

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
Instituto de Astronomía Facultad de Ciencias

**El Gas Ionizado Difuso Extragaláctico: Un estudio
estadístico con modelos numéricos**

TESIS

Que para obtener el grado académico de

DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

presenta

Nahiely Flores-Fajardo

Defendida en Marzo de 2010 frente a los sinodales:

Dr. **Alejandro Raga Rasmussen**
Dr. **Luc Aurele Binette** (Director)
Dr. **Christophe Morisset Bernabe** (Director)
Dr. **William Henney Strutt**
Dr. **Leonid Georgiev Dimitrova**



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.

*A mi familia y amigos
...bases y cómplices.*

*Ciencia es el arte de crear ilusiones convenientes,
que el necio acepta o disputa,
pero de cuyo ingenio goza el estudioso,
sin cegarse ante el hecho de que tales ilusiones
son otros tantos velos para ocultar las profundas tinieblas de lo insondable.*

Carl Gustav Jung

*A la Universidad Nacional Autónoma de México
que hace 17 años acunó mis sueños y me ofreció
un espacio de libertad para hacerlos realidad.*

*A la memoria de Dr. Miguel Ángel Herrera
- tu apoyo y consejo siempre han estado y estarán conmigo-*

Mamá, hermano, papá, abuelita y sobrina...gracias por existir en mi vida, por ser y estar, gracias por los principios y valores, por todo su apoyo, impulso y protección...por supuesto, gracias por aguantar las “mordidas”, ¿cómo agradecer el infinito amor?...Gracias también a **Bicu** por aparecer con esa carita y esa adicción por las pelotas...

Gracias a **los incondicionales**: Tina Hernández, Jessica Huelgas, Elena Jiménez, Pamela Mejía, Pilar Pérez, Veni Hernández, Ernesto Navarrete, Oscar Sangines, Toño Vázquez, Samuel Yúdico, Rodrigo Zurita...

Mi más profundo agradecimiento a la **Dra. Julieta Fierro**, quien ha impulsado cada uno de mis pasos a través de las estrellas. Un día me despidió de Universum y me ofreció una beca para hacer la maestría -este es el resultado de aquella junta, una vez, en una oficina de Universum-. Gracias por la confianza depositada en mí.

A mis dos directores de tesis, **Christophe y Luc**...no tengo manera de agradecerles que hayan tomado en sus manos y adoptado esta investigación. Su apoyo y guía han sido piezas fundamentales en estos últimos dos años. Gracias por su tiempo, interés, enseñanzas, ideas...

Christophe, gracias por tomar mi mano y mostrarme el camino en momentos tan difíciles, por saber observar y ser paciente...gracias por soltar mi mano en su momento y enseñarme a confiar en mí. Mil gracias por la dirección de tesis, pero sobre todo, por la amistad que a la larga me has brindado...Gracias por “graduarte” conmigo...gracias por la complicidad.

Leonid, has estado en cada momento de mi camino por el posgrado, estuviste en el proceso y en el momento en que me gradué de la maestría y hoy estás aquí. Me has escuchado y me has hablado (aunque algunas veces yo presté sólo oídos sordos), has confiado en mí todo este tiempo...gracias.

De manera sincera quisiera agradecer a la **Dra. Ana María Hidalgo** por haber despertado mi interés en el tema del gas ionizado difuso durante mis estudios de maestría y por haber guiado, en sus orígenes, esta investigación.

Dra. Silvia Torres, aún cuando a veces no lo comprendí, su guía y consejo, desde mis estudios de maestría hasta el día de hoy, han sido fundamentales para la culminación de este trabajo.

Gracias **Antonio Peimbert**, has sido de gran ayuda en esta investigación, gracias por tu paciencia, por tus explicaciones y todo el apoyo brindado...gracias por hacerme reír con tu “maldad”.

Muchas gracias a la **Dra. Margarita Rosado** por haber aceptado dar los primeros pasos de esta investigación con Ana María y conmigo.

Gracias a los doctores **Alejandro Raga, Leonid Georgiev y William Henney** por haber aceptado ser sinodales de este trabajo y haber dedicado su valioso tiempo a revisar y corregir el documento. Sus comentarios y preguntas fueron muy interesantes y llevaron a mejorar el trabajo realizado.

A todos los **maestros** que en diferentes etapas de mi vida me han brindado su conocimiento con paciencia y dedicación. Toda la preparación recibida ha sido fundamental para el cumplimiento de esta meta.

Sigo agradeciendo de manera particular (lo hice en la licenciatura, lo hago hoy y lo haré cada día) al profesor **Guillermo Ugalde** (profesor de Física en la escuela secundaria), donde quiera que esté espero que continúe inculcando el amor por la Física y que muchos más sean tan afortunados como yo al tenerlo de maestro.

Gracias a la maestra **Yolanda Castells** (profesora de química en la preparatoria) por confiar en mí y por haberme enseñado que está bien rectificar el camino...gracias por leerle la mano a la “niña Flores”. Gracias al **Dr. René Carrillo** quien me recibió en el Instituto de Astronomía cuando aún no conocía el camino.

A mis maestros de maestría: **Christine Allen, Vladimir Ávila, Jorge Cantó, Leticia Carigi, Leonid Georgiev, Jesús González, Xavier Hernández, Gloria Koenigsberger, Dany Page, Antonio Peimbert, Alejandro Raga, Alejandro Ruelas y Javier Sánchez**, gracias por todo el conocimiento y consejos recibidos.

A todos aquellos **alumnos y exalumnos** que han estado cada día para recordarme mis propios anhelos y que, sin saberlo, me han ayudado tanto a crecer, Gracias. Su presencia, sonrisas y reclamos han dado un motivo en muchos momentos.

Gracias también a todos mis **exbecarios** de Universum, gracias por hacerme crecer, por compartir el amor por ese espacio que hicimos nuestro...gracias por su amistad. A todas y cada una de las personas que me permitieron sentir su asombro y placer al ver las estrellas en el planetario, gracias por estar ahí, por llevar a sus niños y por maravillarse con ellos y conmigo.

A mis **compañeros en el Instituto de Astronomía** (los nombraría a cada uno pero seguro alguno se me va a ir, de cualquier manera ustedes saben quienes son), gracias por compartir excelentes años de clases, tareas, desvelos, risas, corajes, partidos de futbol, cervezas, pozoles...gracias por “goyas” interminables con ustedes. Particular agradecimiento a aquellos que compartieron una oficina conmigo: **Janet, Atahualpa, Virgilio, Liliana, Diego y Paolo**.

Mi agradecimiento y reconocimiento a todo el personal académico, técnico y administrativo del **Instituto de Astronomía, UNAM**.

Gracias al departamento de **computo del IA**. El soporte técnico brindado fue fundamental para la realización de este trabajo.

Todo mi cariño y agradecimiento al personal académico, técnico y administrativo del **Observatorio Astronómico Nacional-Tonanzintla y San Pedro Mártir**. Su dedicación en el trabajo, profesionalismo y, sobre todo, calidés humana hicieron del proceso de aprendizaje y de investigación una maravillosa experiencia.

Agradezco al Consejo Nacional de la Ciencia y la Tecnología que me otorgó el apoyo económico para llevar a cabo tanto mis estudios de maestría como de doctorado.

A los proyectos: PAPIITI X125304 (DGAPA, UNAM), CONACyT 49737 y J-49594, los cuales apoyaron económicamente diferentes fases de esta investigación y las publicaciones que de ella emanaron.

Índice general

Índice general	IX
Resumen	XI
Introducción	1
1. El DIG: Una componente del Medio Interestelar	3
1.1. El Medio Interestelar	5
1.1.1. Regiones Fotoionizadas	7
1.1.2. Calentamiento y enfriamiento del medio interestelar	12
1.2. Criterios de separación del DIG de las regiones HII en la literatura	14
1.3. Características generales	16
1.4. Posibles explicaciones de la emisión del DIG en la literatura	23
2. Recopilación y análisis de las observaciones del DIG en la literatura	31
2.1. Estructura interna de DIGEDA	31
2.1.1. Criterio adicional de separación por zonas: $ z $	36
2.2. Análisis e interpretación de los datos	37
2.2.1. Resultados de los diagramas de diagnóstico	37
2.2.2. El criterio del cociente $[N II]/H\alpha$	41
2.2.3. El criterio de la Medida de Emisión	43
2.3. Discusión	47
2.3.1. Regiones H II y DIG, ¿Cuál es la diferencia de fondo?	47
2.3.2. El DIG en galaxias irregulares	48
3. Descripción del modelo de capa de mezcla turbulenta (CMT)	51
3.1. Estructura de la capa de mezcla	52
3.2. El flujo de Couette	56
3.3. El número de Prandtl y su significado	58
3.4. Ecuaciones de la solución estacionaria del modelo	59
3.4.1. Ecuación diferencial de la temperatura	59
3.4.2. Ecuación de difusión	60
3.5. El código numérico MAPPINGS	62
3.5.1. Método de diferencias finitas	63
3.5.2. Método de sobrerelajación sucesiva (SOR)	64
3.6. Aplicación del modelo al gas ionizado difuso	65

4. Modelos de capa de mezcla aplicados al DIG de NGC 891	71
4.1. Estructura de temperatura en la CMT	72
4.2. Estructura iónica en la CMT	73
4.3. NGC 891	75
4.3.1. El estudio de Rand de NGC 891 en 1998	76
4.4. Impacto de los diferentes parámetros físicos en los modelos de CMT	79
4.5. Los modelos para NGC 891	88
4.5.1. Secuencia en velocidad del jet v_j	89
4.5.2. Secuencia en parámetro de ionización	90
4.6. Discusión de los modelos de CMT	91
5. Modelos de fotoionización	95
5.1. Descripción del código numérico CLOUDY	96
5.2. Modelos de fotoionización en la literatura	99
5.3. Modelos actuales de fotoionización	105
5.3.1. Modelos con absorción del campo de radiación proveniente del disco	108
5.3.2. Modelos con contribución de estrellas evolucionadas (WDs)	110
5.3.3. Modelos combinados	114
5.4. Discusión sobre los modelos de fotoionización	122
6. Conclusiones	131
A. 1er artículo: Photoionized Mixing Layer Models of the Diffuse Ionized Gas 2009, ApJ, 695, 552	137
B. 2ndo artículo: Analysis of the diffuse ionized gas database: DIGEDA 2009, Rev-Mex, 45, 261	149
C. DIGEDA en Vizier	165
Índice de Tablas	169
Índice de Figuras	173
Bibliografía	183

Resumen

Los estudios del Gas Ionizado Difuso (DIG) hasta el momento se han hecho sin un consenso del criterio estricto para diferenciarle de las regiones H II además de no tener un conocimiento claro respecto a la fuente de ionización y calentamiento del gas difuso. Con el objetivo de responder a estas preguntas, en este trabajo recopilamos las mediciones de las líneas en emisión de 29 galaxias disponibles en la literatura, creando la primera base de datos del DIG (DIGEDA, disponible de manera libre en <http://vizier.u-strasbg.fr>). Haciendo uso de esta base, analizamos las propiedades globales del DIG a partir de los cocientes de líneas $[\text{N II}]\lambda 6583/\text{H}\alpha$, $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$, $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ y $[\text{S II}]\lambda 6716/\text{H}\alpha$, así como de la medida de emisión de $\text{H}\alpha$. Este análisis nos permitió concluir que el cociente $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ provee de un criterio general para diferenciar una región en emisión en DIG o región H II, mientras que la $\text{EM}(\text{H}\alpha)$ es una cantidad útil únicamente cuando consideramos galaxias por separado. Finalmente, encontramos que las regiones que se han clasificado como DIG en galaxias Irr parecen tener un comportamiento más cercano a aquel de las regiones H II que al DIG en galaxias espirales.

En general se cree que las estrellas O, confinadas en el disco galáctico, son capaces de fotoionizar una fracción significativa del DIG en galaxias espirales, el cual se considera con una extensión típica de 2 kpc de distancia del disco de la galaxia. En virtud de que hasta el momento no se han desarrollado modelos numéricos completamente exitosos en la reproducción de las líneas en emisión del DIG, en este trabajo presentamos dos tipos de modelos para el DIG: modelos de capa de mezcla y modelos de fotoionización pura con estrellas evolucionadas.

Los modelos de capa de mezcla turbulenta fueron desarrollados con el código numérico MAPPINGS IC, en los cuales un gas fotoionizado tibio y estático se mezcla con un viento supersónico caliente. La mezcla, así como la disipación turbulenta, generan una región intermedia en la que el gas se acelera, calienta y mezcla. Presentamos la comparación de dos secuencias de modelos exitosas en la tarea de reproducir los datos observacionales de la galaxia NGC 891. En una de las secuencias la velocidad del viento se incrementa, mientras que en la otra el parámetro de ionización y la opacidad de la capa son las que se incrementan. A pesar del éxito en la reproducción de los cocientes de líneas, los modelos de capa de mezcla turbulenta resultan muy poco eficientes en la emisión absoluta de $\text{H}\alpha$.

Por otro lado, En la literatura se ha considerado que los modelos simples de fotoionización no son capaces de reproducir las características espectroscópicas del DIG. En este trabajo presentamos modelos simples de fotoionización, desarrollados con el código numérico CLOUDY. En ellos actualizamos los resultados publicados hace más de una década, por los cambios que se han dado en la física atómica, en la determinación de la composición química del medio interestelar y en los modelos de atmósferas y evolución estelar. También presentamos en esta tesis modelos de fotoionización en los que combinamos el aumento en la energía promedio de los fotones por absorción de un cierto porcentaje de fotones de las estrellas OB con la contribución de fotones duros provenientes de estrellas evolucionadas y calientes. Estos modelos resultan exitosos en la reproducción tanto de la distribución de los datos del DIG disponibles en DIGEDA como de su comportamiento espacial (gradiente). En virtud a ello en este trabajo favorecemos a las estrellas evolucionadas y calientes (enanas blancas) como la fuente adicional de fotones que aumenta la temperatura del DIG haciendo de ésta la diferencia fundamental entre el gas difuso y aquel de las regiones H II.

Introducción

En 1963, Hoyle & Ellis basándose en la observación de absorción del continuo libre-libre, propusieron la existencia de una componente más del WIM (Warm Ionized Medium, además de las regiones H II y de las Nebulosas Planetarias). Esta era una componente también tibia ($\sim 10^4$ K) pero aún de más baja densidad que las regiones H II y las Nebulosas Planetarias ($\sim 10^{-1}$ cm $^{-3}$) y de hidrógeno ionizado rodeando el plano de la Vía Láctea, cuya luminosidad podía ser comparable con la luminosidad ionizante de todas las estrellas O y B en la Galaxia. La existencia de esta componente fue comprobada una década después cuando Reynolds detectó emisión débil de líneas ópticas del medio interestelar difuso en la Vía Láctea (Reynolds et al., 1973). Más tarde, imágenes extragalácticas profundas realizadas con CCD en la línea de H α , revelaron discos y halos de otras galaxias permeados por un plasma tibio similar al propuesto por Hoyle & Ellis y encontrado por Reynolds y colaboradores para la Vía Láctea (e.g. Dettmar & Koribalski, 1990; Rand et al., 1990; Bland-Hawthorn et al., 1991a). A partir de entonces, este Gas Ionizado Difuso (también llamado DIG por sus siglas en inglés), ha sido estudiado tanto en la Vía Láctea (en este caso el DIG ha sido llamado “capa de Reynolds”), como en otras galaxias tanto espirales (e.g. Rand, 1998; Zurita et al., 2000b; Otte et al., 2002; Miller & Veilleux, 2003), como irregulares (e.g. Martin & Kennicutt, 1997; Hidalgo-Gómez, 2006).

