broad main body of $H\alpha$.

Flower (1980) analysed this object from ultraviolet and optical spectra, founding abundances $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.04$ and $12 + \log(\text{C}/\text{H}) = 7.65$. In this work, we derived $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.25^{+0.34}_{-0.26}$ and an ADF(O^{+2}) of $4.87^{+4.34}_{-2.71}$. Then, this object is O under-abundant relative to the Sun.

Flower (1980) attributed the low C and O abundances to the possibility that an important amount of these elements could be embedded in dust grains. In this work, we find that S is also slightly under-abundant, which might indicate that also S could be embedded in dust grains. Even when we found abundances of Fe^{+2} and K^{+3} , we could not use the previous ICF to determine total abundances because they are outside their validity range.

The kinematics of IC 4997 is very complex. No gradient of CELs or ORLs expansion velocities are found. The same as in the case of Vy 2-2, the auroral and trans-auroral lines show lower expansion than the nebular lines of the same ion. Again, this phenomenon can be attributed to the extreme density gradient in this nebula, which has a density of about $30\,000 \text{ cm}^{-3}$ in the periphery and larger than about 10^6 cm^{-3} in the inner zone. The auroral and trans-auroral lines would be mainly produced in a higher-density zone, where nebular lines are

undergoing collisional de-excitation because they have lower critical densities. A more detailed discussion on this subject can be found in next subsection.

8.6 Nebular and auroral line kinematics in Vy 2-2 and IC 4997

As we mentioned in the previous subsections, in Vy 2-2 and IC 4997, auroral (trans-auroral) and nebular lines of [S II], [N II], [O III], [Ar III], and [Ar IV] present different profiles and therefore different kinematic behaviour.

From very high-resolution spectra of PN NGC 6153, Barlow et al. (2006) found that nebular and auroral lines of [O III] $\lambda 5007$ and $\lambda 4363$ present different velocity profiles. Since electronic temperature is estimated from this ratio, the authors argued that large variations in velocity of this ratio may be indicative of temperature fluctuations in the nebula. From photoionization models, Zhang (2008) explored if the differences between auroral and nebular lines profiles can be attributed to temperature or density variations in the plasma; he argues that if these effects are present in the nebulae, lines with different critical densities or excitation temperatures would show different profiles.

We attribute the velocity differences between auroral and nebular lines in Vy 2-2 and IC 4997 to density variations and not to temperature variations because in both nebulae, we found a strong density gradient increasing into their inner zones and the differences in velocity are strongly marked in lines, which are not useful to determine electronic temperatures, such as [S II] $\lambda\lambda(6716 + 6731)/4068$ and [N II] $\lambda\lambda(6548 + 6584)/5755$, which in the present circumstances are sensitive to density. To better analyse this phenomenon, we compare the critical densities and the expansion velocities of the auroral and nebular lines for these two objects (Fig. 4) in order to find a possible correlation between both parameters.

For Vy 2-2 (Fig. 4, left), we found that auroral lines, which have critical densities larger than 10^6 cm^{-3} , are concentrated in a zone with expansion velocities between 17 and 27 km s^{-1} . Nebular lines of [S II] and [N II] have larger expansion velocities than their auroral (trans-auroral) lines by about 20 and 12 km s^{-1} , respectively. For the cases of [Ar III], [O III] and [Ar IV] lines, the differences between auroral and nebular lines are not so considerable: for [Ar III] V_{exp} of the auroral line is 6 km s^{-1} higher than the nebular value; however, considering the errors of V_{exp} of [Ar III] lines, the difference is just 2 km s^{-1} ; in the case of [O III], auroral and nebular lines show the same expansion velocities of about 20 km s^{-1} , while for [Ar IV], which shows the opposite behaviour, the velocity of the auroral line is 6 km s^{-1} larger than the nebular but considering the errors, the difference is just of

2 km s^{-1} . As we showed in Fig. 3, Vy 2-2 presents a Hubble-type flow for expansion velocities of ions; therefore, we can consider that auroral lines arise from inner zones of the nebula due to their lower expansion velocities; these inner zones have higher density and the emission of lines with low critical densities is suppressed there. This effect can be found in the nebular–auroral line ratios of [S II], [N II], and [Ar IV], which are sensitive to density instead of temperature (see Fig. 2); none the less, the density in inner zones of the nebula is not enough to overpass the critical densities of auroral lines of [Ar III] and [O III] ($n_{\text{crit}} > 10^{7.38}$), and so their line ratios are still sensitive to temperature.

For IC 4997 (Fig. 4, right), there is clear discrepancy between the velocities of the auroral and nebular lines of [S II], [O III], and [Ar IV], and the differences are of 11, 8, and 12 km s^{-1} , respectively; as in the case of Vy 2-2, [Ar IV] auroral line shows larger velocity than the nebular one. Auroral and nebular lines of [N II] and [Ar III] show the same expansion velocities (within the errors) of 27 and 25 km s^{-1} . As in Vy 2-2, for the ions that show important kinematic discrepancies between auroral and nebular lines, their auroral–nebular ratio is not sensitive to temperature and it is sensitive to density. Given the kinematic complexity of the nebula, which does not follow a Hubble-type flow (Fig. 3), it is not possible to determine if the differences of velocities of the lines are indicative of inner or outer zones of the nebula, and they might be corresponding to complex structures within the nebula.

9 DISCUSSIONS AND CONCLUSIONS

From high-resolution spectra, physical conditions (temperature and density) and chemical abundances from CELs and ORLs have been determined for the PNe Cn 3-1, Vy 2-2, Hu 2-1, Vy 1-2, and IC 4997 for which our main goal was to derive the ADFs(O^{+2}). The five objects are young and dense, show density gradients growing towards the inner zone, and they have different ionization degree and different morphology. Abundance determinations of He, O, N, Ne, Ar, S, and Cl have been obtained from CELs and our values are in general agreement with values previously reported in the literature.

Three of the objects, Cn 3-1, Hu 2-1, and Vy 1-2, possess typical abundances of disc PNe, comparable to the solar values. Vy 2-2 and IC 4997 are low-abundance objects with $12+\log(\text{O}/\text{H})$ of about 8.2 or lower, which can be attributed to O depletion in dust grains or to central stars formed in a low-abundance medium. The large values of Ne/O, Ar/O, and S/O presented by both nebulae better indicate that O might be depleted in dust grains. We were also able to determine abundances of K/H for Vy 1-2 and Fe/H for Vy 2-2 and Hu 2-1.

From comparison of chemical abundances from CELs and ORLs, ADFs(O^{+2}) were calculated for Vy 2-2, Hu 2-1, Vy 1-2, and IC 4997, obtaining values of 4.30, 1.85, 5.34, and 4.87, respectively. For Vy 2-2 and Hu 2-1, our values resulted to be smaller than values previously reported in the literature. The difference between our values and the previously reported can be attributed to the selection of multiplets to determine the abundances for O II. In our calculations, we have determined this abundance using the lines of multiplet V1 only, which is the strongest among O II multiplets; the lines from other multiplets (e.g. V2, V5, V10, V19, V20, and 3p-4f transitions) are much fainter than those from V1 and higher errors are expected in O II abundance. The Vy 2-2, Hu 2-1, and Vy 1-2 O II abundances determined by Wesson et al. (2005) include the contribution of other multiplets. We found that our O II V1 abundances for these objects are similar to those derived by Wesson et al. (2005) for the same

multiplet. However, when these authors include the contribution of the other multiplets, their O II abundances become higher leading to higher ADFs values. On the other side, Wesson et al. (2005) did not report errors for the abundances of each multiplet and then it is not possible to know if those differences are within their respective error bars.

Considering the ADFs, the gas emitting ORLs is enriched by a large factor, relative to the gas emitting CELs. An important work to do is to estimate the amount of nebular mass contained in the gas emitting CELs and the gas emitting ORLs to determine the real chemical abundances in the nebulae.

The temperatures derived from recombination lines of O II are lower than the values obtained from [O III] CELs. We did not find evidence of the existence of cold H-deficient He- and heavy-elements rich small inclusions embedded in the nebulae and emitting most of ORLs as proposed by Liu et al. (2000), Liu (2006), Liu (2012), among others, because according to their results, and also results from other authors (e.g., Tsamis et al. 2004; Wesson et al. 2005), such inclusions would have temperatures of about 1000 K or even lower. We did not find such extremely low ORL temperatures in the PNe of our sample; for all cases, we found that these temperatures are above 6000 K.

The kinematics of the gas emitting CELs and ORLs was analysed for each nebula to study the possibility of different plasmas (with different physical conditions and spacial distribution) coexisting in the nebula and emitting the different lines. We compared, in particular, the expansion velocities given by CELs and ORLs emitted by O^{+2} . The results indicate that such velocities are equal within uncertainties in Cn 3-1, Vy 2-2, Hu 2-1, and Vy 1-2; therefore, from the kinematics point of view, there is no evidence for these lines being emitted in different zones of the nebula. But such velocities are very different in IC 4997, where we find $V_{\text{exp}}(\lambda 4959) = 29.56 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ and $V_{\text{exp}}(\lambda 4649) = 23.30 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$, which might be implying that ORLs are being emitted in a different zone. According to Table 6, the density and temperature given by O^{+2} recombination lines in IC 4997 are 5000 cm^{-3} and 7700 K, which are much lower than the values derived from CELs.

As mentioned earlier for Vy 2-2 and IC 4997, we found the interesting fact that, in some cases, nebular and auroral (or trans-auroral) lines of the same ion (e.g. S^+ , N^+ , Ar^{+2} , Ar^{+3} , O^{+2}) present different expansion velocities. Auroral and trans-auroral lines (marked in green in Fig. 3) show, in general, lower V_{exp} , which in the case of Vy 2-2 (showing a Hubble velocity expansion law) might be indicating that auroral lines (sensitive to density and temperature) are being emitted in a denser and inner zone than the nebular lines. This might be a consequence of, in general, nebular lines having critical densities smaller than auroral lines; therefore, nebular lines are undergoing collisional de-excitation and are not emitted in dense zones. The phenomenon is very complex in IC 4997 where the auroral lines of S^+ and O^{+2} present lower V_{exp} than nebular lines, and the opposite occurs in Ar^{+3} . Anyway, being Vy 2-2 and IC 4997 the objects showing the highest density differences between the inner and outer zones, this phenomenon seems more related to density than to temperature effects.

IC 4997 is a very young PN, around a rapidly evolving hot post-AGB central star. This interesting object has been showing stellar and nebular evolution in short time-scales; therefore, it is necessary to keep tracking IC 4997 and other similar objects in order to better understand their behaviour and fast evolution towards the PN stage.

A similar work aiming to determine ADFs in PNe with different characteristics is being carried out for a number of objects. It will be published in the future.

ACKNOWLEDGEMENTS

We are indebted to Drs. Michael Richer, Christophe Morisset, and Antonio Peimbert for interesting comments and suggestions along this research. We are grateful to José N. Espíritu for his help with PYNEB and to Alexia Amayo for her help with the Monte Carlo error determinations. We thank an anonymous referee for his or her careful reading of the manuscript and his or her suggestions that help to improve this work. This work is based upon observations carried out at the Observatorio Astronómico Nacional at the Sierra San Pedro Mártir (OAN-SPM), Baja California, México. We thank the daytime and night support staff at the OAN-SPM for facilitating and helping to obtain our observations. FR-E acknowledges scholarship from Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), México. This work received partial support from Dirección General de Asuntos del Personal Académico-Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (DGAPA-PAPIIT) IN105020 and IN103519, UNAM.

DATA AVAILABILITY STATEMENT

The data underlying this article will be shared on reasonable request to the corresponding author.

REFERENCES

- Akras S., Boumis P., Meaburn J., Alikakos J., López J. A., Gonçalves D. R., 2015, *MNRAS*, 452, 2911
- Amayo A., Delgado-Inglada G., García-Rojas J., 2020, *MNRAS*, 492, 950
- Arhipova V. P., Burlak M. A., Esipov V. F., Ikonnikova N. P., Komissarova G. V., 2017, *Astron. Lett.*, 43, 831
- Arrieta A., Torres-Peimbert S., 2003, *ApJS*, 147, 97
- Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., Scott P., 2009, *ARA&A*, 47, 481
- Barlow M. J., Hales A. S., Storey P. J., Liu X. W., Tsamis Y. G., Aderin M. E., 2006, in Barlow M. J., Méndez R. H., eds, Proc. IAU Symp. Vol. 234, Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond. Cambridge University Press, Cambridge, p. 367
- Benjamin R. A., Skillman E. D., Smits D. P., 1999, *ApJ*, 514, 307
- Butler K., Zeppen C. J., 1989, *A&A*, 208, 337
- Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, *ApJ*, 345, 245
- Delgado-Inglada G., Morisset C., Stasińska G., 2014, *MNRAS*, 440, 536
- Delgado-Inglada G., Rodríguez M., Peimbert M., Stasińska G., Morisset C., 2015, *MNRAS*, 449, 1797
- Espíritu J. N., Peimbert A., 2021, *MNRAS*, 508, 2668
- Esteban C., García-Rojas J., Carigi L., Peimbert M., Bresolin F., López-Sánchez A. R., Mesa-Delgado A., 2014, *MNRAS*, 443, 624
- Fang X., Liu X. W., 2013, *MNRAS*, 429, 2791
- Fang X., Storey P. J., Liu X. W., 2011, *A&A*, 530, A18
- Feibelman W. A., Aller L. H., Hyung S., 1992, *PASP*, 104, 339
- Flower D. R., 1980, *MNRAS*, 193, 511
- Frew D. J., Parker Q. A., Bojičić I. S., 2016, *MNRAS*, 455, 1459
- Froese Fischer C., Tachiev G., 2004, *At. Data Nucl. Data Tables*, 87, 1
- Galavis M. E., Mendoza C., Zeppen C. J., 1995, *A&AS*, 111, 347
- Galavis M. E., Mendoza C., Zeppen C. J., 1997, *A&AS*, 123, 159
- García-Hernández D. A., Górný S. K., 2014, *A&A*, 567, A12
- García-Rojas J., Peña M., Morisset C., Mesa-Delgado A., Ruiz M. T., 2012, *A&A*, 538, A54
- García-Rojas J., Peña M., Morisset C., Delgado-Inglada G., Mesa-Delgado A., Ruiz M. T., 2013, *A&A*, 558, A122
- García-Rojas J., Corradi R. L. M., Monteiro H., Jones D., Rodríguez-Gil P., Cabrera-Lavers A., 2016, *ApJ*, 824, L27
- Gesicki K., Zijlstra A. A., 2003, *MNRAS*, 338, 347
- Gesicki K., Acker A., Zijlstra A. A., 2003, *A&A*, 400, 957
- Giles K., 1981, *MNRAS*, 195, 63P
- Gómez-Llanos V., Morisset C., García-Rojas J., Jones D., Wesson R., Corradi R. L. M., Boffin H. M. J., 2020, *MNRAS*, 498, L82
- Grandi S. A., 1976, *ApJ*, 206, 658
- Hamuy M., Walker A. R., Suntzeff N. B., Gigoux P., Heathcote S. R., Phillips M. M., 1992, *PASP*, 104, 533
- Henry R. B. C., Kwitter K. B., Jaskot A. E., Balick B., Morrison M. A., Milingo J. B., 2010, *ApJ*, 724, 748
- Hyung S., Aller L. H., Feibelman W. A., 1994, *ApJS*, 93, 465
- Kaufman V., Sugar J., 1986, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 15, 321
- Kingsburgh R. L., Barlow M. J., 1994, *MNRAS*, 271, 257
- Kisielius R., Storey P. J., Ferland G. J., Keenan F. P., 2009, *MNRAS*, 397, 903
- Kostyakova E. B., Arkhipova V. P., 2009, *Astron. Rep.*, 53, 1155
- LaJohn L., Luke T. M., 1993, *Phys. Scr.*, 47, 542
- Lamers H. J. G. L. M., Zickgraf F.-J., de Winter D., Houziaux L., Zorec J., 1998, *A&A*, 340, 117
- Lee H.-W., Hyung S., 2000, *ApJ*, 530, L49
- Liu X.-W., 2006, in Barlow M. J., Méndez R. H., eds, Proc. IAU Symp. Vol. 234, Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond. Cambridge University Press, Cambridge, p. 219
- Liu X.-W., 2012, in Manchado A., Stanghellini L., Schönberner D., eds, Proc. IAU Symp. Vol. 283, Planetary Nebulae: An Eye to the Future. Cambridge University Press, Cambridge, p. 131
- Liu X.-W., Storey P. J., Barlow M. J., Danziger I. J., Cohen M., Bryce M., 2000, *MNRAS*, 312, 585
- Liu X.-W., Luo S. G., Barlow M. J., Danziger I. J., Storey P. J., 2001, *MNRAS*, 327, 141
- Luridiana V., Morisset C., Shaw R. A., 2015, *A&A*, 573, A42
- McLaughlin B. M., Bell K. L., 2000, *J. Phys. B At. Mol. Phys.*, 33, 597
- McNabb I. A., Fang X., Liu X.-W., Bastin R. J., Storey P. J., 2013, *MNRAS*, 428, 3443
- Medina S., Peña M., Morisset C., Stasińska G., 2006, *RMxAA*, 42, 53
- Mendoza C., 1983, in Aller L. H., ed., Proc. IAU Symp. Vol. 103, Planetary Nebulae. D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, p. 143
- Mendoza C., Zeppen C. J., 1982, *MNRAS*, 198, 127
- Menzel D. H., Aller L. H., Hebb M. H., 1941, *ApJ*, 93, 230
- Milingo J. B., Kwitter K. B., Henry R. B. C., Souza S. P., 2010, *ApJ*, 711, 619
- Otsuka M., Tajitsu A., 2013, *ApJ*, 778, 146
- Otsuka M., Tajitsu A., Hyung S., Izumiura H., 2010, *ApJ*, 723, 658
- Peimbert A., Peimbert M., Delgado-Inglada G., García-Rojas J., Peña M., 2014, *RMxAA*, 50, 329
- Peña M., Ruiz-Escobedo F., Rechy-García J. S., García-Rojas J., 2017, *MNRAS*, 472, 1182
- Pequignot D., Petitjean P., Boisson C., 1991, *A&A*, 251, 680
- Perinotto M., Morbidelli L., Scatarzi A., 2004, *MNRAS*, 349, 793
- Podobedova L. I., Kelleher D. E., Wiese W. L., 2009, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 38, 171
- Porter R. L., Ferland G. J., Storey P. J., Detisch M. J., 2012, *MNRAS*, 425, L28
- Porter R. L., Ferland G. J., Storey P. J., Detisch M. J., 2013, *MNRAS*, 433, L89
- Richer M. G., Georgiev L., Arrieta A., Torres-Peimbert S., 2013, *ApJ*, 773, 133
- Rodríguez M., Rubin R. H., 2005, *ApJ*, 626, 900
- Sabbadin F., Turatto M., Benetti S., Ragazzoni R., Cappellaro E., 2008, *A&A*, 488, 225
- Sahai R., Morris M. R., Villar G. G., 2011, *AJ*, 141, 134
- Schuster W. J., Parrao L., 2001, *RMxAA*, 37, 187
- Stanghellini L., Haywood M., 2010, *ApJ*, 714, 1096
- Storey P. J., Hummer D. G., 1995, *MNRAS*, 272, 41
- Storey P. J., Zeppen C. J., 2000, *MNRAS*, 312, 813
- Storey P. J., Sochi T., Badnell N. R., 2014, *MNRAS*, 441, 3028
- Storey P. J., Sochi T., Bastin R., 2017, *MNRAS*, 470, 379
- Tayal S. S., 2011, *ApJS*, 195, 12
- Tayal S. S., Gupta G. P., 1999, *ApJ*, 526, 544
- Tayal S. S., Zatsarinny O., 2010, *ApJS*, 188, 32
- Tresse L., Maddox S., Loveday J., Singleton C., 1999, *MNRAS*, 310, 262
- Tsamis Y. G., Barlow M. J., Liu X. W., Storey P. J., Danziger I. J., 2004, *MNRAS*, 353, 953

Weidmann W. A. et al., 2020, *A&A*, 640, A10
 Wesson R., Liu X. W., Barlow M. J., 2003, *MNRAS*, 340, 253
 Wesson R., Liu X.-W., Barlow M. J., 2005, *MNRAS*, 362, 424
 Zeppen C. J., 1982, *MNRAS*, 198, 111
 Zhang Y., 2008, *A&A*, 486, 221
 Zhang Y., Liu X. W., Liu Y., Rubin R. H., 2005, *MNRAS*, 358, 457

SUPPORTING INFORMATION

Supplementary data are available at *MNRAS* online.

Please note: Oxford University Press is not responsible for the content or functionality of any supporting materials supplied by the authors. Any queries (other than missing material) should be directed to the corresponding author for the article.

APPENDIX A: ATOMIC DATA

Table A1. Atomic parameters used in PYNEB calculations.

Ion	Transition probabilities	Collisional strengths
N ⁺	Froese Fischer & Tachiev (2004)	Tayal (2011)
O ⁺	Froese Fischer & Tachiev (2004)	Kisielius et al. (2009)
O ⁺²	Froese Fischer & Tachiev (2004) Storey & Zeppen (2000)	Storey, Sochi & Badnell (2014)
Ne ⁺²	Galavis, Mendoza & Zeppen (1997)	McLaughlin & Bell (2000)
Ne ⁺³	Zeppen (1982)	Giles (1981)
S ⁺	Podobedova, Kelleher & Wiese (2009)	Tayal & Zatsarinny (2010)
S ⁺²	Podobedova et al. (2009)	Tayal & Gupta (1999)
Cl ⁺²	Mendoza (1983)	Butler & Zeppen (1989)
Ar ⁺²	Mendoza (1983) Kaufman & Sugar (1986)	Galavis, Mendoza & Zeppen (1995)
Ar ⁺³	Kaufman & Sugar (1986)	Mendoza & Zeppen (1982)
Ar ⁺⁴	LaJohn & Luke (1993) Mendoza & Zeppen (1982) Kaufman & Sugar (1986)	Galavis et al. (1995)
K ⁺³	Mendoza (1983) Kaufman & Sugar (1986)	Galavis et al. (1995)
Ion	Effective recombination coefficients	
H ⁺	Storey & Hummer (1995)	
He ⁺	Porter et al. (2012), Porter et al. (2013)	
He ⁺²	Storey & Hummer (1995)	
N ⁺²	Fang, Storey & Liu (2011)	
O ⁺²	Storey, Sochi & Bastin (2017)	
C ⁺²	Pequignot, Petitjean & Boisson (1991)	

APPENDIX B: IONIZATION CORRECTION FACTORS

ICFs used for the total abundances calculation are listed next.

$$(i) \frac{\text{He}}{\text{H}} = \frac{\text{He}^+}{\text{H}^+}. \text{ If He}^{+2} \text{ is detected } \frac{\text{He}}{\text{H}} = \frac{\text{He}^+ + \text{He}^{+2}}{\text{H}^+}.$$

$$(ii) \frac{\text{O}}{\text{H}} = \text{ICF}(\text{O}) \times \frac{\text{O}^+ + \text{O}^{+2}}{\text{H}^+}. \text{ ICF}(\text{O}) = 1 \text{ if no He}^{+2} \text{ is detected.}$$

Otherwise, ICF(O) is given by the equation (12) in Delgado-Inglada, Morisset & Stasińska (2014).

$$(iii) \frac{\text{N}}{\text{H}} = \text{ICF}(\text{N}) \times \frac{\text{N}^+}{\text{H}^+}. \text{ ICF}(\text{N}) = \frac{\text{O}}{\text{O}^+} \text{ (Kingsburgh \& Barlow 1994).}$$

$$(iv) \frac{\text{Ar}}{\text{H}} = \text{ICF}(\text{Ar}) \times \frac{\text{Ar}^{+2} + \text{Ar}^{+3} + \text{Ar}^{+4}}{\text{H}^+}. \text{ ICF}(\text{Ar}) = \frac{1}{1 - \text{N}^+/\text{N}} \text{ (Kingsburgh \& Barlow 1994).}$$

$$(v) \frac{\text{Ne}}{\text{H}} = \text{ICF}(\text{Ne}) \times \frac{\text{Ne}^{+2}}{\text{H}^+}. \text{ ICF}(\text{Ne}) = \frac{\text{O}}{\text{O}^{+2}} \text{ (Kingsburgh \& Barlow 1994).}$$

$$(vi) \frac{\text{S}}{\text{H}} = \text{ICF}(\text{S}) \times \frac{\text{S}^+ + \text{S}^{+2}}{\text{H}^+}. \text{ ICF}(\text{S}) = \left[1 - \left(1 - \frac{\text{O}^+}{\text{O}} \right)^3 \right]^{-1/3}.$$

(Kingsburgh & Barlow 1994).

$$(vii) \frac{\text{Cl}}{\text{H}} = \text{ICF}(\text{Cl}) \times \frac{\text{Cl}^{+2}}{\text{H}^+}. \text{ ICF}(\text{Cl}) = \frac{\text{S}}{\text{S}^{+2}} \text{ (Liu et al. 2000; Wesson et al. 2005).}$$

$$(viii) \frac{\text{K}}{\text{Ar}} = \frac{\text{K}^{+3}}{\text{Ar}^{+3}} \times \text{ICF}(\text{K}), \text{ ICF}(\text{K}) \text{ is given by equation (11) in Amayo et al. (2020).}$$

$$(ix) \frac{\text{Fe}}{\text{O}} = \frac{\text{Fe}^{+2}}{\text{O}^+} \times \text{ICF}(\text{Fe}), \text{ ICF}(\text{Fe}) = 1.1 \left(\frac{\text{O}^+}{\text{O}^{+2}} \right)^{0.58}, \text{ (Rodríguez \& Rubin 2005).}$$

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

4.1.1. Detalles no incluidos en el artículo

En la Figura A.1 se presentan los espectros de los objetos analizados, en los cuales se combinaron todos los órdenes sólo para poder mostrar todo el intervalo de longitud de onda que cubren los espectros REOSC-Echelle; los espectros analizados fueron los espectros en los cuales no se combinaron los órdenes.

En la Figura 4.2 se presentan las secciones de de los espectros reducidos de Cn 3-1, Hu 2-1 e IC 4997, en el rango de $\lambda\lambda 3300$ a 3700 \AA , en los cuales se muestra el salto de la serie de Balmer de H I para estos objetos. Estos espectros se corrigieron por efectos de enrojecimiento con la ley de extinción de Cardelli et al. (1989) y los valores de $c(H\beta)$ presentados en la Tabla 3 del artículo para medir la intensidad del continuo en las zonas de 3640 y 3680 \AA utilizando la tarea *splot* de IRAF. Con estos valores se calcularon la T_e utilizando la relación propuesta por Liu et al. (2001) presentada en la Ecuación 2.12 para estos objetos, cuyos valores se presentan en la Tabla 6.

En la Figura 4.3 se presentan los diagramas de diagnóstico para Vy 2-2, Hu 2-1, Vy 1-2 e IC 4997 con los cocientes de O II para calcular la n_e y la T_e : $\lambda\lambda 4649/4661 \text{ \AA}$ y $\lambda\lambda 4649/4089 \text{ \AA}$, respectivamente. Los diagramas se construyeron utilizando PYNEB y las zonas sombreadas alrededor de la línea punteada representan el error *rms* asociado al cociente; sin embargo, sólo en los casos de Hu 2-1 e IC 4997 fue posible detectar la línea de $\lambda 4089 \text{ \AA}$ para el cociente de T_e mientras que para el caso de Cn 3-1 no pudieron detectarse las líneas de O II para utilizar estos diagnósticos.

Los valores de n_e se calcularon en el punto en donde cruzan los diagnósticos cruzan con el valor de T_e determinada para las ORLs, determinadas siguiendo la metodología de Peimbert et al. (2014), los errores de las n_e tomaron a partir del límite inferior que se muestra en los diagramas debido a que en algunos casos el error superior es muy grande. Las T_e para los casos de Hu 2-1 e IC 4997 se determinaron en el punto en donde cruzan con el diagnóstico de n_e ; no obstante, sus valores muestran mucha incertidumbre y por tanto, no se utilizaron en el cálculo de abundancias. Los valores de n_e y T_e que se obtuvieron en los diagramas de diagnóstico se presentan en la Tabla 6 del artículo.

Las T_e para He I se obtuvieron a partir de las relaciones presentadas por Zhang et al. (2005) para una $n_e = 10^4 \text{ cm}^{-3}$, el valor más adecuado a las n_e calculadas con O II (Ecuaciones 2.14 – 2.18). Las diferencias importantes entre las temperaturas determinadas con los distintos cocientes de He I, $\lambda\lambda 7281/6678 \text{ \AA}$ y $\lambda\lambda 5875/4471 \text{ \AA}$, que pueden ser de hasta 7000 K , pueden deberse a los parámetros calculados por Benjamin et al. (1999) para estas líneas, que se originan de transiciones de estados tripletes, ya que sistemáticamente con el último cociente se determinan $T_e < 5000 \text{ K}$, un resultado que también encontraron Wesson et al. (2005) para los objetos de su muestra. Para los resultados publicados en el artículo, esta diferencia de T_e no es

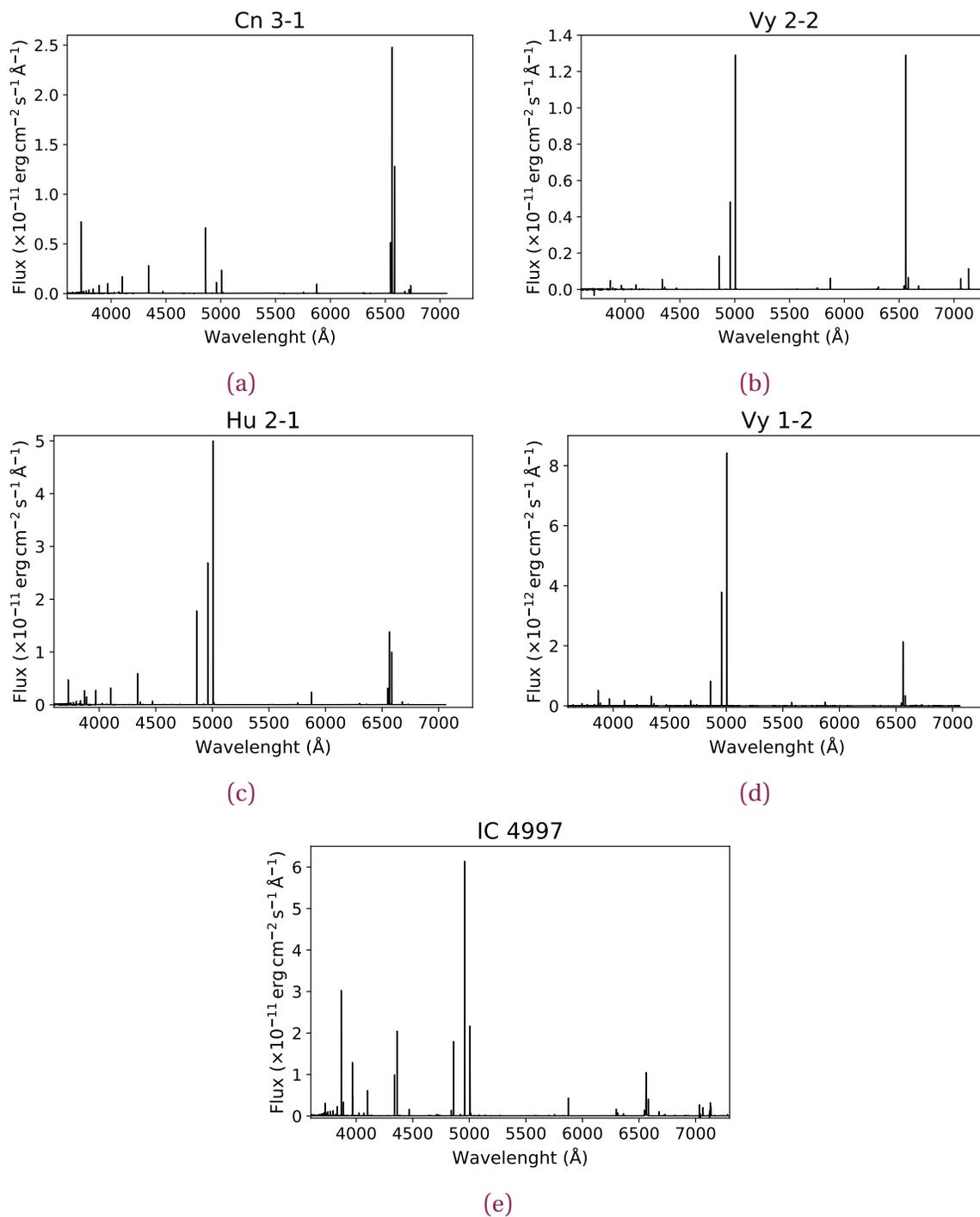


Figura 4.1: Espectros reducidos de los objetos analizados en el artículo. Se presentan los espectros cuyos órdenes fueron combinados para mostrar todo el espectro en el rango de $\sim \lambda\lambda 3700 - 7200 \text{ \AA}$.

relevante ya que la T_e determinada a partir del cociente $\lambda\lambda 5875/4471 \text{ \AA}$ no se utilizó para los cálculos de las abundancias posteriores; no obstante, un análisis de la diferencia entre estas

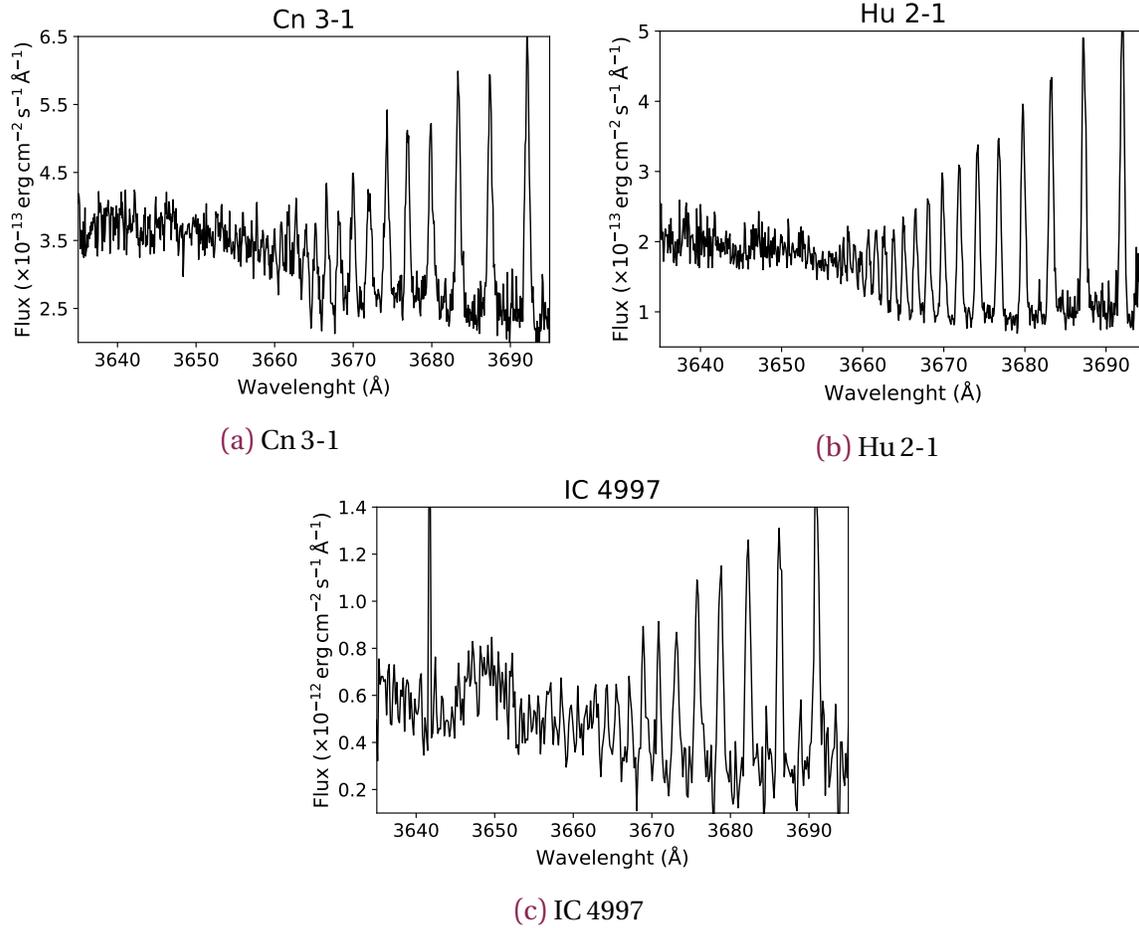


Figura 4.2: Secciones de los espectros en donde se muestra el salto de la serie de Balmer de H I de las nebulosas presentadas en el artículo.

T_e no está contemplado en los objetivos de esta tesis.

Para el caso de las T_e de O II que se determinaron siguiendo la relación propuesta por Peimbert et al. (2014) (Ecuación 2.24), la intensidad $I(F1)$ se determinó como la suma de las intensidades de las líneas de [O III] de $\lambda\lambda 5007$ y 4959 \AA ; en el caso de Hu 2-1 y de IC 4997 la línea de $\lambda 5007 \text{ \AA}$ se encontró saturada y por tanto, se supuso que su valor es 3 veces el de la intensidad de $\lambda 4959 \text{ \AA}$. El valor de la intensidad del multiplete V1 $I(V1)$ se obtuvo a partir de la suma de las intensidades de las líneas observadas multiplicadas por el porcentaje que representan de la intensidad total del multiplete esperada. Estos valores de T_e se presentan en la Tabla 6 del artículo.

Las correcciones a las intensidades de las líneas aurorales de [N II] $\lambda 5755 \text{ \AA}$ de estos cinco objetos se realizó a partir de la relación propuesta por Liu et al. (2000) (Ecuación 2.9). Los valores porcentuales de la contribución por recombinación a las intensidades totales de $\lambda 5755 \text{ \AA}$ obtenidos con esta metodología son: Cn 3-1 $\sim 4 \%$, Vy 2-2 $\sim 6 \%$, Hu 2-1 $\sim 3 \%$, Vy 1-2 $\sim 21 \%$

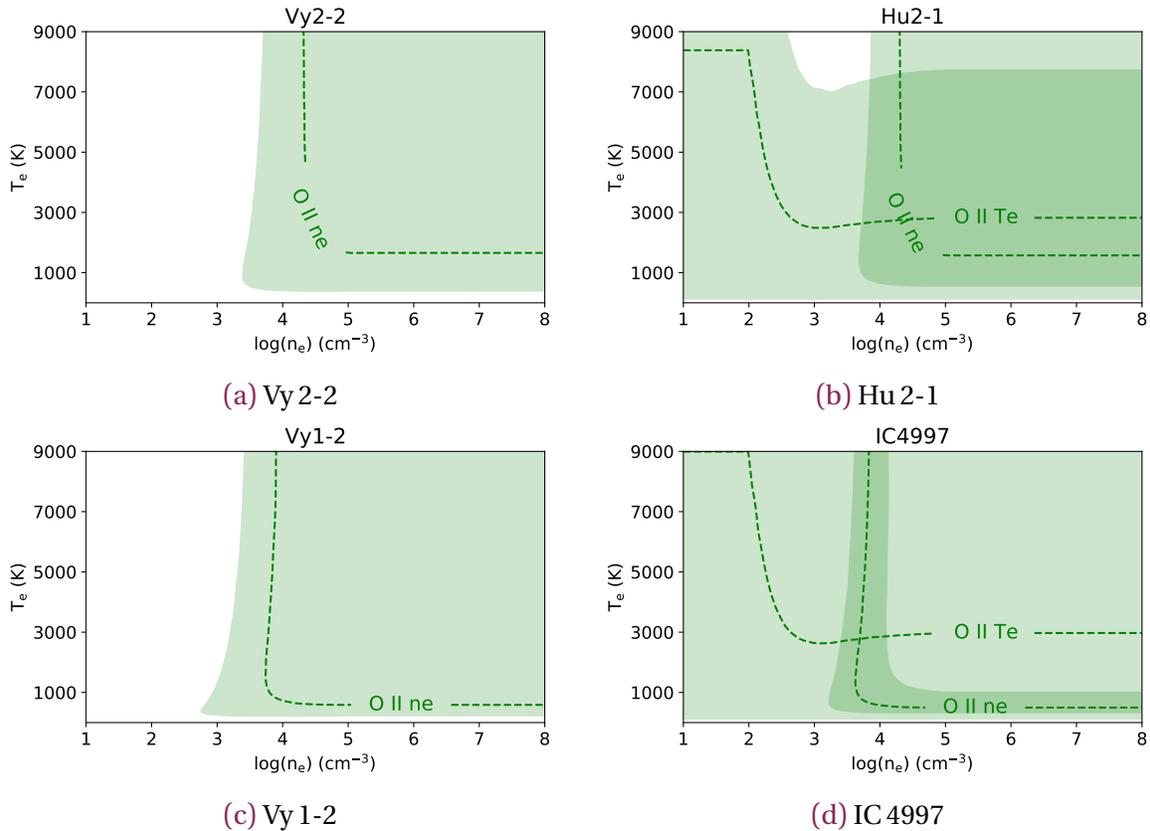


Figura 4.3: Diagramas de diagnóstico construidos con PYNEB utilizando las líneas de recombinación de O II: $O II n_e$ representa el cociente $\lambda\lambda 4649/4661$ y $O II T_e$ representa el cociente $\lambda\lambda 4649/4089$. No se presenta un diagrama para Cn 3-1 ya que estos cocientes no pudieron utilizarse para este objeto.

e IC 4997 $\sim 5\%$. Para el caso de la corrección para la línea auroral de $[O III] \lambda 4363 \text{ \AA}$ de Vy 1-2, el valor que se obtuvo fue de $\sim 2\%$ utilizando las relaciones propuestas por Liu et al. (2001) (Ecuación 2.10) y Gómez-Llanos et al. (2020). Para esta última relación, se supusieron las mismas temperaturas y densidades de los plasmas que emiten a las CELs y ORLs, dado que los resultados obtenidos para Vy 1-2 no muestran una diferencia significativa entre densidades y temperaturas entre CELs y ORLs, mientras que se supuso el mismo volumen de gas ya que tampoco se tuvo la suficiente información que mostrara que la emisión de las CELs y ORLs plasmas proviene de dos plasmas con distintos volúmenes. Además se estimó el valor de la abundancia de O^{+3} a partir de la relación que presenta Kingsburgh y Barlow (1994) a partir del He^{+2} ya que no puede calcularse directamente de los datos de los espectros.

Para trabajar con PYNEB y calcular las condiciones físicas y abundancias, se introdujeron las intensidades de las líneas ya desrojadas utilizando la ley de extinción de Cardelli et al. (1989). No se utilizaron las tareas de PYNEB para desrojear ya que se midieron y reportaron los flujos de varias líneas que no se utilizaron para los cálculos de condiciones físicas

o abundancias, como algunas líneas permitidas de fluorescencia o de resonancia de Bowen. Las Tablas de las intensidades de las líneas se presentan como material complementario en línea del artículo.

En la Tabla 10 del artículo, el valor de la abundancia He^+/H^+ para Vy 2-2 dice «0.900» y debe decir «0.090». En la Figura 1, en las unidades del eje del *Flux* dice «erg cm⁻² s⁻¹» y debe decir «erg cm⁻² s⁻¹ Å⁻¹».

Capítulo 5

La nebulosa planetaria M 3-27



ENTRO del conjunto de las observaciones llevadas a cabo para el desarrollo de esta tesis, se obtuvo el espectro de la nebulosa planetaria M 3-27. Originalmente, su estudio se incluiría con los resultados del primer artículo (Ruiz-Escobedo y Peña 2022); sin embargo, varias peculiaridades de este objeto requirieron de un análisis más detallado. En este capítulo se presentan los resultados que se han obtenido hasta el momento del análisis de esta nebulosa planetaria. Este trabajo aún continúa desarrollándose y se planea en un futuro cercano redactar un artículo con los resultados que se han encontrado.

5.1. Antecedentes

M 3-27 (PN G043.3+11.6) es una nebulosa planetaria galáctica con coordenadas ecuatoriales (J2000): $\alpha = 18:27:48$, $\delta = +14:29:06$; tiene un tamaño angular ~ 1 arcsec de acuerdo con (Wesson et al. 2005) o de acuerdo con Miranda et al. (1997) de ≤ 0.6 arcsec. Para este objeto se han determinado distintas distancias: $5.499^{+1.541}_{-1.189}$ kpc (Bailer-Jones et al. 2021), 6.53 kpc (Stanghellini y Haywood 2018) y 7.89 kpc (Zhang 1995).

El primer análisis espectroscópico que realizado para M 3-27 fue el presentado por Kohoutek (1968). Este trabajo, junto a los trabajos presentados por Adams (1975), Ahern (1978), Barker (1978) y Feibelman (1985), basados en sus propias observaciones, encontraron que M 3-27 es una nebulosa planetaria compacta que cuenta con una pequeña zona externa con una densidad normal ($n_e \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$) y una zona interna de alta densidad $n_e \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Ahern (1978) estimó un valor de $T_e = 16,400 \pm 1000 \text{ K}$ y una $n_e = 10^{6.30 \pm 0.05} \text{ cm}^{-3}$ siguiendo la metodología presentada por Ahern (1975), que estima la T_e y la n_e de las nebulosas planetarias a partir del cociente entre las intensidades de [O III] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ y [Ne III] $\lambda 3869 \text{ \AA}$.