A lo largo de este tiempo, los estudios del Gas Ionizado Difuso (DIG) han revelado dos principales problemas a resolver respecto a esta fase del medio interestelar:

- En primer lugar, no se tiene un consenso respecto al criterio estricto para diferenciar entre el DIG y las regiones H II. Es decir, ya sea que se esté viendo a las galaxias de cara o de canto, no se tiene un criterio para saber qué parte del gas se va a considerar *región H II* y qué parte del gas se va a considerar *DIG*. ¿Es posible dar un criterio de separación objetivo entre estas dos regiones de manera empírica?
- Si es que existe algún criterio empírico, ¿Cuál es la diferencia en las propiedades físicas de ambas regiones para que esto se de?
- En segundo lugar, independientemente del criterio de clasificación que se utilice en los diferentes estudios espectroscópicos, las características de las líneas emitidas en el DIG parecen ser sistemáticamente diferentes de aquellas que presentan las regiones H II. Por lo tanto, es de su-

ponerse que la fuente de ionización y/o calentamiento del DIG es diferente a la de las regiones H II. En las regiones H II la fuente dominante de ionización y excitación son los fotones de las estrellas OB, ¿Cuál es aquella dominante en el DIG?

Con el objetivo de dar respuestas concretas a estos dos problemas que presenta el estudio del DIG: el criterio de diferenciación respecto a las regiones H II y la fuente de ionización y calentamiento de éste, en el presente trabajo proponemos estudiar al DIG desde dos puntos de vista diferentes:

1. **Desde el punto de vista estadístico.** Debido a que no se tienen estudios espectroscópicos realizados con una muestra mayor a cuatro o cinco galaxias, no se tiene del todo claro si las características físicas del DIG dependen de la tasa de formación estelar en la galaxia, de su masa, del tipo morfológico, etc. o si es posible determinar alguna similitud en la emisión del DIG, en general, que pueda diferenciarlo de las regiones H II. Por lo tanto, a partir de una recopilación de los datos observacionales existentes en la literatura, pretendemos crear una base de datos que nos permita observar el panorama general de las condiciones predominantes del DIG en los diferentes tipos morfológicos y orientaciones de galaxias. A partir de ésta, esperamos encontrar una diferencia física entre las propiedades del DIG y de las regiones H II para así poderlas diferenciar de manera objetiva.
2. **Desde el punto de vista teórico:** Si se supone que la principal fuente de ionización del DIG son los fotones provenientes de estrellas OB, una fuente extra de ionización y calentamiento ha sido la opción más estudiada para la explicación de la emisión del DIG. Dentro de las posibilidades que más se han estudiado en la literatura son: choques (e.g. Martin, 1997), capa de mezcla turbulenta (e.g. Slavin et al., 1993; Binette et al., 2009), fuentes estelares compactas (e.g. Sokolowski & Bland-Hawthorn, 1991) y decaimiento de neutrinos pesados (e.g. Dettmar & Schultz, 1992), sin ser ninguna de éstas completamente exitosa en la reproducción de los cocientes de líneas observadas. En este caso hemos considerado que la capa de mezcla turbulenta y los modelos de fotoionización considerando las fuentes estelares compactas son aquellos mecanismos que tienen una mayor probabilidad de tener resultados exitosos en la tarea de explicar la fuente de ionización y calentamiento del DIG. Por lo tanto, planteamos la exploración de modelos teóricos con el código numérico MAPPINGS IC (para la capa de mezcla) y con el código numérico CLOUDY (para los modelos de fotoionización) con el fin de tratar de encontrar el proceso físico que se favorezca como responsable de la emisión del DIG.

Esperamos, a partir de estos dos enfoques, dar una visión más clara de las características y procesos físicos dominantes en esta fase de medio interestelar que ha sido estudiada recientemente (relativamente) y que por la gran cantidad de gas contenido en una galaxia en esta forma hemos considerado de suma importancia su entendimiento.

Capítulo 1

El DIG: Una componente del Medio Interestelar

La comprensión de la evolución de las galaxias de disco, su creación y las diversas morfologías que presentan requiere de un estudio detallado de los constituyentes del medio interestelar tanto de manera individual como de la interacción entre ellos. Esto conlleva la necesidad de examinar el origen y los procesos físicos dominantes de las diferentes fases del Medio Interestelar (ISM por sus siglas en inglés), es decir, de aquellos procesos que determinan las condiciones físicas de equilibrio en cada fase del ISM. Este medio ha sido dividido en cuatro fases principales: El **Medio Neutro Frío** (CNM) compuesto tanto por las nubes moleculares como por las nubes atómicas difusas; el **Medio Neutro Tibio** (WNM) compuesto principalmente por las regiones atómicas calientes; el **Medio Ionizado Tibio** (WIM) compuesto por las regiones H II y por las Nebulosas Planetarias y finalmente, el **Medio Ionizado Caliente** (HIM) compuesto principalmente por el gas coronal. Sin embargo en 1963, Hoyle & Ellis basándose en la observación de la absorción del continuo libre-libre, propusieron la existencia de una componente más del WIM (además de las regiones H II y de las Nebulosas Planetarias), una componente también tibia ($\sim 10^4$ K) pero aún de más baja densidad ($\sim 10^{-1}$ cm $^{-3}$) y de hidrógeno ionizado que se encontraba rodeando el plano de la Vía Láctea, cuya luminosidad podía ser comparable con la luminosidad ionizante de todas las estrellas O y B en la Galaxia. La existencia de esta componente fue comprobada una década después cuando Reynolds detectó emisión débil de líneas ópticas del medio interestelar difuso en la Vía Láctea (Reynolds et al., 1973). Más tarde, imágenes extragalácticas profundas realizadas con CCD en la línea de H α , revelaron discos y halos de otras galaxias permeados por un plasma tibio similar al propuesto por Hoyle & Ellis y encontrado por Reynolds y colaboradores en la Vía Láctea (e.g. Dettmar & Koribalski, 1990; Rand et al., 1990; Bland-Hawthorn et al., 1991a). A partir de entonces, este **Gas Ionizado Difuso** (DIG), ha sido estudiado tanto en la Vía Láctea (en este caso el DIG ha sido llamado “capa de Reynolds”), como en otras galaxias tanto espirales (e.g. Rand, 1998; Zurita et al., 2000b; Otte et al., 2002; Miller & Veilleux, 2003), como irregulares (e.g. Martin & Kennicutt, 1997; Hidalgo-Gómez, 2006).

Aunque la naturaleza de este plasma tibio de baja densidad no ha sido del todo bien comprendida, la alta proporción de gas en una galaxia contenida en esta forma, el espesor de esta capa y la energía asociada a su ionización, han dado una nueva visión de la estructura del medio interestelar, de la interacción entre las diferentes fases de éste, así como de la distribución de la radiación en el continuo de Lyman en las galaxias. Hoy en día a este plasma se le conoce con varios nombres: WIM (Warm Ionized Medium), DIM (Diffuse Ionized Medium), DIG (Diffuse Ionized Gas) o eDIG (extraplanar DIG), y “Capa de Reynolds” (en el caso de la Vía Láctea). En este trabajo utilizamos el nombre genérico de DIG (para el gas difuso cuya línea de visión atraviesa el plano galáctico, o cuando éste no está bien definido) o eDIG (para el caso en el que la línea de visión queda fuera del plano de la galaxia).

Actualmente se piensa que el principal mecanismo de ionización y calentamiento de este gas es la fotoionización por fotones UV provenientes de fuentes estelares jóvenes (estrellas O y B del disco), sin embargo las observaciones muestran valores y comportamientos de cocientes de líneas espectrales (e.g. $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$, $[\text{S II}]\lambda 6716/\text{H}\alpha$, $[\text{N II}]\lambda 6583/\text{H}\alpha$, $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$), que no pueden ser explicados con modelos numéricos que supongan como única fuente de ionización y calentamiento del gas a los fotones escapados de regiones H II (e.g. Rand et al., 2009). Por esta razón diferentes autores han propuesto la existencia de un segundo mecanismo de calentamiento y/o ionización (además de los fotones provenientes de las estrellas O y B), para esta componente del ISM. Algunos ejemplos de los mecanismos explorados son: choques (e.g. Shull & McKee, 1979), capa de mezcla turbulenta (e.g. Slavin et al., 1993; Binette et al., 2009, Cap. 3 en la página 51 y Cap. 4 en la página 71 de este trabajo), estrellas evolucionadas y calientes (e.g. Sokolowski & Bland-Hawthorn, 1991, y Cap. 5 en la página 95 de esta tesis) y decaimiento de neutrinos (e.g. Dettmar & Schultz, 1992). Bland-Hawthorn et al. (1991b) en su estudio de la galaxia Seyfert 2, NGC 1068, propone que el DIG puede ser ionizado por el continuo siguiendo una ley de potencias tipo AGN. Sin embargo ningún modelo realizado hasta hoy, considerando estas fuentes extra de calentamiento y/o ionización, ha sido completamente exitoso en la tarea de explicar simultáneamente los cocientes de líneas, la luminosidad en $\text{H}\alpha$ y la extensión espacial del DIG en las galaxias.

Por otro lado, al no existir una frontera bien definida entre las regiones H II y el DIG (o el disco galáctico y el eDIG), no se tiene un consenso respecto al criterio estricto para diferenciar entre el DIG y las regiones H II. Es decir, ya sea que se esté viendo a las galaxias de cara o de canto, no se tiene un criterio objetivo para saber qué parte del gas se va a considerar *región H II* y qué parte del gas se va a considerar *DIG* y cuáles son las razones físicas para ello.

En virtud a ello, en este trabajo hemos realizado una nueva investigación con el fin de dar una posible solución a estos dos problemas del DIG.

En este capítulo introductorio, en primer lugar hacemos una descripción del escenario básico del medio interestelar, los procesos físicos dominantes en éste y posteriormente discutimos en detalle

las características espaciales y espectrales del Gas Ionizado Difuso (DIG). Ambas características, las espectrales y las espaciales, muestran diferencias importantes respecto a las regiones H II típicas, por lo que durante varias décadas se han desarrollado diferentes tipos de esfuerzos con el afán de encontrar la fuente de ionización y excitación del DIG. En este capítulo, también hacemos un recuento y una breve descripción de los diferentes esfuerzos que se han hecho en la literatura para explicar la emisión de este gas.

Finalmente, en virtud de que en lo subsecuente hablaremos constantemente de cocientes de líneas particulares, a menos de que se indique lo contrario [O II], [O III], He I, [O I], [N II], [S II] y [S II]+ siempre se referirán a [O II] λ 3727, [O III] λ 5007, He I λ 5876, [O I] λ 6300, [N II] λ 6583, [S II] λ 6716 y [S II] λ 6716+ λ 6731 respectivamente (con la longitud de onda en Å).

1.1. El Medio Interestelar

El Medio Interestelar (ISM) es el espacio que está entre las estrellas y en el cual se encuentra una cantidad importante de gas y polvo, cuya composición química por número de partículas es similar a la de las estrellas:

$$\text{H} \sim 90.8 \%$$

$$\text{He} \sim 9.1 \%$$

$$\text{C, N, O, ...} \sim 1 \%$$

Este medio interestelar se encuentra en dos fases fundamentales:

- Fase gaseosa $\left\{ \begin{array}{l} \text{Neutra (atómica (HI) o molecular (H}_2\text{))} \\ \text{Ionizada (H II)} \end{array} \right.$
- Fase sólida - granos de polvo (partículas con tamaños $\lesssim 1 \mu\text{m}$).

El estudio de este gas y polvo es de gran relevancia en diferentes campos de la astronomía, en virtud de que estas componentes galácticas tienen efectos importantes tanto en la radiación como en la dinámica de diversos objetos en el Universo. Por un lado, el ISM absorbe y dispersa la radiación emitida por las diferentes fuentes (estrellas, núcleos activos, etc.) y por otro lado, el polvo es la componente en la que principalmente se depositan los metales que, después de ser sintetizados en el interior de las estrellas, son expulsados para dar origen a nuevas generaciones de estrellas.

Además de ello, algunos estudios y observaciones en diferentes rangos del espectro han demostrado que la masa del gas y polvo contenida en el ISM de la Vía Láctea es comparable con la masa total de estrellas en la Galaxia ($M_{\star} \approx M_{\text{ISM}} \approx 10^9 M_{\odot}$). Por lo tanto, los efectos dinámicos de esta componente en la galaxia no pueden ser despreciados en los estudios de las galaxias.

Tanto si consideramos el número de partículas de polvo (n_p), con respecto a las partículas de gas (n_H , ya que el H es el elemento dominante) en el medio interestelar ($n_p/n_H \sim 10^{-12}$), como si consideramos la masa de polvo (m_p), con respecto a la masa de gas ($m_p/m_H \sim 0.007$) (Carroll & Ostlie, 1996), el polvo parece ser poco importante respecto al gas. Sin embargo esto no es del todo cierto, aunque dinámicamente el polvo es poco apreciable, las propiedades ópticas de los granos de polvo hacen que sea éste el responsable de la mayor parte de la extinción selectiva (absorción de radiación en función de la longitud de onda), así como de la emisión difusa en el rango infrarrojo del espectro.