Adams (1975) mostró por primera vez que en esta nebulosa planetaria las líneas de la serie de Balmer de H I son fuertemente afectada por autoabsorción, principalmente la líneas de $H\alpha$ (véase la Sección 2.6.1). En estos trabajos se determinó que el valor del coeficiente de extinción logarítmico $c(H\beta)$ varía entre 0.50 y 0.84 (véase la Tabla 5.2); en los trabajos de Adams (1975), Ahern (1978) y Barker (1978) consideraron el efecto de la autoabsorción en las líneas de la serie de Balmer para el cálculo del $c(H\beta)$.

Wesson et al. (2005) analizaron las condiciones físicas y abundancias químicas de M 3-27. Para corregir los flujos de las líneas por los efectos de la extinción, los autores utilizaron un $c(H\beta) = 0.98$, el cual tomaron de la recopilación de Tylenda et al. (1992). A partir de su análisis, definieron dos zonas de densidad para M 3-27: la primera, una zona de baja densidad, determinada con el cociente de las líneas de [O II] $\lambda\lambda 3727/3729$ con un valor de $n_e = 3,000 \text{ cm}^{-3}$ y una zona interna densa con $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$, la cual determinaron utilizando las intensidades de líneas superiores de la serie de Balmer de H I (H10–H24), siguiendo la metodología propuesta por Liu et al. (2000) que comprara los valores observados con los valores teóricos de la serie para distintas n_e . La zona de baja densidad fue utilizada para las especies una vez ionizadas, mientras que la zona de alta densidad para las especies dos o más veces ionizadas.

Wesson et al. (2005) determinaron una única T_e utilizando la densidad de 10^7 cm^{-3} y el cociente de las líneas de [O III] $\lambda\lambda 4959/4363 \text{ \AA}$, obteniendo un valor de 13,000 K. También reportan una $T_e = 9000 \text{ K}$ determinada a partir del salto de Balmer de H I y una $T_e = 4000 \text{ K}$ para las líneas de O II. Con estas condiciones físicas pudieron determinar los siguientes valores de abundancias: $12 + \log(O/H) = 8.60$, $\log(N/O) = -0.77$, $\log(\text{Ne}/O) = -0.80$, $\log(S/O) = -2.17$ y $\log(\text{Ar}/O) = -3.51$; además de que estimaron un $\text{ADF}(\text{O}^{+2}) = 5.48$. La abundancia de N/H la determinaron a partir de la abundancia iónica de N^{+2} , que determinaron a partir de datos del ultravioleta.

Miranda et al. (1997) analizaron los perfiles de las líneas de [N II], [S II] y $H\alpha$ a partir de diagramas posición-velocidad (PV). Encontraron que los perfiles de las líneas prohibidas no coinciden en velocidad con los que presenta $H\alpha$, cuyo perfil presenta alas ensanchadas y un perfil del tipo *P-Cygni*, por tanto, reportaron que la emisión de $H\alpha$ se debe a la estrella y no a la nebulosa. A partir de los diagramas P-V de las líneas prohibidas de M 3-27, estos autores estimaron una edad cinemática de ~ 500 años y una masa ionizada de $\sim 3 \times 10^{-4} M_{\odot}$.

5.2. Observaciones y recopilación de datos

5.2.1. Observaciones

Para el análisis de la evolución temporales de las intensidades de la nebulosa M 3-27 se utilizaron observaciones espectroscópicas de alta y baja resolución espectral obtenidas con los espectrógrafos REOSC-Echelle y Boller & Chivens, respectivamente. Los datos del REOSC-Echelle se obtuvieron en temporadas de observación de abril del 2004, junio del 2019 y octubre del 2021; por otro lado, los datos de Boller & Chivens se obtuvieron en temporadas de abril del 2004 y mayo del 2021. En la Tabla 5.1 se presenta la bitácora de las observaciones.

Los espectros del espectrógrafo Boller & Chivens se obtuvieron con las rejillas de 300 l mm^{-1} y 600 l mm^{-1} , las cuales permiten obtener observaciones en un rango de longitudes de onda desde $\sim \lambda 3800 - 7300 \text{ \AA}$ y ofrecen resoluciones espectrales de $R \sim 600$ y $R \sim 700$; si bien la rejilla de 600 l mm^{-1} ofrece una mejor resolución espectral, los espectros tienen que obtenerse primero exponiendo la parte azul y después la parte roja de los mismos mientras que la rejilla de 300 l mm^{-1} permite obtener el espectro completo en una misma exposición.

Fecha de observación	Espectrógrafo	t_{exp} (s)	A. rendija (μm)	Res. R (5000 \AA)	Rango λ (\AA)	AM (prom.)
22/04/2004	B&Ch (300 l mm^{-1})	2×60	200	567	3450 – 7400	1.04
25/04/2004	REOSC-Echelle	2×900	200	18,000	3600 – 6800	1.13
30/06/2019	REOSC-Echelle	3×1800	150	18,000	3600 – 7300	1.05
04/05/2021	B&Ch (600 l mm^{-1})	3×900	200	685	3800 – 5950	1.07
05/05/2021	B&Ch (600 l mm^{-1})	2×900	200	685	5200 – 7300	1.07
06/05/2021	B&Ch (300 l mm^{-1})	2×300	200	567	3450 – 7400	1.24
02/10/2021	REOSC-Echelle	3×1800	150	16,000	3600 – 7000	1.25

Tabla 5.1: Bitácora de las observaciones de M 3-27 realizadas con los espectrógrafos Boller & Chivens y el REOSC-Echelle del OAN-SPM. En las observaciones de REOSC-Echelle del 2019 se utilizó un *binning* de $1 \text{ pix} \times 1 \text{ pix}$, en el resto de las observaciones se utilizó uno de $2 \text{ pix} \times 2 \text{ pix}$. Los tamaños en arcsec de las aperturas de las rendijas se presentan en la Metodología.

En las Figuras 5.1 y 5.2a se presentan el espectro bidimensional observado y el espectro extraído del REOSC-Echelle del 2019 como representativo del conjunto de observaciones del OAN-SPM; además, en la Figura 5.2b se muestran las líneas de recombinación de O II más importantes en la zona de $\lambda 4650 \text{ \AA}$ en el espectro ya reducido.

5.2.2. Reducción de los datos

Los datos fueron reducidos utilizando las rutinas de IRAF: los datos del espectrógrafo REOSC-Echelle se redujeron siguiendo la metodología presentada en la Sección 3.3. En el caso de los

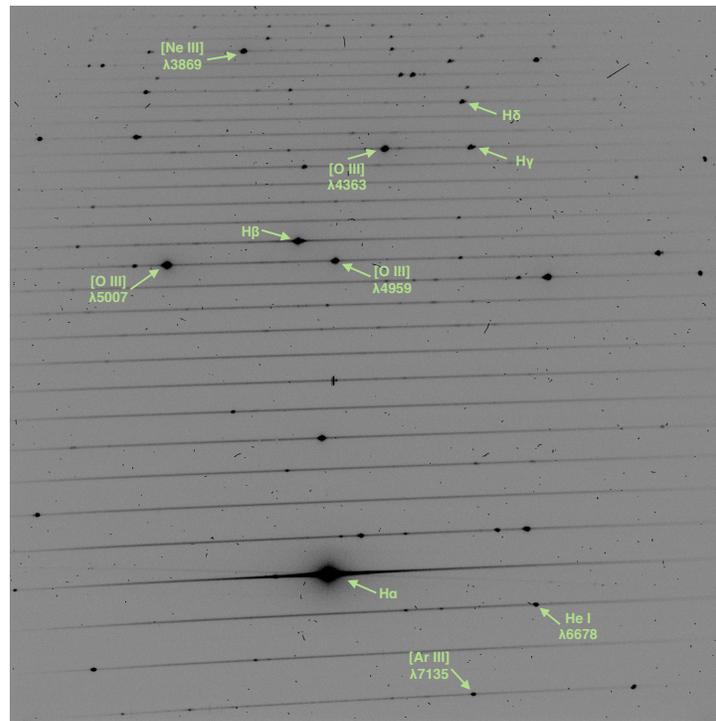


Figura 5.1: Espectro de M 3-27 obtenido con el instrumento REOSC-Echelle del OAN-SPM en 2019 sin procesar. Se identifican algunas de las líneas más importantes de la nebulosa.

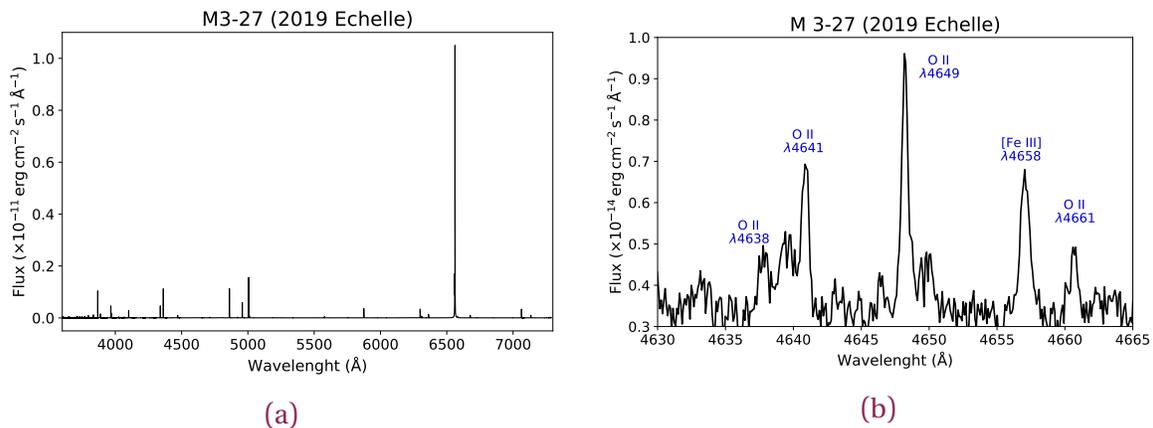


Figura 5.2: Derecha: espectro de M 3-27 obtenido con el instrumento REOSC-Echelle del OAN-SPM en 2019 reducido. Izquierda: sección del espectro en donde se muestran y señalan las líneas de recombinación de O II más importantes en la zona de $\lambda 4650 \text{ \AA}$.

datos del espectrógrafo Boller & Chivens, éstos se redujeron sustrayendo primero el BIAS y posteriormente dividiendo entre el FLATS de los espectros bidimensionales, para posteriormente ser extraídos, calibrados en longitud de onda, utilizando como referencia lámpara de calibración de Cu-Ar, y calibrados en flujo, utilizando. La obtención y reducción de los da-

tos Boller & Chivens se hizo en colaboración con Miriam Peña y Ana Valeria Beltrán Sánchez, como parte de su tesis de licenciatura.

5.2.3. Compilación de datos de la literatura

Existen pocos trabajos en la literatura en los cuales se reportan observaciones espectroscópicas en el óptico y los flujos e intensidades de las líneas de M 3-27. Estos trabajos son los siguientes: Kohoutek (1968), Adams (1975), Ahern (1978) y Barker (1978), en los cuales se presentan observaciones realizadas durante 1964, 1973, 1974 y 1972, respectivamente.

Si bien Wesson et al. (2005) presentaron un análisis de condiciones físicas y abundancias de esta nebulosa basado en observaciones del 2001, éstas no se incluyeron en el análisis de esta tesis ya que, en los datos complementarios a su trabajo, Wesson et al. sólo reportan los flujos e intensidades de las líneas observadas entre 3700 – 5000 Å mas no las líneas del rojo 5000 – 7300 Å, entre las que se encuentran varias líneas importantes para el análisis nebuloso. También se pueden encontrar las observaciones de 1984 en el ultravioleta (1950 – 3200 Å) reportadas por Feibelman (1985), las cuales tampoco se analizaron para esta tesis. Gutiérrez-Moreno et al. (1995) atribuyeron en su trabajo como observaciones de M 3-27, de 1981, las reportadas por Hawley (1981) para el objeto Tol 1230-275 del *Tololo Survey*, o Tol 26, y por tanto, tampoco éstas se consideraron.

De esta forma, únicamente los datos de Kohoutek (1968), Adams (1975), Ahern (1978) y Barker (1978) fueron analizados en esta tesis junto al conjunto de observaciones del OAN-SPM.

5.3. Análisis de los datos

A partir de los espectros obtenidos durante distintas temporadas en el OAN-SPM, los flujos de las líneas se midieron, se normalizaron a $H\beta$ y se calcularon sus errores asociados siguiendo la metodología que se presentó en la Sección 3.4.1. También se midieron los anchos FWHM de las líneas de excitación colisional y de recombinación de los espectros del REOSC-Echelle para el análisis cinemático, los cuales fueron corregidos por los efectos de ensanchamiento instrumental y ensanchamiento térmico, así como se presentó en la Sección 2.5. Debido a que los espectros Echelle obtenidos en 2019 ofrecen la mejor resolución espectral, el análisis cinemático sólo se basó en estos datos.

Los pasos seguidos para el análisis nebuloso fueron: la corrección por enrojecimiento, los cálculos de condiciones físicas, el cálculo de abundancias iónicas y el cálculo de abundancias totales. No obstante, desde el primer paso de este análisis se presentaron complejidades que se irán desarrollando en las siguientes Subsecciones.

5.3.1. Corrección por enrojecimiento

La primera dificultad que se presentó al analizar la nebulosa planetaria M 3-27 fue la corrección de los flujos observados por los efectos del enrojecimiento del medio interestelar. El problema surgió al encontrarse que los flujos de la línea de $H\alpha$ relativos a $H\beta$ son muy altos, los cuáles en la década de los setenta mostraban valores $H\alpha \sim 4 H\beta$ mientras que los datos obtenidos en el OAN-SPM desde el 2004 muestran que se alcanzan valores tan altos como $H\alpha \sim 16 H\beta$ en 2004 y $H\alpha \sim 12 H\beta$ después del 2019. En los datos de la literatura, los detectores utilizados para obtener los espectros fueron placa fotográfica (Kohoutek 1968) y fotomultiplicadores (Adams 1975, Ahern 1978 y Barker 1978) y estos autores no reportan la saturación de las líneas intensas, mientras que los datos del OAN-SPM se obtuvieron con detectores CCD.

Los altos valores del cociente $H\alpha/H\beta$ indican la posible presencia del fenómeno de autoabsorción en las líneas de la serie de Balmer de H I, adicionalmente, los espectros de alta resolución del REOSC-Echelle de 2004, 2019 y 2021 mostraron también que las líneas de la serie de Balmer presentan un perfil con dos componentes que además no es gaussiano sino que se presenta muy ensanchado y con alas que se extienden por varios Å. En las siguientes subsecciones se explicarán estos detalles.

Perfiles de las líneas de H I

Una peculiaridad de M 3-27 es la forma de los perfiles de las líneas de la serie de Balmer de H I. En la Figura 5.3 se presentan los perfiles de las cuatro líneas más intensas de la serie de Balmer de H I: $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ y $H\delta$, observados con el espectrógrafo REOSC-Echelle en el 2019. En estos se puede encontrar la presencia de alas muy ensanchadas y de un perfil con dos componentes, una línea intensa hacia el rojo, una absorción y otra componente más débil hacia el azul, características de un perfil tipo *P-Cygni*. La forma de los perfiles de las líneas de la serie de Balmer sólo puede observarse en los espectros REOSC-Echelle del 2004, 2019 y 2021, los cuales tienen una alta resolución espectral. Es necesario mencionar que estos perfiles ya no se encuentran en las líneas más altas de la serie de Balmer, a partir de H7 probablemente a que las componentes no pueden resolverse en el espectro, esto puede suponerse debido a que la separación entre los picos azul y rojo de los perfiles va disminuyendo desde ~ 3 Å en $H\alpha$ y ~ 1 Å en $H\delta$.

Por otro lado, las v_{rad} de las líneas de Balmer son diferentes a las v_{rad} del resto de las líneas de otros iones de la nebulosa, lo cual se ilustra en la Figura 5.4, en donde se comparan las v_{rad} de las líneas de $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, He I $\lambda 5875$ Å, [O III] $\lambda 5007$, 4363 Å y [N II] $\lambda 6584$ y 5755 Å. Las velocidades de las líneas de He I, [O III] y [N II] presentan $v_{rad} \sim 70$ km s⁻¹ y muestran un perfil sencillo, mientras que las líneas de $H\alpha$ y $H\beta$ muestran su pico intenso a ~ -40 km s⁻¹,

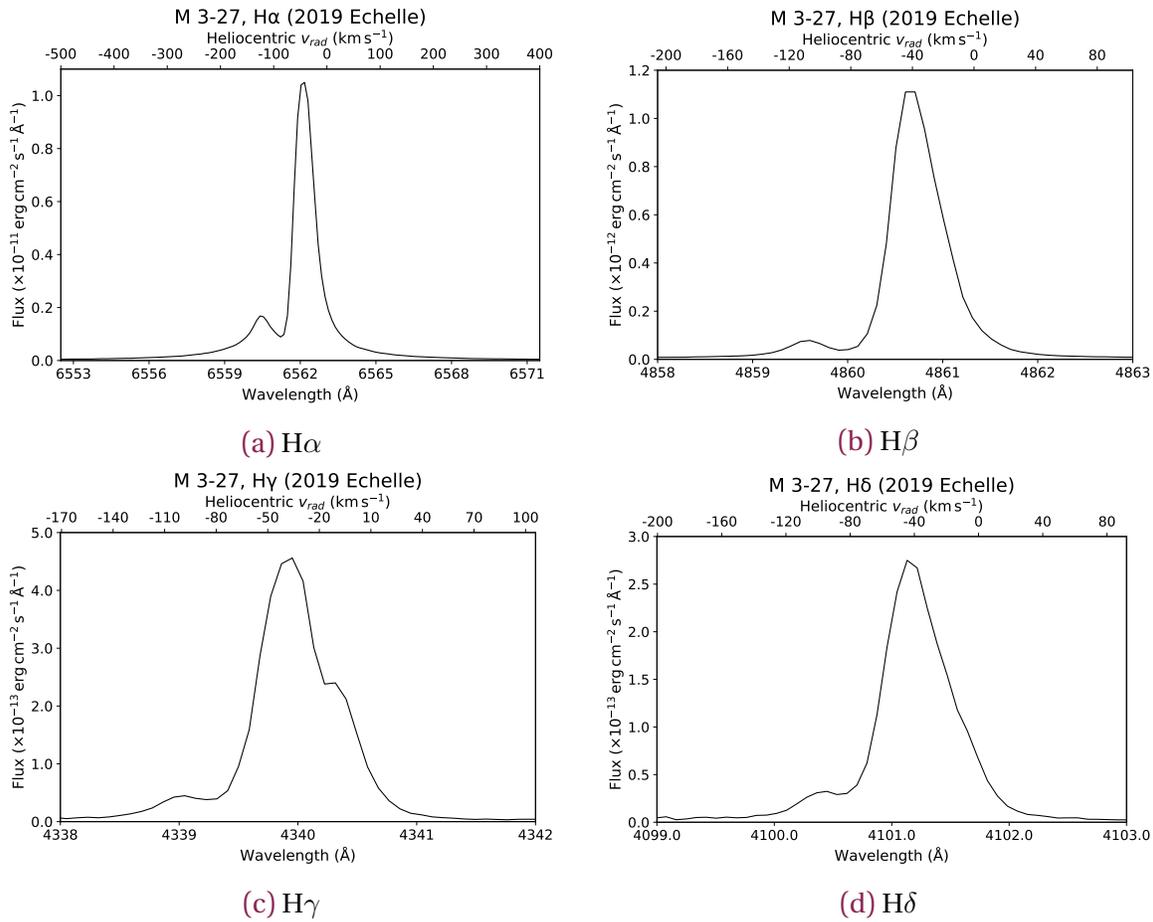


Figura 5.3: Perfiles de las líneas $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ y $H\delta$ del espectro REOSC-Echelle del 2019 de M 3-27. En el eje horizontal inferior se presenta la escala en longitud de onda mientras en el eje horizontal superior se muestra la velocidad radial heliocéntrica de cada línea.

la absorción que coincide en velocidad con la emisión del resto de las líneas y un pico hacia el azul a $\sim -110 \text{ km s}^{-1}$. Además, la línea de $H\alpha$ presenta alas que se extienden por más de 200 km s^{-1} , dentro de las cuales quedan las dos líneas de $[\text{N II}] \lambda\lambda 6548 \text{ y } 6584 \text{ \AA}$. Un trabajo que queda pendiente es la comparación entre los perfiles de las líneas obtenidos con los espectros de REOSC-Echelle de 2004 y 2021 con los del 2019 con el fin de corroborar la forma de estos perfiles y si se encuentra alguna posible evolución temporal.

Miranda et al. (1997), al analizar con diagramas P-V las líneas de $H\alpha$, $[\text{S II}]$ y $[\text{O III}]$ de M 3-27, encontraron el mismo comportamiento para la línea de $H\alpha$. Concluyeron que su diferencia de v_{rad} se debe a que esta línea es emitida por la estrella y no la nebulosa. Estos perfiles en las líneas de $H\alpha$ y sus diferencias con los perfiles de otras líneas también han sido encontrados en nebulosas planetarias jóvenes (Arrieta y Torres-Peimbert 2003, y sus referencias), como PM 1-322 (Miranda et al. 2010) o la misma IC 4997 (Hyung et al. 1994 y Lee y Hyung 2000),

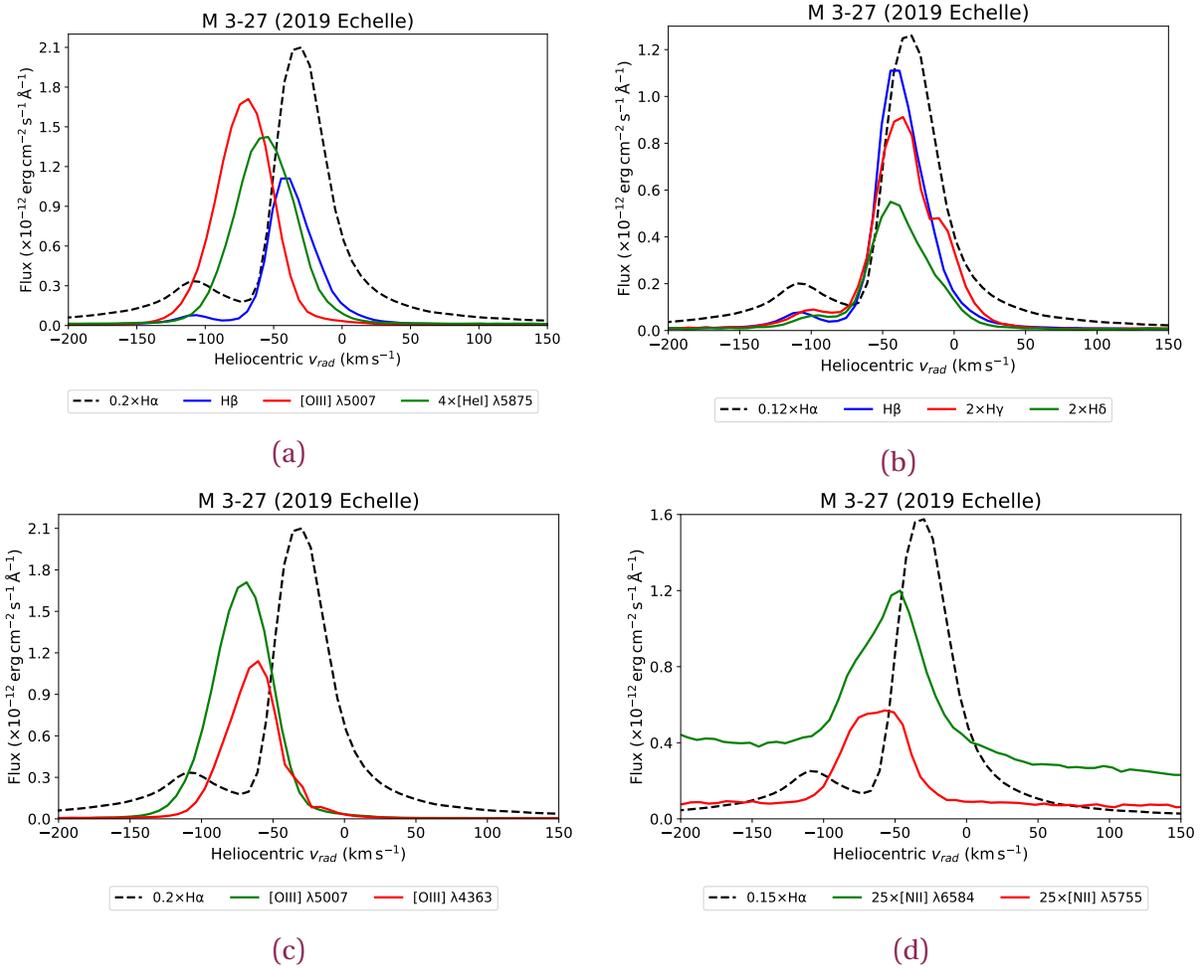


Figura 5.4: Perfiles y velocidades radiales heliocéntricas de las líneas importantes obtenidas con las observaciones del espectrógrafo REOSC-Echelle en 2019. Los flujos de las líneas están multiplicados por distintos factores para poder ser visualizadas.

aunque en este último caso los perfiles ensanchados de las líneas de H I han dejado de ser detectables (Miranda et al. 2022). Las alas anchas de las líneas de H α pueden deberse a la dispersión de Rayleigh-Raman, la cual se produce por la absorción de fotones de Ly β por la presencia de H atómico los cuales son reemitidos como fotones ópticos en las alas de H α (Arrieta y Torres-Peimbert 2003 y Miranda et al. 2010). Por otro lado, el perfil doble es conocido como un perfil tipo *P-Cygni*, el cual se muestra que el pico al azul es más débil que el pico al rojo y está separado por una absorción lo cual indica la presencia de un viento fuerte y denso proveniente de la atmósfera de la estrella central de la nebulosa, el cual provocará la absorción en el perfil (Arrieta y Torres-Peimbert 2003 y Miranda et al. 2022). Estas características de las líneas de la serie de Balmer de H I, el perfil tipo *P-Cygni* y las alas ensanchadas, indicarían que las líneas detectadas son probablemente emitidas por la estrella.

Arrieta y Torres-Peimbert (2003) listan en su trabajo algunas de las líneas de Raman detectadas en estrellas simbióticas y en nebulosas planetarias, las cuales pertenecen a varios iones y pueden observarse en el óptico, como las líneas $\lambda\lambda 4331, 4850$ y 6545 \AA de He II; $\lambda\lambda 7021$ y 7052 \AA de C II; $\lambda 4975 \text{ \AA}$ de C III y $\lambda\lambda 6830$ y 7088 \AA de O VI. Sin embargo, en los espectros de alta resolución obtenidos en el OAN-SPM de M 3-27 no se detecta la presencia de ninguna de estas líneas.

Corrección considerando los efectos de autoabsorción en la serie de Balmer de H I

Como se explicó en la Introducción, cuando se tienen indicios de la presencia de autoabsorción la forma de determinar el coeficiente $c(H\beta)$ es utilizar el plano $H\beta/H\gamma - H\alpha - H\beta$ y graficar en él los valores observados de estos cocientes, el comportamiento de la ley de extinción para distintos $c(H\beta)$ y la profundidad óptica de $H\alpha$ $\tau(H\alpha)$.

En la Figura 5.5 se presentan el plano $H\beta/H\gamma - H\alpha/H\beta$ para el caso particular de M 3-27. En ésta se muestra el comportamiento de los parámetros arriba descritos: la línea azul discontinua muestra el comportamiento de los valores de la profundidad óptica $\tau(H\alpha)$ calculados por Capriotti (1964a,b), mientras que la línea negra continua representa el comportamiento del coeficiente $c(H\beta)$, determinado a partir de la ley de extinción de Cardelli et al. (1989) y los cocientes de $H\beta/H\gamma$ y $H\alpha/H\beta$ determinados con las emisividades teóricas calculadas por Storey y Hummer (1995) para el caso B de recombinación para $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ y $T_e = 10,000 \text{ K}$. Los valores de los cocientes observados $H\beta/H\gamma$ y $H\alpha/H\beta$ de los datos obtenidos en el OAN-SPM y los recopilados de la literatura se representan como puntos de distintos colores en el plano; no obstante, no se incluyen los valores de las observaciones del espectrógrafo Boller & Chivens del 2004 (300 l mm^{-1}), del 2021 (600 l mm^{-1}) ni del REOSC-Echelle del 2021, ya que en estas observaciones las líneas de $H\alpha$ se encontraron saturadas.

Siguiendo esta metodología para desenrojecer, la cual se presentó en la Sección 2.6.1, para cada uno de los puntos en el plano (Figura 5.5) se trazaron líneas punteadas paralelas a la línea discontinua azul que traza la profundidad óptica $\tau(H\alpha)$ hasta su intersección con la línea que traza el coeficiente $c(H\beta)$: dichas intersecciones se determinaron el valor numérico del $c(H\beta)$ de cada observación. Es necesario mencionar que las líneas que trazan $\tau(H\alpha)$ y $c(H\beta)$ no coinciden en su punto 0 ya que se han utilizado diferentes cálculos teóricos de las intensidades de la serie de Balmer y otra ley de extinción que las utilizadas en los trabajos de Capriotti (1964a,b) donde sí coinciden. Los valores calculados del $c(H\beta)$ se presentan en la Tabla 5.2 junto a los valores que fueron determinados con las observaciones recopiladas de la literatura por sus respectivos autores.

Los resultados presentados en la Tabla 5.2 muestran que el coeficiente $c(H\beta)$ calculado para los datos de la literatura varía entre 0.50 y 0.75 y son menores a los reportados en las res-

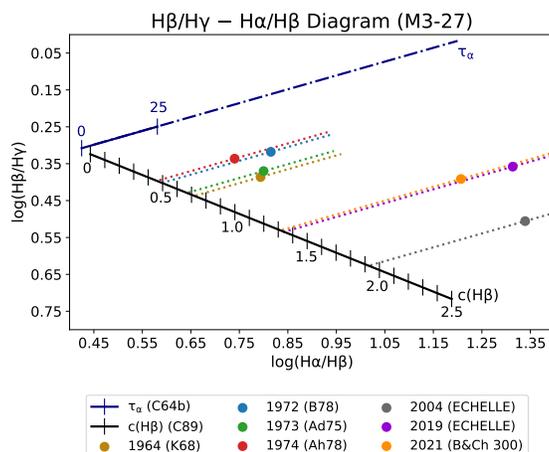


Figura 5.5: Plano $H\beta/H\gamma - H\alpha/H\beta$ para desenrojecer en presencia de autoabsorción de $H\text{ I}$. Se muestran el comportamiento de la profundidad óptica de $H\alpha$ y del coeficiente $c(H\beta)$ y las distintas observaciones. Abreviaturas: C89: **Cardelli et al. (1989)**, K68: **Kohoutek (1968)**, Ad75: **Adams (1975)**, Ah78: **Ahern (1978)**, B78: **Barker (1978)**.

Año	$c(H\beta)$	$c(H\beta)$ (ref.)	Referencia/Observación
1964	0.75	0.84 ± 0.08	Kohoutek (1968)
1972	0.50	0.50 ± 0.10	Barker (1978)
1973	0.70	0.63	Adams (1975)
1974	0.50	0.55	Ahern (1978)
2004	1.95	—	REOSC-Echelle
2019	1.35	—	REOSC-Echelle
2021	1.35	—	B&Ch (300 l mm^{-1})

Tabla 5.2: Coeficientes $c(H\beta)$ calculados considerando los efectos de autoabsorción para las observaciones de M 3-27.

pectivas referencias, excepto en el caso de **Barker (1978)** en donde son iguales. Como ya se mencionó, sólo **Kohoutek (1968)** no consideró el efecto de la autoabsorción en sus cálculos y las diferencias entre los valores ya publicados y los calculados en este trabajo pueden atribuirse a las diferentes leyes de extinción y a los valores teóricos de las intensidades relativas de las líneas de la serie de Balmer que utilizaron los autores en sus trabajos.

Por otra parte, los datos obtenidos en el OAN-SPM desde el 2004 muestran que el valor del $c(H\beta)$ ha aumentado, alcanzando un máximo de 1.95 en 2004 y disminuyendo a 1.35 a partir del 2019, cambios mucho mayores que los que se obtendrían con las incertidumbres de los cocientes de líneas. Un cambio tan importante del $c(H\beta)$ en un periodo de tiempo de treinta años no puede atribuirse a la extinción del medio interestelar. Debido a este problema se decidió calcular el $c(H\beta)$ utilizando otro método, que fue a partir de las líneas del He I , el cual se presentará en la siguiente Subsección.

Corrección por enrojecimiento utilizando las líneas de He I

Debido a los altos valores del $c(H\beta)$ para los datos del OAN-SPM, calculados considerando los efectos de autoabsorción, y a las características de la emisión de las líneas de la serie de Balmer, se decidió explorar el cálculo de los valores de los coeficientes $c(H\beta)$ utilizando las líneas del He I, siguiendo la metodología presentada por [Zamora et al. \(2022\)](#) para poder corregir por enrojecimiento, la cual ya se explicó en la Sección 2.6.2.

El cálculo del $c(H\beta)$ no pudo realizarse con los datos publicados en la literatura: [Kohoutek \(1968\)](#) y [Adams \(1975\)](#) no reportan ninguna línea de He I, [Ahern \(1978\)](#) sólo reporta el flujo de $\lambda 5875 \text{ \AA}$ y [Barker \(1978\)](#) reporta los flujos de $\lambda 5875$ y $\lambda 6678 \text{ \AA}$. Por el contrario, sí pudo calcularse para los datos del OAN-SPM ya que pueden medirse los flujos de entre tres y cuatro de líneas necesarias para el cálculo: $\lambda 4922$, $\lambda 5875$, $\lambda 6678$ y $\lambda 7281 \text{ \AA}$ para los datos de [Boller & Chivens del 2004 y 2021](#) (600 l mm^{-1}) y los datos de REOSC-Echelle del 2019; en el resto de estas observaciones la línea de $\lambda 7281 \text{ \AA}$ no pudo medirse debido a que quedó fuera del rango de la observación.

Para utilizar la Ecuación 2.34 y determinar el $c(H\beta)$ se requirió normalizar los flujos observados de estas líneas respecto al de la línea de $\lambda 6678 \text{ \AA}$, además de que fue necesario calcular sus valores teóricos sin presencia de extinción. Este paso se realizó calculando las emisividades teóricas de estas líneas normalizadas a la $\lambda 6678 \text{ \AA}$ utilizando PYNEB, utilizando una $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$, una $T_e = 10^4 \text{ K}$ y los datos atómicos de [Porter et al. \(2012, 2013\)](#).

Los valores de los cocientes de los flujos observados y teóricos de las líneas de He I, normalizados a $\lambda 6678 \text{ \AA}$ y sus respectivos valores de $f(\lambda)$, determinados por la ley de extinción ([Cardelli et al. 1989](#)), se graficaron en el plano $\log(F_\lambda/F_\lambda^{ref}) - \log(I_\lambda/I_\lambda^{ref})$ vs. $f(\lambda) - f(\lambda_{ref})$. Ya con los puntos en el plano se aplicó una regresión lineal a los mismos y con ésta se obtuvo una ecuación de la recta $y = mx + b$, en donde la pendiente m representa el valor del $c(H\beta)$.

En la Figura 5.6 se muestran estos ajustes para el conjunto de observaciones del OAN-SPM. Los puntos azules representan los valores observados mientras que la línea roja representa el ajuste realizado con la regresión lineal. En la Tabla 5.3 se presentan los valores determinados del $c(H\beta)$ para las observaciones, además del coeficiente R^2 y el rms de cada ajuste.

Los resultados mostrados en la Tabla 5.3 muestran que los valores de $c(H\beta)$ de las observaciones del OAN-SPM varían entre 0.39 y 0.63; éstos son comparables con los determinados considerando el efecto de la autoabsorción de H I en los datos compilados de la literatura, de 1970, mas no con los determinados con las observaciones del OAN-SPM, posteriores al 2000.

Por lo tanto, para corregir los flujos de las líneas por los efectos de la extinción se utilizaron los $c(H\beta)$ determinados con autoabsorción para los datos de 1970, de la literatura, (Tabla 5.2) y los $c(H\beta)$ determinados con el He I para los datos posteriores al 2000, obtenidos con las observaciones del OAN-SPM (Tabla 5.3). De esta forma se determinaron las intensidades

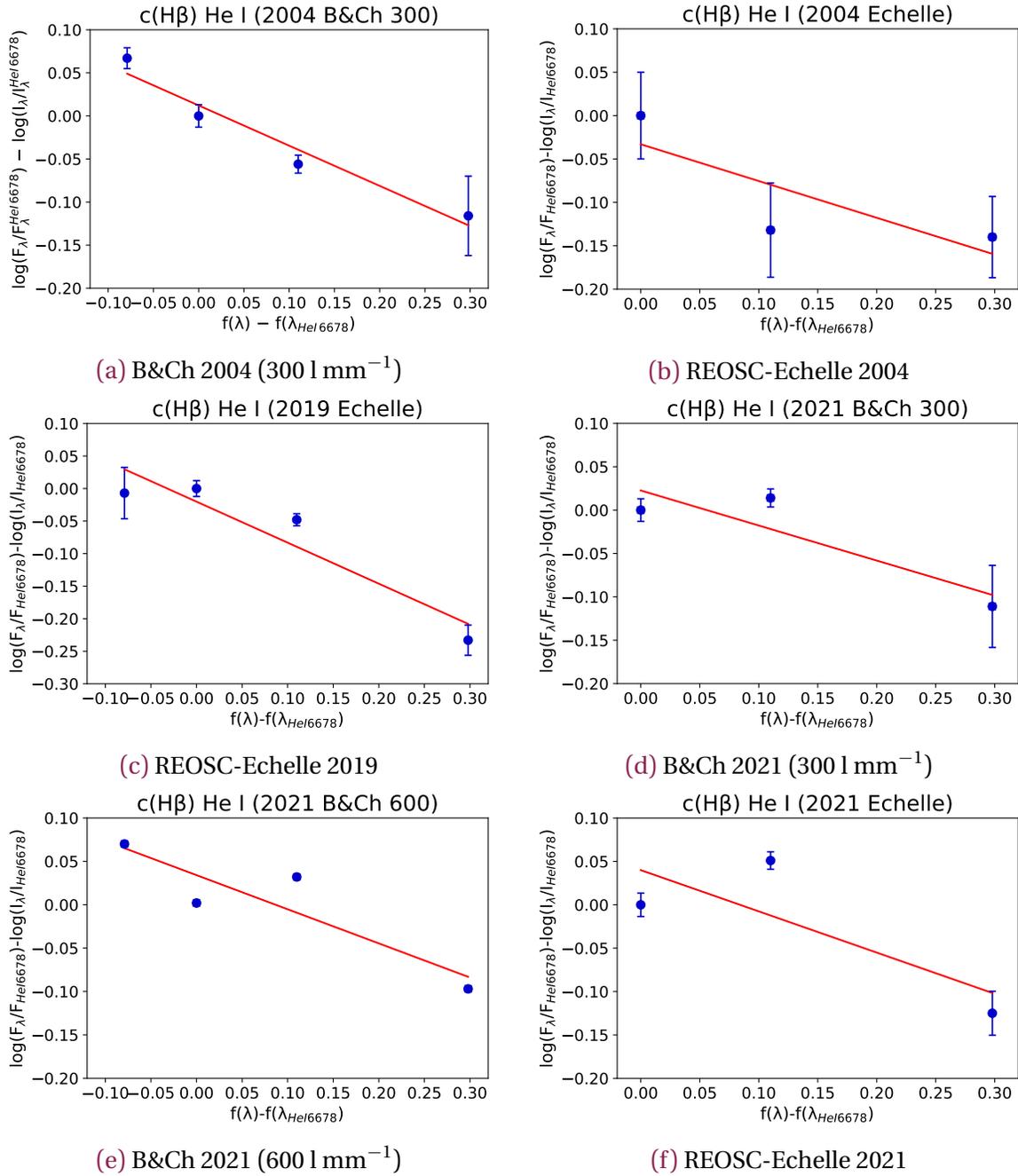


Figura 5.6: Ajustes realizados para obtener el $c(\text{H}\beta)$ utilizando las líneas de He I para los datos del OAN-SPM.

relativas a $\text{H}\beta$ de las líneas a partir de sus flujos relativos a $\text{H}\beta$, su respectivo $c(\text{H}\beta)$ y la ley de extinción de Cardelli et al. (1989).

Las tablas en donde se presentan los flujos observados y corregidos por enrojecimiento de las líneas detectadas en todas las observaciones mencionadas se presentan en el Apéndice C.

Año	Observación	$c(H\beta)$	rms	R^2	Líneas de He I obs. (Å)
2004	B&Ch (300 l mm ⁻¹)	0.467	0.015	0.952	$\lambda\lambda 4922, 5875, 6678, 7281$
2004	REOSC-Echelle	0.424	0.037	0.660	$\lambda\lambda 4922, 5875, 6678$
2019	REOSC-Echelle	0.630	0.032	0.886	$\lambda\lambda 4922, 5875, 6678, 7281$
2021	B&Ch (300 l mm ⁻¹)	0.404	0.026	0.790	$\lambda\lambda 4922, 5875, 6678$
2021	B&Ch (600 l mm ⁻¹)	0.393	0.027	0.808	$\lambda\lambda 4922, 5875, 6678, 7281$
2021	REOSC-Echelle	0.475	0.045	0.625	$\lambda\lambda 4922, 5875, 6678$

Tabla 5.3: Valores del $c(H\beta)$ determinados con las líneas de He I para las observaciones de M 3-27 del OAN-SPM.

5.4. Variación temporal de las intensidades de las líneas

En esta Sección se analiza el comportamiento temporal de las intensidades de las líneas de M 3-27 en el periodo de 1969 a 2021, incluyendo los datos recopilados de la literatura y las observaciones del OAN-SPM. Si bien se abarca un periodo cercano a cincuenta años, entre 1974 y 2000 no se encuentran reportadas en la literatura intensidades de las líneas de M 3-27 en el rango óptico. Se muestra en esta Sección el comportamiento temporal de las intensidades de las líneas relativas a $H\beta$ y a He I $\lambda 5875$ Å, la cual es la línea más intensa observada en el óptico de este ion y en principio es emitida por la nebulosa y no por la estrella. Si bien la emisión de $H\beta$ puede originarse en la atmósfera de la estrella central, se presenta la evolución temporal de las líneas respecto a ésta; y la evolución respecto a He I, que en principio es una línea de la nebulosa, permite comparar ambos comportamientos.

5.4.1. Variación de las intensidades relativas a $H\beta$

En la Figura 5.7 se presenta la evolución de las intensidades de las líneas más importantes de la nebulosa relativas a $H\beta$. Estas líneas son: [O III] $\lambda 5007$ Å, [O III] $\lambda 4363$ Å, [Ne III] $\lambda 3869$ Å, $H\alpha$, $H\gamma$, $H\delta$, He I $\lambda 5875$ Å, [O II] $\lambda 3727+$, [O II] $\lambda 7325+$, [N II] $\lambda 6584$ Å y [N II] $\lambda 5755$ Å, las cuales son utilizadas para los cálculos de enrojecimiento, condiciones físicas y abundancias. [O II] $\lambda 3727+$ representa la suma de las intensidades de [O II] $\lambda\lambda 3726$ y 3729 Å, mientras que [O II] $\lambda 7325+$ representa la suma de las líneas de [O II] $\lambda\lambda 7319, 7320, 7329$ y 7330 Å.

En la Subfigura 5.7a se muestra la evolución de las líneas de [O III] $\lambda 5007$ Å, $\lambda 4363$ Å y [Ne III] $\lambda 3869$ Å. En esta gráfica puede apreciarse que la intensidad de [O III] $\lambda 5007$ Å disminuyó su valor desde $\sim 4 H\beta$, en las observaciones en la década de 1970, hasta $\sim 1.5 H\beta$, en las observaciones posteriores al 2004; no obstante las intensidades de las líneas de [O III] $\lambda 4363$ Å y [Ne III] $\lambda 3869$ Å no han presentado una variación importante en sus intensidades ya que sus valores han oscilado entre $\sim 1 - 1.5 H\beta$.