Como ya hemos mencionado, el ISM se ha dividido en cuatro fases principales (CNM, WNM, WIM y HIM) y éstas a su vez están compuestas por 5 componentes principales, cuyas características detallamos a continuación:

1. **Nubes moleculares (H_2).** Son las regiones más frías ($T \simeq 10 - 30$ K), y densas ($n_{(H_2)} \simeq 10^3 - 10^5$ cm^{-3}), del medio interestelar. Aunque principalmente están compuestas de hidrógeno molecular (H_2), en este tipo de nubes también se encuentran otras moléculas fundamentales para el estudio de estas regiones (CO, NH_3 , H_2O , etc.), ésto en virtud de que el H_2 no se puede detectar directamente, por lo tanto estas nubes son inferidas principalmente mediante la detección de otras moléculas. Los tamaños típicos de estas regiones son de $\simeq 5$ pc y debido a la alta densidad de partículas en su interior, la masa contenida en cada una de ellas es relativamente alta ($M \simeq 1000 M_\odot$). Se localizan normalmente muy cerca del plano galáctico ($|z| \lesssim 60$ pc), ocupando una fracción muy pequeña ($\sim 2\%$), del volumen total de la galaxia. Asociadas a estas nubes se han encontrado fuentes infrarrojas, máseres de agua y regiones H II compactas que son algunos indicadores de formación estelar reciente.
2. **Nubes atómicas (H I), difusas.** Son regiones frías ($T \simeq 50 - 150$ K) pero poco densas ($n_{(HI)} \simeq 1 - 100$ cm^{-3}), compuestas principalmente de hidrógeno neutro que se detecta gracias a la emisión de la línea en $\lambda = 21$ cm (producida por un cambio de spín del electrón del átomo de hidrógeno). El tamaño característico de estas nubes es muy similar al de las nubes moleculares, pero debido a la baja densidad de partículas en estas nubes (comparada con aquella de las nubes moleculares), la masa de gas contenida en ellas es $M \simeq 50 - 500 M_\odot$. Se localizan muy cercanas al plano galáctico ($|z| \lesssim 120$ pc), ocupando también una fracción muy pequeña ($\sim 2 - 3\%$) del volumen galáctico.
3. **Gas internube, regiones atómicas calientes.** Estas nubes, aunque también están constituidas principalmente por hidrógeno neutro, y también se detectan mediante la emisión en 21 cm, sus temperaturas son mucho más elevadas ($T \simeq 5000 - 6000$ K), respecto a las nubes difusas y por lo tanto, la fracción de hidrógeno ionizado respecto al neutro en estas nubes es del 10-20 %. La densidad de estas nubes es más o menos uniforme y muy baja ($n_{(HI)} \simeq 0.1 - 1$ cm^{-3}). Se

cree que ocupan aproximadamente la mitad del volumen galáctico, alcanzando una altura sobre el plano de la galaxia de $|z| \simeq 200$ pc.

4. **Regiones fotoionizadas H II.** Son regiones compuestas por hidrógeno que ha sido ionizado por fotones UV ($h\nu \geq 13.6$ eV), provenientes de una estrella caliente de Secuencia Principal ($T_{\text{eff}} > 30000$ K, tipos espectrales O y B). Se detectan dentro de nubes moleculares mediante la emisión libre-libre de radio continuo, así como a partir de las líneas emitidas por la recombinación o excitación colisional de iones (tanto de alta como de baja excitación), en su interior. Las densidades de estas regiones es comparable con la de las nubes moleculares, $n_{(\text{HII})} \simeq 10^2 - 10^4$ cm⁻³, aunque su temperatura es mucho más elevada ($T \simeq 5000 - 10000$ K), con un tamaño típico de $d \simeq 1$ pc, aunque pueden alcanzar decenas de pc (e.g. NGC 2070 en la Nube Mayor de Magallanes, o bien M42). A este grupo pertenecen también las regiones que son fotoionizadas por estrellas evolucionadas y aún calientes: Novas, remanentes de Super Novas y Nebulosas Planterias.
5. **Gas coronal.** El gas coronal es, esencialmente, hidrógeno ionizado colisionalmente debido a la alta energía cinética de las partículas en la región ($T \simeq 10^5 - 10^7$ K). Se detectan por su emisión en rayos X ($h\nu \approx 0.1 - 2$ keV), alcanzando alturas características de $|z| \simeq 350$ pc fuera del plano galáctico. En virtud de que a $T \simeq 10^7$ K, el enfriamiento del gas es muy bajo (Figura 1.1), el gas coronal más caliente tarda mucho tiempo en enfriarse y se mantiene estable permeando los discos galácticos.

El campo magnético así como los rayos cósmicos (principalmente electrones y protones acelerados a velocidades relativistas por campos magnéticos), también se encuentran presentes en el medio interestelar.

1.1.1. Regiones Fotoionizadas

Las regiones fotoionizadas clásicamente se han considerado como aquellas regiones de gas caliente ($T \simeq 5000 - 15000$ K), que se encuentran rodeando a una o más fuentes estelares de fotones UV ($T_{\text{eff}} > 30000$ K). Dentro de estas regiones fotoionizadas clásicas se consideran a las *regiones H II* (regiones fotoionizadas por estrellas jóvenes calientes de tipo espectral O y B) a las *nebulosas planetarias* (envolventes estelares fotoionizadas por estrellas centrales pre-enanas blancas), *Novas* (envolventes estelares fotoionizadas en sistemas estelares binarios), *Super Novas* (envolventes estelares expulsadas violentamente y ionizadas tanto por choques como por fotones de la estrella central), y regiones fotoionizadas alrededor de los *Núcleos Activos de Galaxias* (regiones fotoionizadas por un espectro con forma de ley de potencia).

En este escenario, la radiación producida por la fuente central interactúa con el gas circundante, llevándose a cabo la excitación y ionización del gas y su posterior recombinación. Siendo la ionización

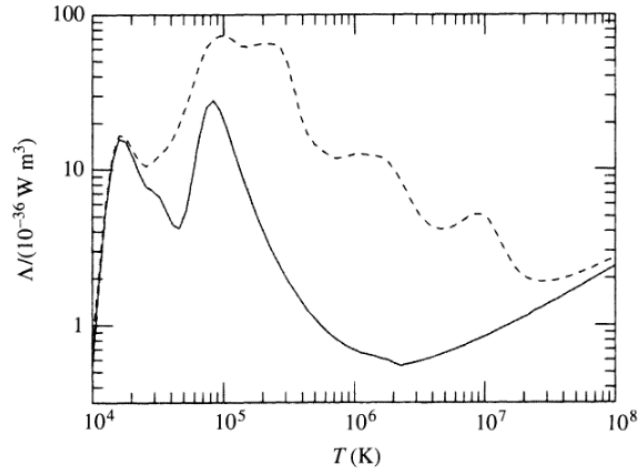


Figura 1.1: Curva de enfriamiento de un gas en el medio interestelar, en función de la temperatura a la que se encuentre. Figura extraída de “Galactic Dynamics”, Binney y Tremaine, Princeton University Press, Princeton, 1987. La línea continua corresponde a un gas compuesto 90% de hidrógeno y 10% de Helio (por número de partículas) y la línea punteada corresponde a un gas con abundancias solares.

y la recombinación los dos procesos físicos fundamentales en estas nubes de gas, una descripción más detallada de éstos se muestra a continuación:

1. **Ionización del gas.** Es el proceso mediante el cual se libera un electrón del pozo de potencial de un átomo o ion.

a) *Fotoionización.* Si consideramos que una estrella emite radiación como un cuerpo negro, la distribución de energías emitidas como función de la frecuencia o bien, de la longitud de onda, será una Función de Planck:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3/c^2}{\exp(h\nu/kT) - 1}; \quad (1.1)$$

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2/\lambda^5}{\exp(hc/\lambda kT) - 1} \quad (1.2)$$

en la cual, si la temperatura es lo suficientemente alta, habrá fotones con energía mayor o igual a la energía necesaria para sacar un electrón del pozo de potencial de un núcleo atómico (energía de ionización), que en el caso del hidrógeno es de 13.6 eV ($E_{\text{foton}} = h\nu \geq IP_H = 13.6 \text{ eV} = h\nu_0$), es decir, tendrán la energía suficiente para ionizar un átomo. El exceso de energía que tengan los fotones ($h\nu - 13.6 \text{ eV}$), se transforma directamente en energía cinética del electrón liberado, es decir, en aumentar la temperatura del gas (cuando consideramos que el gas tiene una distribución de electrones que se termalizan entre sí mediante colisiones elásticas). Por su parte, el protón que también ha sido liberado

(del pozo de potencial del electrón), por conservación de momento en la interacción, sufre una ligera desviación de su posición original pero debido a su masa ($m_p \approx 1800 m_e$), éste básicamente no es alterado.

Debido a que el proceso de fotoionización involucra tanto a fotones como a átomos, el número de fotoionizaciones que se dé dentro de una nube de gas dependerá fundamentalmente de dos factores: 1) de la cantidad de átomos disponibles en el medio para ionizar (n_H), y 2) de la cantidad de fotones con energía $h\nu \geq h\nu_0$ que produzca la estrella. Esta cantidad se define de la siguiente manera:

$$Q(H^0) = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu \quad (1.3)$$

donde L_ν es la luminosidad emitida por la estrella en una frecuencia dada (energía por unidad de tiempo), y que está relacionada con la emisión de cuerpo negro de la estrella de la siguiente forma:

$$L_\nu = \int F_\nu dA = \pi \int B_\nu dA \quad (1.4)$$

donde F_ν es el flujo de energía emitido por la estrella en un elemento de área dA de ésta. Si $Q(H^0)$ es el número de fotones ionizantes que emite la fuente por unidad de tiempo, considerando una geometría esférica, este número de fotones sufrirá un efecto de dilución geométrica, pudiendo definir un flujo de fotones que llegan a un punto dado a distancia r de la fuente, como:

$$\Phi(H^0) = \frac{Q(H^0)}{4\pi r^2} \quad (1.5)$$

Permitiendo así definir también uno de los parámetros que caracterizan a las regiones fotoionizadas, el *parámetro de ionización* U :

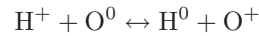
$$U = \frac{\Phi(H^0)}{c n(H)} = \frac{Q(H^0)}{4\pi c r^2 n(H)} \quad (1.6)$$

que no es más que la fracción de fotones ionizantes disponibles respecto a cada átomo de hidrógeno en un punto dado de la nube.

b) Intercambio de carga. (Ver más abajo en los procesos de recombinación).

2. Recombinación de iones. Es el proceso en el que un electrón libre entra al pozo de potencial de un ión, es decir, el proceso contrario a la ionización. Existen 3 tipos principales de recombinaciones:

- a) *Recombinación radiativa.*
- b) *Recombinación dielectrónica.* (Ésta es muy importante en átomos con una gran cantidad de electrones.)
- c) *Recombinación de tres cuerpos.* (Es un proceso despreciable en plasmas de baja densidad.)
- d) *Intercambio de carga.* Es el proceso mediante el cual un ion y un átomo neutro con potenciales de ionización muy cercanos intercambian energía de tal manera que se lleva a cabo un proceso de intercambio en el que el ion se convierte en el átomo neutro y viceversa sin haber una liberación de energía. El ejemplo más claro es el siguiente:



De ellas, la recombinación radiativa es particularmente importante debido a que en ésta se producen fotones indispensables para el estudio de la interacción gas-radiación. En este tipo de recombinaciones, cuando el electrón entra al pozo de potencial del ión, libera su energía cinética en forma de fotones con energía E_γ :

$$E_\gamma = h\nu = 1/2 m v_e^2 + \chi_n \quad (1.7)$$

donde χ_n es la energía del nivel cuántico al que se haya recombinando el electrón. Esta energía es $\chi_n = I_H/n^2$, donde n es el número cuántico principal del nivel al que ocurre la recombinación. Si recordamos que cualquier sistema físico se encuentra preferentemente en su estado de menor energía, entonces, si un electrón no es recombinado al nivel base, éste irá cayendo a los niveles de menor energía produciendo una cascada de fotones con energías bien definidas ($E_\gamma = h\nu = E_{n_i} - E_{n_j}$), es decir, produciendo una cascada de líneas espectrales. Un ejemplo de esto, son las series de líneas de recombinación que se producen en el átomo de hidrógeno (Figura 1.2).

Si se considera un gas compuesto únicamente de hidrógeno ionizado, con densidad y temperatura constante, el número de recombinaciones que se dé por unidad de volumen (R_{rad}), será proporcional al número de electrones libres por unidad de volumen (n_e), así como al número total de protones que se tengan por volumen (n_p), y de la probabilidad de que esta interacción se dé (función de la energía del electrón). Si el electrón tiene una gran energía, se moverá muy rápidamente teniendo poco tiempo para interactuar con un protón, sin embargo, si su energía es pequeña, tendrá el tiempo suficiente, cerca del protón, para recombinarse, aunque ésta no podría ser cero ya que si fuera así, el electrón y el protón no se acercarían para producirse la interacción. Si en vez de tener un electrón y un protón tenemos un conjunto de ellos con una distribución de energías cinéticas, entonces podemos decir que la probabilidad de que se lleve a cabo una recombinación a cualquier nivel energético, estará determinada por la temperatura del

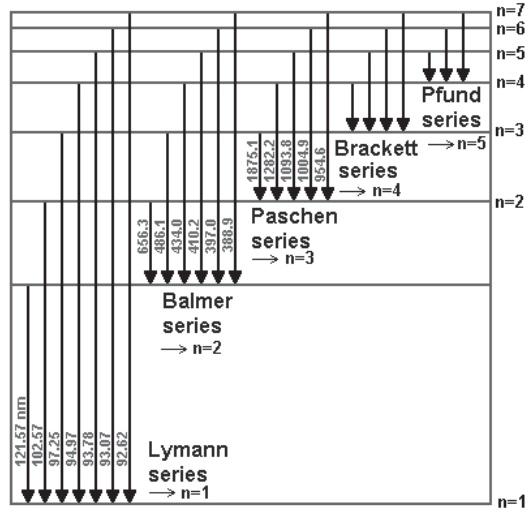


Figura 1.2: Líneas de recombinación del átomo de hidrógeno producidas por la caída en cascada de un electrón libre o excitado hacia el nivel electrónico fundamental. La longitud de onda está dada en nanómetros (1×10^{-9} m).

gas, con lo cual podemos definir un coeficiente de recombinación radiativa $\alpha_A(T)$ como función de la temperatura;

$$\alpha_A(T) = \sum_{n \geq 1} \alpha_n(T) = CT^\beta \quad y \quad (1.8)$$

$$\alpha_n(T) = \int_0^\infty \sigma_n(v) f(v, T) v dv \quad (1.9)$$

Por lo tanto, el número total de recombinaciones dentro del volumen que ocupa el gas en cuestión, por unidad de tiempo será:

$$N_{\text{rec}} = \int_0^\infty n_e n_p \alpha_A(T) 4\pi r^2 dr \quad (1.10)$$

pero si consideramos que más allá de un cierta distancia R_S del centro de la nube, el gas está completamente neutro, entonces:

$$\begin{aligned} N_{\text{rec}} &= \int_0^{R_S} n_e n_p \alpha_A(T) 4\pi r^2 dr + \int_{R_S}^\infty 0 dr \\ &= \int_0^{R_S} n^2 \alpha_A(T) 4\pi r^2 dr \\ &= 4\pi n^2 \alpha_A(T) \int_0^{R_S} r^2 dr \\ N_{\text{rec}} &= \frac{4}{3} \pi R_S^3 n^2 \alpha_A(T) \end{aligned} \quad (1.11)$$

Si la nube se encuentra en *equilibrio de ionización*, entonces se considera que hay un balance entre los procesos de ionización y recombinación de los átomos del gas. Ésta es la condición que determina el grado de ionización de una región:

$$Q(H^0) = N_{\text{rec}} = \frac{4}{3} \pi R_S^3 n^2 \alpha_A(T) \quad (1.12)$$

Pero en una región H II, hay que tomar en cuenta que algunos de los fotones difusos (aquellos producidos en la misma nebulosa), también son capaces de ionizar al hidrógeno. Esto se debe a que algunas de las recombinaciones se dan directamente al estado base ($n = 1$), produciendo un fotón cuya energía sea:

$$h\nu = \underbrace{\chi_{n=1}}_{13.6 \text{ eV}} + \frac{1}{2} m v_e^2 > 13.6 \text{ eV} \quad (1.13)$$

por lo tanto, en la ecuación de equilibrio de fotoionización (Ec. 1.12), se hace una corrección para tomar en cuenta las ionizaciones producidas por fotones difusos:

$$Q(H^0) = \frac{4}{3} \pi R_S^3 n^2 \alpha_B(T) \quad (1.14)$$

donde,

$$\alpha_B(T) = \sum_{n \geq 2} \alpha_n(T) = DT^\gamma \quad (1.15)$$

es decir, el coeficiente $\alpha_B(T)$ es la probabilidad de que se dé una recombinación a cualquier nivel que no sea $n = 1$, el estado base.