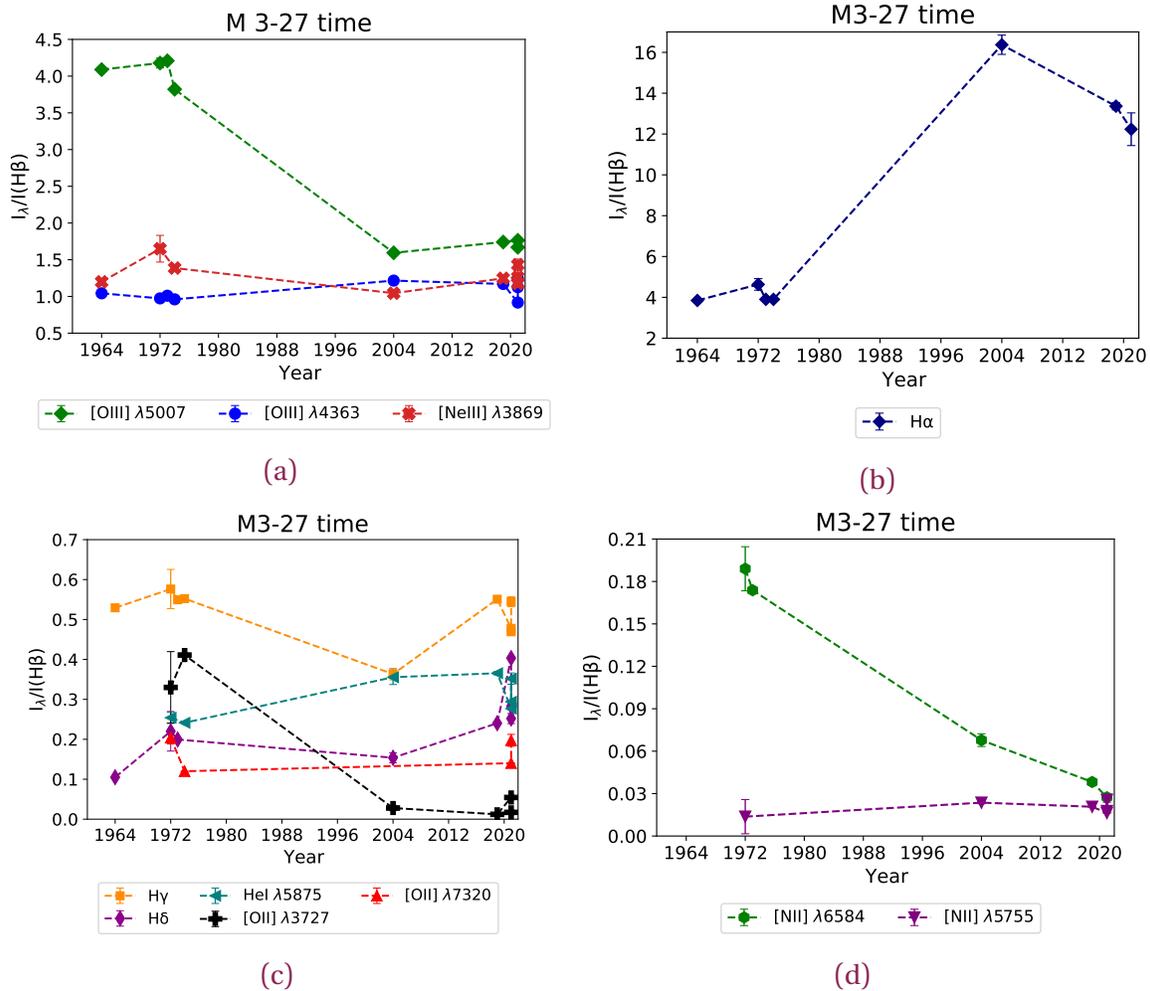


Figura 5.7: Evolución temporal de las líneas importantes de M 3-27 entre 1964 y 2021. Se incluyen los datos recopilados de la literatura y las observaciones del OAN-SPM.

La Subfigura 5.7b muestra una variación importante de la línea de H α , ya que en las observaciones de la década de 1970 presenta intensidades que se encuentran entre 4 – 5 H β ; sin embargo, su valor aumenta en 2004 hasta 16 H β para luego disminuir a 13 H β en 2019 y a 11 H β en 2021. La Subfigura 5.7c muestra que las intensidades de las líneas de H γ , H δ , He I $\lambda 5875$ Å y [O II] $\lambda 7320$ + sufren variaciones a lo largo del tiempo pero mantienen su misma tendencia, cosa que no ocurre con [O II] $\lambda 3727$ + que disminuye desde $\sim 0.4 - 0.3$ H β en 1972 y 1974 hasta menos de 0.1 H β para los datos observados a partir del 2004.

La Subfigura 5.7d muestra que la intensidad de la línea de [N II] $\lambda 6584$ Å disminuye desde 0.19 H β en 1972 hasta menos de 0.03 H β en 2020, mientras que la línea [N II] $\lambda 5755$ Å varía entre 0.02 y 0.03 H β a lo largo del tiempo.

En síntesis, la Figura 5.7 muestra que para las líneas prohibidas existe un comportamiento

en el cual las líneas nebulares [N II] $\lambda 6548 \text{ \AA}$, [O II] $\lambda 3727+$ y [O III] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ muestran una disminución importante de sus intensidades en el tiempo mientras que las líneas aurales [N II] $\lambda 5755 \text{ \AA}$, [O II] $\lambda 7320+$ y [O III] $\lambda 4363 \text{ \AA}$, a pesar de mostrar pequeñas variaciones, sus intensidades no muestran una disminución en el tiempo. Esta supresión de nuevo puede atribuirse a la supresión de la emisión de las líneas nebulares por un aumento en la densidad electrónica de la nebulosa la cual supera las densidades críticas de las líneas nebulares. El aumento de la intensidad de $H\alpha$ puede atribuirse a algún cambio en la estrella, pero no se ve un cambio importante en las líneas de $H\gamma$ y $H\delta$. La evolución de las líneas de [S II] $\lambda 6716 \text{ \AA}$ no se incluyó en estas gráficas; sin embargo, las intensidades de estas líneas sólo fueron reportadas por [Barker \(1978\)](#) para la década de los setenta y muestran una ligera disminución para los datos posteriores al 2000, aunque se encuentran dentro del rango de la incertidumbre de la intensidad de la línea reportada por [Barker \(1978\)](#).

5.4.2. Variación de las intensidades relativas a He I $\lambda 5875 \text{ \AA}$

En la Figura 5.8 se presenta la evolución de las líneas más importantes de la nebulosa respecto a la intensidad de He I $\lambda 5875 \text{ \AA}$, la cual en principio es emitida por la nebulosa y es la línea más brillante del He^+ en el rango visible de los espectros. Esta línea sólo puede encontrarse en las intensidades reportadas por [Ahern \(1975\)](#) y [Barker \(1978\)](#) en la década de los setenta lo que acota el periodo de evolución desde 1972 hasta 2021.

En general, se encuentra el mismo comportamiento descrito para la Figura 5.7 para las líneas normalizadas a $H\beta$ si bien los valores numéricos son distintos, aunque la normalización al He I se evita que se compare con la emisión de la estrella.

La Subfigura 5.8a muestra la disminución importante de la intensidad de [O III] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ entre 1970 y el 2000, mientras que la evolución de [O III] $\lambda 4363 \text{ \AA}$ y [Ne III] $\lambda 3869 \text{ \AA}$ no muestran cambios significativos. La Subfigura 5.8b muestra el aumento considerable de la línea de $H\alpha$. En la Subfigura 5.8c las líneas de $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ muestran algunas variaciones en sus intensidades pero que no indican un cambio significativo en las mismas, al igual que [O II] $\lambda 7325+$ \AA ; no obstante, la línea de [O II] $\lambda 3727+$ \AA muestra una disminución a la mitad de su valor entre 1972 y el 2020. La Subfigura 5.8d muestra la disminución importante de la línea de [N II] $\lambda 6584 \text{ \AA}$ mientras que la línea de [N II] $\lambda 5755 \text{ \AA}$ no muestra un cambio significativo.

Un detalle importante en la evolución temporal de las líneas es que la emisión de línea de He II $\lambda 4686 \text{ \AA}$ se reporta en los trabajos de [Kohoutek \(1968\)](#), [Ahern \(1978\)](#) y [Barker \(1978\)](#); no obstante, la emisión de esta línea no se detecta en ninguna de las observaciones del OAN-SPM ni tampoco en los datos reportados por [Wesson et al. \(2005\)](#). Esto, aunado a la disminución en intensidad de las líneas nebulares de [O III], podría indicar la posible recombinación de la nebulosa; sin embargo, para poder confirmar este escenario sería necesario determinar si

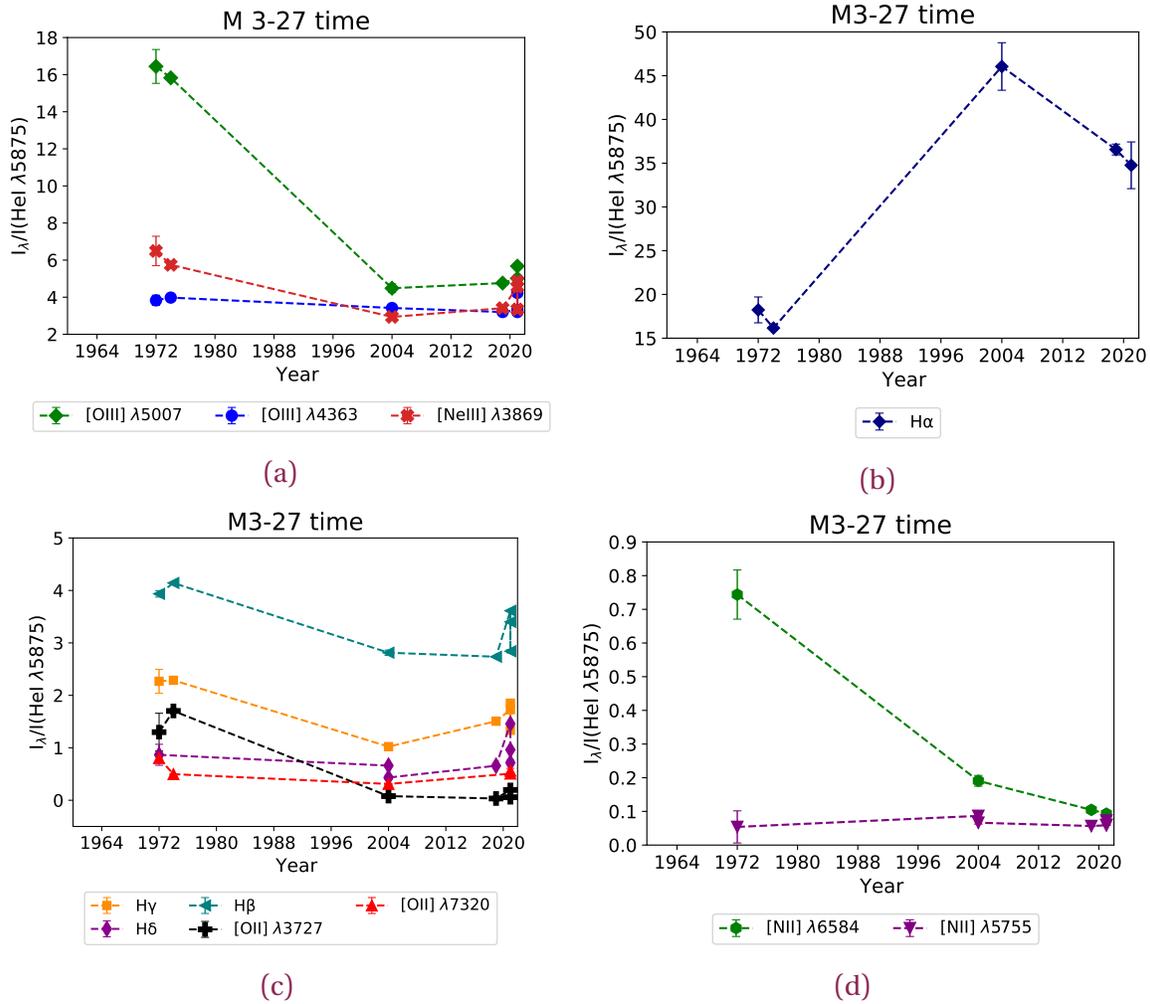


Figura 5.8: Evolución temporal de las intensidades líneas importantes de M 3-27 entre 1972 y 2021, respecto a la línea de He I $\lambda 5875$ Å. Se incluyen los datos recopilados de la literatura y las observaciones del OAN-SPM.

la luminosidad de la estrella central ha disminuido en este periodo de tiempo, lo cual es un trabajo que se desarrollará a futuro.

5.4.3. Diagrama R1 – R2

Un problema que se presenta con las características de la emisión de líneas de M 3-27 es que éstas podrían indicar que se trata de una estrella simbiótica en vez de una nebulosa planetaria.

Gutiérrez-Moreno et al. (1999) definen a las estrellas simbióticas son sistemas binarios interactuantes las cuales tienen tres componentes principales: una estrella gigante fría evolucionada, una nebulosa ionizada que presenta emisión de líneas y una fuente caliente que emite radiación, la cual puede ser una enana blanca que expulsa viento, una subenana caliente o

un disco de acreción de una estrella en secuencia principal. De acuerdo con estos autores, las estrellas simbióticas se pueden clasificar en dos importantes grupos: las tipo S y las tipo D y D'. Las tipo S muestran la presencia de una estrella fría y tienen densidades mayores a 10^7 cm^{-3} y la temperatura de su fuente es mayor a 70,000 K, mientras que las estrellas tipo de D y D' muestran la presencia de polvo y tienen densidades menores a 10^7 cm^{-3} y fuentes con menores temperaturas (60,000 K).

En los trabajos de [Gutiérrez-Moreno \(1988\)](#) y [Gutiérrez-Moreno et al. \(1995\)](#) se propuso hacer uso del diagrama $R1 - R2$ para hacer una distinción entre las estrellas simbióticas y las nebulosas planetarias a partir de las intensidades de las líneas de $[\text{O III}] \lambda\lambda 5007$ y 4363 \AA y de $\text{H I H}\gamma$ y $\text{H}\delta$. El argumento de utilizar estas líneas es que el cociente de $[\text{O III}] \lambda\lambda 5007$ y 4363 \AA es un buen indicador de temperatura para las nebulosas planetarias y constituye un buen indicador de densidad para las estrellas simbióticas. Para poder construir este diagrama los autores definen los parámetros $R1$, $R2$, y $R3$ como:

$$R1 = \frac{I([\text{O III}] \lambda 4363)}{I(\text{H}\gamma)}$$

$$R2 = \frac{I([\text{O III}] \lambda 5007)}{I(\text{H}\beta)}$$

$$R3 = \frac{I([\text{O III}] \lambda 5007)}{I([\text{O III}] \lambda 4363)}$$

Los parámetros $R1$ y $R2$ definen un plano en el cual se analiza el comportamiento del parámetro $R3$. El diagrama $R1 - R2$ para las distintas observaciones de M 3-27 se presenta en la Figura 5.9. En este diagrama se pueden encontrar tres regiones (A, B y C) delimitadas por dos valores del parámetro $R3$: la separación entre las Regiones A–B está marcada por la línea que se traza con $R3 = 27.5$ mientras que la separación entre las Regiones B – C está marcada por la línea que se traza con $R3 = 13.1$, que separa dos regímenes distintos de densidad. De esta forma, para estas regiones se tiene que:

- En la Región A se encuentran las nebulosas planetarias.
- En la Región B se pueden encontrar a las nebulosas planetarias jóvenes.
- En la Región C se pueden encontrar a las estrellas simbióticas.

En la Región C se pueden encontrar dos subregiones: en la zona en donde $R1 < 1$ se encuentran la mayoría de las estrellas simbióticas tipo S mientras que en la zona en donde $R1 > 1$ se encuentran las estrellas simbióticas tipo D y D'.

En esta última subregión, la separación entre las estrellas simbióticas tipo D y D' con las nebulosas planetarias jóvenes no es del todo clara, ya que incluso [Gutiérrez-Moreno et al. \(1995\)](#) muestran que las nebulosas planetarias jóvenes en su evolución pueden cruzar desde la Región B hasta esta subregión de la Región C y luego volver a la Región B. En la región C, las variaciones del parámetro $R1$ indican cambios en la T_e debido a cambios en la temperatura de la estrella mientras que cambios en el parámetro $R2$ indican cambios en la n_e de la nebulosa, mientras menor sea el valor de $R2$ mayor será la n_e . En la subregión superior de la Región C la separación entre las estrellas simbióticas tipo D y D' con las nebulosas planetarias jóvenes no es del todo clara, detalle que [Gutiérrez-Moreno et al. \(1995\)](#) también notaron para el caso de IC 4997.

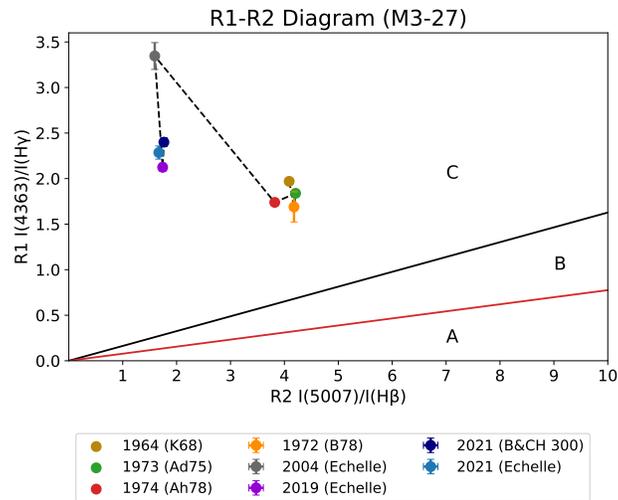


Figura 5.9: Diagrama $R1 - R2$ para M 3-27 construido con los datos compilados de la literatura y los observados en el OAN-SPM.

En el diagrama $R1 - R2$ de M 3-27 (Figura 5.9) se puede encontrar que todas las observaciones de M 3-27 se encuentran dentro de la subregión superior de la Región C, en donde no es del todo clara la separación entre las estrellas simbióticas D y D' con las nebulosas planetarias jóvenes. Se puede encontrar una variación importante de las observaciones, ya que el valor de $R2$ ha disminuido a lo largo del tiempo, ya que para los datos de 1964 a 1978 se tiene que $R2 \sim 4$, mientras que para los datos posteriores al 2004 se tiene que $R2 \sim 1.5 - 2$. Por otro lado, el parámetro $R1$ también ha sufrido cambios ya que en los datos de 1964 a 1978 $R1 \sim 1.5 - 2$, en los datos del 2004 $R1 \sim 3.2$ y en los datos de 2019 a 2021 $R2 \sim 2 - 2.5$.

Por lo tanto, es importante recalcar que para el caso específico de M 3-27 este diagrama resulta ambiguo y no permite señalar con certeza si M 3-27 es una nebulosa planetaria o una estrella simbiótica y, más allá de la variación del parámetro $R3$, nada más puede concluirse.

La variación del parámetro $R3$ en el tiempo, que representa el cociente entre las líneas de

[O III] $\lambda\lambda 5007/4363$ Å, puede visualizarse mejor analizando su comportamiento temporal, el cual se presenta en la Figura 5.10. Esta gráfica muestra que el cociente ha disminuido desde 4.0 – 4.5, en 1970, hasta 1.5, para después del 2000, esto debido a la disminución en la intensidad de la línea de $\lambda 5007$ Å. Las variaciones de este cociente se reflejarán en cambios en el cálculo de la T_e y la n_e cuando se utiliza como cociente de diagnóstico, lo cual se mostrará en las siguientes Secciones.

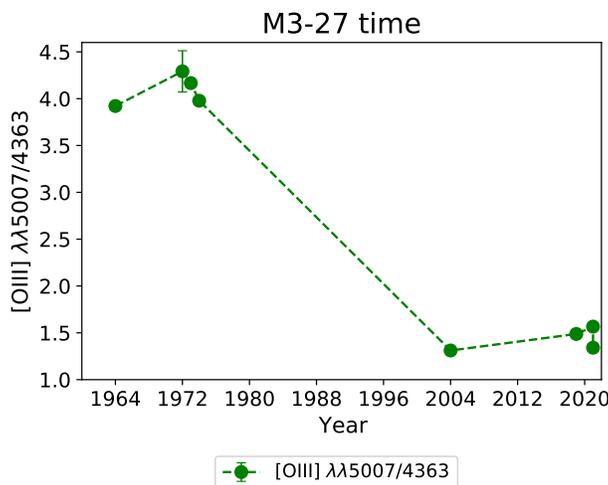


Figura 5.10: Evolución temporal de los cocientes de las intensidades de las líneas nebulares y aurales de [O III]. Se incluyen los datos recopilados de la literatura y las observaciones del OAN-SPM.

5.5. Condiciones físicas y abundancias

En esta sección se presentan los cálculos de condiciones físicas, abundancias iónicas y abundancias totales realizados con PYNEB tanto para los datos recopilados de la literatura como los obtenidos en el OAN-SPM. Además se explicarán los problemas encontrados para estos cálculos y las suposiciones que tuvieron que realizarse.

5.5.1. Datos recopilados de la literatura

Temperaturas y densidades electrónicas

Para el caso de los datos recompilados de la literatura, (1964–1974) se tienen reportadas pocas líneas de emisión que permitan utilizar los cocientes de diagnóstico para determinar las condiciones físicas.

En la Figura 5.11 se presentan los diagramas de diagnóstico construidos con PYNEB. En todos los diagramas de diagnóstico se traza una T_e supuesta de 16,400 K, que fue la que estimó

Ahern (1978) según su metodología. Para los datos de Adams (1975), Ahern (1978) y Kohoutek (1968) sólo se puede trazar el cociente de $[\text{O III}] \lambda\lambda 5007/4363 \text{ \AA}$ que resulta ser sensible a la densidad. Para los datos de Barker (1978), se pueden trazar los cocientes $[\text{O II}] \lambda\lambda 3727+/7325+$, $[\text{N II}] \lambda\lambda 5755/6584 \text{ \AA}$ y de $[\text{O III}] \lambda\lambda 5007/4363 \text{ \AA}$, los cuales los cocientes de $[\text{O II}]$ y $[\text{O III}]$ se muestran sensibles a la n_e mientras que el cociente de $[\text{N II}]$ conserva una sensibilidad a la T_e , la cual se puede estimar en la zona donde cruza con el cociente de $[\text{O II}]$ dando un valor de $\sim 18,600 \text{ K}$.

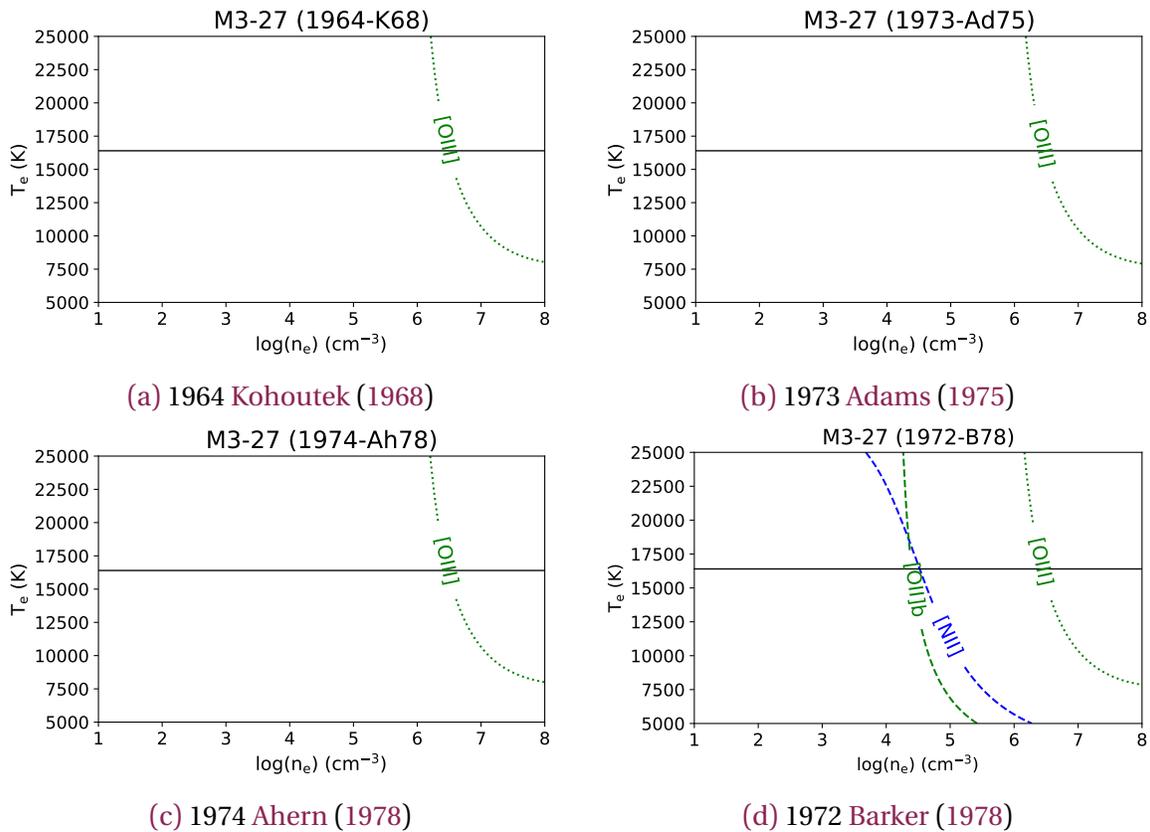


Figura 5.11: Diagramas de diagnóstico construidos con PYNEB para los flujos de M3-27 recopilados de la literatura. La línea horizontal representa el valor de $T_e = 16,400 \text{ K}$ estimado por Ahern (1978).

Para este conjunto de cuatro observaciones se estimaron las densidades suponiendo la T_e supuesta de Ahern (1978), aunque para los datos de Barker (1978) también se calcularon las densidades con la T_e que se obtiene con el cociente de $[\text{N II}]$. Para los datos de Adams (1975), Ahern (1978) y Kohoutek (1968) sólo se puede suponer a la nebulosa con una única zona de T_e y de n_e , de $\sim 16,000 \text{ K}$ y $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$; por el contrario, para los datos de Barker (1978) se pueden suponer una única zona de T_e y dos zonas de n_e , las definidas por los cocientes de $[\text{O II}]$ y de $[\text{O III}]$, de $\sim 10^4$ y $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$, respectivamente. En la Tabla 5.4 se presentan estos resultados.

Referencia	K68	Ad75	Ah78	Barker (1978)	
Año de obs.	1964	1973	1974	1972	
T_e (Ah78)	16,400	16,400	16,400	16,400	—
T_e [N II]	—	—	—	—	18,600
n_e [N II] ($\times 10^4$)	—	—	—	3.34	—
n_e [O II] ($\times 10^4$)	—	—	—	—	2.25
n_e [O III] ($\times 10^6$)	3.06	2.84	3.01	2.75	2.19

Tabla 5.4: Condiciones físicas de M 3-27 determinados con los datos recopilados de la literatura. n_e en cm^{-3} y T_e en K.

Abundancias iónicas

Las abundancias iónicas se calcularon únicamente para los datos de [Barker \(1978\)](#), en donde se encuentra el mayor número de líneas reportadas y menos suposiciones se requieren para los cálculos. Para estos datos se adoptó un modelo de dos zonas de densidad y de una sola temperatura: una zona de baja densidad, definida por el cociente de [N II], para las especies una vez ionizadas y una zona de alta densidad, definida por el cociente de [O III], para los especies dos veces ionizadas. Se hicieron los cálculos de abundancias para las dos T_e , la de 16,400 K estimada por [Ahern \(1978\)](#) y con 18,600 K estimada con el cociente de [N II] para comparar ambos resultados. De esta forma se determinaron las abundancias de las líneas prohibidas de O^+ , N^+ , S^+ , O^{+2} y Ne^{+2} y de las abundancias de las líneas de recombinación de He^+ y He^{+2} .

Para el caso de las abundancias de las líneas aurales y nebulares de O^+ , N^+ y O^{+2} , éstas coinciden con las abundancias de sus respectivas líneas nebulares debido a que el método para calcularlas fue el mismo, utilizando las mismas condiciones físicas T_e y n_e . En estos casos se utilizaron las líneas de [O II] $\lambda\lambda 3727+$ y $7325+$, [N II] $\lambda\lambda 6584$ y 7555 \AA , [O III] $\lambda\lambda 5007$ y 4363 \AA . La abundancia del Ne^{+2} se determinó utilizando la línea de $\lambda 3869 \text{ \AA}$ mientras que la de S^+ utilizando las líneas de $\lambda 6716$ y $\lambda 6731 \text{ \AA}$. La abundancia de He^+ se calculó con la línea de $\lambda 5875 \text{ \AA}$ mientras que la abundancia de He^{+2} se determinó con la línea de $\lambda 4686 \text{ \AA}$, para estos casos la abundancia del He^+ se calculó con las condiciones de la zona de baja densidad mientras que la abundancia del He^{+2} se calculó con las condiciones de la zona de alta densidad.

Los valores calculados de abundancias iónicas para las dos T_e , 16,400 y 18,600 K se presentan en la [Tabla 5.5](#), en donde se comparan los resultados obtenidos.

Abundancias totales

Las abundancia total del He/H se determinó sumando las abundancias iónicas de He^+ y He^{+2} , la mayor contribución a la abundancia de He/H es el He^+ ya que es 50 veces mayor que la abundancia de He^{+2} . Las abundancias totales fueron de $12 + \log(\text{He}/\text{H}) = 11.06$, para 16,400

Referencia	Barker (1978)	
Año de obs.	1972	
T_e	16,400	18,600
X^{+i}/H^+		
$O^+ (\times 10^{-6})$ Neb.	11.93	6.26
$O^+ (\times 10^{-6})$ Aur.	9.13	6.25
$N^+ (\times 10^{-6})$ Neb.	1.73	1.26
$N^+ (\times 10^{-6})$ Aur.	1.73	1.26
$O^{+2} (\times 10^{-4})$ Neb.	1.64	1.02
$O^{+2} (\times 10^{-4})$ Aur.	1.64	1.02
$Ne^{+2} (\times 10^{-5})$	4.07	2.81
$S^+ (\times 10^{-7})$	3.71	2.13
$He^+ \lambda 5875 \text{ \AA}$	0.112	0.102
$He^{+2} \lambda 4686 \text{ \AA}$	0.002	0.002
X/H		
He/H	11.06	11.01
O/H	8.25	8.04
ICF(O) (DI14)	1.01	1.01
N/H	7.41	7.11
ICF(N) (KB94)	14.84	17.42
Ne/H	7.64	7.48
ICF(Ne) (KB94)	1.08	1.07
X/O		
N/O	-0.84	-0.93
Ne/O	-0.60	-0.56

Tabla 5.5: Abundancias iónicas y totales de M 3-27 determinados con los datos recopilados de la literatura.

K, y $12 + \log(\text{He}/\text{H}) = 11.01$ para 18,000 K.

El O/H se determinó utilizando el ICF de Delgado-Inglada et al. (2014). La abundancia de O^+ representa una pequeña fracción de la abundancia de O^{+2} ($\leq 5\%$) y la corrección del ICF por la presencia de O^{+3} es muy pequeña, por tanto, puede verse que el O^{+2} representa la mayor parte del O de la nebulosa y los valores que se obtienen son de $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.25$, para 16,400 K, y $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.04$, para 18,600 K

La abundancia total de N/H se determinó con el ICF de Kingsburgh y Barlow (1994) obteniendo un valor de $12 + \log(\text{N}/\text{H}) = 7.41$ y de $\log(\text{N}/\text{O}) = -0.84$, para 16,400 K, y de $12 + \log(\text{N}/\text{H}) = 7.11$ y $\log(\text{N}/\text{O}) = -0.93$, para 18,600 K. La abundancia total de Ne/H se determinó con el ICF de Kingsburgh y Barlow (1994) obteniendo un valor de $12 + \log(\text{Ne}/\text{H}) = 7.64$ y $\log(\text{Ne}/\text{O}) = -0.60$, para 16,400 K, y $12 + \log(\text{Ne}/\text{H}) = 7.48$ y $\log(\text{Ne}/\text{O}) = -0.56$, para 18,600 K. Todos los valores calculados de abundancias totales se presentan en la Tabla 5.5.

Los valores de He/H, N/O y Ne/O son consistentes con los presentados por [Kingsburgh y Barlow \(1994\)](#) para nebulosas planetarias del disco de la galaxia que no son tipo I de Peimbert y son de valores subsolares ([Asplund et al. 2009](#)). Con los datos recopilados de la literatura no fue posible determinar las abundancias totales de ningún otro elemento, por ejemplo, la de S/H ya que no se encuentra la emisión de S^{+2} para poder calcular la abundancia iónica y utilizar un ICF que considera su presencia.

Hasta este punto del análisis, se ha estado considerando que la emisión de las líneas de Balmer de H I proviene de la nebulosa. Este escenario podría suponerse posible debido a que los valores del cociente $H\alpha / H\beta$ son menores a 4, lo que indicaría el supuesto caso de autoabsorción en la serie de Balmer que se consideró al momento de desenrojecer y que los valores de abundancias totales corresponden a una nebulosa planetaria típica del disco galáctico no de tipo I; sin embargo, no se tiene una evidencia contundente con los datos de 1970 sobre el origen de la emisión de las líneas de H I, ya [Miranda et al. \(1997\)](#) no reportó la presencia del perfil tipo *P-Cygni* sino hasta 1997.

Por otro lado, las T_e que se utilizaron para estos cálculos de abundancias pueden ser inciertas, ya que la de 16,400 K fue supuesta a partir del cálculo de [Ahern \(1978\)](#) con su propia metodología mientras que la que se calculó con [N II] de 18,600 K se basa en el cociente de líneas con errores muy grandes. Es necesario calcular el error asociado a esta temperatura para dar un valor más certero de las abundancias determinadas con ésta, la que en principio sería más adecuada para utilizarse ya que se calcula con los mismo parámetros de la observación; no obstante, esto aún se continúa trabajando. Para las comparaciones de las siguientes secciones se utilizarán las abundancias que se determinaron con la T_e de 18,600 K.

5.5.2. Datos del OAN-SPM

El análisis de condiciones físicas y abundancias también se realizó para los datos observacionales obtenidos durante las distintas temporadas en el OAN-SPM del 2004, 2019 y 2021. A diferencia de los datos recopilados de la literatura, los datos obtenidos en el OAN-SPM permiten la detección de un mayor número de líneas, ya que se trata de espectros con mejores resoluciones espectrales, con tiempos de exposición cortos y largos, que cubren un rango de longitudes que permiten detectar a las líneas más importantes para el análisis nebuloso y que los detectores utilizados en todas estas observaciones fueron CCDs.

Condiciones físicas a partir de las líneas prohibidas

El primer paso para el análisis fue construir, utilizando PYNEB, los diagramas de diagnóstico para estas observaciones a partir de las intensidades desenrojadas de sus líneas y los dis-

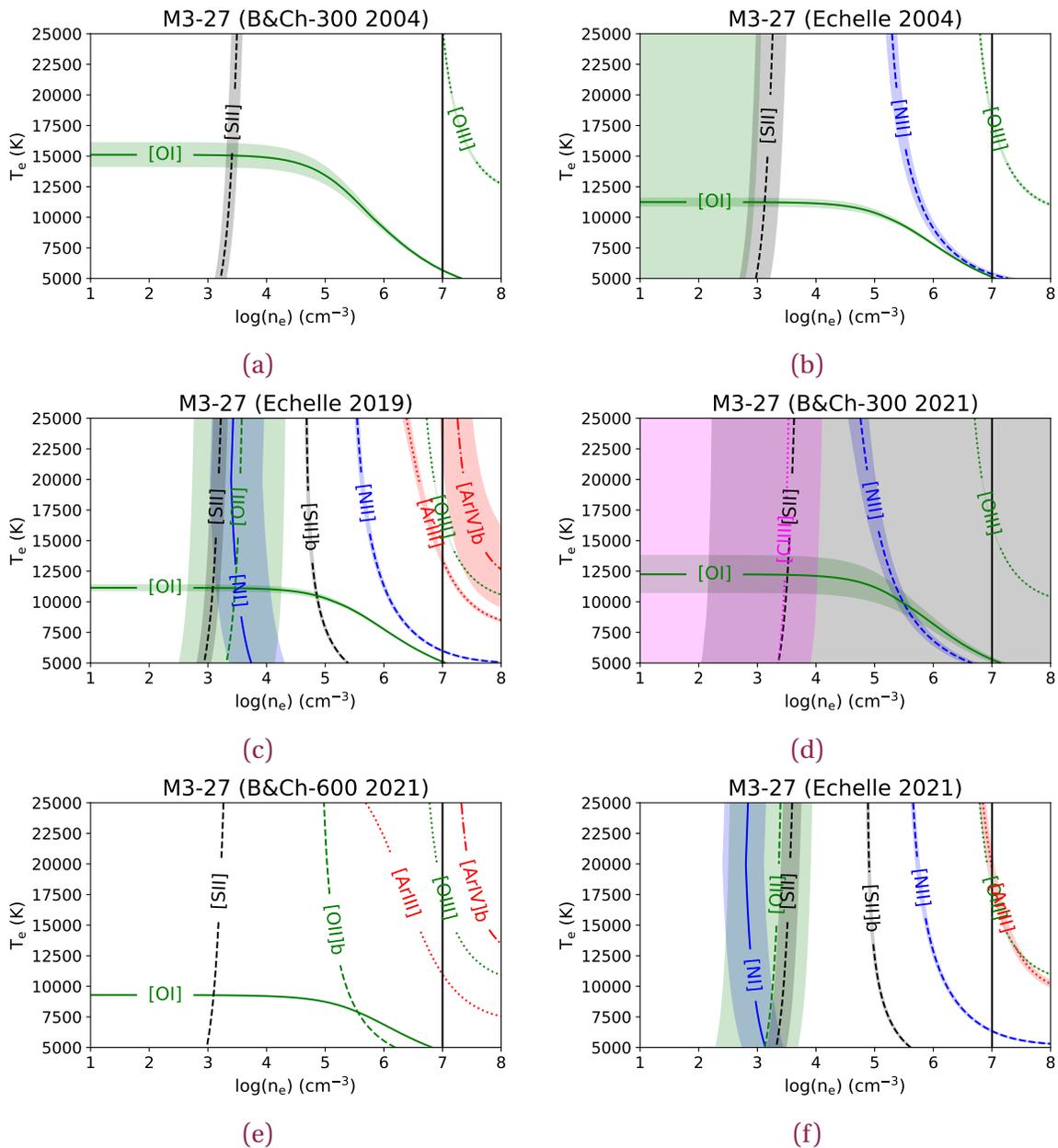


Figura 5.12: Diagramas de diagnóstico construidos con PYNEB para los flujos de M 3-27 presentados en la literatura, corregidos utilizando la metodología de las líneas de He I.

tintos cocientes de diagnóstico disponibles. Estos diagramas se presentan en la Figura 5.14 e incluyen las observaciones realizadas con los espectrógrafos REOSC-Echelle y Boller & Chivens entre 2004 y 2021. Debido a que los datos del OAN-SPM permiten la detección de un buen número de líneas, en los diagramas de diagnóstico se pueden encontrar varios cocientes de líneas, a diferencia de los que se presentaron en la sección anterior para los datos recopilados de la literatura que sólo muestran los cocientes de $[O\ III] \lambda 5007/4950 \text{ \AA}$ y $[N\ II] \lambda 6584/5755 \text{ \AA}$.

La Figura 5.14 muestra la presencia de distintos cocientes de líneas en los diagramas de diagnóstico, los cuales son:

- [O I] $\lambda\lambda(6300 + 6361)/5575 \text{ \AA}$.
- [N I] $\lambda\lambda 5198/5200 \text{ \AA}$.
- [S II] $\lambda\lambda 6716/6731 \text{ \AA}$.
- [S II]b $\lambda\lambda(6716 + 6731)/4069 \text{ \AA}$.
- [O II] $\lambda\lambda 3726/3729 \text{ \AA}$.
- [O II]b $\lambda\lambda 3727+/7325+ \text{ \AA}$.
- [N II] $\lambda\lambda(6548 + 6584)/5755 \text{ \AA}$.
- [Cl III] $\lambda\lambda 5537/5517 \text{ \AA}$.
- [O III] $\lambda\lambda(5007 + 4959)/4363 \text{ \AA}$.
- [Ar III] $\lambda\lambda 7135/5192 \text{ \AA}$.
- [Ar IV]b $\lambda\lambda(4711 + 4740)/7170 \text{ \AA}$.

Si se compara el comportamiento del cociente de líneas de [O III] entre los diagramas de diagnóstico de los de los datos de la literatura (Figura 5.11) con los de las observaciones del OAN-SPM (Figura 5.14) se puede notar que el valor de densidad que traza aumentó por un orden de magnitud, ya que para los datos de 1964–1974 éste trazaba densidades $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ mientras que para los datos del 2004–2021 traza densidades $\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$. Para el caso del cociente de [N II], se encuentra que para los datos reportados por Barker (1978) muestra aún sensibilidad a la T_e mientras que para las observaciones posteriores al 2004 se muestra sensible a la n_e y define densidades de entre $\sim 10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

De la interpretación del diagrama $R1 - R2$ (Figura 5.9) se presumía un aumento en la n_e de M 3-27 debido a los cambios del parámetro R3 debido a la disminución de la intensidad de [O III] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ entre las observaciones recopiladas de la literatura y las observaciones del OAN-SPM en un periodo de treinta años; esto se puede confirmar con los diagramas de diagnóstico presentados en las Figuras 5.11 y 5.14 ya que se puede ver el aumento de densidad que traza el cociente de [O III] un orden de magnitud de $\sim 10^6$ a 10^7 cm^{-3} .

Como sucede con el cociente de [O III] en los datos recopilados de la literatura, para las observaciones posteriores al 2000, los diagnósticos que deberían ser sensibles a la T_e se muestran

sensibles a la n_e indicando una alta densidad en la nebulosa. El único cociente sensible a T_e es el de [O I] en todas las observaciones en donde se detecta; no obstante, los valores de T_e que se calculan representarían los valores de temperatura de la zona más externa y neutra de la nebulosa en donde el material se recombina, en la cual ya se da la interacción con el medio interestelar neutro, por lo tanto, las T_e determinadas con [O I] no representarían un valor realista de la T_e de las zonas más internas de la nebulosa que sí están ionizadas.

Por otra parte, los cocientes de los distintos iones muestran que en M 3-27 existe un gradiente de densidades, en el cual se pueden definir al menos dos zonas: una zona externa con $n_e \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ definida por los cocientes de densidad de las iones una vez ionizados y una zona interna que alcanza $n_e \geq 10^7 \text{ cm}^{-3}$, en donde se encuentran las especies más ionizadas; sin embargo, los cocientes auroral-nebular de las líneas de especies una vez ionizadas, que deberían ser sensibles a la T_e en vez de la n_e ([O II]b, [S II] y [N II]), trazan densidades intermedias entre estas dos zonas $10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

Debido al comportamiento ya descrito de los cocientes de diagnóstico para la T_e , no puede determinarse una T_e a partir de estos. A diferencia del diagrama de diagnóstico de IC 4997 (Figura 2 del artículo de Ruiz-Escobedo y Peña 2022), en donde el diagnóstico de [N II] mostraba una sensibilidad a la T_e , para los datos de M 3-27 no se tiene ningún diagnóstico que estime la T_e de la zona ionizada de la nebulosa. Dado este problema, el análisis de las condiciones físicas de M 3-27 para la determinación de la T_e requirió de varias hipótesis.

Además de la aproximación a la T_e propuesta por Ahern (1978) de 16,400 K, Wesson et al. (2005) enfrentaron este problema con otra metodología. Para poder aproximarse a la T_e de este objeto Wesson et al. (2005) primero estimaron la n_e de la nebulosa a partir de las líneas altas de la serie de Balmer de H I, encontrando que la n_e de la zona interna de este objeto es del orden de 10^7 cm^{-3} . Utilizando esta densidad $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ con el cociente de las líneas de [O III] $\lambda\lambda 4959/4363 \text{ \AA}$ estimaron una T_e de 13,000 K. Además, determinaron una n_e para la zona externa de 3200 cm^{-3} con el cociente de las líneas de [O II] $\lambda\lambda 3726/3729 \text{ \AA}$.

Siguiendo la metodología de Wesson et al. (2005) para determinar la T_e , si para todos los datos del OAN-SPM se supone una $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ se pueden estimar las T_e a partir del cociente de [O III] para cada observación. Esta n_e supuesta está representada en los diagramas de diagnóstico como una línea vertical en cada uno de éstos (Figura 5.14). Al utilizar esta n_e y determinar el valor de la T_e para el cociente de [O III] se obtienen T_e de entre 16,000 y 18,000 K, las cuales se presentan en la Tabla 5.6. En el caso de los datos de Boller & Chivens del 2004, no se pudo obtener un valor de T_e utilizando esta metodología y por tanto, se supuso la calculada con los datos del REOSC-Echelle del mismo año. Estos valores de T_e son mayores al valor estimado por Wesson et al. (2005) de 13,000 K.

Al definir esta densidad, se pueden estimar T_e con los cocientes de las líneas de [O III] y [Ar

III]. Estas temperaturas resultan en valores de $13,000 - 18,000 K$, que son consistentes con los valores estimados por [Ahern \(1975\)](#) y por [Wesson et al. \(2005\)](#). De estas dos temperaturas, la T_e del [O III] se supuso como la temperatura única de la nebulosa y utilizando ésta se calcularon los valores de n_e que trazan los distintos cocientes de diagnóstico. De esta forma, se definió un modelo de nebulosa con una única T_e determinada con el [O III] y dos zonas importantes de n_e , una zona externa de baja densidad de 10^4 cm^{-3} y una zona interna de alta densidad de 10^7 cm^{-3} ; sin embargo, también se consideró como una zona de densidad para [N II] la zona que traza su diagnóstico de 10^6 cm^{-3} y de [S II]b que traza una densidad de 10^5 cm^{-3} .

Los valores de las condiciones físicas, T_e y n_e de las observaciones de M 3-27 en el OAN-SPM se presentan en la [Tabla 5.6](#).

Condiciones físicas a partir de las líneas de recombinación

Para el caso de las líneas de recombinación, las T_e se calcularon utilizando las líneas de He I y de O II, siguiendo las metodologías de [Zhang et al. \(2005\)](#) y [Peimbert et al. \(2014\)](#), respectivamente. La T_e de las líneas de He I se determinó utilizando las Ecuaciones [2.14 - 2.18](#) ya que 10^4 es el valor más adecuado al valor que se obtiene con la densidad calculada con O II. La T_e del cociente de He I $\lambda\lambda 7281/6678 \text{ \AA}$ se pudo determinar para los datos obtenidos con Boller & Chivens del 2004 (300 l mm^{-1}), REOSC-Echelle del 2019 y Boller & Chivens (600 l mm^{-1}) del 2021; en los demás casos no pudo detectarse la línea de $\lambda 7281 \text{ \AA}$. La T_e de O II, calculada con la Ecuación [2.24](#), sólo se pudo calcular en los espectros del REOSC-Echelle del 2004, 2019 y 2021.

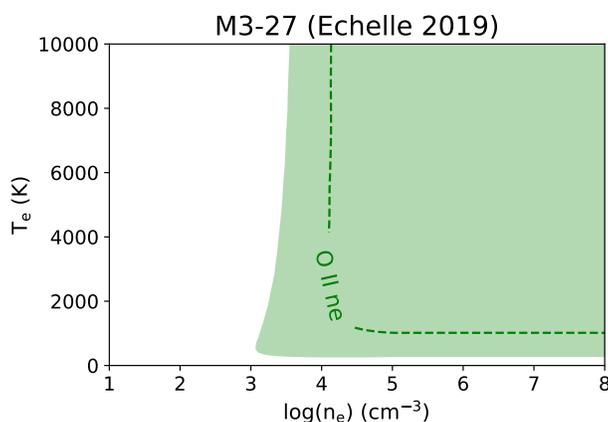


Figura 5.13: Diagrama de diagnóstico de las líneas de O II $\lambda\lambda 4649/4661$ del espectro del REOSC-Echelle del 2019.

En la [Figura 5.13](#) se presenta el diagrama de diagnóstico para las líneas de recombinación de O II. No se pudo calcular la T_e del O II a partir del cociente de $\lambda\lambda 4649/4089 \text{ \AA}$ ya que la línea

de $\lambda 4089 \text{ \AA}$ no pudo detectarse en ninguno de los espectros. Sólo en el espectro del REOSC-Echelle del 2019 se pudo determinar la n_e de O II con el cociente de $\lambda\lambda 4649/4661 \text{ \AA}$. Los valores de T_e y n_e determinados con las líneas de recombinación se presentan en la Tabla 5.6.

5.5.3. Cálculo de abundancias respecto a H^+

Si bien, como ya se dijo, los perfiles y velocidades radiales de las líneas de H I apuntan a que su emisión se origina en la atmósfera de la estrella, en esta sección se presenta el cálculo de abundancias siguiendo el procedimiento usual del cálculo de abundancias relativas a la línea de $H\beta$; en contraste, en la siguiente Sección se presentará el cálculo respecto a las líneas de He^+ para poder comparar ambos resultados. Por otro lado, al igual que para los datos de 1970 con los datos de [Barker \(1978\)](#), sólo se presentarán los cálculos de las abundancias iónicas para los datos obtenidos con el espectrógrafo REOSC-Echelle en 2019 y Boller & Chivens de 300 l mm^{-1} del 2021, ya que son los espectros del OAN-SPM para los cuales menos suposiciones son necesarias para el cálculo de abundancias y se obtuvieron en un periodo de menos de dos años uno del otro.

Abundancias iónicas de las líneas de recombinación

Para calcular las abundancias iónicas de las líneas de recombinación para los datos del REOSC-Echelle del 2019, de He^+ , C^{+2} , N^{+2} y O^{+2} , se utilizó la n_e determinada a partir de las líneas de O II $\lambda\lambda 4649/4661 \text{ \AA}$; para el caso de He^+ se utilizó la T_e de He I determinada con la metodología de [Zhang et al. \(2005\)](#) mientras que para los demás iones se utilizó la T_e de O II calculada con la metodología de ([Peimbert et al. 2014](#)), estos valores están presentados en la Tabla 5.6. La abundancia de He^+ se determinó utilizando la línea de He I $\lambda 5875 \text{ \AA}$, la de C^{+2} con su línea de C II $\lambda 4267 \text{ \AA}$, la de O^{+2} se determinó con las intensidades de las líneas de su multiplete V1, y con la intensidad total del mismo multiplete, y la de N^{+2} con las líneas de su multiplete V3 y con la intensidad total del mismo multiplete. En la Tabla 5.8 se presentan los valores calculados. En el caso de la abundancia de He^+ para los datos del Boller & Chivens de 300 l mm^{-1} del 2021 se supusieron las mismas condiciones físicas que para el cálculo de la misma con los datos del REOSC-Echelle del 2019 y se utilizó la línea de He I $\lambda 5875 \text{ \AA}$. En este espectro no se calcularon las abundancias de otras líneas de recombinación.

Para el caso de los datos de REOSC-Echelle del 2019, una vez determinada la abundancia de las líneas de recombinación de N^{+2} , se calculó la contribución de recombinación a la intensidad de la línea auroral de $[N \text{ II}] \lambda 5755 \text{ \AA}$ siguiendo la metodología de [Liu et al. \(2000\)](#). El valor calculado de esta contribución fue de $\sim 7 \%$, el cual se sustrajo de la intensidad observada para los cálculos de las líneas de excitación colisional.

Parámetro/Obs.	B&Ch 2004 300	Echelle 2004	Echelle 2019	B&Ch 2021 300	B&Ch 2021 600	Echelle 2021
T_e [O I]	$15,000 \pm 1000$	$11,200 \pm 400$	$11,100 \pm 300$	$12,200^{+1500}_{-1300}$	9300	$11,100 \pm 200$
T_e [Ar III]	—	—	$13,500 \pm 700$	—	11,000	$19,800^{+2100}_{-1700}$
T_e [O III]	—	$18,200^{+1200}_{-900}$	$16,800^{+900}_{-700}$	$16,300 \pm 100$	17,800	$18,000 \pm 800$
T_e (zona única)	—	$18,200^{+1200}_{-900}$	$16,800^{+900}_{-700}$	$16,300 \pm 100$	17,800	$18,000 \pm 800$
n_e [N I]	—	—	2500^{+3900}_{-1300}	—	—	700^{+700}_{-400}
n_e [O II]	—	—	2300^{+4100}_{-1400}	—	—	2200^{+3800}_{-1500}
n_e [S II]	2600^{+600}_{-500}	1700^{+1400}_{-700}	1500 ± 400	2200^{+4900}_{-1500}	1200	3400^{+1700}_{-1000}
n_e [Cl III]	—	—	—	$4800^{+15,900}_{-3400}$	—	—
n_e [S II]b	—	$24,100^{+4,200}_{-23,100}$	$62,900^{+4,500}_{-61,800}$	—	—	$0.90^{+0.09}_{-0.88}$
n_e [N II] ($\times 10^5$)	—	$5.43^{+1.69}_{-2.05}$	$9.56^{+1.08}_{-0.95}$	—	—	$12.73^{+1.36}_{-1.17}$
n_e [Ar III] ($\times 10^7$)	—	—	$1.81^{+0.27}_{-0.22}$	—	1.92	$5.39^{+1.30}_{-1.13}$
n_e [O III] ($\times 10^7$)	$3.28^{+1.16}_{-0.81}$	$6.74^{+1.69}_{-2.05}$	$5.44^{+1.53}_{-0.94}$	$2.42^{+2.08}_{-0.79}$	—	$7.84^{+1.08}_{-1.32}$
n_e [Ar IV]b ($\times 10^7$)	—	—	$5.74^{+2.25}_{-2.26}$	—	—	—
n_e (zona externa)	2600^{+600}_{-500}	1700^{+1400}_{-700}	1500^{+400}_{-300}	2200^{+4900}_{-1500}	1200	3400^{+1700}_{-1000}
n_e (zona interna)	1×10^7	1×10^7	1×10^7	1×10^7	1×10^7	1×10^7
T_e H I (BJ)	—	—	13,400	—	—	—
T_e He I ($\lambda\lambda 7281/6678$)	8500 ± 400	—	8200 ± 900	—	9300	—
T_e O II (P14)	—	5100^{+400}_{-200}	5200 ± 100	—	—	5200 ± 100
n_e O II (4649/4661)	—	—	$13,900^{+9800}_{-9800}$	—	—	—

Tabla 5.6: Condiciones físicas para M 3-27, n_e en cm^{-3} y T_e en K.

Abundancias de las líneas de excitación colisional

Para el cálculo de las abundancias iónicas de las CELs se adoptó una nebulosa con una única T_e y dos zonas principales de n_e : la zona de baja densidad se determinó utilizando únicamente la n_e que se calcula con el cociente de [S II] mientras que para la zona de alta densidad se adoptó una densidad de $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$. Las abundancias iónicas de las especies una vez ionizadas y del Fe^{+2} se supusieron en la zona de baja densidad mientras que los iones dos o más veces ionizadas se supusieron en la zona de alta densidad. Sólo el caso del N^+ , la n_e que se utilizó para el cálculo de sus abundancias fue la que se calcula con su propio diagnóstico, $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Las intensidades de las líneas utilizadas para el cálculo de las abundancias iónicas se presentan en la Tabla 5.7.

Cuando fue posible, se calcularon las abundancias iónicas de las líneas aurorales y nebulares (transaurorales) de las líneas de O^+ , N^+ , S^+ , O^{+2} , Ar^{+2} y Ar^{+3} y se compararon los valores que entre ellas se obtienen.

X^{+i}	Líneas (Å)
N^+	[N II] $\lambda\lambda 6548, 6584, 5755$
O^+	[O II] $\lambda\lambda 3727, 3729, 7325+$
O^{+2}	[O III] $\lambda\lambda 4959, 5007, 4363$
Ne^{+2}	[Ne III] $\lambda\lambda 3868, 3967$
S^+	[S II] $\lambda\lambda 6716, 6731, 4068$
S^{+2}	[S III] $\lambda 6312$
Cl^{+2}	[Cl III] $\lambda\lambda 5517, 5537$
Ar^{+2}	[Ar III] $\lambda\lambda 5192, 7136$
Ar^{+3}	[Ar IV] $\lambda\lambda 4711, 4740, 7170$
Fe^+	[Fe II] $\lambda 7155$
Fe^{+2}	[Fe III] $\lambda\lambda 4659, 4701, 4734, 4755$

Tabla 5.7: Líneas utilizadas para el cálculo de abundancias iónicas de las CELs.

En la Tabla 5.8 se presentan los valores de abundancias iónicas de las líneas de recombinación y excitación colisional obtenidas para las observaciones de M 3-27 realizadas en el OAN-SPM, además de que se incluye el valor del ADF(O^{+2}).

De la Tabla 5.8 se puede apreciar que en el caso de los datos de REOSC-Echelle del 2019, el O de M 3-27 se encuentra en su mayor parte en forma de O^{+2} ya que su abundancia es dos o tres órdenes de magnitud más alta que la abundancia de O^+ ; por otro lado, la abundancia de O^+ que se calcula con las líneas de [O II] $\lambda 7325+$ con los datos de Boller & Chivens del 2021 es un orden de magnitud menor que la abundancia de O^{+2} , también esta abundancia de O^+ es un poco más elevada que el valor que se puede calcular con los datos de Barker (1978). Para otros iones, en general, se encuentra que las abundancias calculadas con sus líneas nebulares

y aurorales de [O III], [Ar III], [Ar IV] y [N II] son similares, las cuales coinciden por la suposición de que las T_e y n_e usadas para calcularlas son las mismas. En el caso de las líneas nebulares de [N II] de los datos de Boller & Chivens el valor puede sobrestimarse ya que estas líneas pueden estar contaminadas por la emisión de la línea de $H\alpha$. La abundancia calculada con la línea transauroral de [S II] es un orden de magnitud mayor que las calculadas con sus líneas nebulares, es posible que la intensidad de línea transauroral de $\lambda 4068 \text{ \AA}$ esté contaminada por la emisión de líneas de O II.

Con estos resultados, se decidió adoptar como abundancias de S^+ , N^+ , O^{+2} , Ar^{+2} y Ar^{+3} las abundancias calculada con sus líneas nebulares, a excepción de la abundancia de N^+ de la observación del Boller & Chivens de 2021 para la cual se adoptó la calculada con la línea auroral de [N II] $\lambda 5755 \text{ \AA}$ ya que el valor elevado que se obtuvo con la línea nebular se puede atribuir a la contaminación de las alas anchas de la línea de $H\alpha$. Para los datos del Boller & Chivens de 300 l mm^{-1} de 2021 se adoptó la abundancia de las líneas aurorales de O^+ ya que no se pudieron calcular las de las líneas nebulares, mientras que en el resto de los espectros se adoptó como abundancia de O^+ la calculada con sus líneas nebulares.

En general, las abundancias de las líneas de excitación colisional de los iones de que se pueden calcular con ambos espectros son consistentes entre sí, a excepción de la calculada con la línea nebular de N^+ que, como ya se mencionó en el espectro de Boller & Chivens es dos órdenes de magnitud mayor y puede estar contaminada por la emisión de $H\alpha$, y la de la línea nebular de Ar^{+3} que es un orden de magnitud mayor en el espectro de Boller & Chivens del 2021.

La abundancia de las líneas de recombinación de los elementos pesados y el $ADF(O^{+2})$ sólo se puede estimar a partir los datos del REOSC-Echelle del 2019. El $ADF(O^{+2})$ tiene un valor de $6.10_{-1.13}^{+1.81}$ el cual coincide, dentro de los errores, con el valor estimado por Wesson et al. (2005) de 5.48.

Abundancias totales

Se pudieron calcular las abundancias totales de He/H, O/H, N/H, Ne/H, Ar/H, S/H y Cl/H utilizando las abundancias iónicas presentadas en la Tabla 5.8 y los ICFs utilizados en el artículo de Ruiz-Escobedo y Peña (2022). Los valores de abundancias totales se presentan en escala logarítmica ($12+\log(X/H)$) en la Tabla 5.8, además de las abundancias relativas al O, $\log(X/O)$.

La abundancia de He/H se calculó a partir de la abundancia de He^+ , ya que a diferencia de los datos recopilados de la literatura no se encuentra la emisión de He^{+2} en ninguno de los espectros posteriores al año 2000. No se consideró a su vez la posible contribución de He^0 a la abundancia total debido a los problemas conocidos para determinar un ICF apropiado para este caso, como ya se explicó en la Introducción.

Como ya se mencionó en la Subsección anterior, la abundancia de O^+ contribuye muy poco a la abundancia total de O/H , en particular la que se calculó con la línea nebular de los datos del REOSC-Echelle del 2019. Sin embargo, este valor tan bajo será importante al determinar la abundancia total de los demás elementos ya que sus ICFs utilizan el valor de la abundancia de O^+ ; por lo tanto, la diferencia entre la abundancia calculada con las líneas nebular y auroral, calculada con los datos de REOSC-Echelle del 2019 y de Boller & Chivens del 2021, también tendrá importancia en los cálculos de abundancias totales para ambos espectros.

La abundancia total de O/H que se obtiene es subsolar: $12+\log(O/H) = 8.29$ para los datos del REOSC-Echelle y $12+\log(O/H) = 8.34$ para los datos del Boller & Chivens del 2021, ambos valores son menores al valor que determinaron Wesson et al. (2005) de 8.60. Esta diferencia puede deberse a la T_e que se determinó en ese trabajo, de 13,000 K, la cual puede haber sido subestimada debido al cálculo de la extinción que se utilizó para desenrojecer las intensidades de las líneas de $c(H\beta) = 0.98$.

Por otro lado, debido a la muy baja abundancia del O^+ respecto a O/H para el caso de los datos de REOSC-Echelle del 2019, el ICF de Kingsburgh y Barlow (1994) para calcular la abundancia de N/H , basado en la razón O/O^+ , tiene valores muy elevados (~ 2000) y las abundancias de N/H determinadas son muy elevadas, de $12+\log(N/H) = 9.83$ y $\log(N/O) = 1.51$; en contraste el ICF para N que se calcula con la línea auroral de O^+ con los datos de Boller & Chivens de 300 l mm^{-1} del 2021 es de ~ 13 y el valor de la abundancia será $12+\log(N/H) = 7.55$ y $\log(N/O) = -0.81$, un valor más parecido al determinado con los datos de Barker (1978).

El ICF para Ne de Kingsburgh y Barlow (1994), para calcular la abundancia a partir del Ne^{+2} , también está basado en el cociente de O/O^{+2} y dadas las características de la abundancia de O que ya se explicaron, este valor es 1, para REOSC-Echelle, y de 1.87, para Boller & Chivens. Para los datos de REOSC-Echelle del 2019, se obtiene $\log(Ne/O) = -0.61$, el cual es mayor que el valor solar de $\log(Ne/O) = -0.76$ (Asplund et al. 2009) pero menor o igual que el de Kingsburgh y Barlow (1994) para nebulosas planetarias del disco galáctico no tipo I de -0.59 . Mientras que para el caso de los datos de Boller & Chivens del 2021 se obtiene un valor de $\log(Ne/O) = -0.58$, el cual coincide dentro de los errores con el valor de las nebulosas planetarias del disco galáctico no tipo I y es mayor que el valor solar. En el caso del ICF de Ne de Delgado-Inglada et al. (2014), el valor es de 1.28 y 1.48, para los datos de REOSC-Echelle y Boller & Chivens, respectivamente, y se obtiene una abundancia $\log(Ne/O) = -0.50$ y $\log(Ne/O) = -0.41$, para los datos de REOSC-Echelle y Boller & Chivens, respectivamente, los cuales resultan mayores que el valor solar y el de las nebulosas planetarias del disco no tipo I; no obstante, este ICF se basa en el parámetro ω , que se define a partir del cociente de $O^{+2}/(O^+ + O^{+2})$ y el error asociado a este ICF también debería de considerarse para la abundancia final.

El ICF para Ar de [Kingsburgh y Barlow \(1994\)](#), para corregir cuando se tiene la suma de Ar^{+2} , Ar^{+3} y Ar^{+4} (en el caso de este objeto se supuso que $\text{Ar}^{+4} = 0$), también arroja un valor de 1, ya que se basa en el cociente de $1/(1 - N^+/N)$ y el elevado valor de la abundancia de N para los datos de REOSC-Echelle provoca que el cociente de N^+/N tienda a 0. El valor que se obtiene $\log(\text{Ar}/\text{O}) = -2.32$, el cual es menor al valor solar ($\log(\text{Ar}/\text{O}) = -2.29$) aunque coincide con el valor de las nebulosas planetarias del disco galáctico no tipo I ($\log(\text{Ar}/\text{O}) = -2.31$) dentro del valor de las incertidumbres. Ya que se tiene este problema debido a las abundancias de N, sería necesario explorar el cálculo que se obtendría si sólo se considerara la abundancia del Ar^{+2} para el cálculo de la abundancia total del Ar con el otro ICF de [Kingsburgh y Barlow \(1994\)](#) que es un valor numérico de 1.87. Para los datos del REOSC-Echelle, el ICF de [Delgado-Inglada et al. \(2014\)](#) no puede utilizarse debido a que los parámetros que utiliza están fuera de su rango de validez. Para el caso de los datos de Boller & Chivens del 2021, el ICF de [Kingsburgh y Barlow \(1994\)](#) que se utilizó fue el que sólo considera la abundancia de Ar^{+2} , que fue el único ion de Ar en estos datos encontrado, y se obtuvo un $\log(\text{Ar}/\text{O}) = -2.15$ el cual es mayor a los valores solar y de las nebulosas del disco de la galaxia no tipo I, es necesario comprobar si el ICF de [Delgado-Inglada et al. \(2014\)](#) puede utilizarse y calcular las abundancias.

El ICF para la abundancia total de S, para cuando se tienen abundancias de S^+ y S^{+2} , también está basado en la abundancia de O^+/O . Para los datos de REOSC-Echelle el valor del ICF es de ~ 9 y para los datos de Boller & Chivens es de 1.66. Para los datos de REOSC-Echelle, la abundancia $\log(\text{S}/\text{O}) = -0.97$, el cual es un valor mucho más elevado que el valor solar ($\log(\text{S}/\text{O}) = -1.57$) y que el de las nebulosas planetarias del disco galáctico no tipo I ($\log(\text{S}/\text{O}) = -1.78$), mientras que el ICF de [Delgado-Inglada et al. \(2014\)](#) no puede utilizarse porque se encuentra fuera de su rango de validez. Para el caso de los datos de Boller & Chivens se obtiene $\log(\text{S}/\text{O}) = -1.82$ el cual se convierte en un valor menor que el valor solar y de las nebulosas planetarias del disco de la galaxia no tipo I, también es necesario comprobar si el ICF de [Delgado-Inglada et al. \(2014\)](#) puede utilizarse y calcular las abundancias.

Estos resultados muestran un punto que resulta muy importante: el cálculo de la abundancia iónica de O^+ se vuelve determinante al momento de calcular las abundancias totales no sólo de O/H , sino también de N/H , Ne/H , Ar/H y S/H ya que los ICFs con los que se calculan consideran el valor de esta abundancia. Cuando la abundancia de O^+ disminuye y es tres órdenes de magnitud menor que la de O^{+2} el ICF de N se vuelve muy elevado (~ 2000) y la abundancia de N que se calcula se sobrestima; mientras que para las abundancias de Ne, Ar y S los ICFs respectivos disminuyen y las abundancias relativas a O de estos elementos disminuye.

La disminución importante de la intensidad de las dos líneas nebulares de $[\text{O II}] \lambda 3727+$ de M 3-27 en un periodo entre 1970 y el 2000 provoca que la abundancia calculada con estas

líneas disminuya hasta dos órdenes de magnitud, lo cual se puede encontrar al comparar los valores obtenidos con los datos de [Barker \(1978\)](#) (con ambas T_e) y los datos del REOSC-Echelle del 2019; por el contrario, si se utilizan las intensidades de las líneas aurorales de [O II] $\lambda 7325+$ para el cálculo de la abundancia de O^+ , la abundancia que se obtiene con los datos de [Boller & Chivens](#) de 300 l mm⁻¹ del 2021 es consistente con la obtenida las líneas aurorales y nebulares de los datos de [Barker \(1978\)](#). Dado este problema, parece ser más adecuado adoptar las abundancias totales de las líneas prohibidas utilizando las abundancias iónicas obtenidas con los datos de [Boller & Chivens](#) de 300 l mm⁻¹ del 2021, con los que se obtendrían valores de abundancias subsolares para el O/H, N/H, Ar/H y S/H mientras que el Ne/H sería subsolar con el ICF de [Kingsburgh y Barlow \(1994\)](#) e igual al solar con el ICF de [Delgado-Inglada et al. \(2014\)](#).

	Echelle 2019	B&Ch-2021 (300)
X^{+i}/H^+		
ORLs		
He ⁺ $\lambda 5875$ Å	0.241 ^{+0.007} _{-0.005}	0.232 ^{+0.011} _{-0.009}
O ⁺² ($\times 10^{-3}$) $\lambda 4638$ Å	2.02 ^{+0.59} _{-0.62}	—
O ⁺² ($\times 10^{-3}$) $\lambda 4641$ Å	1.11 ^{+0.12} _{-0.13}	—
O ⁺² ($\times 10^{-3}$) $\lambda 4649$ Å	1.15 ^{+0.21} _{-0.12}	—
O ⁺² ($\times 10^{-3}$) $\lambda 4661$ Å	1.08 ^{+0.35} _{-0.40}	—
O ⁺² ($\times 10^{-3}$) $\lambda 4676$ Å	1.23 ^{+0.42} _{-0.31}	—
O ⁺² ($\times 10^{-3}$) V1	1.24 ^{+0.09} _{-0.12}	—
C ⁺² ($\times 10^{-4}$) $\lambda 4267$ Å	1.98 ^{+0.71} _{-0.83}	—
N ⁺² ($\times 10^{-4}$) $\lambda 5679$ Å	4.14 ^{-1.41} _{-1.40}	—
N ⁺² ($\times 10^{-3}$) V3	3.84 ^{+1.39} _{-1.25}	—
CELs		
O ⁺ Neb. ($\times 10^{-7}$)	0.79 ^{+0.28} _{-0.31}	—
O ⁺ Aur. ($\times 10^{-6}$)	—	18.37 ^{+8.12} _{-5.88}
O ⁺² ($\times 10^{-4}$) Neb.	1.97 ^{+0.45} _{-0.39}	2.16 \pm 0.19
O ⁺² ($\times 10^{-4}$) Aur.	1.97 ^{+0.45} _{-0.40}	2.16 \pm 0.07
N ⁺² ($\times 10^{-6}$) Neb.	2.68 ^{+0.36} _{-0.34}	125.12 ^{+31.25} _{-26.32}
N ⁺² ($\times 10^{-6}$) Aur.	1.38 ^{+0.23} _{-0.21}	2.83 ^{+0.25} _{-0.23}
Ne ⁺² ($\times 10^{-5}$)	4.93 ^{+0.87} _{-0.90}	5.71 \pm 0.28
Ar ⁺² ($\times 10^{-7}$) Neb.	8.48 ^{+1.28} _{-1.27}	9.10 \pm 1.10
Ar ⁺² ($\times 10^{-7}$) Aur.	6.09 \pm 0.95	—
Ar ⁺³ ($\times 10^{-7}$) Neb.	1.03 ^{+0.41} _{-0.40}	—

Continúa en la siguiente página.

	Echelle 2019	B&Ch-2021 (300)
$\text{Ar}^{+3} (\times 10^{-7})$ Aur.	$1.97^{+0.34}_{-0.44}$	—
$\text{S}^+ (\times 10^{-8})$ Neb.	$1.75^{+0.20}_{-0.17}$	$2.48^{+1.31}_{-0.70}$
$\text{S}^{+2} (\times 10^{-8})$ Taur.	$17.95^{+2.04}_{-1.94}$	—
$\text{S}^{+2} (\times 10^{-6})$	$2.22^{+0.42}_{-0.38}$	2.09 ± 0.17
$\text{Cl}^{+2} (\times 10^{-6})$	—	$4.68^{+2.02}_{-2.13}$
$\text{Fe}^+ (\times 10^{-7})$	$1.88^{+0.49}_{-0.43}$	—
$\text{Fe}^{+2} (\times 10^{-8})$	$3.97^{+0.58}_{-0.66}$	—
ADF(O^{+2})	$6.10^{+1.81}_{-1.13}$	—
$12 + \log(X/H)$		
He/H	11.38 ± 0.01	11.36 ± 0.02
O/H	$8.29^{+0.09}_{-0.10}$	8.37 ± 0.04
N/H (KB94)	$9.83^{+0.23}_{-0.17}$	7.55 ± 0.18
ICF(N) (KB94)	$2533.87^{+1456.05}_{-710.47}$	$12.74^{+5.70}_{-3.54}$
Ne/H (KB94)	$7.69^{+0.07}_{-0.09}$	7.79 ± 0.02
ICF(Ne) (KB94)	1.00	$1.09^{+0.03}_{-0.04}$
Ne/H (DI14)	$7.80^{+0.07}_{-0.09}$	7.97 ± 0.04
ICF(Ne) (DI14)	1.28	$1.48^{+0.07}_{-0.06}$
Ar/H (KB94)	$5.98^{+0.08}_{-0.07}$	6.22 ± 0.06
ICF(Ar) (KB94)	1.00	1.87
S/H (KB94)	7.33 ± 0.11	6.55 ± 0.07
ICF(S) (KB94)	$9.46^{+1.54}_{-0.98}$	$1.66^{+0.20}_{-0.16}$
Cl/H (LS00)	—	$6.91^{+0.13}_{-0.30}$
ICF(Cl) (LS00)	—	$1.81^{+0.23}_{-0.16}$
$\log(X/O)$		
N/O (KB94)	$1.51^{+0.34}_{-0.22}$	$-0.81^{+0.18}_{-0.15}$
Ne/O (KB94)	-0.61 ± 0.02	-0.58 ± 0.03
Ne/O (DI14)	-0.50 ± 0.02	-0.41 ± 0.03
Ar/O (KB94)	-2.32 ± 0.04	-2.15 ± 0.05
S/O (KB94)	$-0.97^{+0.06}_{-0.04}$	-1.82 ± 0.07
Cl/O (LS00)	—	$-1.47^{+0.15}_{-0.28}$

Tabla 5.8: Abundancias iónicas y totales calculadas para M 3-27 con el espectro REOSC-Echelle del 2019 y Boller & Chivens de 300 l mm^{-1} del 2021.

5.5.4. Cálculo de las abundancias iónicas relativas al He⁺

Dados los problemas que tienen las líneas de H I de M 3-27, las cuales parecen ser emitidas por la estrella y no por la nebulosa, se buscó calcular las abundancias iónicas de las CELs y ORLs relativas a He⁺. Para este cálculo sólo se utilizaron los datos de REOSC-Echelle del 2019, el cual es el mejor espectro de los obtenidos en el OAN-SPM; sin embargo, será necesario realizar este cálculo para los datos de Boller & Chivens de 300 l mm⁻¹ del 2021 para considerar los problemas que se encontraron con las abundancias de O⁺. Este cálculo queda como un trabajo a futuro.

A partir de la Ecuación 2.25, se puede calcular la abundancia iónica de una línea respecto al He⁺, la cual está dada como:

$$\frac{X^{+i}}{He^{+}} = \frac{I(\lambda)}{I(HeI\lambda5875)} \frac{\epsilon_{HeI\lambda5875}(He^{+}, \nu_{HeI\lambda5875}, T_e)}{\epsilon_{\lambda}(X^{+i}, \nu_{ij}, T_e)}. \quad (5.1)$$

En donde ϵ_{λ} representa la emisividad de la línea con la cual se calculará la abundancia, $\epsilon_{HeI\lambda5875}$ representa la emisividad de la línea de He I, calculada con las condiciones físicas determinadas para el He⁺, mientras que $I(\lambda)/I(HeI\lambda5875)$ representa la intensidad relativa de la línea a $\lambda5875 \text{ \AA}$.

Siguiendo este método se obtienen la abundancia de las líneas relativas a He⁺ (X^{+i}/He^{+}); para poder estimar las abundancias relativas respecto a H⁺ (X^{+i}/H^{+}) pueden hacerse algunas suposiciones: se supone que M 3-27 es una nebulosa planetaria del disco galáctico, que no es tipo I de Peimbert, cuya abundancia es He/H = 0.11 (Kingsburgh y Barlow 1994) y que todo el He de M 3-27 se encuentra en forma de He⁺: He⁺/H⁺ = He/H = 0.11. De esta forma, la abundancia X^{+}/H^{+} se obtendría como:

$$\frac{X^{+i}}{H^{+} (He^{+})} = \frac{X^{+i}}{He^{+}} \times \frac{He^{+}}{H^{+} (KB94)} = \frac{X^{+i}}{He^{+}} \frac{He}{H (KB94)} = 0.11 \frac{X^{+i}}{He^{+}} \quad (5.2)$$

Por notación, para distinguir la abundancia iónica calculada directamente respecto al H⁺ $\frac{X^{+i}}{H^{+}}$, se representa la abundancia calculada utilizando el He⁺ como $\frac{X^{+i}}{H^{+} (He^{+})}$. En la Tabla 5.9 se presentan las abundancias relativas de los iones de M 3-27 relativas al He⁺ ($\frac{X^{+i}}{H^{+} (He^{+})}$) y relativas al H⁺ ($\frac{X^{+i}}{H^{+}}$) bajo las suposiciones anteriores. Para el cálculo de la emisividad de He⁺, se supuso que el He⁺ se emite en una región con sus propias condiciones físicas, T_e y n_e que se determinaron con la metodología de Zhang et al. (2005) y la n_e con el cociente de O II $\lambda\lambda4649/4661 \text{ \AA}$, en la zona de las líneas de recombinación.

Abundancias iónicas de las CELs

Para el cálculo de las abundancias de las líneas de excitación colisional siguiendo este método se supusieron las mismas condiciones físicas que si se calcularan directamente respecto al H^+ . Al comparar ambos cálculos, las abundancias iónicas de las CELs calculadas a partir del He^+ ($(\frac{X^{+i}}{H^+})_{(He^+)}$) son cerca de 1.2 veces menores que si se derivan directamente que con el H^+ ($\frac{X^{+i}}{H^+}$).

Abundancias iónicas de las ORLs

Para el cálculo de condiciones físicas de las líneas de recombinación de C^{+2} , N^{+2} y O^{+2} se supusieron las mismas condiciones físicas que se explicaron en las secciones anteriores. Primero se calcularon las abundancias iónicas respecto al He^+ para posteriormente ser transformadas a abundancias relativas a H^+ multiplicándolas por el valor de abundancia de He^+/H^+ ya supuesto. Un resultado importante que se encuentra es que las abundancias iónicas de las líneas de recombinación determinada con este método son menores por un factor de ~ 3 que si se calculan directamente respecto al H^+ , lo cual se verá reflejado en el cálculo del $ADF(O^{+2})$, el cual se reduce por un factor de 3, desde 6.10 hasta 2.25. Estos valores se presentan y se comparan en la Tabla 5.9.

Estas diferencias pueden atribuirse a haber supuesto un valor de He^+/H^+ menor al que realmente debería contener la nebulosa, ya sea porque una parte del He se puede presentar en forma de He^0 . En este sentido, sería necesario determinar cómo se distribuye el He^+ dentro de la nebulosa y cuál es su contribución a la intensidad de las distintas CELs y ORLs. Hasta el momento no se cuenta con información que determine la abundancia y distribución del He^+ en M 3-27; sin embargo, una aproximación que podría realizarse es calcular la posible contribución del He^+ a partir de comparar las T_e de las zonas en donde se emiten las CELs y ORLs y la T_e de He I siguiendo la metodología que presentaron [García-Rojas et al. \(2022\)](#) en donde se calculan factores de peso. También, podría estimarse la contribución del H^+ a la emisión de He^+ comparando la T_e del salto de Balmer y la T_e de He I; sin embargo, la emisión estelar de las líneas de H I tendría que considerarse. Este procedimiento queda como un trabajo a futuro.

Los resultados de las abundancias iónicas relativas a He^+ y transformadas a abundancias relativas a H^+ se presentan en la Tabla 5.10.

Abundancias totales

Las abundancias totales calculadas a partir de las abundancias ($\frac{X^{+i}}{H^+})_{(He^+)}$ se calcularon siguiendo la misma metodología que se utilizó para determinar las abundancias totales con las

	X^{+i}/He^+		$X^{+i}/H^+_{(He^+)}$	X^{+i}/H^+
ORLs		ORLs		
He ⁺ λ5875 Å	1.00*	He ⁺ λ5875 Å	0.11	0.241 ^{+0.007} _{-0.005}
O ⁺² (×10 ⁻³) λ4638 Å	5.77 ^{+1.84} _{-1.87}	O ⁺² (×10 ⁻³) λ4638 Å	0.58 ^{+0.18} _{-0.19}	2.02 ^{+0.59} _{-0.62}
O ⁺² (×10 ⁻³) λ4641 Å	3.16 ^{+0.48} _{-0.43}	O ⁺² (×10 ⁻³) λ4641 Å	0.32 ^{+0.05} _{-0.04}	1.11 ^{+0.12} _{-0.13}
O ⁺² (×10 ⁻³) λ4649 Å	3.32 ^{+0.84} _{-0.40}	O ⁺² (×10 ⁻³) λ4649 Å	0.33 ^{+0.08} _{-0.04}	1.15 ^{+0.21} _{-0.12}
O ⁺² (×10 ⁻³) λ4661 Å	3.08 ^{+1.05} _{-1.17}	O ⁺² (×10 ⁻³) λ4661 Å	0.34 ^{+0.12} _{-0.13}	1.08 ^{+0.35} _{-0.40}
O ⁺² (×10 ⁻³) λ4676 Å	3.56 ^{+1.18} _{-0.96}	O ⁺² (×10 ⁻³) λ4676 Å	0.39 ^{+0.13} _{-0.11}	1.23 ^{+0.42} _{-0.31}
O ⁺² (×10 ⁻³) VI	3.54 ^{+0.49} _{-0.45}	O ⁺² (×10 ⁻³) VI	0.39 ^{+0.13} _{-0.11}	1.24 ^{+0.09} _{-0.12}
C ⁺² (×10 ⁻⁴) λ4267 Å	5.61 ^{+2.17} _{-2.38}	C ⁺² (×10 ⁻⁴) λ4267 Å	0.62 ^{+0.24} _{-0.26}	1.98 ^{+0.71} _{-0.83}
N ⁺² (×10 ⁻³) λ5679 Å	1.18 ^{+0.43} _{-0.42}	N ⁺² (×10 ⁻⁴) λ5679 Å	0.13 ± 0.05	4.14 ^{+1.41} _{-1.40}
N ⁺² (×10 ⁻³) V3	1.19 ^{+0.34} _{-0.30}	N ⁺² (×10 ⁻³) V3	0.13 ± 0.05	3.84 ^{+1.39} _{-1.25}
CELs		CELs		
O ⁺ (×10 ⁻⁷)	6.12 ^{+2.46} _{-2.35}	O ⁺ (×10 ⁻⁷)	0.67 ^{+0.27} _{-0.26}	0.79 ^{+0.28} _{-0.31}
O ⁺² (×10 ⁻³) Neb.	1.56 ^{+0.31} _{-0.32}	O ⁺² (×10 ⁻⁴) Neb.	1.71 ^{+0.34} _{-0.35}	1.97 ^{+0.45} _{-0.39}
O ⁺² (×10 ⁻³) Aur.	1.56 ^{+0.31} _{-0.32}	O ⁺² (×10 ⁻⁴) Aur.	1.71 ^{+0.34} _{-0.35}	1.97 ^{+0.45} _{-0.40}
N ⁺² (×10 ⁻⁵) Neb.	2.08 ^{+0.38} _{-0.26}	N ⁺² (×10 ⁻⁶) Neb.	2.28 ^{+0.42} _{-0.28}	2.68 ^{+0.36} _{-0.34}
N ⁺² (×10 ⁻⁵) Aur.	1.17 ^{+0.17} _{-0.18}	N ⁺² (×10 ⁻⁶) Aur.	1.28 ^{+0.19} _{-0.20}	1.38 ^{+0.23} _{-0.21}
Ne ⁺² (×10 ⁻⁴)	3.84 ^{+0.67} _{-0.66}	Ne ⁺² (×10 ⁻⁵)	4.21 ^{+0.73} _{-0.72}	4.93 ^{+0.87} _{-0.90}
Ar ⁺² (×10 ⁻⁶) Neb.	6.59 ^{+1.07} _{-0.95}	Ar ⁺² (×10 ⁻⁷) Neb.	7.22 ^{+1.17} _{-1.04}	8.48 ^{+1.28} _{-1.27}
Ar ⁺² (×10 ⁻⁶) Aur.	4.70 ^{+0.79} _{-0.69}	Ar ⁺² (×10 ⁻⁷) Aur.	5.15 ^{+0.87} _{-0.76}	6.09 ± 0.95
Ar ⁺³ (×10 ⁻⁷) Aur.	8.04 ^{+3.29} _{-3.15}	Ar ⁺³ (×10 ⁻⁸) Aur.	8.82 ^{+3.60} _{-3.46}	10.28 ^{+4.14} _{-3.97}
S ⁺ (×10 ⁻⁷) Neb.	1.38 ^{+0.20} _{-0.17}	S ⁺ (×10 ⁻⁸) Neb.	1.51 ^{+0.21} _{-0.19}	1.75 ^{+0.20} _{-0.17}
S ⁺² (×10 ⁻⁶) Taur.	14.11 ^{+1.91} _{-1.69}	S ⁺² (×10 ⁻⁸) Taur.	15.47 ^{+2.09} _{-1.85}	17.95 ^{+2.04} _{-1.94}
S ⁺² (×10 ⁻⁵)	1.74 ± 0.30	S ⁺² (×10 ⁻⁶)	1.91 ^{+0.32} _{-0.33}	2.22 ^{+0.42} _{-0.38}
Fe ⁺ (×10 ⁻⁶)	1.45 ^{+0.38} _{-0.30}	Fe ⁺ (×10 ⁻⁷)	1.59 ^{+0.41} _{-0.33}	1.88 ^{+0.49} _{-0.43}
Fe ⁺² (×10 ⁻⁷)	3.11 ^{+0.56} _{-0.54}	Fe ⁺² (×10 ⁻⁸)	3.41 ^{+0.61} _{-0.59}	3.97 ^{+0.58} _{-0.66}
ADF(O ⁺²)	2.24 ^{+0.51} _{-0.32}	ADF(O ⁺²)	2.24 ^{+0.51} _{-0.32}	6.10 ^{+1.81} _{-1.13}

Tabla 5.9: Abundancias iónicas de las CELs y ORLs relativas al He⁺ y H⁺ calculadas para los datos del REOSC-Echelle del 2019. * representa el valor supuesto de [Kingsburgh y Barlow \(1994\)](#) para una nebulosa planetaria del disco galáctico no tipo I.

abundancias iónicas calculadas respecto a H⁺ ($\frac{X^{+i}}{H^+}$). Ambos resultados se presentan resultados se presentan en la [Tabla 5.10](#).

Los resultados mostrados en la [Tabla 5.10](#) muestran que las abundancias totales calculadas a partir del He⁺ son ~ 0.1 dex menores que si se calculan directamente a partir del H⁺. En este caso, la abundancia total de O baja de 8.30 a 8.21, en la escala de 12+log(O/H). Ocurre lo mismo con las abundancias de los otros elementos; sin embargo, la abundancia de estos elementos relativa a O (log(X/H)) se mantiene sin cambios.

	$\frac{X^{+i}}{H^+} (He^+)$	$\frac{X^{+i}}{H^+}$
$12 + \log(X/H)$		
He/H	11.04	11.38 ± 0.01
O/H	$8.23^{+0.08}_{-0.10}$	$8.29^{+0.09}_{-0.10}$
N/H (KB94)	$9.76^{+0.22}_{-0.14}$	$9.83^{+0.23}_{-0.17}$
ICF(N) (KB94)	$2501.53^{+1431.47}_{-701.78}$	$2533.87^{+1456.05}_{-710.47}$
Ne/H (DI14)	$7.73^{+0.07}_{-0.08}$	$7.80^{+0.07}_{-0.09}$
ICF(Ne) (DI14)	1.28	1.28
Ne/H (KB94)	$7.62^{+0.07}_{-0.08}$	$7.69^{+0.07}_{-0.09}$
ICF(Ne) (KB94)	1.00	1.00
Ar/H (KB94)	5.78 ± 0.08	$5.98^{+0.08}_{-0.07}$
ICF(Ar) (KB94)	1.00	1.00
S/H (KB94)	7.26 ± 0.10	7.33 ± 0.11
ICF(S) (KB94)	$9.42^{+1.53}_{-0.97}$	$9.46^{+1.54}_{-0.98}$
$\log(X/O)$		
N/O (KB94)	$1.54^{+0.19}_{-0.13}$	$1.51^{+0.34}_{-0.22}$
Ne/O (KB94)	-0.61 ± 0.02	-0.61 ± 0.02
Ar/O (KB94)	-2.32 ± 0.04	-2.32 ± 0.04
S/O (KB94)	$-0.97^{+0.06}_{-0.04}$	$-0.97^{+0.06}_{-0.04}$

Tabla 5.10: Abundancias totales de M 3-27 calculadas con los datos del espectro REOSC-Echelle del 2019 utilizando las abundancias iónicas determinadas a través del He^+ comparadas con las que se calcularon directamente respecto al H^+ .

5.5.5. Abundancias iónicas y totales para distintos valores de T_e

Dado que el cálculo de la T_e para las líneas de excitación colisional de M 3-27 requiere de suposiciones, en esta sección se presentan los cálculos de abundancias iónicas de las líneas prohibidas y totales de los datos de obtenidos con el instrumento REOSC-Echelle del 2019 para un rango de T_e de entre 11,000 K y 20,000 K, para los cálculos de abundancias respecto a H^+ y para He^+ . Dentro de este rango de T_e se encuentran las determinadas con el cociente de [O I] de $\sim 11,000$ K, la determinada con [O III] de $\sim 17,000$ K y la que determinaron Wesson et al. (2005) de $\sim 13,000$ K.