1.1.2. Calentamiento y enfriamiento del medio interestelar

Las interacciones descritas en la sección anterior entre el gas y la radiación en el ISM se traducen en intercambios de energía entre la radiación y la materia. Éstos se dividen en dos grandes grupos de procesos, aquellos de enfriamiento (pérdida de energía cinética de los átomos o electrones), y los de calentamiento (ganancia de energía cinética hacia los átomos, iones o electrones), del gas.

El principal proceso de calentamiento del gas en el ISM se da al remover un electrón, de algún átomo o grano de polvo por medio de la colisión con un fotón con la energía suficiente para extraerlo del pozo de potencial. El electrón liberado tendrá una cierta energía cinética ($1/2 m v_e^2$), que se termaliza por medio de colisiones elásticas con el resto de los electrones libres en el plasma sediendo parte de la energía a los demás y por lo tanto, aumentando la energía cinética promedio de las partículas en el plasma, e.d. la temperatura. Otro proceso importante a considerar son las desexcitaciones colisionales en donde un ion excitado interactúa con un electrón del plasma sedándole energía. El ion se desexcitará mientras que el electrón aumenta su energía cinética para posteriormente termalizarse

umentando la temperatura del gas. Si pensamos en una nebulosa compuesta únicamente de hidrógeno una vez más, podemos ver que la energía inyectada por las fotoionizaciones estará dada por:

$$\Gamma(\text{H}) = N_{\text{H}^0} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} h(\nu - \nu_0) a_{\nu}(\text{H}^0) d\nu \quad (1.16)$$

donde a_{ν} es la sección eficaz de interacción del hidrógeno.

Los procesos de enfriamiento por su parte, se presentan principalmente a partir de excitaciones colisionales que son seguidas por una o varias desexcitaciones radiativas, así como por recombinaciones radiativas. El primer proceso se da mediante la colisión entre un átomo o ion con niveles energéticos muy bajos (2-3 eV) y un electrón libre del plasma. En esta colisión el electrón sede parte de su energía cinética excitando al átomo o ion, posteriormente el electrón se termalizará bajando la energía cinética promedio del gas. Por su parte, el átomo/ion excitado, se desexcitará emitiendo un fotón en el rango óptico al cual la nube es transparente y escapará. El proceso de enfriamiento de un gas por recombinaciones radiativas se da cuando un electrón es recombinado a un nivel energético diferente del estado base. En este proceso se emiten cascadas de fotones producidos al desexcitarse el electrón recombinado hasta su estado base en el átomo, a la mayor parte de estos fotones la nube es ópticamente delgada y permite que se escapen perdiendo así energía. Esta pérdida energética por unidad de volumen y por unidad de tiempo ($\text{ergs cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$), puede escribirse como:

$$L_{\text{R}}(\text{H}) = n_{\text{e}} n_{\text{p}} k T \alpha_{\text{A}}(\text{H}^0, T) \quad (1.17)$$

donde

$$\alpha_{\text{A}}(\text{H}^0, T) = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_{\text{n}}(\text{H}^0, T) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{L=0}^{n-1} \alpha_{\text{nL}}(\text{H}^0, T) \quad (1.18)$$

con

$$\alpha_{\text{nL}} = \frac{1}{kT} \int_0^{\infty} v \sigma_{\text{nL}}(\text{H}^0, T) \frac{1}{2} m v^2 f(v) dv \quad (1.19)$$

donde $\sigma_{\text{nL}}(\text{H}^0, v)$ es la sección transversal de recombinación, que varía aproximadamente con v^{-2} (es decir, $v \sigma_{\text{nL}}(\text{H}^0, v)$ es la probabilidad de que se dé la recombinación al nivel n).

Es importante tomar en cuenta que, tanto la presencia de polvo en el medio interestelar, como los procesos dinámicos (e.g. ondas de choque, turbulencia), también influyen en el calentamiento y enfriamiento del gas por lo que, aunque no son los procesos dominantes en el ISM tibio o caliente, es necesario tener presentes sus efectos cuando se trata de hacer modelos teóricos que tratan de explicar las características observables de este gas.

Si definimos la cantidad de energía total ganada por el gas, por unidad de volumen y por unidad de tiempo como Γ , y la cantidad de energía total perdida por el gas, por unidad de volumen y por unidad de tiempo como Λ , entonces podemos ver que un gas en equilibrio térmico cumple con:

$$\Gamma = \Lambda \quad (1.20)$$

y esta condición es la necesaria para determinar la energía cinética promedio de las partículas en el gas, es decir, la temperatura. En general, tanto la función de calentamiento Γ , como la función de enfriamiento Λ , son funciones de la temperatura así como de la densidad de partículas en el plasma.

1.2. Criterios de separación del DIG de las regiones HII en la literatura

Como ya hemos mencionado, a partir de la década de los 60 se empezó a hablar de una nueva componente gaseosa del ISM, además de las cinco clásicas. Esta componente de gas tibio ($\sim 10^4$ K) y de baja densidad ($n_e \simeq 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$), llamado DIG, se ha encontrado permeando tanto a la Vía Láctea (e.g. Reynolds, 1991), como a discos de galaxias externas (e.g. Bland-Hawthorn et al., 1991a; Martin, 1997; Rand, 1998; Tüllmann & Dettmar, 2000), contribuyendo, en muchos casos, con más del 50 % de la masa de gas ionizado en una galaxia (e.g. Hoopes et al., 1996; Zurita et al., 2000b).

Para iniciar su estudio es necesario definir qué es el Gas Ionizado Difuso y ese es el primer problema al que se enfrenta el estudio del DIG: la estandarización de un criterio que permita definir hasta dónde una región ionizada puede ser considerada como región HII y a partir de dónde las condiciones físicas del gas serán sustancialmente diferentes como para ser consideradas una región distinta, en este caso, DIG.

La palabra “difuso” indica dos posibles criterios lógicos de separación entre un tipo de gas (el DIG) y el otro (las regiones HII): la densidad de partículas en el medio, o bien, la luminosidad de éste. Por un lado, la determinación de la densidad en un medio con $n_e \leq 100 \text{ cm}^{-3}$ además de ser muy complicada (ya que los diagnósticos de los dobletes de las líneas de [S II] $\lambda\lambda 6716, 31$ y [O II] $\lambda\lambda 3726, 29$ no son útiles en los límites de baja densidad típicos del DIG; e.g. Osterbrock, 1989), tiene una gran incertidumbre (debido a la baja intensidad de las líneas). Por otro lado, la luminosidad desde el punto de vista observacional, requiere tanto la calibración del flujo absoluto como el conocimiento de la distancia al objeto. Por tal motivo, en la literatura se han propuesto diversos criterios alternos de separación que, aunque tienen que ver, no son la densidad electrónica ni la luminosidad de manera directa. A pesar de que ninguno de ellos ha sido adoptado por la comunidad como criterio “estándar”, algunos ejemplos son los siguientes:

- *Brillo superficial.* Ferguson et al. (1996a), propusieron una manera sencilla de separar el gas ionizado difuso de aquel perteneciente a las regiones HII a partir del Brillo Superficial¹ de una región. En la galaxia M31, con imágenes profundas de $H\alpha$, Ferguson et al. experimentaron

¹El SB en unidades de $\text{ergs}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$ está definido como: $\text{SB} \approx \alpha_B \int n_e^2 ds$. Observacionalmente se obtiene a partir del flujo de la región dividido por el área de extracción en segundos de arco ($\text{SB}(H\alpha) = F(H\alpha)/A$).

iterando isofotas de diferentes brillos superficiales hasta encontrar aquella isofota que permitiera eliminar el grueso de las regiones H II compactas de la galaxia, encontrando que todas estas tenían un $SB \geq 1.6 \cdot 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$. A partir de dicha isofota, todo aquel gas con SB mayor fue considerado región H II, mientras que todo aquel gas con SB menor fue considerado DIG. Este método está basado en una medida que depende de la densidad, del tamaño de la columna de gas y de la distancia a la que se encuentre el objeto, es decir, regiones con combinaciones diferentes de estos tres parámetros pueden presentar el mismo SB. Suponiendo que la distancia al objeto se puede conocer por cualquier método de determinación de distancias a galaxias, el tamaño de la columna al igual que la densidad siguen siendo desconocidas, lo que este criterio enfrenta problemas de “estandarización”. Aunado a esto, la isofota a partir de la cual se eliminan el grueso de las regiones H II compactas se determina de manera arbitraria y varía de una galaxia a otra y no permite la clasificación de las regiones en emisión que se encuentran en galaxias vistas de canto, ya que en éstas no es posible identificar las regiones H II del plano para determinar el SB crítico a partir del cual todas las regiones H II compactas sean eliminadas.

- *Medida de emisión.* En virtud de que la Medida de Emisión² es proporcional al cuadrado de la densidad electrónica y que se puede determinar de manera directa de las observaciones en H α de una región, algunos autores han sugerido que ésta es una buena forma de dividir el gas que pertenece a las regiones H II típicas de aquel que pertenece al DIG. Un ejemplo, es el estudio del gas ionizado difuso hecho de la galaxia M31 por Walterbos & Braun (1994), en el cual adoptan una medida de emisión crítica ($EM_c = 100 \text{ pc cm}^{-6}$), de tal forma que el gas con $EM < EM_c$ es considerado DIG mientras que aquel con $EM > EM_c$ es considerada región H II. Dado que la medida de emisión también depende del tamaño de la columna de gas (ds), es posible tener regiones muy densas y pequeñas con una EM similar a la de regiones más grandes pero menos densas. Mientras que la densidad electrónica se puede estimar de distintas maneras, el tamaño de la columna de gas es completamente desconocido, al igual que el grado de homogeneidad del gas a lo largo de ésta (filling factor), por lo tanto, este criterio también presenta problemas de “estandarización”. Más aún, en el mismo artículo Walterbos & Braun (1994) reportan que dentro de M31 el DIG cercano a las regiones de baja formación estelar tiene $EM \leq 50 \text{ pc cm}^{-6}$, mientras que aquel que se encuentra cercano a regiones de alta formación estelar tiene $EM \leq 100 \text{ pc cm}^{-6}$, lo cual no permite dar un único valor para la EM crítica para una galaxia completa, a partir de la cual se pueda diferenciar al gas de las regiones H II de aquel del DIG sin tomar en cuenta otras características de estas regiones ionizadas.

²La EM en unidades de pc cm^{-6} está definida como: $EM \equiv \int n_e n_{H^+} ds \approx \int n_e^2 ds$. Observacionalmente se obtiene a partir de la intensidad de la línea de H α (en Rayleighs) de la siguiente manera: $EM = 2.75 T_4^{0.9} I(R)$, donde $1 R = 2.42 \times 10^{-7} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ y T_4 es la temperatura del gas que emite en unidades de 10^4 K .

- *Ancho equivalente de la línea H α* . Bland-Hawthorn et al. (1991a) haciendo un estudio de la galaxia Seyfert 2, NGC 1068, encontraron que las imágenes de [N II] de esta galaxia mostraban un flujo caracterizado por una serie de filamentos difusos con un FWHM([N II]) (siglas en inglés del ancho total a potencia media) de 150 – 250 km s⁻¹, mientras que las regiones H II presentaban un FWHM típico de ~ 100 km s⁻¹. Por otro lado, encontraron que los mapas de ancho equivalente (EW por sus siglas en inglés) de la línea en emisión en H α eran muy útiles para separar la emisión débil de aquellas regiones H II brillantes definiendo el EW(H α)³ como el flujo total de H α dividido por el flujo del continuo monocromático subyacente. Bland-Hawthorn et al. propusieron definir las regiones H II como aquellas regiones cuyo EW(H α) fuera mayor a 30 Å, y por lo tanto las regiones de emisión difusa a todas aquellas regiones con EW menor a 30 Å. Este método tampoco se puede generalizar a todas las galaxias ya que el FWHM y el EW(H α) no son características generales de las regiones H II, además de esto, para dar valores típicos del FWHM para las regiones H II y para las regiones difusas en una galaxia, es necesario definir las de antemano bajo algún otro criterio de clasificación.

1.3. Características generales

En la Vía Láctea, la comparación de las medidas de dispersión ($DM \equiv \int n_e ds$), derivadas de las observaciones de pulsares (únicamente viable para la Galaxia), y las medidas de emisión derivadas de la intensidad de la línea de recombinación H α en diferentes líneas de visión, ha indicado que el DIG se encuentra en regiones con una densidad electrónica promedio $n_e = 0.03 - 0.08$ cm⁻³, con un factor de llenado $f \approx 0.2 - 0.4$, y en una capa de 2-3 kpc de grosor por arriba y por debajo del plano de la galaxia (e.g. Reynolds, 1977, 1991; Gaensler et al., 2008). Basado en sus observaciones y cálculos, Reynolds (1991) estimó que el DIG contribuye al menos al 90 % del total de gas ionizado en la Galaxia.

Extensión espacial y morfología

El estudio del DIG en otras galaxias es mucho más complicado que en la Vía Láctea, simplemente por ser éste un gas con un brillo débil. Sin embargo el estudio del DIG en otras galaxias espirales permite obtener información crucial que en la Galaxia es difícil de obtener: la distribución espacial completa paralela y perpendicularmente al plano, la morfología del DIG (distribución en filamentos, cáscaras, etc.), la fracción de la luminosidad total en H α con la que contribuye el DIG en cada galaxia, y la correlación que éste pueda tener con la ubicación de las estrellas OB, regiones H II, y la distribución espacial de hidrógeno neutro. En particular, estudios realizados del DIG extraplanar en galaxias espirales vistas de canto (e.g. Bland-Hawthorn et al., 1991a; Rand, 1998), representa una excelente prueba de la interacción que existe entre el disco de las galaxias y el halo de ellas, además

³en unidades de erg cm⁻² s⁻¹ Å⁻¹

de proveer información importante sobre la distribución vertical del eDIG y sus cocientes de líneas. Entre otras cosas, los estudios en galaxias vistas de canto han mostrado que el gas tibio y ionizado en el halo de éstas se encuentra en galaxias que poseen una tasa de formación estelar no despreciable. Típicamente las capas de DIG extraplanar se han podido trazar a $|z| \approx 1 - 2$ kpc, e incluso en algunos casos hasta más allá de los 5 kpc (e.g. Tüllmann & Dettmar, 2000), siendo ésta una de las características que más ha puesto en predicamento a los modelos de fotoionización. Algunos autores han sugerido que en algunas galaxias la emisión de gas ionizado difuso, se extiende más allá del disco en HI (see Bland-Hawthorn et al., 1997).