Para los cálculos de abundancias iónicas se supuso la misma estructura de densidad de la nebulosa que se presentó en las secciones anteriores. De igual forma, los cálculos de abundancias totales se realizaron con los mismos ICFs ya utilizados (Tablas 5.6 y 5.8). Las abundancias de las líneas de recombinación no se recalcularon ya que las zonas de T_e y n_e para este cálculo ya se habían determinado utilizando sus propios valores de condiciones físicas. Los resultados se presentan en la Tabla 5.11.

Abundancias relativas a H^+

En la Tablas 5.11 y 5.12 se presentan los resultados de abundancias iónicas y totales relativas a H^+ para el rango de T_e de 11,000 a 20,000 K, respectivamente.

La abundancia del O^{+2} domina sobre la del O^+ por al menos tres órdenes de magnitud y ésta se incrementa junto con la T_e . Para otros iones, la abundancia del S^+ es dos órdenes de magnitud menor que la abundancia de S^{+2} , la abundancia de Ar^{+3} es un orden de magnitud menor que la de Ar^{+2} y la abundancia de Fe^+ es un orden de magnitud mayor que la de Fe^{+2} .

Las abundancias de las líneas auroral de O^{+2} es mayor que la de la línea nebular para la T_e entre 11,000 y 15,000 K, el valor de ambas abundancias coinciden dentro de los errores para T_e entre 16,000 y 19,000 K y para una T_e de 20,000 K la abundancia de la línea nebular se vuelve mayor que el de la línea auroral. Para el caso de las líneas nebulares y aurorales de N^+ , las abundancias coinciden entre 11,000 y 13,000 K, mas para T_e más altas, la abundancia de la línea nebular es mayor que la auroral. En el caso de las líneas nebulares y transaurorales de S^+ , la abundancia de la transauroral siempre es mayor por un factor de 10 que la abundancia de la nebular. En el caso de las líneas de Ar^{+2} , para una T_e de 11,000 K la abundancia de la línea auroral es mayor que la de la línea nebular, entre 12,000 K y 14,000 K ambas abundancias son iguales dentro de los errores y para T_e mayores a 15,000 K la abundancia de la línea nebular es mayor que la abundancia de la línea auroral. En el caso del Ar^{+3} la abundancia de la línea auroral es mayor que la de la línea nebular en todo el rango de T_e .

Las abundancias iónicas de O^+ y S^+ , para todas las T_e , son uno y dos órdenes de magnitud menores a las que se calculan con los datos de [Barker \(1978\)](#), respectivamente. Esto puede atribuirse a la disminución en la intensidad de las líneas nebulares que se encontró entre 1970 y el 2000.

El valor del $ADF(O^{+2})$ se incrementa con la T_e desde 1.78, con 11,000 K, hasta 9.34, con 20,000 K. Este aumento se debe a que la abundancia de las líneas de excitación colisional de O^{+2} disminuye con la T_e mientras que la abundancia de las líneas de recombinación de O^{+2} tiene un valor fijo, ya que se determinó con las condiciones físicas de estas líneas. Si se utiliza la T_e de 13,000 K que determinó [Wesson et al. \(2005\)](#) se encuentra un $ADF(O^{+2})$ de 3.05, mientras que para obtener el $ADF(O^{+2})$ de 5.48 se requiere una T_e de 16,000 K.

En el caso de las abundancias totales, presentadas en la Tabla 5.12 la abundancia $12 + \log(O/H)$ varía de 8.84, para 11,000 K, hasta 8.12, para 20,000 K. Para la T_e de 11,000 K, del valor del cociente de $[O \text{ I}]$, la abundancia es de 8.84; para la T_e de 13,000 K, que fue estimada por [Wesson et al. \(2005\)](#), la abundancia es de 8.60, mientras que para la T_e de 17,000 K que se calcula con el cociente de $[O \text{ III}]$ el valor de la abundancia es de 8.28.

Para el N, el ICF de ([Kingsburgh y Barlow 1994](#)) para calcular la abundancia de N/H, basado en el cociente de O/O^+ , tiene un valor muy alto, de ~ 2000 , debido a la muy baja abundancia de

O^+ . Este ICF lleva las abundancias relativas desde $12+\log(N/H) = 10.19$ y $\log(N/O) = -1.35$, para 11,000 K, hasta $12+\log(N/H) = 9.71$ y $\log(N/O) = -1.60$ para 20,000 K, como se explicó en la sección anterior, son muy elevadas y muy diferente a la calculada con los datos de [Barker \(1978\)](#).

En el caso del Ne, los ICFs de Ne de [Kingsburgh y Barlow \(1994\)](#), que basa en la razón de O^{+2}/O da un valor de 1 para cuando sólo se observa Ne^{+2} da un valor de 1, debido a lo que ya se comentó respecto a estas abundancias; el de [Delgado-Inglada et al. \(2014\)](#) arroja un valor de 1.28. La abundancia calculada con el ICF de [Kingsburgh y Barlow \(1994\)](#) varía desde $12+\log(Ne/H) = 8.31$ y $\log(Ne/O) = -0.53$, para 11,000 K, hasta $12+\log(Ne/H) = 7.60$ y $\log(Ne/O) = -0.63$ para 20,000 K; por otra parte, la abundancia calculada con el ICF de [Delgado-Inglada et al. \(2014\)](#) varía desde es de $12+\log(Ne/H) = 8.42$ y $\log(Ne/O) = -0.42$, para 11,000 K, hasta $12+\log(Ne/H) = 7.49$ y $\log(Ne/O) = -0.52$ para 20,000 K.

En el caso del Ar, el ICF de [Kingsburgh y Barlow \(1994\)](#) para Ar, cuando se observa Ar^{+2} y Ar^{+3} , arroja un valor de 1 debido al alto valor de la abundancia total de N, ya que se basa en el cociente de $1 - (1 - N/N^+)$. La abundancia calculada con el ICF de [Kingsburgh y Barlow \(1994\)](#) varía desde $12+\log(Ar/H) = 6.37$ y $\log(Ar/O) = -2.47$, para 11,000 K, hasta $12+\log(S/H) = 5.84$ y $\log(Ar/O) = -2.27$ para 20,000 K.

Finalmente, para el caso del S, el ICF de [Delgado-Inglada et al. \(2014\)](#) no puede utilizarse porque los parámetros que utiliza están fuera de su rango de validez. El ICF de S de [Kingsburgh y Barlow \(1994\)](#) varía entre 8.85, para 11,000 K, y 9.64, para 20,000 K. La abundancia calculada con este ICF varía desde $12+\log(S/H) = 7.92$ y $\log(S/O) = -0.92$, para 11,000 K, hasta $12+\log(S/H) = 7.14$ y $\log(Ne/O) = -0.98$ para 20,000 K.

Con estos resultados se observa que las abundancias de O/H , N/H , Ne/H , Ar/H y S/H disminuyen mientras aumenta la T_e y las abundancias relativas a O, de N/O , Ne/O , Ar/O y S/O se incrementan mientras aumenta el valor de la T_e .

Abundancias relativas a He^+

Al igual que para las abundancias calculadas directamente respecto al H^+ , también se calcularon las abundancias iónicas relativas a He^+ y posteriormente se transformaron a H^+ ; con éstas se calcularon las abundancias totales para el rango de T_e de 11,000 K hasta 20,000 K. Estos resultados se presentan en las Tablas [5.13](#) y [5.14](#).

Los resultados para las abundancias iónicas que se obtienen (Tabla [5.13](#)) siguen el mismo comportamiento que los que se describieron para las abundancias calculadas directamente respecto a H^+ (Tabla [5.11](#)), aunque los valores de las abundancias iónicas calculados primero respecto a He^+ son 1.7 veces menores que las calculadas para 11,000 K mientras que para 20,000 K ese factor se vuelve en 0.99. El $ADF(O^{+2})$ es menor que el calculado directamente a

T_e (K)	11,000	12,000	13,000	14,000	15,000	16,000	17,000	18,000	19,000	20,000
X^{+i}/H^+										
$O^+ (\times 10^{-7})$	$3.32^{+1.15}_{-1.21}$	$2.36^{+0.82}_{-0.86}$	$1.76^{+0.61}_{-0.64}$	$1.37^{+0.48}_{-0.50}$	$1.10^{+0.38}_{-0.40}$	$0.90^{+0.31}_{-0.33}$	$0.75^{+0.26}_{-0.28}$	$0.64^{+0.22}_{-0.24}$	$0.56^{+0.19}_{-0.20}$	$0.49^{+0.17}_{-0.18}$
$O^{+2} (\times 10^{-4})$ Neb.	$6.86^{+0.67}_{-0.67}$	$5.14^{+0.50}_{-0.50}$	$4.01^{+0.39}_{-0.39}$	3.22 ± 0.31	2.66 ± 0.26	2.24 ± 0.22	1.92 ± 0.19	1.67 ± 0.16	1.47 ± 0.14	1.31 ± 0.13
$O^{+2} (\times 10^{-4})$ Aur.	$16.83^{+0.48}_{-0.46}$	$10.07^{+0.28}_{-0.27}$	$6.51^{+0.18}_{-0.17}$	$4.48^{+0.12}_{-0.11}$	3.23 ± 0.08	2.42 ± 0.06	1.88 ± 0.05	1.50 ± 0.04	1.22 ± 0.03	1.02 ± 0.02
$N^+ (\times 10^{-6})$ Neb.	$7.33^{+0.69}_{-0.54}$	$5.81^{+0.55}_{-0.42}$	$4.75^{+0.45}_{-0.35}$	$3.99^{+0.38}_{-0.29}$	$3.41^{+0.32}_{-0.25}$	$2.96^{+0.28}_{-0.21}$	$2.60^{+0.24}_{-0.19}$	$2.32^{+0.22}_{-0.17}$	$2.09^{+0.19}_{-0.15}$	$1.89^{+0.18}_{-0.14}$
$N^+ (\times 10^{-6})$ Aur.	$7.26^{+0.32}_{-0.33}$	$4.90^{+0.21}_{-0.22}$	$3.50^{+0.15}_{-0.16}$	$2.62^{+0.11}_{-0.12}$	$2.03^{+0.09}_{-0.09}$	$1.62^{+0.07}_{-0.07}$	$1.33^{+0.06}_{-0.06}$	$1.11^{+0.05}_{-0.05}$	$0.94^{+0.04}_{-0.04}$	$0.82^{+0.03}_{-0.04}$
$Ne^{+2} (\times 10^{-5})$	$20.39^{+1.06}_{-1.16}$	$14.60^{+0.74}_{-0.83}$	$10.97^{+0.55}_{-0.61}$	$8.55^{+0.42}_{-0.47}$	$6.88^{+0.33}_{-0.38}$	$5.66^{+0.27}_{-0.3}$	$4.76^{+0.23}_{-0.25}$	$4.07^{+0.19}_{-0.21}$	$3.53^{+0.17}_{-0.18}$	$3.11^{+0.14}_{-0.16}$
$Ar^{+2} (\times 10^{-6})$ Neb.	$2.04^{+0.15}_{-0.16}$	$1.67^{+0.12}_{-0.13}$	$1.40^{+0.10}_{-0.11}$	$1.20^{+0.08}_{-0.09}$	$1.05^{+0.07}_{-0.08}$	$0.93^{+0.07}_{-0.07}$	$0.83^{+0.06}_{-0.06}$	$0.75^{+0.05}_{-0.06}$	$0.68^{+0.05}_{-0.05}$	$0.63^{+0.04}_{-0.05}$
$Ar^{+2} (\times 10^{-6})$ Aur.	$3.01^{+0.18}_{-0.16}$	$2.05^{+0.12}_{-0.11}$	$1.48^{+0.09}_{-0.08}$	$1.12^{+0.07}_{-0.06}$	$0.88^{+0.05}_{-0.05}$	$0.71^{+0.04}_{-0.04}$	$0.58^{+0.03}_{-0.03}$	$0.49^{+0.03}_{-0.03}$	$0.42^{+0.02}_{-0.02}$	$0.37^{+0.02}_{-0.02}$
$Ar^{+3} (\times 10^{-7})$ Neb.	$3.01^{+1.0}_{-1.12}$	$2.33^{+0.77}_{-0.87}$	$1.88^{+0.62}_{-0.70}$	$1.56^{+0.51}_{-0.58}$	$1.32^{+0.44}_{-0.49}$	$1.15^{+0.38}_{-0.43}$	$1.01^{+0.33}_{-0.37}$	$0.90^{+0.30}_{-0.33}$	$0.81^{+0.27}_{-0.3}$	$0.73^{+0.24}_{-0.27}$
$Ar^{+3} (\times 10^{-7})$ Aur.	$9.63^{+1.15}_{-0.97}$	$6.58^{+0.77}_{-0.66}$	$4.77^{+0.55}_{-0.48}$	$3.62^{+0.42}_{-0.36}$	$2.85^{+0.33}_{-0.29}$	$2.31^{+0.27}_{-0.23}$	$1.92^{+0.22}_{-0.19}$	$1.63^{+0.18}_{-0.16}$	$1.41^{+0.16}_{-0.14}$	$1.23^{+0.14}_{-0.12}$
$S^+ (\times 10^{-8})$ Neb.	$4.10^{+0.39}_{-0.3}$	$3.36^{+0.32}_{-0.25}$	$2.83^{+0.27}_{-0.21}$	$2.43^{+0.23}_{-0.18}$	$2.13^{+0.20}_{-0.16}$	$1.89^{+0.18}_{-0.14}$	$1.70^{+0.16}_{-0.13}$	$1.54^{+0.15}_{-0.12}$	$1.41^{+0.14}_{-0.11}$	$1.31^{+0.12}_{-0.10}$
$S^+ (\times 10^{-8})$ Taur.	$52.25^{+3.20}_{-3.34}$	$40.42^{+2.48}_{-2.59}$	$32.56^{+1.99}_{-2.08}$	$27.02^{+1.66}_{-1.73}$	$23.01^{+1.41}_{-1.47}$	$19.94^{+1.23}_{-1.28}$	$17.58^{+1.08}_{-1.13}$	$15.71^{+0.97}_{-1.01}$	$14.20^{+0.87}_{-0.91}$	$12.97^{+0.80}_{-0.83}$
$S^{+2} (\times 10^{-6})$	$9.32^{+0.49}_{-0.46}$	$6.66^{+0.35}_{-0.33}$	$4.99^{+0.26}_{-0.25}$	3.89 ± 0.20	3.12 ± 0.16	2.57 ± 0.13	2.16 ± 0.10	1.85 ± 0.09	1.60 ± 0.08	1.41 ± 0.07
$Fe^+ (\times 10^{-7})$	$4.21^{+0.9}_{-0.84}$	$3.46^{+0.75}_{-0.69}$	$2.93^{+0.65}_{-0.59}$	$2.54^{+0.56}_{-0.52}$	$2.25^{+0.49}_{-0.46}$	$2.0^{+0.44}_{-0.41}$	$1.81^{+0.4}_{-0.38}$	$1.65^{+0.36}_{-0.34}$	$1.52^{+0.34}_{-0.31}$	$1.41^{+0.32}_{-0.28}$
$Fe^{+2} (\times 10^{-8})$	$11.80^{+1.42}_{-1.56}$	$9.10^{+1.10}_{-1.20}$	$7.30^{+0.88}_{-0.97}$	$6.03^{+0.73}_{-0.80}$	$5.12^{+0.62}_{-0.68}$	$4.40^{+0.53}_{-0.58}$	$3.86^{+0.47}_{-0.51}$	$3.43^{+0.42}_{-0.46}$	$3.09^{+0.38}_{-0.41}$	$2.81^{+0.34}_{-0.37}$
ADF(O^{+2}) V1	$1.78^{+0.25}_{-0.19}$	$2.38^{+0.34}_{-0.26}$	$3.05^{+0.43}_{-0.33}$	$3.79^{+0.53}_{-0.42}$	$4.59^{+0.65}_{-0.50}$	$5.46^{+0.77}_{-0.60}$	$6.37^{+0.90}_{-0.70}$	$7.32^{+1.03}_{-0.80}$	$8.31^{+1.17}_{-0.91}$	$9.34^{+1.30}_{-1.03}$

Tabla 5.11: Abundancias iónicas de M 3-27 calculadas respecto a H^+ para distintos valores de T_e .

T_e (K)	11,000	12,000	13,000	14,000	15,000	16,000	17,000	18,000	19,000	20,000
$12 + \log(X/H)$										
O/H	8.84 ± 0.04	8.71 ± 0.04	8.60 ± 0.04	8.51 ± 0.04	8.43 ± 0.04	8.35 ± 0.04	8.28 ± 0.04	8.22 ± 0.04	8.17 ± 0.04	8.12 ± 0.04
N/H (KB94)	$10.19^{+0.21}_{-0.15}$	$10.11^{+0.20}_{-0.15}$	$10.04^{+0.20}_{-0.15}$	$9.98^{+0.20}_{-0.15}$	$9.92^{+0.20}_{-0.15}$	$9.87^{+0.20}_{-0.15}$	$9.83^{+0.21}_{-0.15}$	$9.78^{+0.21}_{-0.15}$	$9.75^{+0.21}_{-0.15}$	$9.71^{+0.21}_{-0.15}$
ICF(N) (KB94)	2078^{+1179}_{-590}	2188^{+1238}_{-622}	2284^{+1290}_{-649}	2367^{+1333}_{-672}	2438^{+1375}_{-692}	2502^{+1410}_{-710}	2557^{+1440}_{-725}	2606^{+1468}_{-739}	2648^{+1492}_{-751}	2684^{+1514}_{-760}
Ne/H (DI14)	$8.42^{+0.02}_{-0.03}$	$8.27^{+0.02}_{-0.03}$	$8.15^{+0.02}_{-0.03}$	8.04 ± 0.02	7.94 ± 0.02	7.86 ± 0.02	7.78 ± 0.02	7.72 ± 0.02	7.65 ± 0.02	7.60 ± 0.02
ICF(Ne) (DI14)	1.28	1.28	1.28	1.28	1.28	1.28	1.28	1.28	1.28	1.28
Ne/H (KB94)	$8.31^{+0.02}_{-0.03}$	$8.16^{+0.02}_{-0.03}$	8.04 ± 0.02	7.93 ± 0.02	7.84 ± 0.02	7.75 ± 0.02	7.68 ± 0.02	7.61 ± 0.02	7.55 ± 0.02	7.49 ± 0.02
ICF(Ne) (KB94)	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
Ar/H (KB94)	6.37 ± 0.04	6.28 ± 0.04	6.20 ± 0.04	6.13 ± 0.04	6.07 ± 0.04	6.02 ± 0.04	5.97 ± 0.04	5.92 ± 0.04	5.88 ± 0.04	5.84 ± 0.04
ICF(Ar) (KB94)	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
S/H (KB94)	$7.92^{+0.07}_{-0.06}$	$7.78^{+0.07}_{-0.06}$	$7.66^{+0.07}_{-0.06}$	$7.56^{+0.07}_{-0.06}$	$7.47^{+0.07}_{-0.06}$	$7.39^{+0.07}_{-0.06}$	$7.32^{+0.07}_{-0.06}$	$7.25^{+0.07}_{-0.06}$	$7.19^{+0.07}_{-0.06}$	$7.14^{+0.07}_{-0.06}$
ICF(S) (KB94)	$8.85^{+1.43}_{-0.92}$	$9.01^{+1.45}_{-0.94}$	$9.14^{+1.47}_{-0.95}$	$9.24^{+1.49}_{-0.96}$	$9.34^{+1.5}_{-0.97}$	$9.42^{+1.51}_{-0.97}$	$9.48^{+1.52}_{-0.98}$	$9.54^{+1.53}_{-0.99}$	$9.59^{+1.54}_{-0.99}$	$9.64^{+1.55}_{-1.00}$
$\log(X/O)$										
N/O (KB94)	$1.35^{+0.19}_{-0.14}$	$1.40^{+0.19}_{-0.14}$	$1.44^{+0.19}_{-0.14}$	$1.47^{+0.19}_{-0.14}$	$1.5^{+0.19}_{-0.14}$	$1.53^{+0.19}_{-0.14}$	$1.55^{+0.19}_{-0.14}$	$1.56^{+0.19}_{-0.14}$	$1.58^{+0.19}_{-0.14}$	$1.60^{+0.19}_{-0.14}$
Ne/O (DI14)	-0.42 ± 0.02	-0.44 ± 0.02	-0.46 ± 0.02	-0.47 ± 0.02	-0.48 ± 0.02	-0.49 ± 0.02	$-0.50^{+0.03}_{-0.02}$	$-0.51^{+0.03}_{-0.02}$	$-0.52^{+0.03}_{-0.02}$	$-0.52^{+0.03}_{-0.02}$
Ne/O (KB94)	-0.53 ± 0.02	-0.55 ± 0.02	-0.56 ± 0.02	-0.58 ± 0.02	-0.59 ± 0.02	-0.60 ± 0.02	$-0.61^{+0.03}_{-0.02}$	$-0.61^{+0.03}_{-0.02}$	$-0.62^{+0.03}_{-0.02}$	$-0.63^{+0.03}_{-0.02}$
Ar/O (KB94)	$-2.47^{+0.02}_{-0.03}$	$-2.43^{+0.02}_{-0.03}$	$-2.4^{+0.02}_{-0.03}$	$-2.38^{+0.02}_{-0.03}$	$-2.35^{+0.02}_{-0.03}$	$-2.33^{+0.02}_{-0.03}$	-2.32 ± 0.02	-2.30 ± 0.02	-2.28 ± 0.02	-2.27 ± 0.02
S/O (KB94)	$-0.92^{+0.06}_{-0.05}$	$-0.93^{+0.06}_{-0.05}$	$-0.94^{+0.06}_{-0.05}$	$-0.95^{+0.06}_{-0.05}$	$-0.96^{+0.06}_{-0.05}$	$-0.96^{+0.06}_{-0.05}$	$-0.97^{+0.07}_{-0.05}$	$-0.97^{+0.07}_{-0.05}$	$-0.98^{+0.07}_{-0.05}$	$-0.98^{+0.07}_{-0.05}$

Tabla 5.12: Abundancias totales de M 3-27 calculadas respecto a H para distintos valores de T_e .

partir de las líneas de H^+ , ya que varía desde 0.96, para 11,000, K hasta 2.89 para 20,000 K.

Para el caso de las abundancias totales (Tabla 5.14), se tiene el mismo comportamiento respecto a la T_e de los datos que en el caso de las abundancias calculadas directamente respecto a H (Tabla 5.12) aunque los valores de abundancias relativos a H son menores que en el caso anterior. Las abundancias $12+\log(O/H)$ varían desde 8.60, para 11,000 K, hasta 8.12 para 20,000 K. Si se toman los 13,000 K de Wesson et al. (2005) la abundancia de $12+\log(O/H) = 8.43$ y no 8.60, para alcanzar ese valor se requiere una T_e de 11,000 K. Las abundancias relativas a O de N, Ne, Ar y O muestran valores muy similares a los calculados directamente respecto a H^+ .

5.6. Velocidades de expansión de las líneas

El análisis de la cinemática de las líneas de excitación colisional y de recombinación a partir de sus perfiles se realizó solamente con los datos del espectro REOSC-Echelle, ya que del conjunto de espectros es el que ofrece la mejor resolución espectral ($R \sim 18,000$) además de cubrir el mayor rango de longitudes de onda. En el Apéndice C se presentan los anchos FWHM, las v_{rad} y las v_{exp} de las distintas líneas observadas en los tres espectros obtenidos con el instrumento REOSC-Echelle de 2004, 2019 y 2021; para el caso específico de los datos del 2019 se presentan en la Tabla C.3.

En la Figura (5.14a) se presenta el diagrama de las velocidades de expansión de los iones en función de sus potenciales de ionización, el cual se construyó con las distintas CELs y ORLs de M 3-27 siguiendo la metodología que se presentó en la Sección 3.4.3; en este diagrama no se incluyen las líneas de H I debido a la complejidad de sus perfiles. En el diagrama se presentan con puntos azules las líneas de excitación colisional, con rombos rojos las líneas de recombinación y con rombos verdes las líneas de excitación colisional.

El diagrama muestra que [S II], [N II] y [S III] presentan v_{exp} superiores a los 25 km s^{-1} ; no obstante las líneas de [Fe III] y [O II] muestran v_{exp} menores (22 y 18 km s^{-1} , respectivamente) aunque presentan errores más grandes. [Ar III] y [O III] muestran v_{exp} de 25 y 21 km s^{-1} , respectivamente, mientras que los iones con mayores potenciales de ionización [Ne III] y [Ar IV] presentan v_{exp} de 20 y 18 km s^{-1} . De esta forma, si no se considera el comportamiento de las líneas de [O II] ni de [Fe III], la v_{exp} de las CELs presenta una disminución de las v_{exp} entre la zona externa y la zona interna de M 3-27, que va desde 26 km s^{-1} hasta 18 km s^{-1} .

Por otro lado, aunque las líneas de recombinación presentan v_{exp} menores que las líneas de excitación colisional ($v_{exp} \sim 15 - 19 \text{ km s}^{-1}$) al considerar los errores no se puede encontrar una diferencia significativa entre las velocidades de las CELs y ORLs, el caso particular de las líneas de [O III] y O II coinciden en velocidad, y con esto no se puede concluir que las CELs y

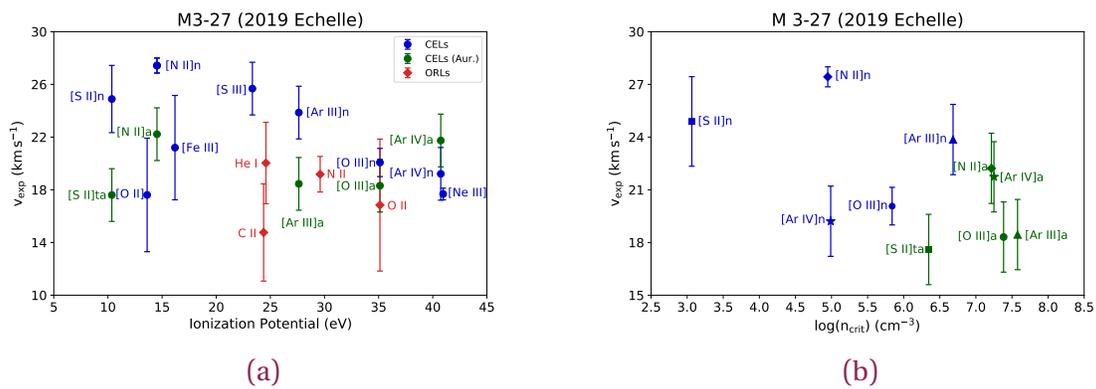


Figura 5.14: Diagramas de velocidad de expansión para los datos REOSC-Echelle del 2019 de M 3-27: (a) Velocidades de expansión de los iones en función de sus potenciales de ionización. (b) Velocidades de expansión en función de las densidades críticas n_{crit} de las transiciones en donde se emiten las líneas aurorales y nebulares de [S II], [N II], [O III], [Ar III] y [Ar IV].

T_e (K)	11,000	12,000	13,000	14,000	15,000	16,000	17,000	18,000	19,000	20,000
$(X^{+i}/He^+)(He^+/H^+)$										
$O^+ (\times 10^{-7})$	$1.97^{+0.70}_{-0.75}$	$1.52^{+0.54}_{-0.58}$	$1.22^{+0.43}_{-0.46}$	$1.01^{+0.36}_{-0.39}$	$0.86^{+0.31}_{-0.33}$	$0.75^{+0.27}_{-0.29}$	$0.67^{+0.24}_{-0.25}$	$0.60^{+0.21}_{-0.23}$	$0.55^{+0.19}_{-0.21}$	$0.50^{+0.18}_{-0.19}$
$O^{+2} (\times 10^{-4})$ Neb.	$3.96^{+0.55}_{-0.57}$	$3.22^{+0.45}_{-0.46}$	$2.70^{+0.38}_{-0.39}$	$2.33^{+0.32}_{-0.33}$	$2.05^{+0.28}_{-0.29}$	$1.83^{+0.25}_{-0.26}$	$1.66^{+0.23}_{-0.24}$	$1.53^{+0.21}_{-0.22}$	1.42 ± 0.20	$1.32^{+0.18}_{-0.19}$
$O^{+2} (\times 10^{-4})$ Aur.	$9.63^{+1.03}_{-0.86}$	$6.24^{+0.67}_{-0.55}$	$4.35^{+0.46}_{-0.38}$	$3.20^{+0.34}_{-0.27}$	$2.46^{+0.26}_{-0.21}$	$1.96^{+0.21}_{-0.16}$	$1.61^{+0.17}_{-0.13}$	$1.36^{+0.14}_{-0.11}$	$1.17^{+0.12}_{-0.10}$	$1.02^{+0.11}_{-0.09}$
$N^+ (\times 10^{-6})$ Neb.	$4.24^{+0.65}_{-0.45}$	$3.64^{+0.56}_{-0.39}$	$3.20^{+0.49}_{-0.34}$	$2.88^{+0.44}_{-0.31}$	$2.62^{+0.40}_{-0.28}$	$2.42^{+0.37}_{-0.26}$	$2.25^{+0.34}_{-0.24}$	$2.12^{+0.32}_{-0.23}$	$2.01^{+0.31}_{-0.22}$	$1.91^{+0.29}_{-0.21}$
$N^+ (\times 10^{-6})$ Aur.	$4.52^{+0.52}_{-0.36}$	$3.29^{+0.38}_{-0.26}$	$2.53^{+0.29}_{-0.20}$	$2.02^{+0.23}_{-0.16}$	$1.67^{+0.19}_{-0.13}$	$1.42^{+0.16}_{-0.11}$	$1.23^{+0.14}_{-0.10}$	$1.09^{+0.12}_{-0.09}$	$0.97^{+0.11}_{-0.08}$	$0.88^{+0.10}_{-0.07}$
$Ne^{+2} (\times 10^{-5})$	$11.67^{+1.42}_{-1.12}$	$9.05^{+1.09}_{-0.87}$	$7.32^{+0.88}_{-0.70}$	$6.11^{+0.75}_{-0.58}$	$5.24^{+0.65}_{-0.50}$	$4.58^{+0.57}_{-0.43}$	$4.08^{+0.50}_{-0.38}$	$3.69^{+0.45}_{-0.34}$	$3.37^{+0.42}_{-0.31}$	$3.11^{+0.39}_{-0.29}$
$Ar^{+2} (\times 10^{-6})$ Neb.	$1.17^{+0.16}_{-0.13}$	$1.03^{+0.14}_{-0.11}$	$0.93^{+0.13}_{-0.10}$	$0.86^{+0.11}_{-0.10}$	$0.80^{+0.11}_{-0.09}$	$0.75^{+0.10}_{-0.08}$	$0.71^{+0.09}_{-0.08}$	$0.68^{+0.09}_{-0.07}$	$0.65^{+0.09}_{-0.07}$	$0.63^{+0.08}_{-0.07}$
$Ar^{+2} (\times 10^{-6})$ Aur.	$1.73^{+0.18}_{-0.18}$	$1.28^{+0.14}_{-0.13}$	$0.99^{+0.11}_{-0.10}$	$0.80^{+0.09}_{-0.08}$	0.67 ± 0.07	0.57 ± 0.06	$0.50^{+0.06}_{-0.05}$	$0.45^{+0.05}_{-0.04}$	$0.40^{+0.05}_{-0.04}$	0.37 ± 0.04
$Ar^{+3} (\times 10^{-7})$ Neb.	$1.74^{+0.61}_{-0.66}$	$1.46^{+0.51}_{-0.55}$	$1.26^{+0.45}_{-0.48}$	$1.12^{+0.40}_{-0.43}$	$1.02^{+0.36}_{-0.39}$	$0.94^{+0.33}_{-0.35}$	$0.87^{+0.31}_{-0.33}$	$0.82^{+0.29}_{-0.31}$	$0.78^{+0.27}_{-0.29}$	$0.74^{+0.26}_{-0.28}$
$Ar^{+3} (\times 10^{-7})$ Aur.	$5.57^{+0.82}_{-0.76}$	$4.11^{+0.61}_{-0.56}$	$3.21^{+0.48}_{-0.44}$	$2.61^{+0.39}_{-0.35}$	$2.19^{+0.33}_{-0.29}$	$1.89^{+0.28}_{-0.25}$	$1.67^{+0.25}_{-0.22}$	$1.49^{+0.22}_{-0.2}$	$1.36^{+0.20}_{-0.18}$	$1.25^{+0.18}_{-0.17}$
$S^+ (\times 10^{-8})$ Neb.	$2.42^{+0.35}_{-0.27}$	$2.14^{+0.31}_{-0.24}$	$1.94^{+0.28}_{-0.22}$	$1.78^{+0.26}_{-0.2}$	$1.66^{+0.24}_{-0.19}$	$1.57^{+0.23}_{-0.18}$	$1.49^{+0.22}_{-0.17}$	$1.43^{+0.21}_{-0.16}$	$1.37^{+0.20}_{-0.16}$	$1.33^{+0.20}_{-0.15}$
$S^+ (\times 10^{-8})$ Taur.	$30.47^{+3.35}_{-3.09}$	$25.46^{+2.80}_{-2.59}$	$22.03^{+2.42}_{-2.24}$	$19.57^{+2.15}_{-2.00}$	$17.75^{+1.95}_{-1.81}$	$16.35^{+1.80}_{-1.67}$	$15.26^{+1.68}_{-1.56}$	$14.39^{+1.58}_{-1.48}$	$13.68^{+1.51}_{-1.41}$	$13.11^{+1.44}_{-1.35}$
$S^{+2} (\times 10^{-6})$	$5.34^{+0.67}_{-0.52}$	$4.13^{+0.51}_{-0.4}$	$3.33^{+0.42}_{-0.32}$	$2.78^{+0.35}_{-0.27}$	$2.38^{+0.30}_{-0.23}$	$2.08^{+0.26}_{-0.2}$	$1.85^{+0.23}_{-0.18}$	$1.67^{+0.21}_{-0.16}$	$1.53^{+0.19}_{-0.14}$	$1.41^{+0.17}_{-0.13}$
$Fe^+ (\times 10^{-7})$	$2.48^{+0.61}_{-0.52}$	$2.20^{+0.55}_{-0.45}$	$2.00^{+0.51}_{-0.41}$	$1.85^{+0.47}_{-0.38}$	$1.74^{+0.44}_{-0.36}$	$1.65^{+0.42}_{-0.34}$	$1.57^{+0.40}_{-0.32}$	$1.51^{+0.39}_{-0.31}$	$1.46^{+0.38}_{-0.29}$	$1.42^{+0.38}_{-0.29}$
$Fe^{+2} (\times 10^{-8})$	$6.93^{+1.22}_{-1.10}$	$5.77^{+1.02}_{-0.91}$	$4.97^{+0.87}_{-0.79}$	$4.40^{+0.77}_{-0.70}$	$3.97^{+0.69}_{-0.63}$	$3.63^{+0.63}_{-0.58}$	$3.36^{+0.59}_{-0.53}$	$3.16^{+0.55}_{-0.50}$	$2.99^{+0.52}_{-0.48}$	$2.85^{+0.49}_{-0.45}$
ADF(O^{+2}) V1	$0.96^{+0.14}_{-0.10}$	$1.19^{+0.17}_{-0.12}$	$1.42^{+0.2}_{-0.14}$	$1.64^{+0.24}_{-0.16}$	$1.45^{+0.26}_{-0.20}$	$2.09^{+0.30}_{-0.21}$	$2.30^{+0.33}_{-0.23}$	$2.50^{+0.36}_{-0.25}$	$2.70^{+0.39}_{-0.27}$	$2.89^{+0.41}_{-0.29}$

Tabla 5.13: Abundancias iónicas de M 3-27 calculadas respecto a He^+ y transformadas a H^+ para distintos valores de T_e .

T_e (K)	11,000	12,000	13,000	14,000	15,000	16,000	17,000	18,000	19,000	20,000
$12 + \log(X/H)$										
O/H	$8.60^{+0.06}_{-0.07}$	$8.51^{+0.06}_{-0.07}$	$8.43^{+0.06}_{-0.07}$	$8.37^{+0.06}_{-0.07}$	$8.31^{+0.06}_{-0.07}$	$8.26^{+0.06}_{-0.07}$	$8.22^{+0.06}_{-0.07}$	$8.18^{+0.06}_{-0.07}$	$8.15^{+0.06}_{-0.07}$	$8.12^{+0.06}_{-0.07}$
N/H (KB94)	$9.93^{+0.21}_{-0.14}$	$9.89^{+0.20}_{-0.14}$	$9.86^{+0.20}_{-0.14}$	$9.83^{+0.20}_{-0.14}$	$9.80^{+0.20}_{-0.14}$	$9.78^{+0.20}_{-0.14}$	$9.76^{+0.20}_{-0.14}$	$9.74^{+0.20}_{-0.14}$	$9.72^{+0.20}_{-0.14}$	$9.71^{+0.20}_{-0.14}$
ICF(N) (KB94)	2026^{+1146}_{-574}	2140^{+1208}_{-606}	2238^{+1262}_{-633}	2324^{+1309}_{-658}	2400^{+1351}_{-679}	2465^{+1387}_{-697}	2523^{+1419}_{-713}	2573^{+1447}_{-728}	2618^{+1472}_{-740}	2657^{+1494}_{-751}
Ne/H (DI14)	$8.17^{+0.05}_{-0.04}$	$8.06^{+0.05}_{-0.04}$	$7.97^{+0.05}_{-0.04}$	$7.89^{+0.05}_{-0.04}$	$7.82^{+0.05}_{-0.04}$	$7.77^{+0.05}_{-0.04}$	$7.72^{+0.05}_{-0.04}$	$7.67^{+0.05}_{-0.04}$	$7.63^{+0.05}_{-0.04}$	$7.6^{+0.05}_{-0.04}$
ICF(Ne) (DI14)	1.28	1.28	1.28	1.28	1.28	1.28	1.28	1.28	1.28	1.28
Ne/H (KB94)	$8.07^{+0.05}_{-0.04}$	$7.96^{+0.05}_{-0.04}$	$7.86^{+0.05}_{-0.04}$	$7.79^{+0.05}_{-0.04}$	$7.72^{+0.05}_{-0.04}$	$7.66^{+0.05}_{-0.04}$	$7.61^{+0.05}_{-0.04}$	$7.57^{+0.05}_{-0.04}$	$7.53^{+0.05}_{-0.04}$	$7.49^{+0.05}_{-0.04}$
ICF(Ne) (KB94)	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
Ar/H (KB94)	6.13 ± 0.06	6.07 ± 0.06	6.02 ± 0.06	5.98 ± 0.06	5.95 ± 0.06	5.92 ± 0.06	5.90 ± 0.06	5.88 ± 0.06	5.86 ± 0.06	5.85 ± 0.06
ICF(Ar) (KB94)	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
S/H (KB94)	$7.68^{+0.09}_{-0.07}$	$7.57^{+0.09}_{-0.07}$	$7.49^{+0.09}_{-0.07}$	$7.41^{+0.09}_{-0.07}$	$7.35^{+0.09}_{-0.07}$	$7.3^{+0.09}_{-0.07}$	$7.25^{+0.09}_{-0.07}$	$7.21^{+0.09}_{-0.07}$	$7.17^{+0.09}_{-0.07}$	$7.14^{+0.09}_{-0.07}$
ICF(S) (KB94)	$8.78^{+1.41}_{-0.91}$	$8.94^{+1.43}_{-0.93}$	$9.08^{+1.45}_{-0.94}$	$9.19^{+1.47}_{-0.95}$	$9.29^{+1.49}_{-0.96}$	$9.37^{+1.5}_{-0.97}$	$9.44^{+1.51}_{-0.97}$	$9.51^{+1.52}_{-0.98}$	$9.56^{+1.53}_{-0.99}$	$9.61^{+1.54}_{-0.99}$
$\log(X/O)$										
N/O (KB94)	$1.33^{+0.19}_{-0.14}$	$1.39^{+0.19}_{-0.14}$	$1.43^{+0.19}_{-0.14}$	$1.47^{+0.19}_{-0.14}$	$1.5^{+0.19}_{-0.14}$	$1.52^{+0.19}_{-0.14}$	$1.54^{+0.19}_{-0.14}$	$1.56^{+0.19}_{-0.14}$	$1.58^{+0.19}_{-0.14}$	$1.59^{+0.19}_{-0.14}$
Ne/O (DI14)	$-0.42^{+0.02}_{-0.02}$	$-0.44^{+0.02}_{-0.02}$	$-0.46^{+0.02}_{-0.02}$	$-0.47^{+0.02}_{-0.02}$	$-0.48^{+0.02}_{-0.02}$	$-0.49^{+0.02}_{-0.02}$	$-0.5^{+0.03}_{-0.02}$	$-0.51^{+0.03}_{-0.02}$	$-0.52^{+0.03}_{-0.02}$	$-0.52^{+0.03}_{-0.02}$
Ne/O (KB94)	$-0.53^{+0.02}_{-0.02}$	$-0.55^{+0.02}_{-0.02}$	$-0.56^{+0.02}_{-0.02}$	$-0.58^{+0.02}_{-0.02}$	$-0.59^{+0.02}_{-0.02}$	$-0.6^{+0.02}_{-0.02}$	$-0.61^{+0.03}_{-0.02}$	$-0.61^{+0.03}_{-0.02}$	$-0.62^{+0.03}_{-0.02}$	$-0.63^{+0.03}_{-0.02}$
Ar/O (KB94)	$-2.47^{+0.02}_{-0.03}$	$-2.43^{+0.02}_{-0.03}$	$-2.4^{+0.02}_{-0.03}$	$-2.38^{+0.02}_{-0.03}$	$-2.35^{+0.02}_{-0.03}$	$-2.33^{+0.02}_{-0.03}$	-2.32 ± 0.02	-2.30 ± 0.02	-2.28 ± 0.02	-2.27 ± 0.02
S/O (KB94)	$-0.92^{+0.06}_{-0.05}$	$-0.93^{+0.06}_{-0.05}$	$-0.95^{+0.06}_{-0.05}$	$-0.95^{+0.06}_{-0.05}$	$-0.96^{+0.06}_{-0.05}$	$-0.97^{+0.07}_{-0.05}$	$-0.97^{+0.07}_{-0.05}$	$-0.98^{+0.07}_{-0.05}$	$-0.98^{+0.07}_{-0.05}$	$-0.98^{+0.07}_{-0.05}$

Tabla 5.14: Abundancias totales de M 3-27 calculadas respecto a $\text{He}^+ \text{H}$ para distintos valores de T_e .

ORLs se emitan en regiones distintas dentro de la nebulosa.

Las líneas aurales de [N II], [Ar III] y la línea transauroral de [S II] presentan v_{exp} menores que sus respectivas líneas nebulares. Estas diferencias son de entre 7 y 5 km s⁻¹, siendo el [S II] en donde se encuentra la mayor diferencia. Las diferencias entre las v_{exp} de las líneas aurales y nebulares de [O III] y [Ar IV] coinciden dentro del rango de sus errores. La interpretación, similar a la hecha para los casos de VY 2-2 y de IC 4997, es que las líneas aurales provienen de zonas más internas de la nebulosa en las cuales se tiene una n_e lo suficientemente alta para poder rebasar las n_{crit} de las líneas nebulares de estos iones, provocando que su emisión se suprima en esas zonas.

En la Figura 5.14b se muestra la v_{exp} de las líneas nebulares y aurales en función de la n_{crit} de las transiciones. En este diagrama se puede observar que las líneas nebulares de [S II] y [N II] presentan velocidades de expansión de 6 y 4 km s⁻¹ mayores que sus contrapartes transauroral y auroral; éstas son las líneas con menor densidad crítica y muestran $v_{exp} \geq 22$ km s⁻¹. Además, la línea nebular de [Ar III] tiene cerca de 4 km s⁻¹ más v_{exp} que su contraparte auroral. Por otra parte, las líneas aurales y nebulares de [Ar IV] y [O III] tienen v_{exp} iguales dentro de los errores, de 19–21 km s⁻¹. Además, este diagrama permite observar que las líneas aurales con $n_{crit} \geq 10^6$ cm⁻³ coinciden en v_{exp} , dentro de sus errores, y se encuentran en una región con $v_{exp} \leq 24$ km s⁻¹. La interpretación que podría darse es que las líneas nebulares de [S II] y [N II] se emiten en una zona con mayor v_{exp} que el resto de estas líneas y, por las hipótesis de estructura de ionización y del campo de velocidad de las nebulosas planetarias, esa región externa es de baja n_e y no se suprime la emisión de estas líneas.

La v_{rad} de M 3-27 se calculó promediando las v_{rad} de las líneas de los distintos iones, las cuales fueron corregidas para obtener la v_{rad} heliocéntrica; sin embargo, no se consideraron las v_{rad} de las líneas de H I debido a la complejidad de sus perfiles. El valor obtenido fue de $v_{rad} = -63.96 \pm 11.73$ km s⁻¹.

5.7. Discusión

M 3-27 es un objeto que presenta muchas peculiaridades y dificultades para realizar un análisis nebuloso «clásico». El primero es que los espectros REOSC-Echelle del OAN-SPM muestran que las líneas de H I presentan perfiles distintos a los del resto de las líneas de los espectros: la presencia de alas extendidas, perfiles de tipo *P-Cygni* y v_{rad} que no coinciden con el resto de las líneas. Si bien, Miranda et al. (1997) reportaron el perfil tipo *P-Cygni* para la línea de H α , con los datos del REOSC-Echelle del OAN-SPM también se encuentra este perfil en las líneas de H β , H γ y H δ . Estos resultados sugieren que la emisión de las líneas de H I se originaría en la estrella central y no como tal en la nebulosa.

Otro resultado importante encontrado es la variación importante de las intensidades de las líneas en un corto periodo de tiempo, de cerca de 30 años. Este resultado se encontró al compilar las intensidades de las líneas importantes publicadas en la literatura de la década de los setenta (Adams 1975, Ahern 1978, Barker 1978, y Kohoutek (1968)), y las intensidades de distintas temporadas de observación en el OAN-SPM desde el 2004 hasta el 2021, obtenidas con los espectrógrafos REOSC-Echelle y Boller & Chivens. Para poder comparar esta evolución se utilizaron las intensidades de las líneas relativas a $H\beta$ aunque, debido al problema de la posible emisión estelar de esta línea, también se compararon las intensidades relativas a $He\ I\ \lambda 5875\ \text{\AA}$, cuyo perfil indicaría ser emitido por la nebulosa y no por la estrella. Estos últimos resultados muestran la disminución importante de las líneas de las intensidades de las líneas nebulares de $[O\ III]\ \lambda 5007\ \text{\AA}$, $[N\ II] 6584\ \text{\AA}$ y $[O\ II]\ \lambda 3727+$, mientras que las líneas aurales de $[O\ III]\ \lambda 4363\ \text{\AA}$, $[N\ II] 5755\ \text{\AA}$ y $[O\ II]\ \lambda 7325+$, y la línea de $[Ne\ III]\ \lambda 3869\ \text{\AA}$, pueden presentar algunas variaciones en sus intensidades pero que no cambian su tendencia. Este resultado también se ve reflejado en la disminución del cociente de las líneas de $[O\ III]\ \lambda\lambda 5007/4363\ \text{\AA}$, el cual disminuye de forma importante. La interpretación de este resultado es que existe una supresión en la intensidad de las líneas nebulares la cual puede ser provocada debido a que la n_e de la región en donde se emiten las líneas nebulares ha superado sus n_{crit} ; sin embargo, definir qué fenómeno pudo haber aumentado esta n_e no es claro, ya que podría deberse, por ejemplo, a un aumento rápido en la densidad de la nebulosa o a que la estructura de ionización de la nebulosa puede haberse movido a estructuras con más densidad ya existentes. Con respecto a las líneas de la serie de Balmer de $H\ I$, $H\alpha$ tiene un aumento considerable en su intensidad relativa a $He\ I$ mientras que las líneas de $H\beta$, $H\gamma$ y $H\delta$, que aunque muestran pequeñas variaciones en sus intensidades, no muestran una tendencia de aumento, aunque el rápido e importante aumento de la línea de $H\alpha$ sugeriría cambios en la emisión de la estrella.

Otro problema importante encontrado fue la corrección por enrojecimiento de los flujos de las líneas, ya que el valor del cociente $H\alpha/H\beta$ es mayor al valor esperado para el caso B de recombinación y además cambia en el tiempo. Para los datos de 1970, en donde este cociente ~ 4 , pudo calcularse un $c(H\beta)$ de entre 0.50 y 0.75 suponiendo la presencia de autoabsorción de la serie de Balmer; sin embargo, al tratar de calcular el $c(H\beta)$ para los datos posteriores al 2000, del OAN-SPM, los valores obtenidos eran de entre 1.35 y 1.95: un cambio importante en el enrojecimiento interestelar es poco realista en un corto periodo de tiempo, ya que no se ha reportado una variación de la posición de este objeto en la galaxia. Por este motivo, para los datos del OAN-SPM posteriores al año 2000 se exploró el cálculo del enrojecimiento con las líneas de $He\ I$ obteniendo valores de $c(H\beta)$ de entre 0.39 y 0.63, los cuales serían más cercanos a los obtenidos con los datos de 1970 que a los que se calcularon suponiendo la autoabsorción de la serie de Balmer.

El rápido e importante aumento de intensidad de la línea de $H\alpha$ sugeriría cambios en la emisión de la estrella. Aunque es posible que en la década de 1970 la emisión detectada pudo haber sido nebulosa, ya que los cocientes de $H\alpha/H\beta$ eran ~ 4 y la hipótesis de autoabsorción permitía corregir por enrojecimiento los flujos observados, y que en el periodo de 1974 a 2004 haya comenzado a producirse la emisión estelar en las líneas de Balmer. Sin embargo, esta idea puede ser especulativa y es necesario tomarla con cautela ya que con la información disponible de los datos de 1970, que se basa en espectros de baja resolución y en las características de la nebulosa descritas por los autores que los publicaron, no es posible conocer si para esa época la emisión de las líneas de H I era completamente nebulosa o si ya en ese entonces los perfiles mostraban características de emisión nebulosa como las alas ensanchadas y los perfiles tipo *P-Cygni*, los cuales se producen por la presencia de un viento fuerte y denso de las estrellas centrales (Miranda et al. 2022). A esto hay que añadir la ausencia de datos espectroscópicos en un periodo de cerca de treinta años.

La determinación de condiciones físicas y abundancias también es complicada. Si bien se puede encontrar que este objeto posee un gradiente de n_e , que incluyen una zona externa de baja densidad ($\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$) y una interna de muy alta densidad ($\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$), la determinación de la T_e se vuelve problemática ya que los cocientes de las líneas prohibidas en el óptico que deberían ser sensibles a la T_e se muestran sensibles a la n_e , a excepción del cociente de [O I] que en realidad ya corresponde a la zona externa de la nebulosa en donde el material es neutro. Para los datos de la literatura, se tienen las T_e que determinó Barker (1978), de 16,400 con su propia metodología, y una T_e que se puede estimar a partir del cociente de las líneas aurales y nebulares de [O II], de 18,600 K. Por otro lado, para los datos del OAN-SPM se puede utilizar la metodología de Wesson et al. (2005) para estimar una T_e a partir del cociente de diagnóstico de [O III] suponiendo que la densidad de la zona interna es de 10^7 cm^{-3} , bajo esta suposición se obtiene un valor de entre 16,000 – 18,000 K. Estos valores de T_e son mucho mayores que el estimado por Wesson et al. (2005) de 13,000 K. Además, los datos de alta resolución de REOSC-Echelle del 2019 permitieron estimar las T_e a partir de las líneas de recombinación de He I y O II, las cuales son de 8200 K y 5200 K, respectivamente, y estimar una T_e a partir del continuo de la serie de Balmer de H I de 12,400 K. Otro detalle importante es que, debido al cambio en el valor del cociente de [O III] $\lambda\lambda 5007/4363 \text{ \AA}$, se encuentra un aumento en el valor de la n_e que traza ese cociente, pasando de 10^6 cm^{-3} , para los datos de 1970, a 10^7 cm^{-3} , para los datos posteriores al 2000.

El cálculo de abundancias también presenta complicaciones. En el caso de los datos de Barker (1978), si se calculan las abundancias iónicas respecto al H^+ utilizando la T_e de 18,600 K se obtienen abundancias totales de O/H, N/O y Ne/O subsolares. Las abundancias calculadas con los datos del REOSC-Echelle del 2019 se calcularon suponiendo la T_e de 16,900 K, la

que se calculó con el cociente de [O III]; no obstante, el cálculo de las abundancias totales se vuelve complicado ya que entra en juego la variación de la intensidad de línea nebulosa de [O II] $\lambda 3727+$ y por tanto, la abundancia iónica de O^+ calculada con ésta disminuye considerablemente (de 10^{-6} para los datos de [Barker \(1978\)](#) hasta 10^{-8} con los datos del REOSC-Echelle); si bien la abundancia total de O/H no se ve tan afectada, ya que el O se encuentra casi todo en forma de O^{+2} , las abundancias totales de N/H, Ne/H, Ar/H, y S/H pueden sobrestimarse debido a que los ICFs con los cuales se calculan se tienen dependencia del valor de la abundancia de O^+ . Por otro lado, si se utilizan los datos de Boller & Chivens de 300 l mm^{-1} del 2021 se puede determinar la abundancia de O^+ con las líneas aurales de [O II] $\lambda 7325+$ la cual es del orden de 10^{-6} , mismo orden que las abundancias de O^+ que se calculan con los datos de [Barker \(1978\)](#) con lo cual se obtienen valores de abundancias totales más acordes entre sí. Estos últimos resultados podrían ser tomados como los valores de abundancias totales; sin embargo, antes de hacerlo es necesario considerar el conocido problema de que las abundancias de O^+ determinados con la línea auroral son mayores que los de la línea nebulosa ([Rodríguez 2020](#)) y principalmente que se calcularon directamente respecto a H^+ , con todas las peculiaridades que tienen sus líneas.

En el párrafo anterior se discutió el caso para cuando las abundancias iónicas se calculan directamente respecto a H^+ , pero debido a que éstas son emitidas por la estrella, también se calcularon las abundancias iónicas y totales relativas a He^+ , y luego transformadas a abundancias relativas a H^+ suponiendo como valor de He^+/H^+ el valor promedio que presentan [Kingsburgh y Barlow \(1994\)](#) para nebulosas planetarias del disco de la galaxia no tipo I. Si bien, sólo se aplicó para los datos del REOSC-Echelle del 2019, se encontró que las abundancias de las líneas de excitación colisional determinadas con este método son menores por un factor de 1.2 que si se calculan directamente respecto al H^+ mientras que las abundancias de las líneas de recombinación son un factor de 3 menor que las calculadas directamente respecto al H^+ , afectando también el valor determinado de $ADF(O^{+2})$. Aunque las abundancias totales de las líneas prohibidas calculadas con este método coinciden con las que se calculan directamente respecto a H^+ , este método tiene limitaciones: en principio, para el cálculo de la emisividad del He^+ se supuso que éste se emite en su propia zona con su propia T_e y n_e ; tampoco se conoce que cantidad de He^+ que se emite en el plasma que emite a las líneas de recombinación de elementos pesados y el que emite a las líneas de excitación colisional y que se supuso *a priori* un valor de He^+/H^+ . De estas limitaciones, la cantidad de He^+ que se emite en la zona de las líneas de recombinación y en la zona de las líneas de excitación colisional podría tratar de estimarse, como ya se mencionó, siguiendo la metodología que desarrollan [García-Rojas et al. \(2022\)](#) comparando las respectivas T_e de CELs y ORLs con la T_e de He^+ . El cálculo de abundancias relativas a He^+ queda pendiente para los datos de [Barker \(1978\)](#) y los del Boller

& Chivens del 2021.

A partir de las condiciones físicas y abundancias de las líneas prohibidas y de recombinación se pueden encontrar indicios de la presencia de dos plasmas distintos dentro de M 3-27: se encontró que las T_e de las líneas de recombinación son menores a las de las líneas prohibidas, además se obtuvo el $\text{ADF}(\text{O}^{+2})$ para los datos del REOSC-Echelle del 2019. Sin embargo, se tienen dos valores distintos, uno calculado con las abundancias determinadas directamente respecto a H^+ y otro calculado con las abundancias relativas a He^+ , siendo de 6.10 y 2.24, respectivamente. El primero coincide dentro de los errores con el determinado por [Wesson et al. \(2005\)](#). La diferencia entre los $\text{ADF}(\text{O}^{+2})$ del REOSC-Echelle del 2019 es debido a la metodología que se siguió resultaba en abundancias de las líneas de recombinación calculadas respecto a He^+ 3 veces menores que si se calculaban respecto a H^+ . No obstante, la cinemática de las líneas de recombinación y de excitación colisional no muestra una diferencia entre la cinemática de estas líneas, ya que sus v_{exp} coinciden dentro de los errores.

Los resultados encontrados hasta ahora muestran la complejidad del análisis de abundancias de M 3-27. A pesar de esto, de este análisis los valores que deberían considerarse como una aproximación a las abundancias de este objeto son: las abundancias iónicas calculadas relativas a He^+ y transformadas a abundancias relativas a H^+ de las líneas de recombinación y de excitación colisional (y el $\text{ADF}(\text{O}^{+2})$) de los datos de REOSC-Echelle del 2019, calculadas con la T_e determinada a partir del cociente de las líneas de $[\text{O III}]$, las cuales se presentan en la Tabla 5.9. Mientras que para las abundancias totales, los valores más aproximados serían los que calcularon con los datos de Boller & Chivens del 2021, presentados en la Tabla 5.8; si bien estas abundancias son calculadas directamente relativas a H^+ y no se calcularon relativas a He^+ , como se mostró para el caso de REOSC-Echelle las abundancias totales de las líneas prohibidas calculadas a través de este método son ~ 1 dex menores al valor calculado directamente con las abundancias relativas a H^+ . El cálculo de las abundancias relativas a He^+ de los datos de Boller & Chivens queda como un trabajo pendiente a realizarse. Estas abundancias totales mostrarían que para M 3-27 se tiene una abundancia subsolar de O/H.

M 3-27 y sus peculiares características muestran las limitaciones que tienen los datos espectroscópicos en el rango óptico y el análisis nebuloso «clásico» para el cálculo de condiciones físicas y abundancias. Por lo tanto, es necesario analizar este objeto utilizando en observaciones en otras longitudes de onda o de forma teórica, a través de modelos de fotoionización. La construcción de un modelo de fotoionización, con un código como CLOUDY ([Ferland et al. 2017](#)), va más allá de los objetivos de esta tesis; sin embargo, para poder desarrollar un modelo robusto para M 3-27 es necesario determinar qué parámetros serán libres y cuáles serán restringidos, además de la garantizar la unicidad del modelo.

Quedan como trabajo a futuro para este objeto el cálculo de los errores de las condiciones

físicas y abundancias de los datos de [Barker \(1978\)](#), el cálculo de las abundancias relativas a He^+ de los datos de [Boller & Chivens](#) de 300 l mm^{-1} del 2021 y el cálculo de los errores en los flujos, intensidades y condiciones físicas de los datos de [Boller & Chivens](#) de 600 l mm^{-1} del 2021.

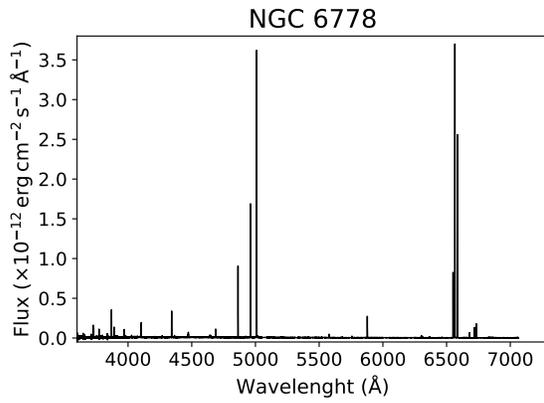
Capítulo 6

Trabajo a futuro: otros espectros obtenidos

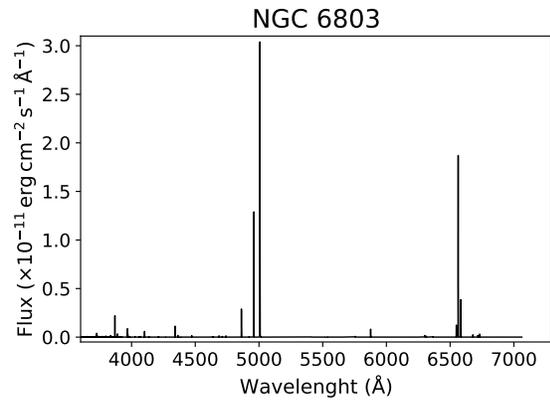


N este capítulo se incluyen los espectros de las demás nebulosas planetarias observadas obtenidos con el espectrógrafo REOSC-Echelle durante las distintas temporadas de observación. Estos espectros ya se encuentran reducidos y queda como trabajo a futuro el análisis de éstos siguiendo la misma metodología original. El avance que se ha tenido con los objetos que aquí presentados es que a éstos se les han medido los flujos de sus líneas y los anchos FWHM de las mismas; no obstante falta determinar los errores asociados a las intensidades y realizar todo el análisis de abundancias, condiciones físicas, abundancias y cinemático.

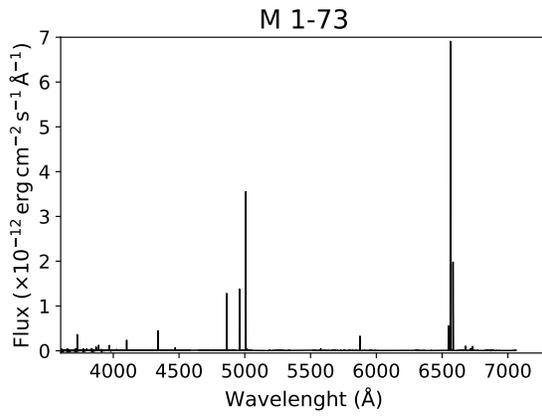
Los espectros unidimensionales calibrados que se presentan dentro de la Figura 6.1 corresponden a los objetos listados en la Tabla 3.1 que no han sido analizados; en esta Figura se presentan los objetos ordenados de acuerdo con su PNG, al igual que en la Tabla 3.1. De esta forma, en esta sección no se incluyen los espectros de Cn 3-1, Vy 2-2, Hu 2-1, Vy 1-2, IC 4997 (2001) y M 3-27 (2019, 2021).



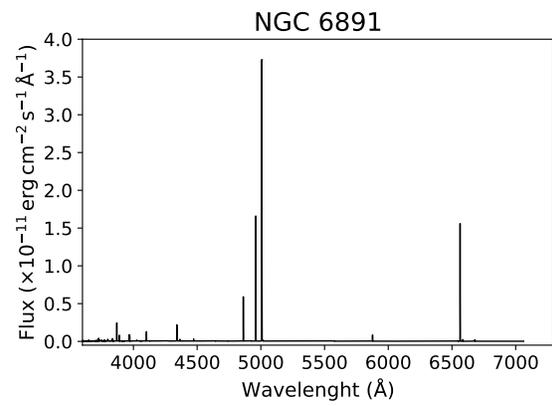
(a) NGC 6778



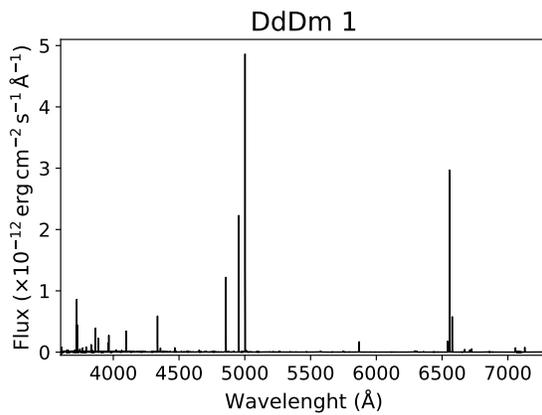
(b) NGC 6803



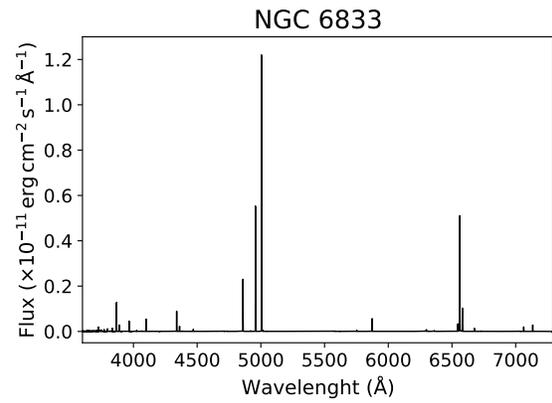
(c) M 1-73



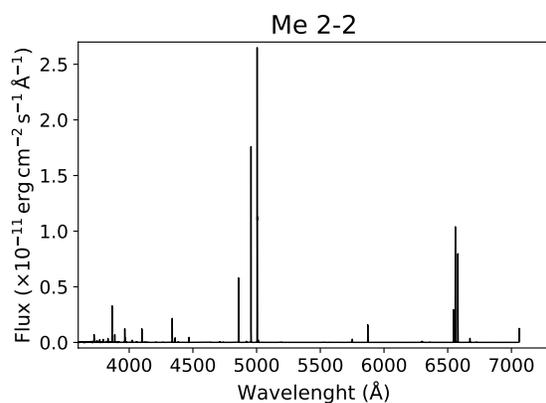
(d) NGC 6891



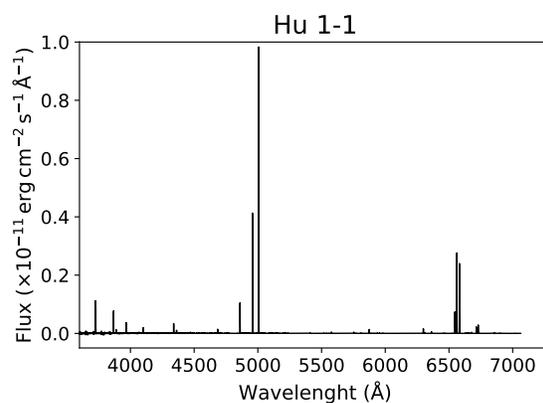
(e) DdDm 1



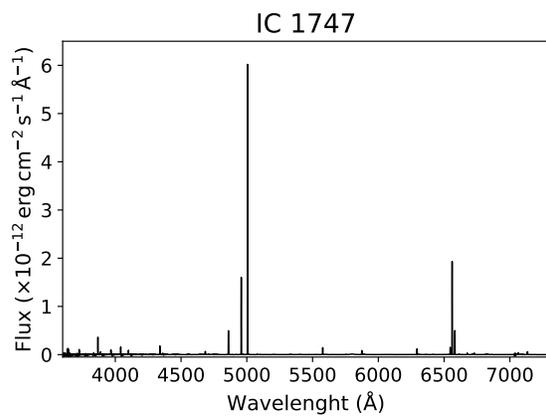
(f) NGC 6833



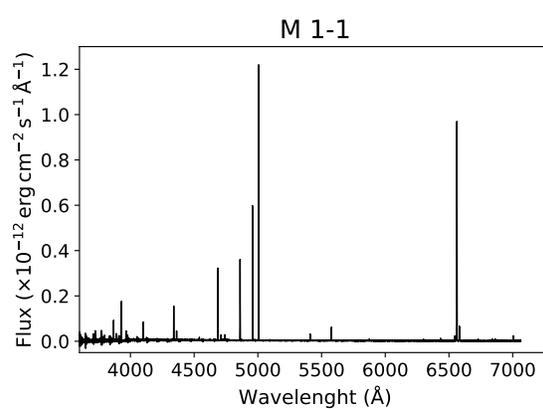
(g) Me 2-2



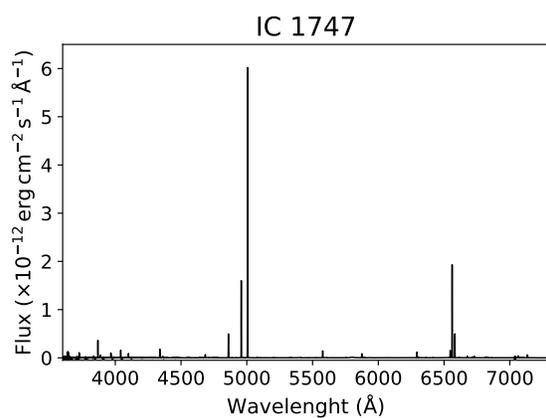
(h) Hu 1-1



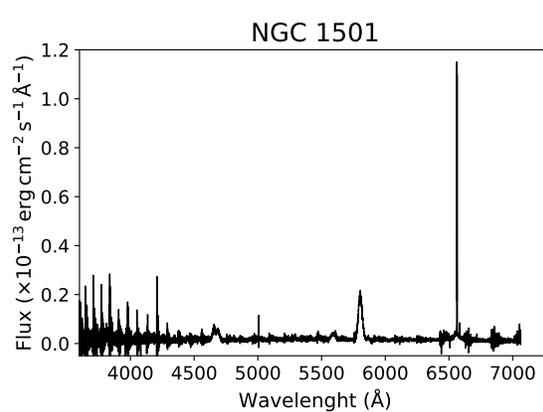
(i) IC 1747



(j) M 1-1



(k) IC 1747



(l) NGC 1501

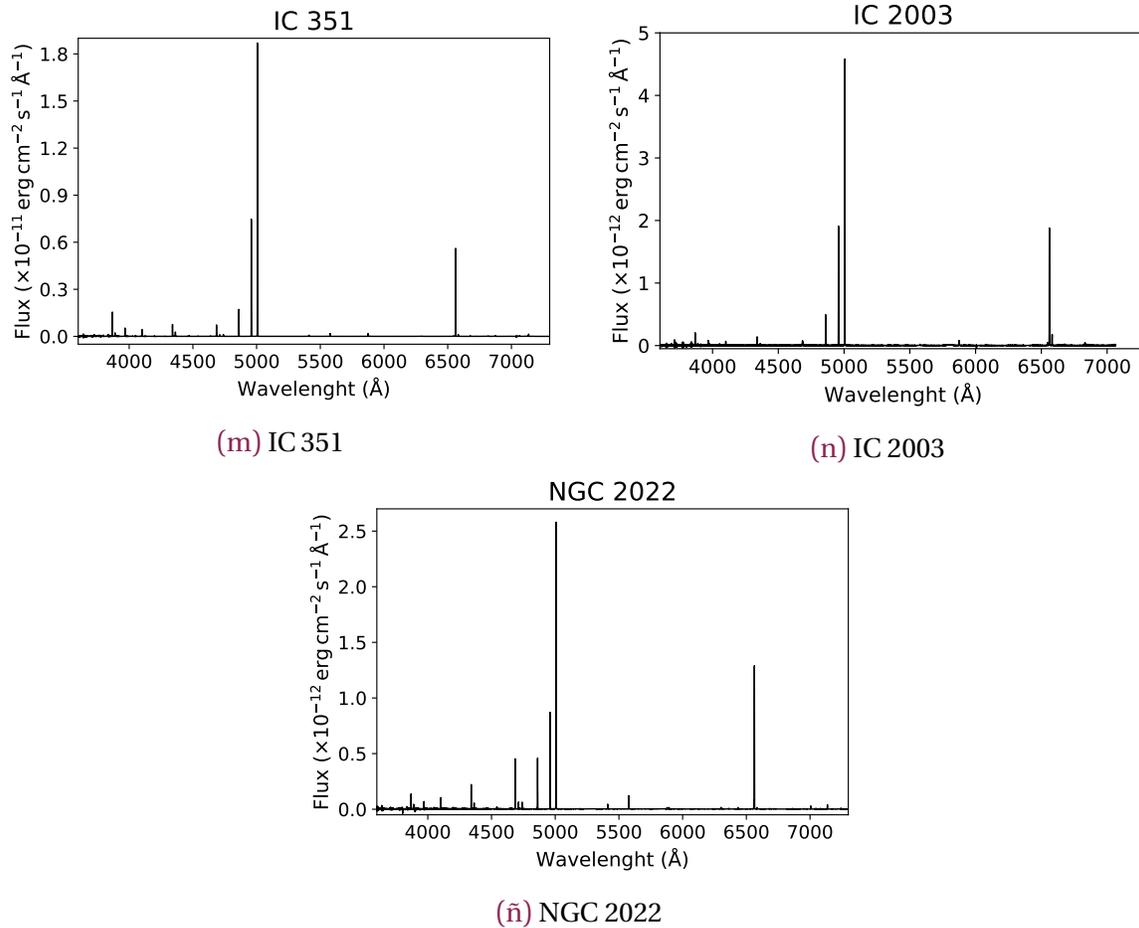


Figura 6.1: Espectros reducidos de las nebulosas planetarias obtenidas durante las temporadas de observación en el OAN-SPM.

Capítulo 7

Conclusiones



En esta tesis se presentó un análisis tanto de condiciones físicas y abundancias como de cinemática de un conjunto de nebulosas planetarias galácticas jóvenes. Los objetos analizados fueron Cn 3-1, Vy 2-2, Hu 2-1 e IC 4997, cuyos resultados se publicaron en el artículo [Ruiz-Escobedo y Peña \(2022\)](#); adicionalmente se analizó la nebulosa planetaria M 3-27 que originalmente iba a incluirse en ese artículo, mas dada su complejidad se decidió analizar por separado.

En el cálculo de condiciones físicas, se encontró que las temperaturas determinadas con las líneas de excitación colisional son mayores en todos los casos a las determinadas con las líneas de recombinación. En el caso de las líneas de excitación colisional, en Cn 3-1 y Vy 1-2 se pudieron definir una única zona de T_e y n_e , mientras que para Hu 2-1 se definió una zona con una única T_e y dos zonas de densidad. Estos objetos comparten la característica de tener n_e de entre 10^3 y 10^4 cm^{-3} . Por otro lado, los objetos Vy 2-2, IC 4997 y M 3-27 tienen gradientes de n_e , en los cuales las zonas externas tienen densidades de 10^4 cm^{-3} mientras que van aumentando hasta las zonas internas que pueden tener densidades de entre 10^5 y 10^7 cm^{-3} . Debido a estas densidades, los cocientes de diagnóstico sensibles a la T_e se vuelven sensibles a la n_e y determinar la T_e se vuelve complicado. Esto se hace patente en IC 4997 y M 3-27, cuyas n_e internas superan las 10^6 cm^{-3} , por lo que se requiriere de varias suposiciones para determinar la T_e en estos objetos, con las que se obtienen T_e altas, de entre 16,000 y 18,000 K.

En todos los objetos de la muestra, excepto para Cn 3-1, se calcularon los $\text{ADF}(\text{O}^{+2})$. El valor determinado para Vy 1-2 coincide con el determinado previamente por [Wesson et al. \(2005\)](#); por otro lado, los valores calculados para Vy 2-2 y Hu 2-1 son menores a los estimados por estos autores. Esta diferencia se debe a que la abundancia de las líneas de recombinación de O^{+2} se calculó solamente utilizando las líneas del multiplete V1, el más intenso en las observaciones, a diferencia de [Wesson et al. \(2005\)](#) que obtuvieron su abundancia final

considerando también las abundancias de otros multipletes; no obstante, si se comparan las abundancias que Wesson et al. (2005) determinaron con el multiplete V1 se obtienen valores similares. Por otro lado, se presentó en el artículo resultado de esta tesis (Ruiz-Escobedo y Peña 2022) un primer cálculo del ADF(O⁺²) de IC 4997. A pesar de que el ADF(O⁺²) para M 3-27 coincide con el calculado por Wesson et al. (2005), el que se calculó en esta tesis se obtuvo calculando las abundancias iónicas relativas a H⁺, cuyas líneas son problemáticas; no obstante, el valor que se obtiene calculándolo con las abundancias iónicas relativas a He⁺ es menor por un factor de 3.

Para esta muestra de objetos se encontraron ADFs(O⁺²) normales y elevados, los cuales en esta muestra varían entre 1.85 y 6.10, y no se encontró ningún ADF(O⁺²) mayor a 10: no pudo encontrarse un ADFs(O⁺²) tan grande como 11 para Vy 2-2 como el reportado por Wesson et al. (2005). Los resultados de ADF(O⁺²) encontrados concuerdan con el resultado encontrado por Robertson-Tessi y Garnett (2005) entre el brillo superficial de las nebulosas planetarias con el ADF(O⁺²), ya que mientras más brillantes fueran los objetos menor ADF(O⁺²) tendrían; esta característica de alto brillo superficial es compartida por las seis nebulosas planetarias analizadas.

Las abundancias totales calculadas para Cn 3-1, Vy 1-2 y Hu 2-1 son comparables a los valores solares (Asplund et al. 2009) y a las abundancias calculadas para nebulosas planetarias del disco galáctico no tipo I de Peimbert (Kingsburgh y Barlow 1994). En el caso de Vy2-2, IC 4997 y M 3-27 las abundancias de O que se calculan para estos objetos son subsolares, ya que obtienen valores de entre 8.1 y 8.3, en escala de 12+log(O/H). Esto puede atribuirse a la posible depleción del O en polvo y también a las altas T_e determinadas para estos objetos; no obstante, las abundancias de los otros elementos relativas a O (log(X/O)) se comportan como los valores determinados por Kingsburgh y Barlow (1994) para las nebulosas planetarias del disco. El Fe/H calculado para Vy 2-2 y Hu 2-1 es menor que el valor solar, lo que indica la posible depleción de este elemento en polvo.

Los objetos M 3-27, IC 4997 y Vy 2-2 comparten varias características. Además de tener gradientes de n_e , estas nebulosas planetarias son de bajo grado de ionización, son objetos del disco de la Vía Láctea y sus velocidades radiales $v_{rad} \leq -60 \text{ km s}^{-1}$ lo que podría sugerir, junto a sus abundancias, de que se trata de nebulosas del tipo III de Peimbert. Para IC 4997 y M 3-27, la mayoría del O se encuentra en forma de O⁺², ya que éste es dos órdenes de magnitud mayor que el O⁺. Además, sus ADF(O⁺²) se encuentran entre 4 y 6.

Los objetos Vy 2-2, IC 4997 y M 3-27 son nebulosas planetarias jóvenes, las cuales continúan evolucionando, y para las cuales se ha encontrado una variación de las intensidades de sus líneas en el tiempo. Los variación de las intensidades de Vy 2-2 ha sido estudiada por Arkhipova et al. (2017), mientras que la evolución de IC 4997 ha sido estudiada por muchos

autores por ejemplo, en los trabajos de [Arkhipova et al. 2020](#) y [Burlak y Esipov 2010](#)).

En estos tres objetos, se encontró también una diferencia de velocidades entre las líneas nebulares y aurales de [S II], [N II], [O III], [Ar III] y [Ar IV]; esta diferencia implica que las v_{exp} de las líneas nebulares son mayores que las de las líneas aurales, esto se interpretó como un efecto de la densidad de la nebulosa ya que, en sus zonas internas, la emisión de las líneas nebulares es suprimida debido a que el valor de n_e es mayor que el de sus n_{crit} , por el contrario las n_{crit} de las líneas aurales es igual o mayor que la n_e y la emisión de estas líneas no se suprime.

En IC 4997 se han encontrado importantes variaciones en las intensidades de sus líneas e incluso en la desaparición de los perfiles del tipo *P-Cygni* en la línea de $H\alpha$ en un periodo de casi treinta años, ya que si bien [Hyung et al. \(1994\)](#) reportaban su presencia en la década de los noventa, en [Miranda et al. \(2022\)](#) reportaron recientemente que estos perfiles han desaparecido; por otro lado, en esta tesis no se encontró el perfil de $H\alpha$ para los datos del REOSC-Echelle del 2001, ya que esta línea a pesar de estar saturada no mostraba alas ensanchadas ni el pico menos intenso. Un resultado importante de esta tesis fue que se realizó por primera vez un análisis de las abundancias de las líneas de recombinación y de excitación colisional para las líneas emitidas por este objeto, con el cual se ha estimado un valor de metalicidad $12 + \log(O/H) = 8.24$ y un $ADF(O^{+2}) \sim 4.5$; además del análisis de los datos del OAN-SPM se reanalizaron los datos de [Hyung et al. \(1994\)](#) siguiendo la misma metodología que para el caso de los datos del REOSC-Echelle obteniendo resultados consistentes con los errores obtenidos para los datos del 2001; estos resultados se presentan en el Apéndice B.

La nebulosa planetaria M 3-27 es un objeto de un análisis muy complicado del cual también se encontró una variación importante de sus características a lo largo del tiempo. No obstante, este cambio no ha sido analizado en detalle como en el caso de IC 4997. En esta tesis se muestra que este objeto ha tenido cambios importantes en las intensidades de sus líneas a lo largo del tiempo. Los perfiles de las líneas de H I indican que su emisión sería de origen estelar y no nebuloso, por tanto, se exploraron la corrección por extinción utilizando las líneas del He I y el cálculo de abundancias iónicas relativas a He^+ , en el cual aún se trabaja.

También se presentó un análisis de la variación de las intensidades de las líneas de M 3-27 en el periodo de 1964 – 2021, del cual no se ha presentado un análisis detallado en la literatura como en el caso de IC 4997. Las variaciones importantes en la intensidad de $H\alpha$ que pueden atribuirse a cambios en la emisión de la estrella y las variaciones en las intensidades de las líneas nebulares se pueden deber a un aumento en la n_e del plasma que provoca la supresión de las mismas. En este sentido se encontró que la n_e de la zona interna pudo haber aumentado de 10^6 cm^{-3} hasta 10^7 cm^{-3} durante este periodo de tiempo. No obstante, el análisis de abundancias muestra que la abundancia de O/H (~ 8.20) y de Ne/O (~ -0.58) no ha cambiado en

el tiempo, similar a lo que ocurre en IC 4997.

En tres de los seis objetos, Cn 3-1, Vy 2-2 y Hu 2-1 se encontró una diferencia entre las velocidades de expansión que presentan las CELs y las ORLs. En estos objetos, las v_{exp} de las CELs presentan el campo de velocidades que se acelera hacia las zonas externas de la nebulosa mientras que las líneas de recombinación muestran un comportamiento sin un gradiente de velocidades; además, presentan menores velocidades de expansión lo que se representa que la emisión de estas líneas se origina en zonas más internas de la nebulosa. En el caso de M 3-27 las diferencias entre las velocidades de las CELs y ORLs se encuentran dentro del rango de incertidumbres. En el caso de las nebulosas Vy 1-2 e IC 4997 no se encontró este comportamiento, debido a la posible presencia de estructuras dentro de estas nebulosas que modifican el comportamiento de las v_{exp} de los iones. Los resultados de esta tesis se suman a los encontrados en los trabajos de [García-Rojas et al. \(2016, 2022\)](#), [Otsuka et al. \(2009, 2010\)](#), [Peña et al. \(2017\)](#) y [Richer et al. \(2013, 2017, 2022\)](#), en los cuales se presentan análisis detallados de la cinemática de las líneas de las nebulosas planetarias y muestran que la emisión de las líneas de recombinación se origina en zonas más internas de las nebulosas planetarias y no presentan una estructura de ionización similar a la de las líneas prohibidas.

Los resultados encontrados apoyan la idea de la existencia de dos plasmas dentro de la nebulosa planetaria, uno que emite las líneas prohibidas y otro que emite las líneas de recombinación, además se encontró que la diferencia de v_{exp} entre las líneas prohibidas y de excitación colisional aparece en los objetos con ADFs(O^{+2}) normales y elevados, los cuales en esta muestra varían entre 1.85 y 6.10. Si se sigue la interpretación de que las CELs y ORLs se emiten en plasmas diferentes, sería necesario determinar la contribución que tiene $H\beta$ en la emisión de las líneas ambos plasmas, la cual podría obtenerse siguiendo la metodología utilizada por [García-Rojas et al. \(2022\)](#) y corrige por un factor de peso, basado en las temperaturas de ambos plasma, las intensidades de estas líneas.

En esta tesis se ha mostrado que el análisis de las condiciones físicas y abundancias de nebulosas planetarias compactas y densas puede resultar muy complejo, ya que las suposiciones más sencillas para el análisis de condiciones físicas y abundancias en las regiones fotoionizadas no son útiles: se pueden encontrar distintas zonas de n_e y T_e dentro de la nebulosa y no es sencillo suponer un modelo «clásico» de dos zonas de T_e definidas por los cocientes de $[O\ III]$ y $[N\ II]$; adicionalmente, a densidades muy grandes los cocientes utilizados para calcular la T_e se vuelven sensibles a la n_e lo que complica aun más este análisis y se tiene que recurrir a varias suposiciones.

En esta tesis también se analizó el comportamiento y complejidad de M 3-27. Se encontraron variaciones temporales muy importantes en la emisión de líneas de M 3-27 en un lapso de tiempo muy corto, 50 años. Además se encontró evidencia de que la emisión de las líneas

de la serie de Balmer de H I se originan en la atmósfera de la estrella, no sólo H α como ya habían reportado [Miranda et al. \(1997\)](#): esta característica de la emisión de las líneas vuelve aún más complicado el análisis nebuloso, desde la corrección de los flujos por enrojecimiento hasta el cálculo de abundancias iónicas y totales. En este sentido, a lo largo del análisis presentado se exploró el uso de las líneas del He $^+$ como una aproximación tanto al cálculo del enrojecimiento como al cálculo de las abundancias. No obstante, una limitación es que se desconoce exactamente en qué zona de la nebulosa se origina la emisión del He $^+$ y su abundancia relativa al H $^+$ sólo puede ser supuesta; de igual forma, el determinar la T_e requirió de varias hipótesis ya que los cocientes utilizados para el cálculo de T_e muestran una mayor dependencia de la n_e que a la T_e . Los valores de abundancias que se calcularon deben de considerarse como aproximaciones dadas las hipótesis que se utilizaron para calcularlos. El análisis de M 3-27 muestra las limitaciones que tiene la metodología «clásica» para el cálculo de condiciones físicas y abundancias en regiones fotoionizadas para datos espectroscópicos obtenidos en el rango óptico del espectro; por lo tanto, es necesario buscar analizar este objeto utilizando datos observacionales que cubran otras longitudes de onda y también, de forma teórica, a partir de modelos de fotoionización.

Los resultados que se encontraron para las seis nebulosas planetarias analizadas muestran que en tres de éstas se presenta la diferencia entre la cinemática de las CELs y ORLs. Estos resultados no serían representativos del resto de objetos observados y que no han sido analizados en esta tesis, ya que las nebulosas planetarias de la muestra poseen diferentes propiedades y características; sin embargo, estos resultados se suman a los resultados encontrados por otros autores (como los encontrados por: [Otsuka et al. 2009, 2010](#), [Peña et al. 2017](#) y [Richer et al. 2013, 2017, 2022](#)) en los cuales se muestra una diferencia entre la cinemática de las CELs y ORLs indicando que su emisión se origina en distintos plasmas dentro de la nebulosa. Por otro lado, debido a que la cinemática de las CELs y ORLs ha sido estudiada con detalle en pocos trabajos, el análisis del resto de objetos enriquecería los resultados ya presentados la literatura y permitiría tener una mayor cantidad de resultados sobre la cinemática y a partir de éstos realizar un posible análisis estadístico. En el caso de las condiciones físicas y abundancias, los resultados para el resto de las nebulosas planetarias de la muestra podrían confirmar los valores previamente reportados en la literatura o podrían obtenerse nuevos valores de éstos.