Por su lado, las galaxias espirales vistas de cara han mostrado que la emisión difusa se encuentra concentrada especialmente cerca de las regiones H II (e.g. Zurita et al., 2000a), pero que se extiende también en zonas mucho más grandes, típicamente hasta unos cuantos cientos de pc de radio (e.g. Walterbos & Braun, 1994), llegando a contribuir con hasta el 40% del flujo total en H α de la galaxia.

Algo importante sobre la morfología del DIG a considerar, es que éste es una combinación de filamentos (los cuales no se sabe si son cilindros en una dimensión, anillos en 2-D o cáscaras en 3-D que al ser observadas sufren efectos de proyección) y por otro lado emisión difusa prácticamente homogénea. Los filamentos perpendiculares a los discos han sido claramente observados en NGC 891 (e.g. Dettmar, 1990; Rand et al., 1990), NGC 4631 (e.g. Rand et al., 1992; Walterbos et al., 1993) y NGC 5775 (e.g. Dettmar, 1992), pero en otras galaxias como NGC 4565 (e.g. Rand et al., 1992) y NGC 4244 (e.g. Walterbos, 1991), no se han encontrado filamentos, por lo tanto no se puede decir que la presencia de éstos sea una característica global del DIG.

Los cocientes de líneas

En un ambiente de baja densidad ($\leq 10^{4-6}$ cm $^{-3}$), la excitación colisional de un ion a un estado metaestable (2-3 eV del estado base), está seguido de un decaimiento mediante la emisión de un fotón de una línea prohibida cuya tasa de emisión r_i es función de la temperatura y densidad electrónicas, así como de la densidad iónica:

$$r_i \text{ (prohibida)} \propto n_i n_e T_e^{-0.5} \exp(-E/kT_e) \quad (1.21)$$

donde E es la energía del estado metaestable al que ha sido excitado el ion. Por lo tanto, variaciones en la emisividad de una línea prohibida será evidencia directa de:

- Variaciones en la temperatura electrónica, y/o
- Variaciones en la densidad electrónica, y/o
- Variaciones en la abundancia iónica.

Sin embargo la emisividad de las líneas es muy poco estudiada, ya que los cocientes de líneas son mucho más útiles debido a que no tienen que ser calibrados y dan información sumamente útil del

estado físico de la nube de gas. Para ello es necesario tomar en cuenta que las líneas de recombinación son también dependientes de la temperatura, densidad electrónica y densidad iónica, sin embargo de manera diferente a aquellas prohibidas:

$$F_i \text{ (recombinacion)} \propto n_i n_e T_e^{-0.89} \quad (1.22)$$

Por lo tanto un cociente entre una línea prohibida y una de recombinación (e.g. [O III]/H β , [N II]/H α , Ec. 1.21/Ec. 1.22) no depende de la densidad electrónica pero sí de la temperatura (aumentan al aumentar la temperatura ya que la línea prohibida aumenta con la temperatura mientras que la permitida disminuye). Por otro lado, el cociente entre dos líneas de recombinación no dependen ni de la temperatura ni de la densidad electrónica sino sólo de la densidad de los iones en el plasma.

Aunque el DIG es en general muy débil, algunas líneas en emisión son lo suficientemente fuertes como para poder ser medidas en este tipo de plasma, las cuales han sido estudiadas y muestran ciertas características que se detallan a continuación:

- **[O III] λ 5007/H β .** Quizá éste sea uno de los principales retos para los modelos de ionización del DIG. Algunos autores han reportado que en general éste cociente es bajo comparado con los valores encontrados en las regiones H II (e.g. Sivan et al., 1986, Tabla 1.1 en la página 20), aunque en algunos casos éste tiende a aumentar con la distancia al plano de la galaxia (e.g. Rand, 1998; Tüllmann & Dettmar, 2000). Si se supone que el parámetro de ionización (Ec. 1.6 en la página 9) disminuye conforme se consideran regiones más alejadas de la fuente de fotones (ya que $[\Phi(\text{H}^0)] = \text{fotones/s/cm}^2$ disminuye), los modelos de fotoionización con geometría esférica predicen un decremento del cociente [O III]/H β al aumentar la distancia a la fuente de fotones (contrario a lo que se observa en el eDIG), o la densidad del gas ionizado.
- **[N II] λ 6583/H α .** Este cociente es uno de los más fácilmente medibles en el DIG y por lo tanto uno de los más estudiados ya que [N II] es una línea fuerte y el cociente no requiere una corrección por enrojecimiento. Este cociente, al igual que el de [O III]/H α tiende a aumentar con la distancia al plano galáctico (e.g. Bland-Hawthorn et al., 1991a; Rand, 1998; Tüllmann & Dettmar, 2000), sin embargo, al contrario del comportamiento de [O III]/H α el aumento de este cociente al disminuir el parámetro de ionización U, es el predicho por los modelos de fotoionización (e.g. Hoopes & Walterbos, 2003; Wood & Mathis, 2004).
- **[S II] λ 6716/H α .** Otro de los parámetros cruciales para acotar los modelos de ionización es el cociente [S II]/H α (o en su defecto [S II]⁺/H α), en virtud de que un valor alto de este cociente ([S II]/H α > 0.3), es típico en la presencia de choques en el medio (e.g. Shull & McKee, 1979) o de un campo de radiación diluido (e.g. Mathis, 1986) y por lo tanto provee información de las posibles fuentes de ionización del gas. En el DIG, [S II]/H α parece ser siempre más alto respecto a aquel observado en las regiones H II sin importar si son de la Vía Láctea o de cualquier otra

galaxia (Tabla 1.1), además este cociente presenta un aumento con la distancia al plano galáctico, de manera muy similar al comportamiento de todos los demás cocientes hasta ahora estudiados en el DIG. De hecho, Tüllmann et al. (2000) y Haffner et al. (1999), entre otros, han reportado que el cociente $[S II]/[N II]$ se mantiene básicamente constante con $|z|$ a pesar de las variaciones de $[S II]$ y $[N II]$ respectivamente. Esto es de suma importancia ya que $[N II]$ y $[S II]$ dependen de la temperatura de la misma manera a groso modo, por lo que variaciones en el cociente $[S II]/[N II]$ trazan directamente variaciones en S^+/N^+ .

- **$[O I]\lambda 6300/H\alpha$.** Este cociente de líneas en general es débil en el DIG y por lo tanto poco estudiado (aunque más que el He I). En algunos casos (e.g. Rand, 1998, NGC 891), se ha observado que el cociente aumenta con el aumento de la distancia al plano de la galaxia, $|z|$, lo cual es físicamente plausible ya que los modelos de fotoionización predicen un aumento en el cociente $[O I]/H\alpha$ en las regiones de transición entre las regiones ionizadas y aquellas que son neutras debido a una disminución en la temperatura del gas. Otra posible explicación para la intensidad de este cociente es que podría darse como resultado de la dilución del flujo de fotones ionizantes al aumentar la distancia a la fuente (Ec. 1.5 en la página 9).
- **He I $\lambda 5876/H\alpha$.** La línea de recombinación de He I ha sido poco medida en el DIG ya que suele ser extremadamente débil. Sin embargo el cociente de ésta respecto a $H\alpha$ es de gran utilidad para medir la “dureza” del espectro ionizante (debido a que el cociente sólo depende de la densidad relativa de los iones en el plasma); esto se debe a que el potencial de ionización del Helio es de 24.6 eV, por lo tanto el cociente $He I/H\alpha$ dice cuál es la proporción de fotones con $E > 24.6$ eV con respecto a aquellos con $13.6 < E < 24.6$ eV disponibles en el campo de radiación y esto a su vez ayudará a acotar las posibles fuentes ionizantes. Por otro lado, este cociente no depende de la temperatura electrónica T_e , y la abundancia de He en el ISM es también conocida, lo cual representa un par de ventajas más. Rand (1998) en su estudio de NGC 891 da como límite superior, para este cociente, un valor de ~ 0.035 .

En la Tabla 1.1 en la página siguiente se muestra una comparación de los cocientes de líneas medidos en algunas regiones H II, remanentes de supernova y gas ionizado difuso en la Vía Láctea y en otras galaxias. Esta tabla es un extracto de la Tabla 2 de Sivan et al. (1986). En esta Tabla se puede apreciar que mientras las regiones H II presentan valores bajos del cociente $[S II]/H\alpha$ (< 0.15), el DIG presenta cocientes intermedios ($0.2 < [S II]/H\alpha < 0.5$), y los remanentes de supernova (donde hay una certeza de la existencia de choques) presentan los cocientes más altos ($0.5 < [S II]/H\alpha$).

Como ya mencionamos, la determinación de estos cocientes es indispensable para realizar un estudio de las condiciones físicas (o las tendencias de éstas) del DIG, ya que éstos nos permiten determinar:

- 1) El estado de ionización del gas y 2) la temperatura del DIG.

Objeto	[O III]/H β	[N II]/H α	[S II]/H α	[S II] 6717/6731	10 ⁴ O/H	n _e [SII]
Vía Láctea						
M20	1.17	0.35	0.14	1.17	3.20	300
M16	1.92	0.24	0.077	1.05	3.56	500
Ori 1	3.88	0.18	0.014	0.55	3.47	5000
Ori 2	4.65	0.19	0.017	0.58	3.19	4500
LMC						
N113 D	3.18	0.19	0.074	1.35	4.79	<100
N127 A	3.10	0.122	0.064	1.20	3.19	200
N4 A	5.59	0.056	0.043	1.18	2.68	250
N191 A	1.01	0.25	0.13	1.23	3.36	190
M101						
NGC 5447	5.49	0.09	0.06		2.70	
NGC 5455	5.25	0.14	0.10		3.07	
NGC 5461	4.50	0.11	0.060	1.20	3.41	200
Dif en Sag-Car						
1	0.61	0.45	0.44	1.46		<100
2	<0.13	0.40	0.36	1.40		<100
3		0.43	0.36	1.32		<100
4	0.52	0.36	0.24	1.33		<100
Dif en Ori-Eri						
1	<0.08	0.39	0.54	1.39		<100
2	<0.07	0.37	0.39	1.35		<100
3	<0.07	0.24	0.47	1.33		<100
SNR						
M33 2-5	1.91	0.42	1.36	1.20	3.10	200
M31 BA 55	3.71	1.64	1.26	1.60	3.20	<100
LMC N206	1.08	0.26	0.57	1.29	3.50	150

Tabla 1.1: Extracto de la Tabla 2 de Sivan et al. (1986) en la que se comparan los cocientes de líneas para una selección de regiones H II en la Vía Láctea, la Nube Mayor de Magallanes y M101, algunos remanentes de supernova y el gas difuso en la Vía Láctea.

1. El estado de ionización del DIG.

Una medida directa del grado de ionización del hidrógeno (fracción de H⁺ con respecto a H⁰), en una nebulosa tibia se puede obtener a partir de la medición de la línea de emisión de [O I] λ 6300. Esto se debe a que el potencial de ionización del hidrógeno (13.614 eV), es muy similar al del oxígeno (13.595 eV), habiendo un gran intercambio de carga entre estos dos iones, lo cual hace que el oxígeno y el hidrógeno una vez ionizados estén en la misma región espacial y en las mismas proporciones, es decir:

$$\frac{O^0}{H^+} \approx \frac{H^0}{H^+}$$

Ya que las energías electrónicas en un gas a T_e \sim 10⁴ K son suficientes para excitar colisionalmente la transición de \sim 2 eV del oxígeno neutro cuya desexcitación da como resultado la emisión de [O I] λ 6300, la fracción O⁰/H⁺ se puede estimar a través del cociente [O I]/H α . Utilizando este hecho, Reynolds et al. (1998) y Hausen et al. (2002) encontraron para el DIG de la Vía Láctea:

$$\frac{H^+}{H} > 90 \%$$

Por otro lado, Reynolds et al. (1995) encontraron para la DIG de la Vía Láctea que, si se considera n_e \approx 10⁻¹ cm⁻³, el parámetro de ionización en este plasma es de U \approx 10⁻⁴ – 10⁻³ (F_{Lyman} = 2 \times 10⁻⁶ fotones cm⁻² s⁻¹ asumiendo equilibrio de fotoionización).

Aunque este valor del parámetro de ionización es uno o dos órdenes de magnitud menor que los típicos de las regiones H II, es lo suficientemente alto como para mantener el hidrógeno completamente ionizado.

Comparando las observaciones espectroscópicas hechas del DIG con aquellas hechas de las regiones H II, Madsen et al. (2006) encontraron que, cuando se habla de iones más pesados (e.g. O^{++} , N^+ y S^+), el DIG normalmente muestra estados de ionización más bajos que los que se encuentran en las regiones H II clásicas. La razón de esto último no ha sido bien entendida aún, una posible explicación es que algunas porciones del espectro ionizante se “suavicen” (e.d. el número de fotones disponibles de una cierta energía no posee un cambio drástico respecto al número de fotones disponibles de otra energía) al transmitirse desde la estrella O hasta el DIG. Los modelos de fotoionización (e.g. Hoopes & Walterbos, 2003; Wood & Mathis, 2004), muestran que el espectro entre los 13.6 y 24.6 eV (potenciales de ionización del H y del He respectivamente), se endurece conforme se transmite el campo de radiación a través del gas, mientras que el espectro de fotones con energías mayores a 24.6 eV se suaviza (ver Figura 1.3).

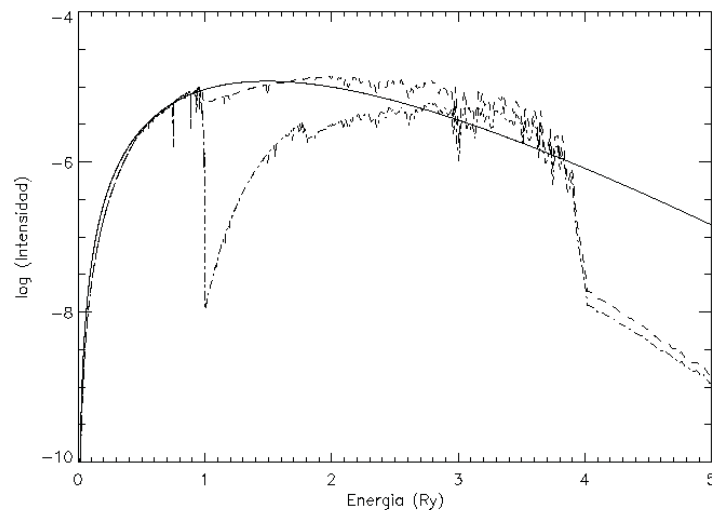


Figura 1.3: Cambio del espectro ionizante con la absorción del gas. Esta figura compara las diferencias que hay en la distribución espectral de energías entre un cuerpo negro de $T_{\text{eff}} = 60000$ K (línea continua), un modelo de atmósfera estelar de la misma temperatura de Rauch (rayas), y este mismo modelo pero con una absorción del 55 % de los fotones a 912 \AA .

El flujo de fotones de altas energías (> 24.6 eV), puede ser restringido por la observación de la línea de recombinación de $He I \lambda 5876$ o bien de la línea de excitación colisional $[O III] \lambda 5007$ (potencial de ionización de 35.1 eV). Observaciones recientes del WHAM (Wisconsin H-Alfa Maps), han encontrado que:

$$\left(\frac{\text{He I}}{\text{H}\alpha}\right)_{\text{DIG}} \sim 0.5 \left(\frac{\text{He I}}{\text{H}\alpha}\right)_{\text{H II}}$$

que combinado con el hecho ya mencionado de que $\text{H}^+/\text{H} \approx 1$, nos indica que en el DIG:

$$\frac{\text{He I}^+}{\text{He I}} \lesssim 60 \%$$

con lo cual se limita la forma del espectro ionizante y la temperatura de la fuente que lo emite.

2. La temperatura del DIG.

La temperatura del DIG en la Vía Láctea, determinada por el balance del calentamiento y del enfriamiento en cada región, ha mostrado dos hechos importantes:

- a) El DIG, en promedio, es ~ 2000 K más caliente que las regiones H II clásicas (debido a que los cocientes de las líneas prohibidas respecto a las permitidas aumenta en todos los casos).
- b) Existen variaciones importantes en la temperatura de una región de DIG a otra. Quizá la evidencia más fuerte de esto es el aumento de la temperatura del gas del DIG con la distancia al plano galáctico (e.g. Rand, 1998; Tüllmann & Dettmar, 2000).

Desafortunadamente, el cálculo de temperaturas absolutas, en el DIG en particular, es muy incierto en virtud de que para ello es necesario hacer suposiciones a cerca de las fracciones iónicas exactas, así como de las abundancias de los diferentes elementos en la composición del gas. Sin embargo es posible utilizar algunos indicadores: por un lado, el N^+ y el H^+ dependen de la temperatura de manera distinta, por lo tanto el cociente $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ puede ser utilizado para trazar variaciones en la T_e ; por otro lado, si se tuviera la suficiente señal a ruido en la medición de los perfiles de estas dos líneas, la comparación de los anchos podría permitir comparar los movimientos térmicos de aquellos que no lo son en el gas (debido a la diferencia en las masas de los átomos involucrados).

Aún cuando el comportamiento de los cocientes de líneas y de la temperatura del DIG no ha sido del todo bien comprendido, es quizá uno de los indicadores más claros de:

- *que la fotoionización por estrellas jóvenes y calientes no es la única fuente importante de calentamiento del DIG, ó*
- *que el espectro de la fuente ionizante se modifica apreciablemente conforme se propaga a través del medio interestelar.*

1.4. Posibles explicaciones de la emisión del DIG en la literatura

La primera indicación de la necesidad de buscar una fuente diferente a las estrellas O y B de ionización del DIG, o en su caso de calentamiento o excitación, hemos visto en la sección anterior que fue dada por las intensidades de las líneas prohibidas [S II] y [N II] con respecto a $H\alpha$. Estos cocientes en el DIG se encuentran significativamente más elevados que aquellos encontrados en las regiones H II (ver la Tabla 1.1 en la página 20). La gran diferencia reportada para estos cocientes de líneas entre uno y otro tipo de región llevó a la conclusión de que el DIG no podía ser un gas que reflejara la emisión de las regiones H II y que además, las condiciones físicas del DIG diferían de manera importante de aquellas que prevalecen en las regiones H II.

Históricamente las regiones H II se han considerado aquellas regiones interestelares en las cuales la fuente central de fotones ionizantes son estrellas jóvenes y calientes del tipo espectral O y B. A primera aproximación se consideró que el gas circundante a estas estrellas era un gas homogéneo en densidad, temperatura y composición química, distribuido de manera esférica y con una frontera bien definida a partir de la cual el hidrógeno se podía considerar completamente neutro. Sin embargo, ahora se sabe que este tipo de regiones no son las dominantes en el medio interestelar, en virtud de que el medio no es homogéneo ni en composición química, ni en temperatura, ni en densidad de partículas; las regiones fotoionizadas tienen una estructura mucho más compleja presentando, entre otras cosas, variaciones fuertes de densidad que permiten que los fotones escapen y lleguen a ionizar el medio mucho más lejano. En este gas más alejado, al contrario de en aquel circundante a las estrellas OB, existen otras fuentes de ionización y calentamiento que pueden llegar a completar y hasta a dominar los efectos de las estrellas OB sobre el medio interestelar, cambiando así las condiciones físicas dominantes en el plasma. Sin embargo estos cambios no se dan en el ISM con fronteras bien definidas.

Más aún, la información observacional con la que se cuenta hoy en día del DIG, parece indicar que en algunos casos las condiciones dentro del mismo DIG varían considerablemente dependiendo, por ejemplo, de la dirección de observación e incluso en una misma línea de visión. Varios trabajos se han realizado con el fin de buscar información respecto al comportamiento general del DIG, sin embargo las observaciones de éste presentan varios problemas y han dado como resultado pocos estudios realizados con más de dos galaxias (e.g. Tüllmann & Dettmar, 2000; Otte et al., 2002; Miller & Veilleux, 2003).

Uno de los primeros trabajos en la búsqueda de la fuente de ionización del DIG de la Vía Láctea fue el de Reynolds (1984), en el cual él hace un estimado de la tasa de recombinación de hidrógeno presente en el DIG ($r_G = 4 \times 10^6 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$), lo cual le permite hacer un estimado de la tasa de fotones ionizantes necesarios para mantener el flujo de $H\alpha$ observado (bajo la suposición de equilibrio de ionización). Esta tasa de recombinaciones a su vez impone una restricción sobre la posible fuente de ionización, ya que ésta debe ser capaz, al menos, de producir dicha cantidad de fotones ionizantes. La Tabla 1.2 en la página siguiente es una reproducción de la Tabla 2 de Reynolds (1984), en la que

Fuente	Flujo del continuo de Lyman (10^6 fotones s^{-1} por cm^2 en el disco)	Referencia
Estrellas O	10-29	1,2,3
Estrellas W-R	1.6	3
Estrellas B	0.5-1	1,2,3
Enanas Blancas y núcleos de PN	0.4-4	1,4,5
Supernovae	0.7	6,7
QSOs	0.2	8,9
Rayos cósmicos	0.008-0.08	10
Rayos X ($h\nu \geq 0.1$ keV)	0.002	11

Tabla 1.2: Tabla 2 de Reynolds (1984), en la que se estiman las luminosidades del continuo de Lyman para diferentes fuentes emisoras en la vecindad solar. (1) Terzian (1974). (2) Torres-Peimbert et al. (1974). (3) Abbott (1982). (4) Salpeter (1978). (5) Hills (1972). (6) Chevalier (1974). (7) McKee & Ostriker (1977). (8) York (1982). (9) Paresce & Jakobsen (1980). (10) Spitzer & Jenkins (1975). (11) McCammon et al. (1983).

se muestran diferentes fuentes de fotones UV capaces de ionizar el hidrógeno y el flujo en el continuo de Lyman estimado de cada una de ellas en la Vía Láctea. En esta Tabla se puede observar que únicamente las estrellas O y quizá los núcleos de las nebulosas planetarias tienen flujos estimados mayores o iguales a los requeridos para mantener la tasa de recombinación calculada para el DIG galáctico ($r_G = 4 \times 10^6 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$). Sin embargo, Reynolds menciona que aunque por separado ni las estrellas B, ni los remanentes de Supernova, ni los rayos cósmicos son capaces de ser las fuentes principales de ionización del DIG, es posible que el efecto de las tres fuentes juntas sea significativo para la ionización o calentamiento de este gas.

Aunado a esto, Ferguson et al. (1996b) encontraron una relación cuantitativa entre la distribución de la emisión del DIG y la distribución de brillo superficial de las regiones H II brillantes alrededor de estrellas O a lo largo del disco galáctico (Figura 1.4 en la página siguiente), lo cual apoya la teoría de que la fuente principal de fotones ionizantes del DIG son las estrellas calientes y jóvenes. Posteriormente Zurita et al. (2000b), en un estudio hecho sobre 6 galaxias espirales vistas de cara, encontraron que existe una fuerte relación espacial entre las regiones H II de los brazos y el DIG.

Conforme los estudios fueron avanzando, tanto imágenes en $H\alpha$ de los halos de las galaxias como espectros del gas difuso, revelaron dos características del DIG: (1) sus cocientes de líneas y (2) su gran extensión espacial, que eran persistentes en la mayoría de las galaxias e inconsistentes con las predicciones de los modelos de fotoionización del DIG basados únicamente en radiación escapada de las regiones H II.

Para el caso particular de las grandes extensiones espaciales a las cuales se encuentra el gas ionizado (a 2 kpc del disco típicamente), se ha supuesto que el medio interestelar es “poroso” a la vista de los fotones ionizantes, es decir, que el medio entre las estrellas tiene regiones que son ópticamente delgadas ($\tau \ll 1$) a la radiación ionizante mezcladas con las regiones ópticamente gruesas permitiendo que los fotones UV de una fuente viajen grandes distancias antes de ser absorbidos por el gas en el medio.

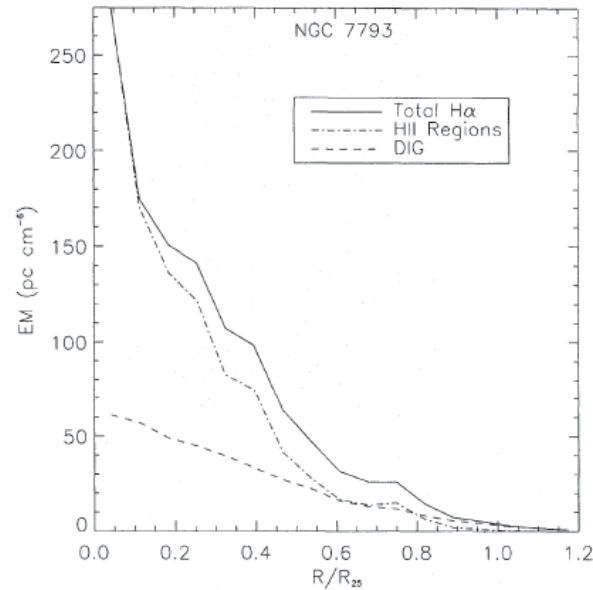


Figura 1.4: Perfil de brillo superficial total en $H\alpha$ de NGC 7793 (*línea sólida*), de la medida de emisión de regiones H II (*puntos y rayas*), y del DIG (*rayada*). Esta figura es la Figura 4a de Ferguson et al. (1996b).

Otra manera en la que el medio sea “poroso” a la radiación, es que el gas se encuentre aglomerado en ciertas regiones, dejando parte de ISM con una densidad $n_e \simeq 0 \text{ cm}^{-3}$. Esta última característica está determinada por el *filling factor* (factor de llenado), el cual indica la fracción del volumen que tiene una densidad $n_e > 0$. En la Vía Láctea se han podido determinar tanto la densidad del medio difuso en la vecindad solar (e.g. $n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$, Gaensler et al. 2008; Berkhuijsen & Müller 2008), como el factor de llenado (e.g. Reynolds, 1984, $f = 0.2$), sin embargo para las demás galaxias estos datos, en el mejor de los casos, se han podido estimar con una gran incertidumbre, por lo que el porcentaje de contribución del flujo en $H\alpha$ del DIG al flujo total de la galaxia en $H\alpha$, es lo único que permite hacer una estimación de la porosidad del medio interestelar.

Diversos estudios han mostrado valores muy dispersos para el porcentaje de la contribución del flujo en $H\alpha$ del DIG, por ejemplo, para NGC 4214 y NGC 4449 (tipo morfológico Irr), Walterbos et al. (1989), encontraron que el DIG contribuye hasta con el 50 % del flujo total de la galaxia en $H\alpha$, mientras que Hunter & Gallagher (1990a), encontraron para las mismas galaxias una contribución del DIG del 15 % al 20 % a $F_{H\alpha}$. Kennicutt & Hodge (1986), para las Nubes de Magallanes, encontraron una contribución del 20 % al 30 % del DIG al flujo total en $H\alpha$ y Zurita et al. (2000b) encuentran una contribución del DIG del 25 % al 50 % o del 35 % al 70 % dependiendo de una serie de suposiciones hechas.

Aunque estos porcentajes de contribución son muy variados, en general se asume que el DIG contribuye al flujo total de $H\alpha$ de una galaxia con un porcentaje entre 20 % y el 50 %, llegando a

alturas sobre el plano galáctico de hasta 5 kpc.

Aún cuando esta “porosidad” del medio es suficiente para explicar la ionización de gas a grandes distancias de las fuentes centrales (Zurita et al., 2000a), no es capaz por sí sola, de explicar las características espectrales del medio difuso por lo tanto, a partir de esto durante más de 30 años, se han propuesto tres posibles explicaciones al problema:

1. Existe una segunda fuente de ionización, además de los fotones escapados de las regiones H II, capaz de ionizar el gas del medio difuso, de tal manera que al combinarse, la forma del espectro ionizante cambia y por lo tanto también el estado de ionización (los cocientes de líneas espectrales) del gas.
2. El medio difuso es ionizado por los fotones escapados de las asociaciones estelares OB pero la temperatura del DIG cambia con la distancia a la fuente central, ya sea porque:
 - a) Existe una fuente extra de calentamiento del gas; ó
 - b) Las características físicas del gas (densidad, composición química), cambian de tal forma que éste es menos eficiente en su enfriamiento.
3. Las regiones en las que se observa el gas difuso tiene al menos dos componentes gaseosas con diferentes fases (diferente densidad y estado de ionización), las cuales son responsables de la emisión de diferentes líneas y cuyos efectos se integran a lo largo de la línea de vista.