Referencias

Adams T. F., 1975, *ApJ*, 202, 114

Ahern F. J., 1975, *ApJ*, 197, 635

Ahern F. J., 1978, *ApJ*, 223, 901

Akras S., Boumis P., Meaburn J., Alikakos J., López J. A., Gonçalves D. R., 2015, *MNRAS*, 452, 2911

Amayo A., Delgado-Inglada G., García-Rojas J., 2020, *MNRAS*, 492, 950

Arhipova V. P., Burlak M. A., Esipov V. F., Ikonnikova N. P., Komissarova G. V., 2017, *Astronomy Letters*, 43, 831

Arhipova V. P., Burlak M. A., Ikonnikova N. P., Komissarova G. V., Esipov V. F., Shenavrin V. I., 2020, *Astronomy Letters*, 46, 100

Arrieta A., Torres-Peimbert S., 2003, *ApJS*, 147, 97

Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., Scott P., 2009, *ARA&A*, 47, 481

Bailer-Jones C. A. L., Rybizki J., Fouesneau M., Demleitner M., Andrae R., 2021, *AJ*, 161, 147

Barker T., 1978, *ApJ*, 219, 914

Barker T., 1982, *ApJ*, 253, 167

Barker T., 1991, *ApJ*, 371, 217

Bautista M. A., Ahmed E. E., 2018, *ApJ*, 866, 43

Benjamin R. A., Skillman E. D., Smits D. P., 1999, *ApJ*, 514, 307

Bowen I. S., 1927a, *PASP*, 39, 295

- Bowen I. S., 1927b, *Nature*, 120, 473
- Bowen I. S., 1928, *ApJ*, 67, 1
- Bowen I. S., 1930, *Phys. Rev.*, 36, 600
- Boyce J. C., Menzel D. H., Payne C. H., 1933, *Proceedings of the National Academy of Science*, 19, 581
- Burlak M. A., Esipov V. F., 2010, *Astronomy Letters*, 36, 752
- Capriotti E. R., 1964a, *ApJ*, 139, 225
- Capriotti E. R., 1964b, *ApJ*, 140, 632
- Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, *ApJ*, 345, 245
- Carroll B. W., Ostlie D. A., 2007, *An Introduction to Modern Astrophysics*, 2nd edition. Pearson Addison-Wesley, San Francisco, California, USA
- Corradi R. L. M., García-Rojas J., Jones D., Rodríguez-Gil P., 2015, *ApJ*, 803, 99
- Delgado-Inglada G., Rodríguez M., Mampaso A., Viironen K., 2009, *ApJ*, 694, 1335
- Delgado-Inglada G., Morisset C., Stasińska G., 2014, *MNRAS*, 440, 536
- Delgado-Inglada G., Rodríguez M., Peimbert M., Stasińska G., Morisset C., 2015, *MNRAS*, 449, 1797
- Delgado-Inglada G., Rodríguez M., 2014, *ApJ*, 784, 173
- Dopita M. A., Ford H. C., Lawrence C. J., Webster B. L., 1985, *ApJ*, 296, 390
- Dopita M. A., Meatheringham S. J., Webster B. L., Ford H. C., 1988, *ApJ*, 327, 639
- Ercolano B., Wesson R., Zhang Y., Barlow M. J., De Marco O., Rauch T., Liu X. W., 2004, *MNRAS*, 354, 558
- Espíritu J. N., Peimbert A., 2021, *MNRAS*, 508, 2668
- Esteban C., Peimbert M., García-Rojas J., Ruiz M. T., Peimbert A., Rodríguez M., 2004, *MNRAS*, 355, 229
- Esteban C., Bresolin F., Peimbert M., García-Rojas J., Peimbert A., Mesa-Delgado A., 2009, *ApJ*, 700, 654

- Fang X., Liu X. W., 2013, *MNRAS*, 429, 2791
- Feibelman W. A., 1985, *PASP*, 97, 404
- Ferland G. J., Henney W. J., O'Dell C. R., Peimbert M., 2016, *RMxAA*, 52, 261
- Ferland G. J., et al., 2017, *RMxAA*, 53, 385
- Fitzpatrick E. L., 1999, *PASP*, 111, 63
- Frew D. J., Parker Q. A., Bojičić I. S., 2016, *MNRAS*, 455, 1459
- Galilei G., 2010, *Noticiero Sideral: Edición Conmemorativa del IV Centenario de la publicación de Sidereus Nuncius. Traducción del latín, a partir de la edición de Venecia 1610*. Museo Nacional de Ciencia y Tecnología (MUNCYT), Madrid, España
- García-Rojas J., 2020, in Kabáth P., Jones D., Skarka M., eds, *Reviews in Frontiers of Modern Astrophysics; From Space Debris to Cosmology*. Springer International Publishing, pp 89–121
- García-Rojas J., Peña M., Morisset C., Mesa-Delgado A., Ruiz M. T., 2012, *A&A*, 538, A54
- García-Rojas J., Peña M., Morisset C., Delgado-Inglada G., Mesa-Delgado A., Ruiz M. T., 2013, *A&A*, 558, A122
- García-Rojas J., Corradi R. L. M., Monteiro H., Jones D., Rodríguez-Gil P., Cabrera-Lavers A., 2016, *ApJL*, 824, L27
- García-Rojas J., Wesson R., Boffin H. M. J., Jones D., Corradi R. L. M., Esteban C., Rodríguez-Gil P., 2019, arXiv e-prints, p. [arXiv:1904.06763](https://arxiv.org/abs/1904.06763)
- García-Rojas J., Morisset C., Jones D., Wesson R., Boffin H. M. J., Monteiro H., Corradi R. L. M., Rodríguez-Gil P., 2022, *MNRAS*, 510, 5444
- García-Rojas J., Esteban C., 2007, *ApJ*, 670, 457
- Garnett D. R., Dinerstein H. L., 2001, *ApJ*, 558, 145
- Gesicki K., Zijlstra A. A., 2000, *A&A*, 358, 1058
- Gesicki K., Zijlstra A. A., 2003, *MNRAS*, 338, 347
- Gómez-Llanos V., Morisset C., García-Rojas J., Jones D., Wesson R., Corradi R. L. M., Boffin H. M. J., 2020, *MNRAS*, 498, L82
- Gómez-Llanos V., Morisset C., 2020, *MNRAS*, 497, 3363

- Grandi S. A., 1976, *ApJ*, **206**, 658
- Gutierrez-Moreno A., 1988, in Blanco V. M., Phillips M. M., eds, Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 1, *Progress and Opportunities in Southern Hemisphere Optical Astronomy. The CTIO 25th Anniversary Symposium*. pp 12–32
- Gutiérrez-Moreno A., Moreno H., Cortés G., 1995, *PASP*, **107**, 462
- Gutiérrez-Moreno A., Moreno H., Costa E., 1999, *PASP*, **111**, 571
- Hamuy M., Walker A. R., Suntzeff N. B., Gigoux P., Heathcote S. R., Phillips M. M., 1992, *PASP*, **104**, 533
- Harrison T. G., 1984, *QJRAS*, **25**, 65
- Hawley S. A., 1981, *PASP*, **93**, 93
- Herschel W., 1786, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, **76**, 457
- Herschel W., 1789, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, **79**, 212
- Herschel W., 1802, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, **92**, 477
- Höfner S., Olofsson H., 2018, *Astron Astrophys Rev*, **26**, 1
- Hoskin M., 2011a, *Journal for the History of Astronomy*, **42**, 177
- Hoskin M., 2011b, *Journal for the History of Astronomy*, **42**, 321
- Hoskin M., 2014, *Journal for the History of Astronomy*, **45**, 209
- Huggins W., Miller W. A., 1864, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, **154**, 437
- Hyung S., Aller L. H., Feibelman W. A., 1994, *ApJS*, **93**, 465
- Jones K. G., 1991, *Messier's Nebulae and Star Clusters*, 2nd edition. Cambridge University Press, Hampshire, UK
- Jones D., Wesson R., García-Rojas J., Corradi R. L. M., Boffin H. M. J., 2016, *MNRAS*, **455**, 3263
- Katz N., Weinberg D. H., Hernquist L., 1996, *ApJS*, **105**, 19
- Keeler J. E., 1894, *Publications of Lick Observatory*, **3**, 163

- Kingsburgh R. L., Barlow M. J., 1994, *MNRAS*, **271**, 257
- Kohoutek L., 1968, *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, **19**, 371
- Kwitter K. B., Henry R. B. C., 2022, *PASP*, **134**, 022001
- Kwok S., 2000, *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae*. Cambridge Astrophysics, Cambridge University Press, Cambridge, UK
- Kwok S., Purton C. R., Fitzgerald P. M., 1978, *ApJL*, **219**, L125
- Lee H.-W., Hyung S., 2000, *ApJL*, **530**, L49
- Levine S., Chakrabarty D., 1994, Technical Report MU-94-04, *A Taste of ESPRESSO or How to Use The San Pedro Martir REOSC Echelle Spectrograph*. Instituto de Astronomía, UNAM
- Liu X. W., Storey P. J., Barlow M. J., Danziger I. J., Cohen M., Bryce M., 2000, *MNRAS*, **312**, 585
- Liu X. W., Luo S. G., Barlow M. J., Danziger I. J., Storey P. J., 2001, *MNRAS*, **327**, 141
- Liu X. W., Barlow M. J., Zhang Y., Bastin R. J., Storey P. J., 2006, *MNRAS*, **368**, 1959
- López J. A., 2022, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, **9**, 925731
- López J. A., Richer M. G., García-Díaz M. T., Clark D. M., Meaburn J., Riesgo H., Steffen W., Lloyd M., 2012, *RMxAA*, **48**, 3
- Luridiana V., Morisset C., Shaw R. A., 2015, *A&A*, **573**, A42
- McLennan J. C., 1928, *Proc. R. Soc. Lond.*, **128**, 327
- McNabb I. A., Fang X., Liu X.-W., Bastin R. J., et al. 2013, *MNRAS*, **428**, 3443
- McNabb I. A., Fang X., Liu X. W., 2016, *MNRAS*, **461**, 2818
- Medina S., Peña M., Morisset C., Stasińska G., 2006, *RMxAA*, **42**, 53
- Méndez R. H., 1991, in Michaud G., Tutukov A. V., eds, Vol. 145, *Evolution of Stars: the Photospheric Abundance Connection*. Cambridge University Press, pp 375–386
- Méndez-Delgado J. E., Esteban C., García-Rojas J., Arellano-Córdova K. Z., Valerdi M., 2020, *MNRAS*, **496**, 2726
- Messier C., 1774, *Catalogue des Nébuleuses et des Amas d'Étoiles en Mémoires de l'Académie Royale des Sciences*. pp 435-461. París, Francia

- Miranda L. F., Vazquez R., Torrelles J. M., Eiroa C., Lopez J. A., 1997, *MNRAS*, **288**, 777
- Miranda L. F., Vázquez R., Guerrero M. A., Pereira C. B., Iñiguez-Garín E., 2010, *PASA*, **27**, 199
- Miranda L. F., Torrelles J. M., Lillo-Box J., 2022, *A&A*, **657**, L9
- Morisset C., Stasinska G., 2008, *RMxAA*, **44**, 171
- Nicholls D. C., Dopita M. A., Sutherland R. S., 2012, *ApJ*, **752**, 148
- Osterbrock D. E., 1988, *PASP*, **100**, 412
- Osterbrock D. E., Ferland G. J., 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, 2nd edition. University Science Books, Sausalito, California, USA
- Otsuka M., Hyung S., Lee S.-J., Izumiura H., Tajitsu A., 2009, *ApJ*, **705**, 509
- Otsuka M., Tajitsu A., Hyung S., Izumiura H., 2010, *ApJ*, **723**, 658
- Peña M., Ruiz-Escobedo F., Rechy-García J. S., García-Rojas J., 2017, *MNRAS*, **472**, 1182
- Peña M., Ruiz M. T., 1988, *RMxAA*, **16**, 55
- Peña M., Torres-Peimbert S., 1991, Technical Report 87, *Plasmas astrofísicos: líneas de excitación colisional y diagnóstico del plasma*. Instituto de Astronomía, UNAM
- Peimbert M., 1967, *ApJ*, **150**, 825
- Peimbert M., 1971, *Bol. Obser. Tonantzintla y Tacubaya*, **6**, 29
- Peimbert M., 1978, in Terzian Y., ed., Proc. IAU Symp. Vol. 76, *Planetary Nebulae: Observations and Theory*. Reidel Publishing Company, pp 215–224
- Peimbert M., 1985, *RMxAA*, **10**, 125
- Peimbert M., Torres-Peimbert S., Ruiz M. T., 1992, *RMxAA*, **24**, 155
- Peimbert A., Peimbert M., Delgado-Inglada G., García-Rojas J., Peña M., 2014, *RMxAA*, **50**, 329
- Peimbert M., Peimbert A., Delgado-Inglada G., 2017, *PASP*, **129**, 082001
- Peimbert M., Costero R., 1969, *Bol. Obser. Tonantzintla y Tacubaya*, **5**, 3
- Peimbert M., Peimbert A., 2006, in Barlow M. J., Méndez R. H., eds, Proc. IAU Symp. Vol. 234, *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond*. Cambridge University Press, pp 227–234

- Peimbert A., Peimbert M., 2013, *ApJ*, 778, 89
- Péquignot D., Amara M., Liu X. W., Barlow M. J., et al., 2002, in Henney W. J., Franco J., Martos M., eds, Vol. 12, RMxAAC. pp 142–143
- Péquignot D., Liu X. W., Barlow M. J., Storey P. J., Morisset C., 2003, in Kwok S., Dopita M., Sutherland R., eds, Proc. IAU Symp. Vol. 209, *Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe*. Cambridge University Press, pp 347–348
- Pereira C. B., Miranda L. F., 2005, *A&A*, 433, 579
- Pérez-Montero E., 2017, *PASP*, 129, 043001
- Porter R. L., Ferland G. J., Storey P. J., Detisch M. J., 2012, *MNRAS*, 425, L28
- Porter R. L., Ferland G. J., Storey P. J., Detisch M. J., 2013, *MNRAS*, 433, L89
- Richer M. G., Georgiev L., Arrieta A., Torres-Peimbert S., 2013, *ApJ*, 773, 133
- Richer M. G., Suárez G., López J. A., García Díaz M. T., 2017, *AJ*, 153, 140
- Richer M. G., Guillén Tavera J. E., Arrieta A., Torres-Peimbert S., 2019, *ApJ*, 870, 42
- Richer M. G., Arrieta A., Arias L., Castañeda-Carlos L., Torres-Peimbert S., López J. A., Galindo A., 2022, *AJ*, 164, 243
- Robertson-Tessi M., Garnett D. R., 2005, *ApJS*, 157, 371
- Rodríguez M., 2020, *MNRAS*, 495, 1016
- Rodríguez M., Rubin R. H., 2005, *ApJ*, 626, 900
- Rubin R. H., 1986, *ApJ*, 309, 334
- Ruiz-Escobedo F., Peña M., 2022, *MNRAS*, 510, 5984
- Sabbadin F., Ortolani S., Bianchini A., 1985a, *MNRAS*, 213, 563
- Sabbadin F., Bianchini A., Ortolani S., Strafella F., 1985b, *MNRAS*, 217, 539
- Sabbadin F., Turatto M., Cappellaro E., Benetti S., Ragazzoni R., 2004, *A&A*, 416, 955
- Sabbadin F., Turatto M., Benetti S., Ragazzoni R., Cappellaro E., 2008, *A&A*, 488, 225
- Sahai R., Morris M. R., Villar G. G., 2011, *AJ*, 141, 134

- Schönberner D., Jacob R., Steffen M., Perinotto M., et al., 2005a, *A&A*, **431**, 963
- Schönberner D., Jacob R., Steffen M., 2005b, *A&A*, **441**, 573
- Schönberner D., Jacob R., Lehmann H., Hildebrandt G., et al., 2014, *Astronomische Nachrichten*, **335**, 378
- Schuster W. J., Parrao L., 2001, *RMxAA*, **37**, 187
- Schwarz H. E., Corradi R. L. M., Melnick J., 1992, *A&AS*, **96**, 23
- Seaton M. J., 1979, *MNRAS*, **187**, 73
- Sharpee B., Baldwin J. A., Williams R., 2004, *ApJ*, **615**, 323
- Stanghellini L., Haywood M., 2018, *ApJ*, **862**, 45
- Storey P. J., Hummer D. G., 1995, *MNRAS*, **272**, 41
- Torres-Peimbert S., 2017, in Liu X., Stanghellini L., Karakas A., eds, Proc. IAU Symp. Vol. 323, *Planetary Nebulae: Multi-Wavelength Probes of Stellar and Galactic Evolution*. Cambridge University Press, pp 5–10
- Torres-Peimbert S., Peimbert M., Peña M., 1990, *A&A*, **233**, 540
- Torres-Peimbert S., Peimbert M., 2003, in Kwok S., Dopita M., Sutherland R., eds, Proc. IAU Symp. Vol. 209, *Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe*. Cambridge University Press, pp 363–370
- Tresse L., Maddox S., Loveday J., Singleton C., 1999, *MNRAS*, **310**, 262
- Tsamis Y. G., Barlow M. J., Liu X. W., Storey P. J., Danziger I. J., 2004, *MNRAS*, **353**, 953
- Tsamis Y. G., Walsh J. R., Péquignot D., Barlow M. J., Danziger I. J., Liu X. W., 2008, *MNRAS*, **386**, 22
- Tylenda R., Acker A., Stenholm B., Koeppen J., 1992, *A&AS*, **95**, 337
- Tylenda R., Acker A., Stenholm B., 1993, *A&AS*, **102**, 595
- Weidmann W. A., Méndez R. H., Gamen R., 2015, *A&A*, **579**, A86
- Weidmann W. A., et al., 2020, *A&A*, **640**, A10
- Weidmann W. A., Gamen R., 2011, *A&A*, **526**, A6

- Wesson R., Liu X. W., Barlow M. J., 2003, *MNRAS*, 340, 253
- Wesson R., Liu X.-W., Barlow M. J., 2005, *MNRAS*, 362, 424
- Wesson R., Jones D., García-Rojas J., Boffin H. M. J., Corradi R. L. M., 2018, *MNRAS*, 480, 4589
- Wiersma R. P. C., Schaye J., Smith B. D., 2009, *MNRAS*, 393, 99
- Wilson O. C., 1950, *ApJ*, 111, 279
- Wyse A. B., 1942, *ApJ*, 95, 356
- Zamora S., Díaz Á. I., Terlevich E., Fernández V., 2022, *MNRAS*, 516, 749
- Zhang C. Y., 1995, *ApJS*, 98, 659
- Zhang Y., Liu X. W., Wesson R., Storey P. J., Liu Y., Danziger I. J., 2004, *MNRAS*, 351, 935
- Zhang Y., Liu X. W., Liu Y., Rubin R. H., 2005, *MNRAS*, 358, 457
- Zhang Y., Liu X. W., 2003, *A&A*, 404, 545
- Zijlstra A. A., 2015, *RMxAA*, 51, 221

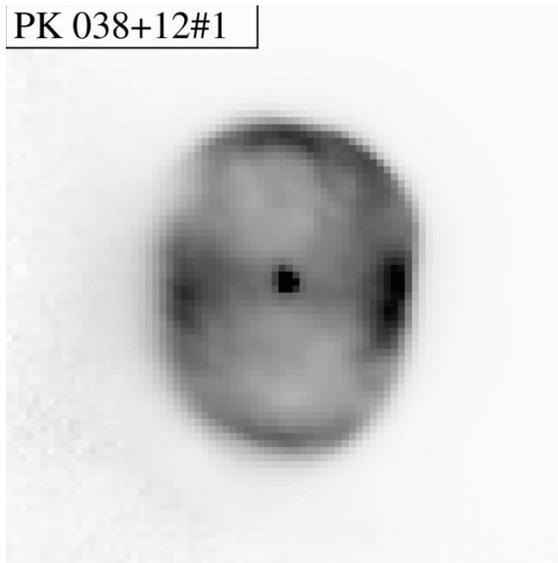
Apéndice A

Imágenes de las nebulosas analizadas

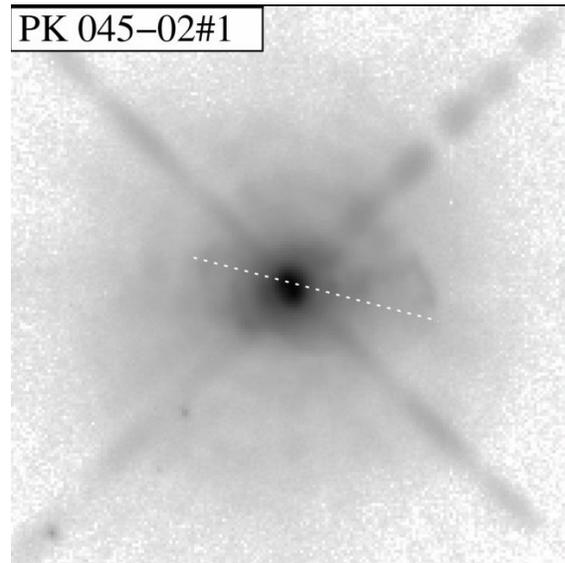


N este apéndice se incluyen las imágenes de las seis nebulosas analizadas: Cn 3-1, Vy 2-2, Hu 2-1, Vy 1-2, IC 4997 y M 3-27. Las imágenes de Cn 3-1, Vy 2-2, Hu 2-1, e IC 4997 son imágenes obtenidas con el telescopio espacial Hubble y se reproducen del trabajo de [Sahai et al. \(2011\)](#) mientras que la imagen de M 3-27 se obtuvo con el telescopio ESO NTT y se reproduce del artículo de [Schwarz et al. \(1992\)](#); para estas cinco nebulosas planetarias se presenta la imagen obtenida con un filtro estrecho para la línea de $H\alpha$. La imagen de Vy 1-2 también se obtuvo con el telescopio espacial Hubble y se reproduce del artículo de [Akras et al. \(2015\)](#) y tomó con el filtro de $[O III] \lambda 5007 \text{ \AA}$.

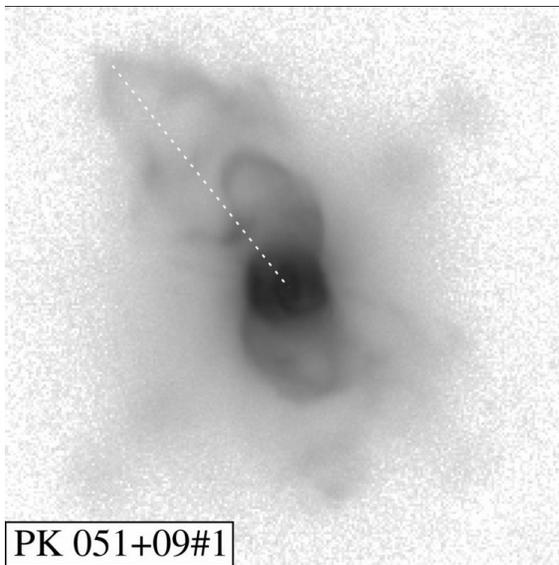
Las longitudes totales de los ejes x de cada una de las figuras reproducidas del artículo de [Sahai et al. \(2011\)](#) son las siguientes: Cn 3-1: 7.97 arcsec, Vy 2-2: 8.20 arcsec, Hu 2-1: 10.03 arcsec e IC 4997: 9.11 arcsec; las orientaciones son las mismas que para las otras dos nebulosas. Para el caso de la imagen de M 3-27, reproducida del artículo de [Schwarz et al. \(1992\)](#), la escala mostrada en la misma representa 20 arcsec.



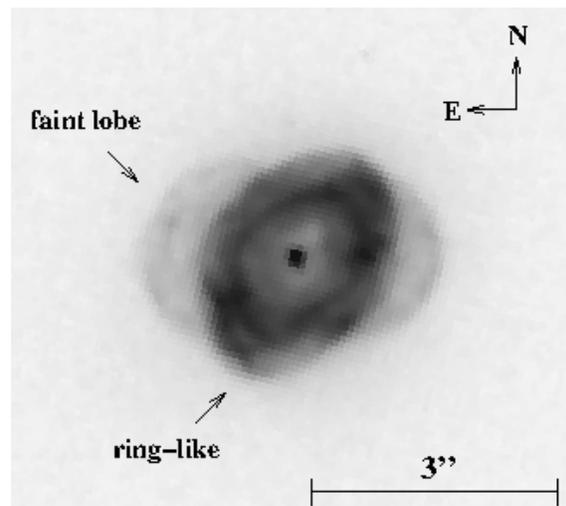
(a) Cn 3-1 (Sahai et al. 2011)



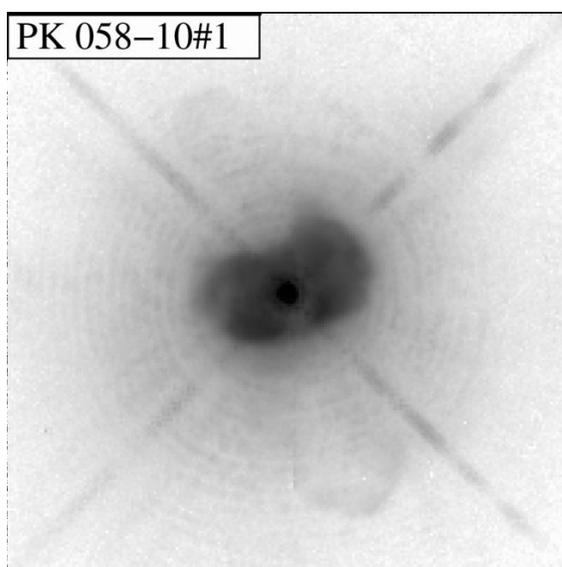
(b) Vy 2-2 (Sahai et al. 2011)



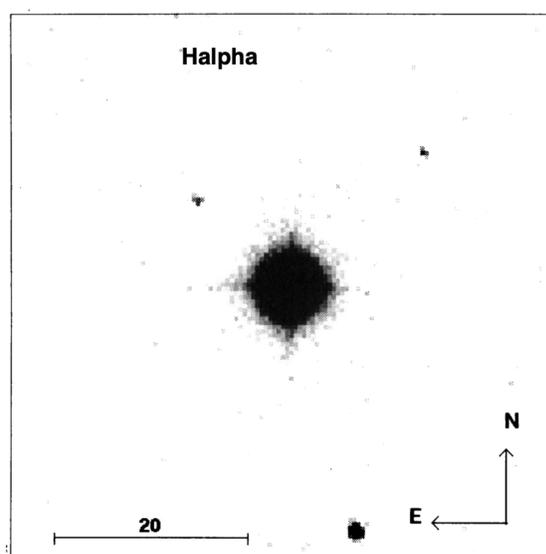
(c) Hu 2-1 (Sahai et al. 2011)



(d) Vy 1-2 (Akras et al. 2015, y sus referencias)



(e) IC 4997 (Sahai et al. 2011)



(f) M3-27 (Schwarz et al. 1992)

Figura A.1: Imágenes de las nebulosas estudiadas.

Apéndice B

Análisis de IC 4997 a partir de los datos de Hyung et al. (1994)



A intención de este Apéndice es el de presentar los cálculos de condiciones físicas y abundancias utilizando los flujos e intensidades de los espectros de IC 4997 de 1990 y 1991 reportados por Hyung et al. (1994). Este análisis se decidió realizar debido a que los datos que reportan estos autores provienen de un espectrógrafo de mayor resolución espectral que el REOSC Echelle del OAN-SPM ($R \sim 60,000 - 100,000$) y cubre un rango más amplio de longitudes de onda $\lambda\lambda 3650 - 10,050 \text{ \AA}$, además de que se conoce la variabilidad de este objeto y para comparar con los resultados que se obtuvieron con las observaciones del OAN-SPM en 2001 (Ruiz-Escobedo y Peña 2022).

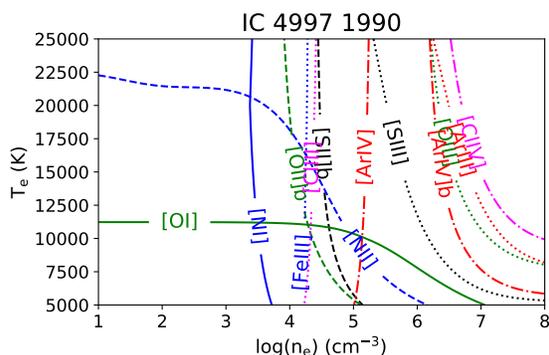
En el cálculo se sigue la misma metodología utilizada para la observación del 2001 a excepción de que no se presenta un análisis de errores, ya que en los datos originales presentados por (Hyung et al. 1994) no se reportan errores asociados a las intensidades. El coeficiente de extinción logarítmico que reportan los autores para esta nebulosa es de $c(H\beta) = 0.80$, en ambos casos, aunque advierten que las líneas de la serie de Balmer de H I están afectadas por la emisión de la estrella.

B.1. Condiciones físicas

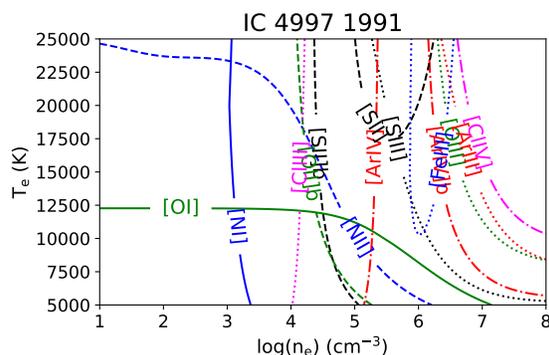
B.1.1. Líneas prohibidas

En la Figura B.1 se presentan los diagramas de diagnóstico construidos con los cocientes de diagnóstico para las intensidades de 1990 y 1991 presentadas por (Hyung et al. 1994). Los cocientes de diagnóstico utilizados fueron:

- [O I] $\lambda\lambda(6300 + 6361)/5575 \text{ \AA}$.
- [N I] $\lambda\lambda 5198/5200 \text{ \AA}$.
- [S II] $\lambda\lambda 6716/6731 \text{ \AA}$.
- [S II]b $\lambda\lambda(6716 + 6731)/4069 \text{ \AA}$.
- [O II] $\lambda\lambda 3726/3729 \text{ \AA}$.
- [O II]b $\lambda\lambda 3727+/7325+ \text{ \AA}$.
- [N II] $\lambda\lambda(6548 + 6584)/5755 \text{ \AA}$.
- [Fe III] $\lambda\lambda 4659/4701 \text{ \AA}$.
- [Cl III] $\lambda\lambda 5537/5517 \text{ \AA}$.
- [O III] $\lambda\lambda(5007 + 4959)/4363 \text{ \AA}$.
- [Ar III] $\lambda\lambda 7135/5192 \text{ \AA}$.
- [S III] $\lambda\lambda 6312/9069 \text{ \AA}$.
- [Ar IV] $\lambda\lambda 4740/4711 \text{ \AA}$.
- [Ar IV]b $\lambda\lambda(4711 + 4740)/7170 \text{ \AA}$.
- [Cl IV] $(8046 + 7531)/5323 \text{ \AA}$.



(a) 1990



(b) 1991

Figura B.1: Diagramas de diagnóstico para IC 4997 construidos con las intensidades de Hyung et al. (1994).

A partir de los diagramas de diagnóstico sólo se pudo calcular la T_e del [N II] en la zona donde cruza con los diagnósticos de densidad de [Cl III], [S II]b y [O II]b. Existen varias densidades n_e , se tomó una zona de baja densidad promediando los valores de [Cl III], [S II]b y [O II]b, mientras que se definieron varias densidades para la zona interna de acuerdo los distintos diagnósticos.

La contribución de recombinación a la línea auroral de [N II] $\lambda 5755 \text{ \AA}$, calculada con la metodología de Liu et al. (2000), fue del 6.7 % y 5.9 % para las observaciones de 1990 y 1991, respectivamente.

B.1.2. Líneas de recombinación

Las condiciones físicas de las líneas de recombinación se pudieron determinar a partir de los cocientes de diagnóstico de O II para T_e y n_e , además de las T_e de las líneas del He I (Zhang et al. 2005) y O II (Peimbert et al. 2014). En la Figura B.2a se presentan los diagramas de diagnóstico para los cocientes de O II sensibles a T_e y n_e $\lambda\lambda 4649/4661 \text{ \AA}$ y $\lambda\lambda 4649/4089 \text{ \AA}$.

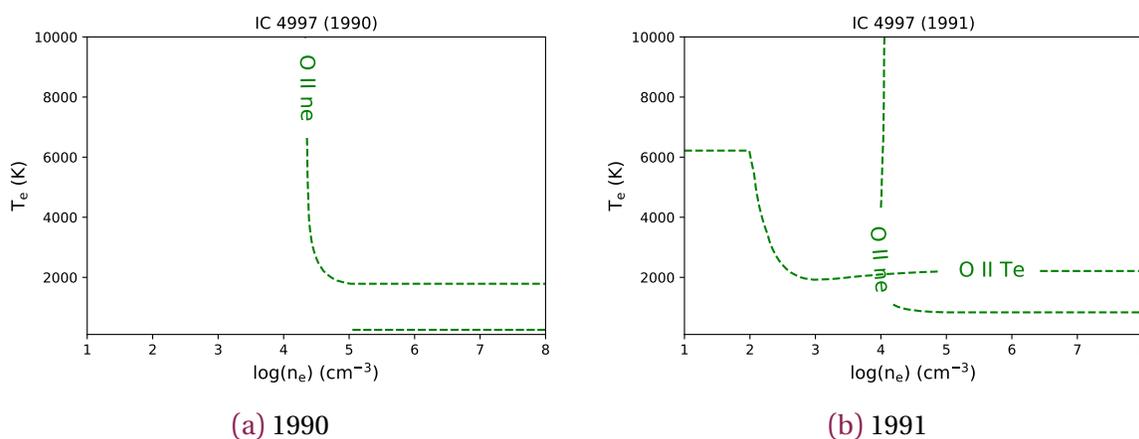


Figura B.2: Diagramas de diagnóstico para IC 4997 construidos con los datos de Hyung et al. (1994) para las líneas de recombinación.

B.2. Abundancias iónicas

Para el cálculo de las abundancias iónicas se supuso un modelo de una única zona de temperatura, una zona de baja densidad en donde se emiten [O II], [N II], [O II], [Cl II], [Fe II], [Fe III], [Cl III] y [Ni III]. Para los demás iones se tomaron distintas densidades, dependiendo de los cocientes de diagnóstico de densidad en la zona interna de la nebulosa: para las abundancias de [S III], [O III], [Ar III] y [Cl IV] se tomaron las densidades que se determinan con sus

cocientes y la temperatura determinada con [N II]; para [Ne III] y [K IV] se tomó la densidad determinada con [Cl IV] mientras que para el [Ar IV] se tomó la densidad que traza el cociente de [Ar IV]b, ya que es la densidad con la cual las abundancias determinadas con las líneas aurales y nebulares para este ion son consistentes.

B.2.1. Líneas de recombinación

La n_e que se adoptó fue la determinada con el cociente de $\lambda\lambda 4649/4661$ Å. Por otro lado, las T_e adoptadas fueron las de He I $\lambda\lambda 7281/6678$ Å, calculada con la metodología de Zhang (1995), mientras que para el resto de líneas de recombinación se supuso la T_e determinada con para las líneas de O II siguiendo la metodología de Peimbert et al. (2014).

B.3. Condiciones físicas y abundancias

Condiciones físicas

IC 4997	1990	1991	(REP22)
CELs			
T_e [N II]	15,900	17,900	$16,200^{+3,100}_{-2,800}$
n_e [Cl III]	26,400	17,600	$31,700^{+21,100}_{-11,200}$
n_e [Fe III]	19,200	—	$23,200^{+340,500}_{-18,200}$
n_e [Ar IV] ($\times 10^6$)	1.62	2.16	—
n_e [O II]b	13,100	16,100	—
n_e [S II]b	31,900	25,500	—
n_e [O III] ($\times 10^6$)	3.25	3.18	$1.81^{+0.90}_{-0.48}$
n_e [Ar III] ($\times 10^6$)	5.40	4.79	—
n_e [S III] ($\times 10^5$)	5.24	3.90	—
n_e [Ar IV]b ($\times 10^6$)	2.25	1.81	—
n_e [Cl IV] ($\times 10^6$)	8.35	7.61	—
n_e low	22,700	19,700	$31,700^{+21,100}_{-11,200}$
ORLs			
T_e He I $\lambda\lambda 7281/6678$ Å	9500	10,000	8900^{+1100}_{-800}
T_e O II (P14)	6700	6400	7100 ± 100
T_e O II $\lambda\lambda 4649/4089$ Å	—	2000	2700
n_e O II $\lambda\lambda 4649/4661$ Å	10,000	7900	5000 ± 2500

Tabla B.1: Condiciones físicas de IC 4997 determinadas con los datos de Hyung et al. (1994) comparadas con las presentadas en Ruiz-Escobedo y Peña (2022).

La n_e de la zona de bajo grado de ionización se calculó promediando las n_e de [Cl III], [Fe III], [O II]b y [S II]b. La T_e de [N II] se calculó para la n_e definida por los cocientes de n_e anteriores.

Abundancias iónicas

IC 4997	1990	1991	REP22
X^{+i}/H^+			
ORLs			
He ⁺ λ 5875 Å	0.148	0.149	0.146±0.005
O ⁺² ($\times 10^{-4}$) λ 4638 Å	8.71	7.99	7.25±2.20
O ⁺² ($\times 10^{-4}$) λ 4641 Å	—	—	8.47±1.12
O ⁺² ($\times 10^{-4}$) λ 4649 Å	7.30	8.85	8.25±1.20
O ⁺² ($\times 10^{-4}$) λ 4650 Å	6.82	12.57	7.76±2.05
O ⁺² ($\times 10^{-4}$) λ 4661 Å	6.60	8.36	7.31±1.09
O ⁺² ($\times 10^{-4}$) λ 4673 Å	7.90	15.83	—
O ⁺² ($\times 10^{-4}$) λ 4676 Å	10.13	7.53	6.68±1.58
O ⁺² ($\times 10^{-4}$) λ 4696 Å	16.76	—	—
O ⁺² ($\times 10^{-4}$) V1	7.68	9.16	8.54±0.61
C ⁺² ($\times 10^{-4}$) λ 4267 Å	1.78	1.88	1.81±0.34
N ⁺² ($\times 10^{-4}$) λ 5667 Å	1.49	1.24	2.77±0.74
N ⁺² ($\times 10^{-4}$) λ 5676 Å	2.26	1.46	—
N ⁺² ($\times 10^{-4}$) λ 5679 Å	1.24	1.12	1.14±0.51
N ⁺² ($\times 10^{-4}$) V3	1.44	1.20	1.77±0.57
Ne ⁺² ($\times 10^{-4}$) λ 3694 Å	4.18	4.52	—
CELs			
O ⁺ ($\times 10^{-5}$) Neb.	0.56	0.29	0.72 ^{+1.23} _{-0.38}
O ⁺ ($\times 10^{-5}$) Aur.	0.33	0.25	—
O ⁺² ($\times 10^{-4}$) Neb.	2.01	1.39	1.72 ^{+1.99} _{-0.79}
O ⁺² ($\times 10^{-4}$) Aur.	2.02	1.40	—
N ⁺ ($\times 10^{-5}$) Neb.	0.12	0.09	0.17 ^{+0.12} _{-0.06}
N ⁺ ($\times 10^{-5}$) Aur.	0.11	0.08	—
Ne ⁺² ($\times 10^{-5}$)	6.09	3.86	3.78 ^{+3.03} _{-1.47}
S ⁺ ($\times 10^{-7}$)	1.27	0.90	1.81 ^{+2.34} _{-0.78}
S ⁺ ($\times 10^{-7}$) Taur.	1.80	1.15	—
S ⁺² ($\times 10^{-6}$)	0.60	0.48	1.17 ^{+0.81} _{-0.42}
Ar ⁺² ($\times 10^{-7}$) Neb.	0.35	0.29	0.47 ^{+0.33} _{-0.15}
Ar ⁺² ($\times 10^{-6}$) Aur.	0.35	0.29	—
Ar ⁺³ ($\times 10^{-7}$) Neb.	0.20	0.18	1.91 ^{+2.30} _{-0.87}

Continúa en la siguiente página.

IC 4997	1990	1991	REP22
$\text{Ar}^{+3} (\times 10^{-7}) \text{ Aur.}$	2.15	1.65	—
$\text{Cl}^+ (\times 10^{-9})$	1.69	1.47	—
$\text{Cl}^{+2} (\times 10^{-8})$	0.52	0.43	$1.09^{+0.81}_{-0.42}$
$\text{Cl}^{+3} (\times 10^{-9})$	5.84	5.00	—
$\text{Fe}^+ (\times 10^{-8})$	3.39	3.28	—
$\text{Fe}^{+2} (\times 10^{-7})$	0.30	0.25	$0.48^{+0.27}_{-0.13}$
$\text{K}^{+3} (\times 10^{-9})$	1.43	1.28	$1.16^{+0.77}_{-0.48}$
$\text{Ni}^{+2} (\times 10^{-9})$	1.06	2.15	—
ADF(O^{+2})	3.82	6.57	$4.87^{+4.34}_{-2.71}$
ADF(Ne^{+2})	6.87	11.72	—

Tabla B.2: Abundancias iónicas de IC 4997 determinadas con los datos de Hyung et al. (1994) comparadas con las presentadas en Ruiz-Escobedo y Peña (2022)

Los datos atómicos utilizados son los mismos que en el artículo de Ruiz-Escobedo y Peña (2022), para las CELs de Ni^{+2} , Cl^+ , Cl^{+3} y las ORLs de Ne^{+2} fueron los datos predefinidos en PYNEB. Se definió una única T_e , a partir del cociente de $[\text{N II}]$, y se definió una zona de baja densidad para las especies una vez ionizados y varias zonas de alta densidad, para las cuales se utilizaron las densidades de $[\text{O III}]$, $[\text{Ar III}]$, $[\text{S III}]$, $[\text{Ar IV}]$ y $[\text{Cl IV}]$, las cuales se utilizaron para sus respectivos iones. Para Ne^{+2} se utilizó la n_e determinada para la zona de bajo grado de ionización mientras que Ne^{+2} y K^{+3} se utilizó la n_e de $[\text{Cl IV}]$ debido a sus similitudes en potenciales de ionización.

Abundancias totales

Los ICFs utilizados para el cálculo de abundancias totales son los mismos utilizados en el artículo de Ruiz-Escobedo y Peña (2022), aunque se incluye el cálculo de la abundancia de Cl con el ICF de Delgado-Inglada et al. (2014) cuando se detectan las líneas de Cl^+ , Cl^{+2} y Cl^{+3} .

IC 4997	1990	1991	REP22
X/H			
He/H	11.17	11.17	11.16 ± 0.01
O/H	8.32	8.15	$8.24^{+0.34}_{-0.26}$
N/H (KB94)	7.65	7.65	$7.63^{+0.20}_{-0.15}$
Ne/H (KB94)	7.80	7.59	$7.60^{+0.26}_{-0.21}$
Ar/H (KB94)	5.58	5.50	$5.84^{+0.26}_{-0.20}$

Continúa en la siguiente página.

IC 4997	1990	1991	REP22
S/H (KB94)	6.23	6.16	$6.44^{+0.23}_{-0.18}$
Cl/H (LS00)	4.17	4.11	$4.41^{+0.23}_{-0.18}$
Cl/H (DI14)	4.10	4.03	—
<i>X/O</i>			
N/O (KB94)	-0.66	-0.50	$-0.62^{+0.15}_{-0.20}$
Ne/O (KB94)	-0.52	-0.56	$-0.66^{+0.06}_{-0.08}$
Ar/O (KB94)	-2.74	-2.66	$-2.42^{+0.07}_{-0.09}$
S/O (KB94)	-2.09	-1.99	-1.81 ± 0.52
Cl/O (LS00)	-4.15	-4.04	$-3.84^{+0.25}_{-0.36}$
Cl/O (DI14)	-4.21	-4.12	—

Tabla B.3: Abundancias totales de IC 4997 determinadas con los datos de Hyung et al. (1994) comparadas con las presentadas en Ruiz-Escobedo y Peña (2022).

Estos resultados muestran que si se sigue la misma metodología utilizada en el artículo de Ruiz-Escobedo y Peña (2022) para el cálculo de condiciones físicas y abundancias de IC 4997 para los datos de Hyung et al. (1994) se obtienen resultados muy similares. Esto muestra que en el periodo de diez años que separan ambos conjuntos de observaciones no existen cambios en la composición química de la nebulosa; por otra parte, los datos de Hyung et al. (1994) permiten la detección de líneas de otros iones como Cl^+ , Cl^{+3} , Ni^+ y las líneas de recombinación de Ne^{+2} , de esta forma se puede obtener la abundancia total de Cl/H con otro ICF (Delgado-Inglada et al. 2014) que considera la presencia de los tres iones del Cl que resulta menor a la determinada por Ruiz-Escobedo y Peña (2022); además se puede dar una estimación del $\text{ADF}(\text{Ne}^{+2})$ que resulta ser de $\sim 6 - 11$.

Apéndice C

Flujos y velocidades de M 3-27



N este Apéndice se presentan las tablas con flujos y las intensidades corregidas por efectos del enrojecimiento de las distintas observaciones de M 3-27; en los casos de las observaciones realizadas con el espectrógrafo REOSC-Echelle del OAN-SPM se incluyen los valores de los anchos FWHM, v_{exp} y v_{rad}

de las líneas.

Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$
B&Ch, 300 l mm ⁻¹ (2004)						
c(H β) = 0.46						
[Ne III]	3868.75	3863.86	72.66	6.22	193.27	16.54
He I+H γ +[Ne III]	3970.00	3963.56	36.51	2.45	89.58	6.12
H δ	4101.74	4097.79	14.98	0.53	32.35	1.20
H γ	4340.47	4337.93	29.15	1.05	49.41	1.82
[O III]	4363.21	4360.32	97.48	2.55	160.86	4.35
O II	4414.90	4412.60	2.65	0.28	4.15	0.43
He I	4471.47	4468.55	9.60	0.48	14.14	0.71
He I	4471.47	4469.02	8.83	0.67	12.99	0.98
He I	4713.14	4711.88	2.67	0.32	3.08	0.37
H β	4861.33	4860.49	100.00	0.98	100.00	0.98
He I	4921.93	4921.34	3.48	0.36	3.31	0.35
[O III]	4958.91	4958.13	49.97	0.45	45.79	0.41
[Fe II]	5158.81	5159.71	4.34	0.26	3.40	0.21
[N I]+	5197.90	5196.44	2.18	0.16	1.65	0.12
[Fe II]	5261.61	5261.76	0.86	0.13	0.62	0.09

Continúa en la siguiente página.

Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$
[Fe III]	5270.40	5274.10	2.34	0.15	1.68	0.11
[O I]	5577.34	5577.75	1.56	0.15	0.93	0.09
[N II]	5754.64	5754.55	3.66	0.12	1.97	0.07
He I	5875.64	5876.10	44.95	0.48	22.72	0.32
Si II	5957.57	5958.26	1.28	0.08	0.62	0.04
Si II	5978.93	5979.57	1.56	0.11	0.75	0.05
O I	6046.23	6046.67	1.54	0.10	0.64	0.04
[O I]	6300.30	6300.63	48.41	0.41	19.93	0.30
[S III]	6312.10	6312.67	8.21	0.10	3.38	0.06
[O I]	6363.78	6364.48	15.58	0.65	6.29	0.27
He I	6678.15	6678.32	14.11	0.29	4.94	0.12
[S II]	6716.47	6717.39	1.89	0.10	0.65	0.03
[S II]	6730.85	6730.59	2.90	0.12	0.99	0.04
O I	7001.92	7001.13	1.99	0.15	0.60	0.05
He I	7065.28	7065.27	51.58	0.49	15.17	0.29
[Ar III]	7135.78	7135.95	11.20	0.36	3.20	0.12
O I	7254.15	7254.50	2.89	0.23	0.77	0.06
He I	7281.35	7281.06	4.07	0.07	1.09	0.03
[O II]+	7325.00	7324.74	26.88	0.39	7.05	0.16

Tabla C.1: Flujos e intensidades de las líneas medidas de M 3-27 en el espectro Boller & Chivens de 300 l mm^{-1} del 2004. (Espectro reducido por Miriam Peña).