Una fuente extra de ionización o de calentamiento ha sido la opción más estudiada en la literatura, proponiéndose diferentes procesos físicos como esta segunda fuente. Los 4 procesos complementarios más estudiados en la literatura se describen a continuación:

- **Choques.** Los datos espectroscópicos del DIG en las galaxias irregulares NGC 4449, NGC 4214, NGC 5253 y NGC 2537 tomados y analizados por Martin (1997), mostraron cocientes $[\text{N II}]$ y $[\text{S II}]$ respecto a $\text{H}\alpha$ reproducibles por modelos de fotoionización, sin embargo el exceso en el cociente $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ no lo es. Martin propone por lo tanto que los choques pueden jugar un papel importante en la ionización del DIG en virtud de que por un lado pueden ayudar a excitar el gas (aumentar el cociente $[\text{O III}]/\text{H}\beta$) y por el otro, las superburbujas crean grandes cavidades calientes en el ISM ayudando a que los fotones se puedan propagar a grandes distancias. Es importante hacer notar que Martin propone que la fuente dominante de excitación en el DIG es la fotoionización por fotones provenientes de las estrellas OB, y que los choques solamente proveen una fuente complementaria de excitación de muy bajo brillo superficial. Martin (1997) concluye que choques con velocidades entre 60 km s^{-1} y 100 km s^{-1} contribuyen con 30 %–50 % de la emisión del DIG (dependiendo de su posición en la galaxia). Al trabajo de Martin (1997) explorando los choques como segunda fuente de ionización para el DIG en galaxias irregulares,

siguió el trabajo de Rand (1998) en el que compara observaciones espectroscópicas del eDIG en NGC 891 con modelos de fotoionización, choques y modelos combinados de fotoionización con choques. Rand (1998) encontró que en los diagramas de diagnóstico, aunque los modelos combinados ayudan a explicar la emisión del eDIG, no reproducen las observaciones de todos los cocientes de líneas a la vez.

- **Capa de mezcla turbulenta.** Hunter & Gallagher (1990b) estudiando las Nubes de Magallanes detectaron estructuras filamentosarias difusas fuera de las regiones H II clásicas. Encontraron que estas estructuras estaban caracterizadas por vientos de alta velocidad y por un grado de ionización más bajo que aquel que presentan las regiones H II clásicas (es decir, líneas [O II], [N II] y [S II] respecto a $H\alpha$ más fuertes y cociente [O III]/ $H\beta$ más débil). En ese mismo año, Begelman & Fabian propusieron que los flujos de gas en las fronteras entre el gas caliente y el gas tibio a lo largo de las paredes de una superburbuja o “chimenea”, producen una mezcla turbulenta entre ambos y esto a su vez produce un gas con temperatura intermedia (10^5 K). Slavin et al. (1993) desarrollaron esta idea proponiendo que la existencia de una cantidad apreciable de capas de mezcla turbulenta podía contribuir de manera significativa al flujo de fotones UV y por lo tanto, ser una fuente a considerar en la ionización y calentamiento del eDIG. Slavin et al. encontraron que, bajo argumentos energéticos, las capas de mezcla turbulenta tienen una contribución poco significativa en el disco de la Galaxia, mientras que para alturas mayores la contribución al flujo en $H\alpha$ puede llegar a ser hasta el 30 % del flujo de fondo. Slavin et al. (1993) reportan que aquellos modelos con $T_{\text{gas frío}} = 100$ K y con una temperatura promedio de la capa de mezcla de $T = 10^{5.0}$ K predicen cocientes de [O III], [N II] y [S II] respecto a $H\alpha$, consistentes con las observaciones del DIG.

En este trabajo (ver Cap. 3 en la página 51 y Cap. 4 en la página 71), hemos examinado la opción de la capa de mezcla turbulenta (CMT), como fuente complementaria de ionización y excitación del DIG con el objetivo de reproducir los datos observacionales de la galaxia NGC 891 realizadas por Rand (1998). En este caso utilizando el código numérico MAPPINGS IC con una descripción detallada de la disipación y conducción de energía por viscosidad turbulenta. En Binette et al. (2009) hemos reportado que, aunque los modelos de capa de mezcla turbulenta son capaces de reproducir los cocientes de líneas del DIG reportados por Rand (1998), la luminosidad en $H\alpha$ requiere de ~ 2400 capas de mezcla para poder ser reproducida; por lo tanto hemos concluido que la capa de mezcla turbulenta no contribuye de manera significativa al flujo en $H\alpha$ del DIG.

- **Fuentes compactas.** Este tipo de población estelar (enanas blancas y núcleos de nebulosas planetarias), como fuente de ionización del gas difuso fue propuesta originalmente por Lyon (1975). Este tipo de fuentes de ionización tienen dos ventajas importantes que pueden ser de gran relevancia para la explicación de la emisión del DIG: Por un lado estas fuentes de fotones

UV presentan temperaturas mucho más altas (40-150 kK), que las T_{eff} de las estrellas OB, y esto produce cocientes de $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ y $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ elevados (e.g. Sokolowski & Bland-Hawthorn, 1991), lo cual hemos visto es una de las características particulares del DIG. Por otro lado, estas fuentes se encuentran distribuidas de manera importante en los halos de las galaxias espirales, lo cual puede ayudar a explicar las alturas sobre el plano a las que llega a ser encontrado el gas ionizado difuso (ver Sec. 1.3 en la página 16). A pesar de estas dos grandes ventajas y del hecho de que las fuentes compactas como posibles fuentes complementarias de ionización ya han sido mencionadas varias veces en la literatura, únicamente los modelos realizados por Sokolowski & Bland-Hawthorn (1991) han considerado los efectos de estos fotones extras en el gas difuso. En este artículo desafortunadamente no se publican los resultados de los cocientes $[\text{O III}]/\text{H}\beta$, $[\text{O I}]/\text{H}\alpha$ y $\text{He I}/\text{H}\alpha$ lo cual hace imposible una comparación fiable con las observaciones que tenemos hoy día.

En este trabajo (ver Cap. 5 en la página 95), hemos tomado como punto de partida los modelos publicados por Sokolowski & Bland-Hawthorn (1991) para desarrollar modelos actuales de fotoionización que combinen la contribución a la radiación ionizante de los fotones provenientes de estrellas evolucionadas y calientes (centros de nebulosas planetarias y enanas blancas) con otros efectos (absorción selectiva de la fuente principal de radiación, cambio de metalicidad del gas y absorción de los fotones provenientes de las estrellas evolucionadas) que dan como resultado un aumento en la temperatura promedio de los fotones de la radiación ionizante. En Flores-Fajardo et al. (2010, en preparación), concluimos que aquellos modelos que toman en cuenta la contribución de las estrellas evolucionadas y calientes en un porcentaje mayor al 50% son capaces de reproducir una fracción importante de los datos observacionales del DIG, sin embargo, aquellos modelos que toman en cuenta al menos 3 de los efectos antes mencionados al mismo tiempo (e.g. absorción de la radiación proveniente de las estrellas OB, contribución de fotones de las estrellas evolucionadas y modificaciones en la metalicidad del gas que compone al DIG), son capaces de reproducir el rango completo de la distribución de los datos del DIG, siendo la contribución de los fotones duros de las estrellas evolucionadas el efecto más notorio sobre los modelos de fotoionización.

- **Decaimiento de neutrinos pesados.** En 1990, Sciama propuso la teoría del Decaimiento de la Materia Oscura (DDM por sus siglas en inglés), en la cual postula que el decaimiento de los neutrinos tauónicos, ν_τ , daba como resultado la emisión de un fotón ultravioleta de $E_\gamma \sim 14$ eV (es decir, capaz de ionizar el hidrógeno). Posteriormente, basados en esta teoría Dettmar & Schultz (1992), examinaron esta posible fuente de fotones como la segunda fuente de ionización y calentamiento del DIG comparando los datos espectroscópicos de rendija larga en la galaxia NGC 891 con las predicciones de los modelos basados en esta teoría. Estos modelos fueron hechos con el código numérico CLOUDY de geometría plano-paralela, concluyendo de que los fotones,

con las energías propuestas por la teoría DDM, no eran capaces de calentar el gas a temperaturas $\sim 10^4$ K, ya que las temperaturas predichas por los modelos permanecían por debajo de los 3300 K y los cocientes $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ y $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ predichos eran menores en un factor 20 a los observados. El problema de la temperatura del gas fue resuelta en los modelos de Dettmar & Schultz (1992) reduciendo la metalicidad del gas hasta 1/100 de la metalicidad solar, sin embargo los modelos siguieron siendo deficientes para reproducir los cocientes altos de $[\text{S II}]$ y $[\text{N II}]$ observados en el DIG.

En general cada una de estas posibles fuentes complementarias de ionización del gas difuso se han probado haciendo modelos que tratan de reproducir la emisión de una sólo galaxia, ésta dependiendo de cada autor. Más aún, pocos estudios han incluido una muestra de galaxias lo suficientemente grande que permita dar una visión general del DIG y sus características y que por lo tanto, permita hacer modelos que proporcionen una *visión global* sobre la ionización del DIG para posteriormente hacer los modelos particulares que busquen reproducir las observaciones de cada una de las galaxias.

Capítulo 2

Recopilación y análisis de las observaciones del DIG en la literatura

Aun cuando la baja intensidad de la emisión del DIG dificulta las observaciones de las líneas espectrales, una búsqueda extensa en la literatura nos ha permitido construir la primera base de datos con la mayor parte de las observaciones espectroscópicas de regiones clasificadas como DIG y como regiones H II disponibles en la literatura. Esta muestra contiene datos de 29 galaxias (25 galaxias espirales y 4 irregulares) con diferentes tasas de formación estelar, luminosidades en $H\alpha$, distancias, inclinaciones del disco, posiciones y orientaciones de rendija. Es por ello que esta base de datos permite hacer un análisis de las características globales del DIG y eDIG. Dicho análisis fue realizado de manera estadística encontrando varios resultados relevantes, los cuales han sido publicados (Flores-Fajardo et al., 2009) y se presentan de manera detallada en este capítulo.

Esta base de datos es referida como DIGEDA por sus siglas en inglés (Diffuse Ionized Gas Emission Database), la cual se encuentra para libre acceso en el sitio web VizieR del CDS (Centre de Données Astronomiques de Strasbourg, <http://vizier.u-strasbg.fr>). Un ejemplo gráfico de la estructura de DIGEDA que se puede encontrar en VizieR se encuentra en el Apéndice C.

2.1. Estructura interna de DIGEDA

Los 1061 grupos de mediciones que se encuentran en DIGEDA fueron extraídos de 18 referencias bibliográficas las cuales se encuentran enlistadas en la Tabla 2.1 en la página 33. Esta Tabla también resume las características principales de las observaciones contenidas en cada una de las referencias y se encuentra estructurada de la siguiente manera: La Columna 1 contiene un número único de identificación para cada referencia, el cual también se utiliza como identificador en DIGEDA (Ref.ID). La Columna 2 contiene las referencias bibliográficas de las cuales fueron extraídos los datos. En la

Columna 3 hemos asignado un número único de identificación (Ref_N) a cada grupo de observaciones, es decir, un número único que identifica las observaciones de una cierta posición de rendija, de una única galaxia y observada por un autor en particular. Por otro lado, la Columna 4 contiene los nombres de las galaxias estudiadas en cada una de las referencias bibliográficas. La Columna 5, para el caso de las galaxias vistas de canto, es la orientación de la rendija con respecto al plano galáctico: paralela (\parallel) o perpendicular (\perp), mientras que para el caso de las galaxias vistas de cara se utiliza una abreviación de la región observada: Interbrazo, DIG/Gas Ionizado Difuso, H II/región H II y SBR/Remanente de superburbuja. En la Columna 6 se listan la líneas cubiertas en las observaciones de cada galaxia y en la Columna 7 se da el número total de áreas o posiciones de rendija observadas en cada galaxia (también referidas en este trabajo como “regiones”).

Las mediciones fueron extraídas digitalmente de las figuras o tablas publicadas en cada uno de los artículos, posteriormente los datos fueron normalizados e incorporados a DIGEDA. Como resultado tenemos una tabla de 26 columnas separadas por comas (formato csv), con 1062 líneas siendo la primera de ellas el encabezado de cada columna y las siguientes 1061 los grupos de datos. Es importante subrayar que aquellas celdas con un valor de (-1) son aquellas que representan valores que no fueron encontrados en la literatura.

Es importante tomar en cuenta que existen dos factores observacionales que podrían afectar las mediciones de los cocientes de líneas: el enrojecimiento por polvo y la presencia de líneas estelares en absorción subyacentes. En cuanto al enrojecimiento, en este trabajo no realizamos ninguna corrección de los datos, utilizamos los cocientes de líneas publicadas corregidos cuando fueron incluidos en los artículos o sin corrección. De cualquier manera, todos los cocientes de líneas involucrados en este trabajo son de líneas con longitudes de onda muy cercanas (exceptuando el cociente $\text{He I}/\text{H}\alpha$), por lo que no son muy susceptibles al enrojecimiento. En cuanto a las líneas estelares de absorción subyacentes, éste es un factor que afecta sólo a líneas de recombinación (en este caso, sólo $\text{H}\alpha$ y $\text{H}\beta$). En estas dos líneas el ancho equivalente de este efecto es típicamente de $\sim 2 \text{ \AA}$ y para conocer su impacto sobre las mediciones es necesario saber el ancho equivalente de las líneas medidas, sin embargo en las referencias utilizadas en DIGEDA (Tabla 2.1 en la página siguiente) no se encuentran disponibles estos datos, por lo que no hemos corregido las observaciones tampoco por este efecto o calculado su posible impacto. La información detallada de la forma en la que se redujeron los datos y se corrigieron por diferentes factores, se encuentra en cada una de las referencias bibliográficas listadas en la Tabla 2.1.