REOSC-Echelle (2004)									
$c(H\beta) = 0.42$									
Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$	FWHM	v_{exp}	v_{rad}
H14+[S III]	3721.83	3721.18	4.20	1.35	5.75	1.85	0.93	37.36	-31.27
[O II]	3726.03	3725.52	0.75	0.56	1.02	0.76	0.41	16.53	-19.94
[O II]	3728.82	3728.20	1.30	0.76	1.77	1.04	0.33	13.15	-28.52
H13	3734.37	3733.72	1.04	0.66	1.42	0.89	0.27	11.02	-30.78
H12	3750.15	3749.41	2.56	1.93	3.48	2.63	0.49	19.65	-38.00
H11	3770.63	3770.08	3.31	1.36	4.45	1.83	0.84	33.46	-22.40
H10+[S III]	3797.90	3797.28	2.86	4.21	3.82	5.63	0.59	23.47	-27.62
He I	3819.61	3818.75	2.43	1.36	3.25	1.82	0.44	17.11	-46.35
H9	3835.39	3834.84	6.06	1.80	8.08	2.42	0.10	4.09	-21.98

Continúa en la siguiente página.

Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$	FWHM	v_{exp}	v_{rad}
Si II	3856.02	3855.29	1.21	0.77	1.60	1.02	0.64	24.76	-35.28
[Ne III]	3868.75	3867.91	78.79	3.55	104.40	5.47	0.61	23.58	-43.63
He I	3888.65	3887.56	11.43	2.30	15.05	3.05	0.65	25.06	-62.66
H8+He I	3889.05	3887.83	3.09	1.03	4.07	1.36	0.06	2.39	-73.14
H8+He I	3889.05	3888.52	9.04	1.98	11.91	2.62	0.51	19.50	-20.07
He I	3926.53	3926.17	11.42	1.52	14.83	2.01	0.18	6.84	-6.61
[Ne III]	3967.46	3966.63	23.52	2.15	30.42	2.88	0.58	21.85	-41.48
He I	3970.07	3969.48	6.36	1.08	8.15	1.40	0.23	8.52	-23.23
He I	4009.26	4008.12	0.57	0.43	0.73	0.55	0.35	12.93	-64.48
He I	4026.21	4025.29	5.09	2.22	6.48	2.83	0.62	23.11	-47.43
[S II]	4068.60	4067.59	3.00	0.46	3.78	0.58	0.30	10.95	-53.64
O II	4069.62	4068.20	1.06	0.65	1.33	0.81	0.96	35.38	-83.70
O II	4097.26	4096.41	0.68	0.69	0.85	0.87	0.31	11.35	-41.18
H δ	4101.74	4101.06	15.38	2.47	19.20	3.11	-	-	-
He I	4120.84	4119.73	0.64	0.42	0.80	0.52	0.13	4.87	-59.61
He I	4143.76	4142.74	0.77	0.36	0.95	0.44	0.25	9.05	-52.36
[Fe II]	4287.39	4286.42	1.05	0.43	1.24	0.51	0.61	21.48	-46.74
H γ	4340.47	4339.74	31.21	2.31	36.33	2.73	-	-	-
[Fe II]	4359.34	4358.23	0.99	0.31	1.15	0.36	0.32	10.98	-54.91
[O III]	4363.21	4362.06	105.25	3.14	121.56	3.99	0.62	21.17	-58.08
O I	4368.19	4367.07	0.93	0.31	1.08	0.36	0.55	18.88	-55.79
He I	4387.93	4386.65	1.07	0.29	1.23	0.33	0.37	12.78	-66.11
He I	4471.47	4470.25	7.81	0.50	8.73	0.56	0.54	18.28	-60.38
O II	4649.13	4647.70	0.50	0.16	0.53	0.17	0.25	8.20	-70.95
O II	4650.84	4648.85	0.28	0.12	0.30	0.12	0.13	4.12	-107.16
[Fe II]	4814.55	4813.30	0.29	0.11	0.29	0.11	0.25	7.86	-56.88
H β	4861.33	4860.37	100.00	2.73	100.00	2.73	-	-	-
He I	4921.93	4920.57	3.77	0.28	3.71	0.27	0.63	19.16	-61.76
[Fe III]	4924.50	4922.62	0.64	0.18	0.63	0.17	0.28	8.58	-93.57
[O III]	4958.91	4957.72	55.44	1.73	54.06	1.70	0.90	27.10	-50.97
[O III]	5006.84	5005.52	165.22	3.98	159.41	3.88	1.03	30.71	-57.77
He I	5015.68	5014.18	4.13	0.35	3.97	0.33	0.93	27.76	-68.76
Si II	5041.03	5039.65	0.86	0.22	0.83	0.21	0.42	12.57	-61.22
He I	5047.74	5046.29	0.72	0.17	0.68	0.16	0.42	12.39	-64.74

Continúa en la siguiente página.

Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$	FWHM	v_{exp}	v_{rad}
Si II	5055.98	5054.71	0.74	0.12	0.70	0.12	0.87	25.77	-54.16
O I+	5146.61	5145.26	0.81	0.75	0.76	0.70	1.14	33.16	-57.26
[Fe II]	5158.81	5157.40	1.28	0.26	0.99	0.20	1.78	51.70	-60.80
[Ar III]	5191.82	5190.21	1.01	0.14	0.76	0.11	0.85	24.63	-71.72
O I	5298.89	5297.59	0.30	0.07	0.27	0.06	0.35	9.91	-52.57
[Fe II]	5333.65	5332.25	0.29	0.10	0.26	0.09	0.93	26.24	-57.71
[Fe II]	5433.13	5431.60	0.26	0.07	0.23	0.06	0.52	14.35	-63.06
[O I]	5577.34	5575.90	1.41	0.07	1.21	0.07	0.56	15.02	-56.36
N II	5679.56	5678.16	0.28	0.08	0.24	0.07	0.38	9.96	-52.75
[Fe II]	5746.97	5745.24	0.20	0.12	0.17	0.10	1.01	26.43	-68.95
[N II]	5754.64	5753.25	2.82	0.16	2.36	0.14	1.01	26.45	-51.47
He I	5875.64	5874.40	43.27	4.17	35.55	3.49	1.01	25.76	-41.91
O I	5958.39	5956.61	1.36	0.19	1.11	0.16	1.24	31.29	-68.42
Si II	5978.93	5977.72	1.36	0.17	1.11	0.14	0.80	20.09	-39.66
O I	6046.23	6045.09	1.51	0.14	1.21	0.11	1.00	24.92	-35.61
[O I]	6300.30	6299.14	54.71	1.70	42.42	1.67	0.77	18.29	-33.94
[S III]	6312.10	6311.11	7.47	0.37	5.79	0.32	1.03	24.49	-25.85
Si II	6347.11	6346.04	1.78	0.12	1.37	0.10	0.95	22.38	-29.56
[O I]	6363.78	6362.67	18.62	0.50	14.34	0.53	0.77	18.11	-30.99
Si II	6371.36	6370.24	1.44	0.15	1.11	0.12	0.91	21.51	-31.49
[N II]	6548.03	6547.43	3.11	1.68	2.34	1.26	1.23	28.07	-6.11
H α	6562.82	6560.82	2183.98	42.65	1637.15	55.15	-	-	-
[N II]	6583.41	6582.70	9.06	1.10	6.78	0.84	1.50	34.08	-11.38
He I	6678.15	6676.91	16.25	1.34	12.01	1.05	0.78	17.46	-34.59
[S II]	6716.47	6715.89	2.11	0.28	1.55	0.21	1.42	31.73	-4.93
[S II]	6730.85	6730.24	2.75	0.28	2.02	0.21	1.16	25.81	-5.99

Tabla C.2: Flujos, intensidades y FWHM de las líneas medidas de M 3-27 en el espectro REOSC-Echelle del 2004. (Espectro reducido por Miriam Peña).

REOSC-Echelle (2019)									
$c(H\beta) = 0.63$									
Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$	FWHM	v_{exp}	v_{rad}
H25	3669.47	3668.66	0.28	0.11	0.46	0.19	0.20	8.31	-66.35
H24	3671.48	3670.67	0.51	0.17	0.83	0.27	0.24	9.67	-66.31

Continúa en la siguiente página.

Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$	FWHM	v_{exp}	v_{rad}
H23	3673.76	3672.90	0.61	0.27	0.97	0.43	0.51	20.76	-70.27
H22	3676.37	3675.50	0.73	0.21	1.17	0.34	0.32	12.94	-70.71
H21	3679.36	3678.50	0.96	0.22	1.53	0.36	0.19	7.80	-70.41
H20	3682.81	3681.92	1.13	0.27	1.80	0.43	0.40	16.18	-72.13
H19	3686.83	3686.03	1.31	0.39	2.10	0.62	0.31	12.50	-65.22
H18	3691.56	3690.68	1.06	0.36	1.68	0.58	0.22	9.07	-71.39
H17	3697.15	3696.39	1.81	0.51	2.88	0.81	0.48	19.50	-61.39
H16	3703.86	3703.03	2.12	0.48	3.40	0.77	0.58	23.30	-66.94
He I	3705.04	3704.10	0.92	0.35	1.47	0.57	0.51	20.60	-75.75
H15	3711.97	3711.14	2.21	0.31	3.54	0.50	0.38	15.44	-66.72
H14	3721.83	3720.94	4.01	0.34	6.41	0.56	0.68	27.37	-72.10
[O II]	3726.03	3725.28	0.48	0.11	0.76	0.18	0.36	14.56	-60.75
[O II]	3728.82	3728.08	0.29	0.11	0.46	0.17	0.51	20.65	-59.58
H13	3734.37	3733.52	3.12	0.26	4.95	0.43	0.34	13.58	-67.92
H12	3750.15	3749.34	3.84	0.55	6.07	0.88	0.43	17.17	-64.84
H11	3770.63	3769.81	4.37	0.30	6.80	0.49	0.40	15.82	-64.96
H10+[S III]	3797.90	3797.07	5.97	0.35	9.22	0.57	0.27	10.72	-65.44
He I	3819.61	3818.77	1.79	0.31	2.77	0.48	0.44	17.34	-65.62
H9	3835.39	3834.59	8.89	0.55	13.70	0.89	0.38	14.94	-62.22
O II	3856.13	3855.18	0.46	0.11	0.71	0.17	0.35	13.79	-73.87
Si II	3862.59	3861.72	0.33	0.07	0.50	0.11	0.37	14.53	-67.92
[Ne III]	3868.75	3867.73	81.73	0.96	124.66	2.91	0.45	17.36	-79.37
He I	3888.65	3887.56	1.76	0.21	2.66	0.32	0.40	15.38	-83.97
H8	3889.05	3888.31	12.11	0.53	18.31	0.88	0.49	18.75	-56.89
He I	3964.73	3963.81	1.14	0.10	1.68	0.15	0.49	18.61	-69.73
[Ne III]	3967.46	3966.47	29.47	0.32	43.34	0.93	0.48	17.99	-74.97
H7	3970.07	3969.31	13.17	0.27	19.35	0.53	0.33	12.64	-57.09
He I	4009.26	4008.20	0.23	0.06	0.34	0.08	0.45	16.97	-79.28
He I	4026.21	4025.34	3.46	0.28	4.97	0.41	0.58	21.49	-64.71
[S II]	4068.60	4067.89	2.77	0.16	3.92	0.24	0.48	17.60	-52.31
O II	4069.62	4068.83	0.20	0.07	0.28	0.10	0.43	15.79	-58.20
O II	4072.15	4071.04	0.14	0.06	0.19	0.09	0.69	25.26	-81.81
O II	4075.86	4075.19	0.44	0.07	0.62	0.10	0.65	23.93	-49.05
[S II]	4076.35	4075.71	0.37	0.05	0.52	0.07	0.23	8.44	-46.91

Continúa en la siguiente página.

Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$	FWHM	v_{exp}	v_{rad}
H δ	4101.74	4101.04	24.03	0.54	33.50	0.92	0.50	18.24	-50.87
He I	4120.84	4119.88	0.58	0.08	0.81	0.11	0.60	21.76	-69.99
He I	4143.76	4142.81	0.75	0.08	1.02	0.11	0.55	19.94	-68.45
[Fe II]	4243.97	4243.20	0.70	0.11	0.91	0.14	1.17	41.50	-54.46
C II	4267.15	4266.17	0.18	0.07	0.23	0.09	0.35	12.16	-68.65
[Fe II]	4276.83	4276.07	0.70	0.12	0.90	0.15	1.23	43.29	-53.13
[Fe II]	4287.39	4286.59	1.24	0.11	1.59	0.14	1.00	34.92	-55.94
O II	4319.63	4318.71	0.35	0.05	0.44	0.06	0.54	18.72	-64.20
H γ	4340.47	4339.81	43.86	0.46	55.08	0.83	0.62	21.26	-45.30
O II	4349.43	4348.49	0.30	0.08	0.38	0.10	0.54	18.76	-64.59
[Fe II]	4359.40	4358.48	0.74	0.06	0.92	0.08	1.09	37.37	-63.48
[O III]	4363.21	4362.13	94.25	0.86	116.99	1.61	0.53	18.31	-74.35
O I	4368.19	4367.34	0.80	0.08	0.99	0.10	0.58	19.78	-58.27
He I	4387.93	4386.87	0.92	0.06	1.13	0.07	0.42	14.50	-72.77
O II	4414.90	4413.31	0.74	0.09	0.89	0.11	1.87	63.66	-108.07
O II	4416.97	4415.73	0.67	0.10	0.81	0.12	1.11	37.68	-84.52
O II	4452.38	4451.30	0.60	0.07	0.72	0.09	1.46	49.16	-72.73
He I	4471.47	4470.44	8.50	0.15	10.05	0.20	0.54	18.01	-69.13
Mg I]	4571.10	4570.25	0.12	0.02	0.13	0.03	0.17	5.51	-55.88
O II	4590.97	4589.83	0.10	0.03	0.11	0.04	0.45	14.56	-74.26
O II?	4595.95	4595.14	0.10	0.03	0.11	0.04	0.46	15.13	-53.09
O II	4638.86	4637.62	0.21	0.05	0.23	0.06	0.84	27.15	-80.15
O II	4641.81	4640.75	0.26	0.03	0.28	0.03	0.44	14.29	-68.21
C III	4647.42	4646.42	0.04	0.01	0.05	0.01	0.12	3.90	-64.64
O II	4649.13	4648.21	0.43	0.03	0.47	0.04	0.43	13.97	-59.46
[Fe III]	4658.05	4656.91	0.37	0.04	0.40	0.05	0.75	24.00	-73.45
O II	4661.63	4660.54	0.13	0.04	0.14	0.04	0.51	16.47	-69.91
O II	4676.24	4675.02	0.10	0.03	0.11	0.03	0.34	10.81	-78.16
He I	4713.14	4712.16	2.30	0.11	2.45	0.11	0.71	22.75	-62.34
[Ar IV]	4740.17	4739.05	0.08	0.03	0.08	0.03	0.61	19.21	-70.78
[Fe III]	4754.69	4753.47	0.12	0.03	0.13	0.03	0.58	18.40	-76.81
[Fe II]	4814.55	4813.93	0.51	0.09	0.52	0.09	1.50	46.86	-38.47
H β	4861.33	4860.72	100.00	0.66	100.00	0.66	—	—	—
He I	4921.93	4920.87	2.84	0.14	2.78	0.14	0.80	24.27	-64.39

Continúa en la siguiente página.

Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$	FWHM	v_{exp}	v_{rad}
O II	4924.53	4923.21	0.39	0.05	0.38	0.05	0.42	12.66	-80.62
[O III]	4958.91	4957.65	60.23	0.54	58.00	0.53	0.64	19.32	-76.13
N II	5001.13	5000.12	0.09	0.04	0.09	0.04	0.64	19.22	-60.43
[O III]	5006.84	5005.49	183.67	1.52	174.07	1.51	0.70	20.83	-80.85
He I	5015.68	5014.42	4.83	0.12	4.56	0.11	0.67	19.99	-75.38
Si II	5041.03	5040.14	0.98	0.09	0.92	0.08	1.09	32.51	-52.98
He I	5047.74	5046.72	0.69	0.05	0.65	0.05	0.68	20.25	-60.64
Si II	5055.98	5055.00	0.83	0.07	0.78	0.06	0.91	26.94	-58.17
[Fe II]	5158.81	5157.92	1.08	0.08	0.74	0.06	1.75	50.83	-51.48
[Ar III]	5191.82	5190.43	0.90	0.04	0.59	0.03	0.64	18.45	-80.22
[N I]	5197.90	5196.79	0.21	0.03	0.18	0.03	0.43	12.52	-64.31
[N I]	5200.26	5199.17	0.10	0.01	0.09	0.01	0.06	1.76	-62.67
[Fe II]	5376.45	5375.47	0.57	0.08	0.48	0.07	2.33	64.93	-54.48
[Fe II]	5376.45	5375.65	0.15	0.06	0.13	0.05	2.13	59.45	-44.77
[O I]	5577.34	5576.33	0.78	0.03	0.63	0.03	0.29	7.87	-54.56
N II	5679.56	5678.42	0.19	0.06	0.15	0.05	1.16	30.59	-60.39
[Fe II]	5746.97	5745.84	0.20	0.05	0.15	0.04	1.64	42.86	-58.90
[N II]	5754.64	5753.22	2.71	0.09	2.07	0.07	0.85	22.22	-73.78
He I	5875.64	5874.32	49.07	0.39	36.55	0.59	0.88	22.46	-67.20
Si II	5978.93	5977.78	1.37	0.08	1.00	0.06	1.13	28.29	-57.46
O I	6046.23	6045.09	1.45	0.06	1.04	0.04	0.90	22.28	-56.33
[O I]	6300.30	6299.14	41.82	0.37	28.55	0.58	0.91	21.69	-55.29
[S III]	6312.10	6310.60	9.92	0.21	6.76	0.19	1.08	25.68	-71.06
Si II	6347.11	6345.78	1.45	0.06	0.99	0.05	1.14	27.03	-62.82
[O I]	6363.78	6361.88	2.22	0.07	1.50	0.05	0.12	2.90	-89.44
Si II	6371.36	6369.97	0.83	0.05	0.56	0.03	0.76	17.94	-65.22
[N II]	6548.03	6546.75	1.74	0.40	1.13	0.26	1.18	27.02	-58.60
H α	6562.82	6560.13	2059.10	15.48	1336.40	29.29	-	-	-
[N II]	6583.41	6582.02	5.90	0.38	3.82	0.26	1.22	27.83	-63.26
He I	6678.15	6676.71	15.21	0.29	9.66	0.28	1.09	24.48	-64.56
[S II]	6716.47	6715.34	1.06	0.07	0.67	0.04	1.20	26.69	-50.25
[S II]	6730.85	6729.63	1.35	0.07	0.85	0.05	1.04	23.09	-54.38
C II	6791.47	6790.56	0.25	0.04	0.15	0.02	0.79	17.37	-40.11
O I	7001.92	7000.62	1.23	0.06	0.73	0.04	0.96	20.58	-55.49

Continúa en la siguiente página.

Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$	FWHM	v_{exp}	v_{rad}
He I	7065.28	7063.42	54.34	1.83	32.05	1.35	1.16	24.72	-79.02
[Ar III]	7135.78	7134.07	15.95	0.32	9.29	0.30	1.14	23.86	-71.89
[Fe II]	7155.16	7154.13	0.69	0.12	0.40	0.07	2.35	49.30	-43.27
[Ar IV]	7170.62	7168.88	0.74	0.09	0.43	0.05	1.04	21.74	-72.76
[Ar IV]	7237.40	7235.48	0.33	0.07	0.19	0.04	0.86	17.82	-79.42
O I	7254.15	7252.89	2.25	0.13	1.28	0.08	1.07	22.04	-51.99
He I	7281.35	7279.64	3.68	0.33	2.09	0.20	0.83	17.03	-70.50

Tabla C.3: Flujos, intensidades y FWHM de las líneas medidas de M 3-27 en el espectro REOSC-Echelle del 2019.

B&Ch 300 l mm ⁻¹ (2021)							
c(H β) = 0.40							
Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$	
H11	3770.63	3769.40	3.60	0.72	4.77	0.96	
H10+[S III]	3797.90	3797.12	5.16	0.46	6.79	0.62	
H9	3835.39	3833.73	7.82	0.46	10.29	0.64	
[Ne III]	3868.75	3866.81	90.00	0.46	117.66	2.44	
H8+He I	3889.05	3884.20	16.64	0.40	21.64	0.67	
[Ne III]+H7	3964.73	3965.84	44.28	0.40	56.62	1.16	
He I	4026.21	4023.76	3.09	0.60	3.89	0.76	
[S II]	4068.60	4068.55	4.62	0.60	5.76	0.75	
H δ	4101.74	4099.54	25.20	1.26	31.12	1.63	
He I	4143.76	4142.90	0.82	0.40	1.00	0.49	
[Fe II]	4243.97	4240.25	1.14	0.60	1.35	0.71	
[Fe II]	4287.39	4282.89	1.98	0.60	2.32	0.70	
H γ	4340.47	4338.68	40.61	0.50	46.93	0.77	
[O III]	4363.21	4361.06	98.19	0.50	112.63	1.29	
He I	4387.93	4385.54	0.83	0.50	0.94	0.57	
O II	4414.90	4412.93	1.56	0.80	1.77	0.90	
He I	4471.47	4469.81	7.93	0.80	8.81	0.89	
C II	4647.42	4645.47	3.46	1.20	3.66	1.27	
He I	4713.14	4712.09	2.00	0.60	2.08	0.62	
[Fe III]	4754.69	4754.83	0.16	0.08	0.17	0.08	
[Fe III]	4777.68	4776.22	0.39	0.19	0.39	0.19	

Continúa en la página siguiente.

Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$
[Fe II]	4814.55	4814.24	0.98	0.24	1.00	0.24
H β	4861.33	4861.76	100.00	0.25	100.00	0.25
He I	4921.93	4922.49	2.83	0.85	2.79	0.84
[O III]	4958.91	4959.13	59.11	0.25	57.71	0.27
[O III]	5006.84	5007.17	182.53	0.25	176.42	0.51
He I	5047.74	5043.91	2.06	0.85	1.97	0.81
[Fe II]	5158.81	5158.67	2.45	0.85	2.29	0.79
[N I]+	5200.00	5193.87	1.67	0.85	1.55	0.79
[Fe III]	5270.40	5269.00	1.82	0.85	1.66	0.78
[Fe II]	5333.65	5333.10	0.48	0.24	0.43	0.22
[Fe II]	5376.45	5377.62	0.44	0.24	0.39	0.22
[Fe II]	5495.82	5495.99	0.41	0.24	0.36	0.21
[Cl III]	5517.71	5511.99	0.46	0.24	0.40	0.21
[Cl III]	5537.88	5531.31	0.51	0.24	0.45	0.21
[O I]	5577.34	5576.06	1.05	0.24	0.91	0.21
N II	5679.56	5676.00	0.27	0.15	0.23	0.13
[N II]	5754.64	5752.09	3.04	0.20	2.56	0.17
He I	5875.64	5873.50	42.44	1.60	35.20	1.42
Si II	5957.57	5955.88	1.27	1.60	1.04	1.31
Si II	5978.93	5976.68	1.07	0.21	0.87	0.18
O I	6046.23	6043.91	1.34	0.22	1.09	0.18
[O I]	6300.30	6298.73	34.40	0.50	27.00	0.63
[S III]	6312.10	6311.27	7.44	0.50	5.83	0.41
Si II	6347.11	6345.19	1.23	0.50	0.96	0.39
[O I]	6363.78	6362.62	11.80	0.50	9.20	0.43
H α	6562.82	6563.00	1610.00	100.00	1223.56	80.06
[N II]	6583.41	6583.25	22.87	4.60	17.35	3.51
He I	6678.15	6679.02	11.39	4.00	8.54	3.00
[S II]	6716.47	6719.73	0.84	0.40	0.63	0.30
[S II]	6730.85	6733.09	1.40	0.30	1.04	0.22
He I	7065.28	7064.85	46.07	2.00	32.95	1.65
[Ar III]	7135.78	7133.61	13.22	1.50	9.37	1.09
O I+	7254.00	7249.66	2.97	0.30	2.08	0.22
[O II]+	7325.00	7315.52	28.51	2.00	19.74	1.49

Continúa en la página siguiente.

Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$
-----	-------------	-----------------	-----------------------	---------------------	-----------------------	---------------------

Tabla C.4: Flujos e intensidades de las líneas medidas de M 3-27 en el espectro Boller & Chivens de 300 l mm⁻¹ del 2021. (Espectro reducido por Miriam Peña).

B&Ch 600 l mm ⁻¹ (2021)				
c(H β) = 0.39				
Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$I_\lambda/I(H\beta)$
H15	3711.97	3710.51	1.18	1.58
H14	3721.83	3717.16	0.87	1.16
[O II]+	3727.00	3727.46	3.89	5.19
H13	3734.37	3739.35	2.78	3.70
H12	3750.15	3754.41	4.39	5.83
H11	3770.63	3773.72	4.60	6.05
H10+[S III]	3797.90	3799.95	6.21	8.12
He I	3819.61	3820.97	1.45	1.90
H9	3835.39	3836.21	7.68	10.04
[Ne III]	3868.75	3868.60	93.35	121.23
He I+H8	3888+	3888.49	12.89	16.65
[Ne III]+H7	3970+	3966.59	46.15	58.60
He I	4026.21	4024.16	3.34	4.18
[S II]	4068.60	4067.10	3.49	4.33
H δ	4101.74	4099.81	23.77	29.20
He I	4143.76	4141.88	0.61	0.74
[Fe II]	4243.97	4243.11	0.22	0.26
C II	4267.15	4265.89	0.18	0.21
[Fe II]	4276.83	4276.00	0.60	0.70
[Fe II]	4287.39	4286.69	1.23	1.44
H γ	4340.47	4340.09	40.61	46.76
[O III]	4363.21	4362.81	78.17	89.76
He I	4387.93	4387.78	1.00	1.14
O II+	4417.00	4415.29	1.69	1.91
He I	4471.47	4471.65	7.70	8.54
O II+	4641.81	4641.04	0.52	0.55
O II+	4649.13	4649.68	0.54	0.57
[Fe III]	4658.05	4659.31	0.36	0.38

Continúa en la página siguiente.

Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$I_\lambda/I(H\beta)$
[Fe III]	4701.62	4702.09	0.32	0.33
He I	4713.14	4713.46	1.78	1.85
[Ar IV]	4740.17	4739.79	0.10	0.10
[Fe II]	4814.55	4814.98	0.53	0.54
[Fe III]+O II	4890.00	4890.04	0.49	0.49
He I	4921.93	4921.99	2.25	2.22
[O III]	4958.91	4958.53	41.76	40.79
Si II	5041.03	5040.79	0.43	0.42
He I	5047.74	5047.83	0.27	0.26
Si II	5055.98	5056.23	0.63	0.60
O I+	5146.61	5146.50	0.59	0.56
[Fe II]	5158.81	5158.68	0.76	0.60
[Ar III]	5191.82	5191.29	0.44	0.34
[N I]+	5200.00	5199.11	0.19	0.18
[Fe II]	5261.61	5261.96	0.39	0.36
[Fe III]	5270.40	5273.15	0.76	0.70
O I	5298.89	5298.71	0.40	0.37
[Fe II]	5333.65	5333.85	0.45	0.41
[Fe II]	5376.45	5376.86	0.35	0.32
[Fe II]	5433.13	5433.35	0.15	0.13
[Cl III]	5537.88	5512.41	0.32	0.28
[Cl III]	5551.96	5526.99	0.20	0.18
[O I]	5577.34	5576.23	0.45	0.39
[N II]	5754.64	5753.38	1.97	1.67
He I	5875.64	5874.59	34.16	28.47
Si II	5957.57	5957.06	0.95	0.78
Si II	5978.93	5978.04	0.95	0.78
O I	6046.23	6045.45	1.11	0.91
[O I]	6300.30	6299.15	28.13	22.21
[S III]	6312.10	6310.55	6.49	5.12
Si II	6347.11	6345.75	0.94	0.74
[O I]	6363.78	6362.47	9.00	7.06
Si II	6371.36	6370.28	0.61	0.48
He I	6678.15	6675.79	8.85	6.68

Continúa en la página siguiente.

Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$I_\lambda/I(H\beta)$
[S II]	6716.47	6714.42	0.70	0.52
[S II]	6730.85	6728.86	0.90	0.68
O I	7001.92	6999.26	1.33	0.97
He I	7065.28	7062.38	38.32	27.63
[Ar III]	7135.78	7132.81	11.07	7.92
[Fe II]	7155.16	7152.62	0.65	0.46
[Ar IV]	7170.62	7168.08	0.83	0.59
[Ar IV]+	7237.00	7234.75	0.74	0.53
O I	7254.15	7252.33	2.35	1.66
He I	7281.35	7279.24	2.54	1.79
[O II]	7318.92	7317.76	11.68	8.17
[O II]	7329.66	7328.32	9.49	6.64

Tabla C.5: Flujos e intensidades de las líneas medidas de M 3-27 en el espectro Boller & Chivens de 600 km^{-1} del 2021. (Espectro reducido por Ana Valeria Beltrán Sánchez).

REOSC-Echelle (2021)									
$c(H\beta) = 0.47$									
Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$	FWHM	v_{exp}	v_{rad}
He I	3634.25	3633.86	0.94	0.40	1.36	0.58	0.35	18.05	-55.90
H25	3669.47	3669.13	0.69	0.36	0.99	0.52	0.59	26.38	-51.59
H24	3671.48	3671.12	1.08	0.39	1.54	0.56	0.51	23.32	-53.53
H23	3673.76	3673.26	0.94	0.23	1.34	0.33	0.50	23.00	-64.38
H22	3676.37	3676.02	1.62	0.37	2.30	0.54	0.73	31.47	-52.52
H21	3679.36	3678.94	1.27	0.37	1.80	0.52	0.24	14.50	-58.36
H20	3682.81	3682.43	1.69	0.37	2.39	0.53	0.25	14.82	-54.83
H19	3686.83	3686.41	2.00	0.56	2.83	0.80	0.52	23.86	-57.72
H18	3691.56	3691.18	2.22	0.58	3.14	0.83	0.62	27.26	-54.51
H17	3697.15	3696.77	2.08	0.35	2.95	0.51	0.44	20.88	-54.95
H16	3703.86	3703.49	2.78	0.57	3.96	0.82	0.58	25.83	-53.84
He I	3705.04	3704.62	1.01	0.25	1.44	0.36	0.31	14.63	-57.88
H15	3711.97	3711.58	3.81	0.49	5.41	0.73	0.56	25.05	-55.63
H14	3721.83	3721.38	6.90	0.53	9.79	0.82	0.74	31.80	-59.66
[O II]	3726.03	3725.64	0.71	0.19	1.01	0.27	0.73	29.32	-55.43
[O II]	3728.82	3728.43	0.49	0.16	0.70	0.23	0.70	28.23	-55.17

Continúa en la siguiente página.

Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$	FWHM	v_{exp}	v_{rad}
H13	3734.37	3733.94	4.73	0.36	6.68	0.56	0.48	22.13	-58.25
H12	3750.15	3749.82	6.30	0.87	8.88	1.26	0.63	27.46	-50.35
H11	3770.63	3770.27	6.06	0.46	8.43	0.69	0.46	21.23	-52.35
H10	3797.90	3797.51	8.88	0.46	12.28	0.74	0.48	21.81	-54.52
He I	3819.61	3819.22	1.49	0.25	2.07	0.35	0.51	21.49	-54.66
H9	3835.39	3835.03	11.09	0.72	15.32	1.10	0.50	22.45	-51.63
Si II	3862.59	3862.23	0.21	0.09	0.29	0.12	0.22	8.83	-51.36
[Ne III]	3868.75	3868.22	104.51	1.37	143.19	4.71	0.57	22.12	-65.04
He I	3871.82	3871.28	0.25	0.08	0.34	0.11	0.41	17.73	-65.47
He I	3888.65	3887.84	1.57	0.32	2.14	0.44	0.28	13.14	-86.05
H8	3889.05	3888.72	15.00	0.93	20.41	1.40	0.65	27.21	-49.01
He I	3964.73	3964.30	1.46	0.20	1.96	0.27	0.68	26.85	-56.17
[Ne III]	3967.46	3966.94	34.25	1.42	45.68	2.27	0.59	22.51	-63.18
H7	3970.07	3969.74	17.06	0.79	22.51	1.20	0.47	20.74	-48.34
He I	4009.26	4008.75	0.38	0.08	0.50	0.11	0.76	29.43	-61.87
He I	4026.21	4025.80	3.63	0.26	4.76	0.36	0.65	25.21	-54.11
[S II]	4068.60	4068.22	3.19	0.15	4.13	0.22	0.62	22.96	-51.58
O II+O II	4069.62	4069.40	0.32	0.07	0.42	0.10	0.75	27.89	-40.22
[S II]	4076.35	4075.95	0.65	0.08	0.85	0.10	0.64	23.75	-52.85
H δ	4101.74	4101.48	28.26	0.20	36.20	0.90	----	----	----
He I	4120.84	4120.42	0.52	0.09	0.67	0.11	0.74	27.90	-54.36
He I	4143.76	4143.32	0.73	0.09	0.92	0.12	0.63	23.95	-55.28
O II	4189.79	4189.09	0.23	0.09	0.29	0.11	0.53	19.13	-73.62
[Fe II]	4243.97	4243.69	0.57	0.15	0.70	0.18	0.98	34.50	-43.50
O II+O II	4253.9	4253.35	0.12	0.05	0.14	0.06	0.32	11.45	-62.85
C II	4267.15	4266.66	0.24	0.07	0.29	0.09	0.48	17.31	-57.95
O II	4275.55	4275.43	0.17	0.08	0.20	0.10	0.60	21.21	-32.13
O II	4276.75	4276.45	0.35	0.09	0.42	0.11	0.72	25.45	-44.68
O II	4277.90	4277.30	0.23	0.09	0.28	0.11	0.78	27.34	-65.79
[Fe II]	4287.39	4287.08	1.30	0.10	1.57	0.12	1.20	41.84	-45.61
O II	4317.14	4316.70	0.06	0.03	0.07	0.04	0.30	10.74	-54.63
H γ	4340.47	4340.23	45.94	0.52	54.45	1.08	----	----	----
[Fe II]	4359.34	4358.87	0.94	0.10	1.10	0.12	1.35	46.51	-56.33
[O III]	4363.21	4362.62	105.94	0.72	124.47	2.10	0.59	20.38	-64.14

Continúa en la siguiente página.

Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$	FWHM	v_{exp}	v_{rad}
O I	4368.19	4367.79	0.67	0.10	0.78	0.11	0.62	21.57	-51.52
He I	4387.93	4387.38	0.96	0.09	1.12	0.10	0.60	21.93	-61.59
O II	4414.90	4414.24	0.67	0.11	0.77	0.13	1.11	37.81	-68.42
O II	4416.97	4416.24	0.92	0.13	1.06	0.15	1.43	48.69	-73.22
He I	4437.55	4437.19	0.16	0.05	0.18	0.06	0.52	19.17	-48.05
O II	4452.38	4451.76	0.37	0.06	0.42	0.07	1.03	34.85	-65.75
He I	4471.47	4470.94	8.23	0.12	9.32	0.17	0.63	22.39	-59.27
Mg I]	4571.10	4570.66	0.09	0.03	0.10	0.03	0.37	12.39	-52.92
O II	4590.97	4590.26	0.19	0.05	0.21	0.05	1.02	33.51	-69.97
N III	4640.64	4639.96	0.13	0.06	0.14	0.06	0.85	27.77	-67.54
O II	4641.81	4641.16	0.26	0.06	0.28	0.06	0.72	23.43	-65.65
C III	4647.42	4646.57	0.08	0.04	0.09	0.04	0.83	27.05	-78.45
O II	4649.13	4648.52	0.45	0.05	0.48	0.06	0.52	16.93	-63.14
C III	4650.25	4649.32	0.11	0.04	0.12	0.04	0.45	14.82	-83.58
O II	4650.84	4650.34	0.12	0.05	0.13	0.05	0.70	22.64	-56.16
[Fe III]	4658.05	4657.31	0.28	0.04	0.29	0.05	0.54	17.30	-71.18
O II	4661.63	4661.13	0.11	0.04	0.12	0.04	0.61	19.88	-56.02
O II	4676.24	4675.48	0.16	0.04	0.17	0.04	0.71	22.85	-72.60
[Fe III]	4701.62	4700.55	0.11	0.05	0.12	0.05	0.41	13.05	-91.73
O II	4705.35	4704.66	0.13	0.04	0.13	0.04	0.58	18.55	-67.89
He I	4713.14	4712.68	2.02	0.10	2.11	0.10	0.73	24.37	-53.31
[Fe II]	4814.55	4814.33	0.68	0.09	0.69	0.09	1.72	53.68	-37.17
H β	4861.33	4861.00	100.00	0.72	100.00	0.72	---	---	---
O II	4890.86	4888.96	92.01	0.67	92.01	0.67	1.26	38.81	-140.38
O II	4890.86	4889.78	0.46	0.06	0.46	0.06	0.42	13.11	-90.02
O II	4906.81	4906.05	0.52	0.06	0.51	0.06	0.96	29.58	-70.18
He I	4921.93	4921.39	2.17	0.12	2.14	0.11	0.67	21.82	-56.38
O II	4924.53	4923.74	0.15	0.04	0.15	0.04	0.79	24.35	-72.02
[O III]	4958.91	4958.14	55.83	1.26	54.28	1.24	0.66	20.18	-70.17
[O III]	5006.84	5005.96	173.77	1.24	166.95	1.35	0.77	23.31	-76.44
He I	5015.68	5014.91	4.07	0.10	3.90	0.10	0.75	23.59	-69.53
Si II	5041.03	5040.58	0.73	0.08	0.70	0.07	0.83	24.77	-50.73
He I	5047.74	5047.19	0.64	0.04	0.60	0.04	0.86	26.51	-56.40
Si II	5055.98	5055.49	0.63	0.04	0.60	0.03	1.06	31.59	-52.61

Continúa en la siguiente página.

Ion	λ_0	λ_{obs}	$F_\lambda/F(H\beta)$	$\delta(F_\lambda)$	$I_\lambda/I(H\beta)$	$\delta(I_\lambda)$	FWHM	v_{exp}	v_{rad}
O I+O I	5146.61	5146.32	0.69	0.05	0.64	0.05	1.17	34.33	-40.73
[Fe II]	5158.81	5158.39	0.99	0.07	0.91	0.07	1.98	57.58	-48.43
[Ar III]	5191.82	5190.98	0.81	0.05	0.75	0.05	0.70	20.24	-72.36
[N I]	5197.90	5197.48	0.26	0.03	0.23	0.02	0.95	27.49	-48.01
[N I]	5200.26	5199.70	0.18	0.04	0.17	0.04	1.12	32.39	-55.96
[Fe II]	5261.61	5261.42	0.63	0.06	0.56	0.05	1.66	47.34	-34.32
[Fe III]	5270.4	5269.32	0.37	0.03	0.33	0.03	1.41	40.19	-85.07
O I	5298.89	5298.43	0.32	0.05	0.29	0.04	0.86	24.48	-49.81
[Fe II]	5376.45	5376.16	0.44	0.06	0.38	0.06	1.92	53.72	-40.17
N II	5679.56	5678.69	0.10	0.03	0.08	0.03	0.80	21.21	-69.77
[N II]	5754.64	5753.76	2.16	0.05	1.77	0.05	0.87	22.82	-69.43
He I	5875.64	5874.93	36.63	0.25	29.41	0.65	0.85	23.01	-60.06
Si II	5957.57	5956.29	0.22	0.04	0.17	0.03	0.88	22.25	-88.42
O I	5958.39	5957.71	0.88	0.08	0.70	0.07	1.58	39.77	-58.00
Si II	5978.93	5978.31	0.98	0.06	0.77	0.05	1.34	33.71	-54.72
O I	6046.23	6045.71	1.13	0.04	0.88	0.04	0.98	24.51	-49.31
[O I]	6300.30	6299.71	20.49	0.45	15.42	0.54	0.87	20.81	-52.04
[S III]	6312.10	6311.21	6.45	0.11	4.84	0.15	0.97	23.02	-66.15
Si II	6347.11	6346.39	1.02	0.04	0.76	0.03	1.14	26.93	-57.69
[O I]	6363.78	6363.16	9.17	0.17	6.85	0.23	0.71	17.03	-53.17
Si II	6371.36	6370.62	0.56	0.04	0.42	0.03	0.79	18.77	-58.65
[N II]	6548.03	6547.34	0.88	0.28	0.64	0.21	0.97	22.37	-55.55
[N II]	6583.41	6582.64	3.79	0.17	2.74	0.15	1.12	25.78	-59.03
He I	6678.15	6677.40	9.03	0.19	6.44	0.25	1.04	24.51	-57.40
[S II]	6716.47	6715.99	0.59	0.04	0.42	0.03	1.18	26.50	-45.06
[S II]	6730.85	6730.32	0.97	0.04	0.68	0.04	1.05	23.38	-47.51
C II+C II	6779.93	6779.23	0.05	0.02	0.03	0.01	0.74	16.75	-54.64
O II	6895.1	6894.49	0.17	0.05	0.12	0.04	1.00	21.83	-50.29
O I	7001.92	7001.21	0.83	0.03	0.56	0.03	1.12	24.21	-54.09
He I	7065.28	7064.14	26.29	0.60	17.73	0.78	0.82	18.92	-72.12
[Ar III]	7135.78	7134.84	10.48	0.23	7.00	0.31	1.16	24.40	-63.40
[Ar IV]	7170.62	7169.72	0.37	0.06	0.24	0.04	1.15	24.21	-61.45

Tabla C.6: Flujos, intensidades y FWHM de las líneas medidas de M 3-27 en el espectro REOSC-Echelle del 2021.

Ref.		Kohoutek (1968)		Adams (1975)		Ahern (1978)		Barker (1978)			
Año		1964		1973		1974		1972			
c(H β)		0.75		0.70		0.50		0.50 \pm 0.10			
Ion	λ_0	F $_{\lambda}$ /F(H β)	I $_{\lambda}$ /I(H β)	F $_{\lambda}$ /F(H β)	I $_{\lambda}$ /I(H β)	F $_{\lambda}$ /F(H β)	I $_{\lambda}$ /I(H β)	F $_{\lambda}$ /F(H β)	δ (F $_{\lambda}$)	I $_{\lambda}$ /I(H β)	δ (I $_{\lambda}$)
[Ne v]+O III	3425	—	—	—	—	—	—	5.91	5.20	9.21	8.11
O III	3445	—	—	—	—	—	—	7.14	5.80	11.06	8.99
[O II]	3727+	—	—	—	—	28.40	41.10	22.80	6.20	32.99	9.03
[Ne III]	3869	75.00	119.88	—	—	99.20	138.68	118.00	13.00	164.96	18.80
H8	3889	5.95	9.42	—	—	—	—	—	—	—	—
H ϵ + [Ne III]	3967+3970	37.60	57.73	—	—	—	—	—	—	—	—
H δ	4100	10.50	15.21	19.95	28.91	—	—	22.00	3.80	28.67	4.95
H γ	4340	41.10	52.93	42.66	54.94	46.10	55.23	48.10	4.10	57.63	4.91
[O III]	4363	82.00	104.26	79.43	101.00	80.90	96.04	82.00	4.00	97.35	4.75
He I	4471	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
He II	4686	9.90	10.73	—	—	4.20	4.45	1.82	2.80	1.93	2.97
H β	4861	100.00	100.00	100.00	100.00	100.00	100.00	100	—	100.00	—
[O III]	4959	101.00	96.85	144.54	138.61	—	—	145.00	6.00	140.72	5.83
[O III]	5007	434.00	408.87	446.68	420.82	398.70	382.07	436.00	7.00	417.82	6.88
[N II]	5755	—	—	—	—	—	—	1.70	1.50	1.37	1.21
He I	5875	—	—	—	—	30.50	24.14	32.10	1.70	25.41	1.44
[O I]+[S III]	6301+6312	—	—	—	—	17.00	12.56	20.10	1.90	14.85	1.46
[O I]	6360	—	—	—	—	—	—	4.69	1.60	3.44	1.18
H α	6563	622.00	384.76	630.96	390.30	549.80	390.13	653.00	40.00	463.35	31.56
[N II]	6584	—	—	28.18	17.38	—	—	26.70	2.20	18.90	1.66
He I	6678	—	—	—	—	—	—	8.33	1.60	5.81	1.13
[S II]	6717	—	—	—	—	—	—	2.37	1.30	1.64	0.90
[S II]	6731	—	—	—	—	—	—	0.40	0.78	0.28	0.54
He I	7065	—	—	—	—	31.20	20.52	—	—	—	—
[O II]	7325+	—	—	—	—	19.00	12.00	32.30	2.50	20.40	1.78

Tabla C.7: Flujos e intensidades corregidas, considerando los efectos de autoabsorción de H I, de M 3-27 recopilados de la literatura