Por su parte, DIGEDA fue creada de tal manera que la manipulación de los datos fuera lo más sencillo y consistente posible, de tal manera que la base de datos quedó estructurada de la siguiente manera: la primera Columna (Obs_ID), otorga un número único de identificación a cada observación. De la segunda Columna hasta la Columna 19 se encuentran los flujos de diferentes cocientes de líneas, así como propiedades físicas del gas que se pueden inferir de éstos. Las Columnas 20 a 25 son seis columnas extra que contienen las particularidades de cada observación (galaxia estudiada, región

Ref_ID	Autor	Ref_N	Galaxia	Rendija	Observaciones	No. reg
1	Benvenuti et al. (1976)	1	M33	Interbrazo	[O III] λ 4959, [O III], [N II]	62
2	Golla et al. (1996)	2	NGC4631	\perp	[N II], [S II]	39
		3		\parallel	[N II], [S II]	80
3	Greenawalt et al. (1997)	4	M31	DIG, H II	[O II], [O III], [N II], [S II]+, EM	18
4	Martin & Kennicutt (1997)	5	NGC1569	DIG	[O III], He I, [O I], [N II], [S II]+	25
5	Wang et al. (1997)	6	M51	Interbrazo	[O III], [N II], [S II]+	3
		7	M101	Interbrazo	[O III], [N II], [S II]+	6
		8	NGC2403	Interbrazo	[O III], [N II], [S II]+	5
		9	NGC4395	Interbrazo	[O III], [N II], [S II]+	3
6	Rand (1998)	10	NGC 891	\parallel	[O I], [N II], [S II]	45
		11		\perp	[O III], [O I], [N II], [S II]	19
7	Galarza et al. (1999)	12	M31	DIG, SBRs	[O II], [O III], [N II], [S II]+, EM	30
8	Hoopes et al. (1999)	13	NGC4631	\perp	[O III], [S II]+, EM	31
9	Tüllmann & Dettmar (2000)	14	NGC1963	\perp	[O III], He I, [O I], [N II], [S II], EM	40
		15	NGC3044	\perp	[O III], He I, [O I], [N II], [S II], EM	47
		16	NGC4402	\perp	[N II], [S II], EM	24
		17	NGC4634	\perp	[N II], [S II], EM	40
10	Collins & Rand (2001)	18	NGC4302	\perp	[N II], [S II]+	13
		19	NGC5775	\perp	[O I], [O III], [N II], [S II]+	31
		20	UGC10288	\perp	[O I], [O III], [N II], [S II]+	19
12	Otte et al. (2002)	21	NGC5775	\perp	[O II], [O III], [N II], [S II]+	38
		22	NGC4634	\perp	[O II], [O III], [N II], [S II]+	34
		23		\parallel	[O II], [O III], [N II], [S II]+	32
		24	NGC4631	\parallel	[O II], [O III], [N II], [S II]+	34
		25	NGC3079	\parallel	[O II], [O III], [N II], [S II]	53
		26	NGC 891	\parallel	[O II], [N II], [S II]+	50
13	Hoopes & Walterbos (2003)	27	M33	Interbrazo	[O III], He I, [N II], [S II], EM	37
		28	M51	Interbrazo	[O III], [N II], [S II], EM	26
		29	M81	Interbrazo	[O III], [N II], [S II]	2
14	Miller & Veilleux (2003)	30	UGC2092	\perp	[N II], [S II]	4
		31	UGC3326	\perp	[N II], [S II]	6
		32	UGC4278	\perp	[O III], He I, [O I], [N II], [S II]	13
		33	NGC2820	\perp	[O III], He I, [O I], [N II], [S II]	13
		34	NGC3628	\perp	[O III], [N II], [S II]	13
		35	NGC4013	\perp	[O III], He I, [O I], [N II], [S II]	9
		36	NGC4217	\perp	[O III], [O I], [N II], [S II]	17
		37	NGC4302	\perp	[O III], He I, [O I], [N II], [S II]	9
		38	NGC5777	\perp	[O III], [N II], [S II]	6
15	Hidalgo-Gómez (2006)	39	ESO245-G05	DIG, H II	[O II], [O III], [N II], [S II]	7
		40	Gr8	DIG, H II	[O III], He I, [N II], [S II]	19
16	Voges & Walterbos (2006)	41	M33	DIG	[O III], [O I], [N II], [S II]	7
17	Voges (2006)	42	NGC 891	\parallel	[O III], [O I], [N II], [S II], EM	16
		43		\perp	[O III], [O I], [N II], [S II], EM	10
18	Hidalgo-Gómez (2007)	44	DDO53	DIG, H II	[O III], [S II]	26

Tabla 2.1: Tabla de las referencias bibliográficas utilizadas para la compilación de DIGEDA. Las columnas 1 y 3 asignan números de identificación a los grupos de datos. La columna 2 muestra las referencias bibliográficas y las columnas 3, 4 y 5 detallan las observaciones extraídas en cada caso. Mayores detalles se encuentran en el texto en la Sec. 2.1 en la página 31.

observada, orientación de rendija, etc.). Las entradas en cada una de estas columnas consisten en una serie de números (o apunadores) que son un código de información específica cuya descripción detallada se encuentra más abajo en esta misma sección, esto asegura que la información contenida en DIGEDA pueda ser fácilmente manipulada por cualquier programa para graficar. La Tabla 2.2 en la página siguiente muestra los números de las columnas en DIGEDA así como los encabezados de cada una de ellas, que son de alguna manera, un resumen de la información contenida en cada columna.

Los datos en algunas columnas de DIGEDA, como ya mencionamos, tiene un formato numérico que requiere una descripción más detallada y la cual se encuentra a continuación: “Obs.ID” es un número positivo, consecutivo y único para la identificación de cada línea de DIGEDA. “Posición” es

Columna	0	1	2	3
Información	Obs_ID	Posición	[O II] λ 3727	[O III] λ 4363
Columna	4	5	6	7
Información	H β	[O III] λ 4959	[O III] λ 5007	He I λ 5876
Columna	8	9	10	11
Información	[O I] λ 6300	[N II] λ 6548	H α	[N II] λ 6583
Columna	12	13	14	15
Información	[S II] λ 6716	[S II] λ 6731	[S II] λ 6716+6731	T _e (10 ⁴ K)
Columna	16	17	18	19
Información	[S II] λ 6716/6731	[O III] λ 5007/4959	H α /H β	EM
Columna	20	21	22	23
Información	Ref_ID	Morfología	Rendija	Region_ID
Columna	24	25		
Información	Gal_ID	Ref_N		

Tabla 2.2: Encabezados de las 26 columnas en la base de datos DIGEDA. Para una descripción detallada de esta información ver el texto en la Sec. 2.1.

el valor de la posición de la observación en cada galaxia en unidades de pc, en el caso en el que las observaciones estén hechas de manera perpendicular al plano de la galaxia “Posición” es la altura por encima o por debajo del plano; para las rendijas paralelas al plano esta “Posición” indica la distancia al centro de la galaxia, mientras que para las galaxias vistas de cara la posición es determinada respecto a un punto de referencia que los mismos autores hayan especificado. El cociente H α /H β es el reportado por los autores, sin embargo en los casos en los que este no haya sido reportado, asumimos el cociente teórico 2.86 con el fin de poder normalizar las líneas prohibidas a H α o H β según convenga al análisis en cuestión. La EM es la medida de emisión de H α especificada en unidades de pc cm⁻⁶. “Ref_ID” es un número entero que identifica a cada referencia bibliográfica de tal manera que DIGEDA se pueda correlacionar con la tabla de referencias, Tabla 2.1. “Morfología” se refiere a la calificación morfológica de la galaxia observada y a su orientación (obtenidas de NED, NASA/IPAC Extragalactic Database) de la siguiente manera: para las galaxias espirales, 11 indica que la galaxia está vista de canto y 12 que el objeto está visto de cara; 2 se utiliza para las galaxias irregulares. “Rendija” es la orientación de la rendija con respecto al plano de la galaxia que esté siendo observada: 1 es para las rendijas paralelas, 2 para aquellas perpendiculares y 3 para las observaciones hechas en galaxias vistas de cara. “Region_ID” se refiere a las tres posibles clasificaciones de regiones en emisión: 1 y 11 se usan para regiones H II, 2 y 21 para zonas de transición, 3 y 31 para regiones de DIG y 4 para aquellos datos que no han sido clasificados. En esta columna, las entradas de un sólo dígito se usan para las clasificaciones originales de los autores (cuando ésta se reporta), mientras que las entradas de doble dígito se usan para aquellos datos que han sido clasificados bajo nuestro propio criterio de separación basado en el valor absoluto de la distancia al plano $|z|$ como se describe más adelante en la Sec. 2.1.1. “Gal_ID” es un número único relacionado con el nombre de cada galaxia según el catálogo en el que se encuentre: Messier 1–19, New General Catalog 20–69, Uppsala General Catalog 70–89 y otros 90–99.

Gal_ID	Galaxia	R.A. (h m s)	DEC. (d m s)	Tipo Morfológico	Inclinación (grados)
1	M 31	00 42 44.3	+41 16 09	Sb, LINER	77.5
2	M 33	01 33 50.9	+30 39 36	Scd, H II	56
3	M 51	13 29 55.7	+47 13 53	Sbc	64
4	M 81	09 55 33.2	+69 03 55	Sab;LINER Sy1.8	58
5	M 101	14 03 12.6	+54 20 57	SBcd	17
20	NGC 891	02 22 33.4	+42 20 57	Sb, H II	64
21	NGC 1569	04 30 49.0	+64 50 53	Irr	–
22	NGC 1963	05 32 16.8	-36 23 55	Scd	85
23	NGC 2403	07 36 51.4	+65 36 09	SBcd, H II	62
24	NGC 2820	09 21 45.6	+64 15 29	SBc	90
25	NGC 3044	09 53 40.9	+01 34 47	SBb	84
26	NGC 3079	10 01 57.8	+55 40 47	SBc, LINER, Sy 2	60
27	NGC 3628	11 20 17.0	+13 35 23	Sb	87
28	NGC 4013	11 58 31.4	+43 56 48	Sb, H I LINER	90
29	NGC 4217	12 15 50.9	+47 05 30	Sb	86
30	NGC 4302	12 21 42.5	+14 35 54	Sc	90
31	NGC 4395	12 25 48.8	+33 32 49	Sm, LINER, Sy 1.8	38
32	NGC 4402	12 26 07.5	+13 06 46	Sb	74
33	NGC 4631	12 42 08.0	+32 32 29	SBb	85
34	NGC 4634	12 42 40.9	+14 17 45	Sc	83
35	NGC 5775	14 53 57.6	+03 32 40	Sb	86
36	NGC 5777	14 51 17.8	+58 58 41	Sb	83
70	UGC 2092	02 36 31.6	+07 18 34	Scd	86
71	UGC 3326	05 39 37.1	+77 18 45	Scd	90
72	UGC 4278	08 13 58.9	+45 44 32	SBd	90
73	UGC 10288	16 14 24.8	-00 12 27	Sc	87
90	ESO245 - G05	01 45 03.7	-43 35 53	Irr	–
91	Gr 8	12 58 40.4	+14 13 03	Irr	–
92	DDO 53	08 34 07.2	+66 10 54	Irr	–

Tabla 2.3: Lista de las galaxias y algunas de sus características básicas, incluidas en DIGEDA.

La lista de las galaxias que cuentan con datos en DIGEDA, así como sus características básicas se encuentran en la Tabla 2.3. Finalmente la columna “Ref_N” es la columna que contiene el número único de identificación de cada grupo de datos y que los relaciona con la tabla Ref_ID.

En resumen, DIGEDA es una base de datos que contiene un total de 1061 grupos de observaciones espectroscópicas de las cuales 309 han sido clasificadas como regiones H II, 218 como zonas de transición y 509 como DIG. Desgraciadamente únicamente 244 de éstos contienen datos de [O III], [N II], [S II] y EM al mismo tiempo, todas ellas en galaxias vistas de canto. Si en vez de ello tomamos únicamente aquellas observaciones con datos de [O III] y [N II], el número de datos disponibles aumenta a 462 observaciones permitiendo hacer un buen análisis estadístico de ella.

2.1.1. Criterio adicional de separación por zonas: $|z|$

Debido al hecho de que no existe un criterio estándar para distinguir el DIG de las regiones H II (Sec. 1.2 en la página 14), la mayoría de los autores reportan sus estudios espectroscópicos sin hacer una clasificación del gas (e.g. Rand, 1998; Tüllmann & Dettmar, 2000). En el caso de DIGEDA, el $\simeq 76\%$ de las 1061 observaciones no han sido reportadas ni como regiones H II, ni como zonas de transición ni como DIG. De estos datos $\sim 97\%$ corresponden a observaciones realizadas en galaxias vistas de canto, las cuales tienen un interés particular en los estudios del gas ionizado difuso. En este tipo de galaxias, el gas perteneciente al halo se puede separar de aquel perteneciente al disco (donde se localizan la mayoría de las regiones H II), de manera relativamente sencilla. En virtud a ello, la emisión del DIG se puede asumir (de manera razonable), libre de contaminación por la emisión de las regiones de formación estelar.

Considerando que en la Vía Láctea el disco delgado está definido como la región en la que ocurre la mayor parte de la formación estelar, hemos propuesto un criterio de separación por zonas basado en el valor absoluto de la distancia al plano de la galaxia $|z|$. La separación propuesta toma en cuenta las siguientes tres situaciones:

- $|z| < 500$ pc. En la Vía Láctea se considera que en general las regiones H II se encuentran confinadas dentro de un disco de 350 pc de altura. Suponiendo que éste es un comportamiento general en las galaxias espirales, consideramos que las regiones de gas ionizado observado dentro de los primeros 500 pc de altura serán dominadas por la emisión del gas proveniente de las regiones H II. En consecuencia en este trabajo trataremos a estas regiones como *regiones HII* (“Region_ID”=11 en DIGEDA).
- $500 \leq |z| < 1000$ pc. La mayoría de las galaxias espirales incluidas en DIGEDA no tienen exactamente 90° de inclinación por lo tanto, por efectos de proyección, es muy posible que una línea de vista entre 500 pc y 1 kpc de altura del plano de la galaxia esté pasando por una parte del disco de la galaxia, es decir, por una o varias regiones de formación estelar así como por un volumen considerable de gas difuso. Dicho de otra manera, una línea de vista a esta distancia del plano seguramente atravesará tanto regiones H II como DIG y debido a que no sabemos el porcentaje de contribución de una u otra de las componentes en la emisión del gas, consideraremos estas regiones como *regiones de transición* (“Region_ID”=21 en DIGEDA).
- $|z| \geq 1$ kpc. Aunque algunos autores han reportado regiones H II a alturas de hasta 1.5 kpc sobre el plano de la galaxia, este es un caso muy poco común. En este trabajo hemos considerado que la emisión del gas, a lo largo de una línea de vista por encima de $|z| = 1$ kpc estará libre de cualquier “contaminación” por la emisión de las regiones de formación estelar. Esto nos permite clasificar a estas regiones como *eDIG* (“Region_ID”=31).

Aplicando este criterio de *clasificación por zonas*, sólo el $\sim 2\%$ de los datos en DIGEDA queda sin clasificación alguna. Estos datos corresponden a galaxias vistas de cara en las cuales nuestro criterio basado en $|z|$ no es aplicable (“Region_ID”=4 en DIGEDA).

2.2. Análisis e interpretación de los datos

Una vez recopiladas las observaciones de la literatura, es posible realizar un análisis estadístico de la base de datos DIGEDA con el objetivo de identificar cuáles son las principales diferencias o similitudes entre el DIG y las regiones H II. Para este propósito, usamos los diagramas de diagnóstico para los cocientes de líneas descritos por Baldwin et al. (1981)(BPT) y Veilleux & Osterbrock (1987)(VO). Estos diagramas fueron hechos con la intención de clasificar las regiones en emisión dependiendo de sus condiciones físicas usando los cocientes de líneas ópticas más comunes: $H\alpha$, $H\beta$, [O I], [O III], [N II] y [S II]. Tanto Baldwin et al. (1981) como Veilleux & Osterbrock (1987) encontraron en estos diagramas una herramienta útil para clasificar las fuentes extragalácticas dependiendo de los mecanismos de ionización y excitación del gas: fotoionización por estrellas O y B, fotoionización por una fuente de continuo de ley de potencias, ondas de choque y fotoionización por estrellas viejas y muy calientes. Posteriormente estos diagramas también han sido utilizados para clasificar otros objetos en emisión, como por ejemplo la diferenciación de Nebulosas Planetarias de regiones H II (see Kniazev et al., 2008).

Ya que los cocientes de líneas utilizados en estos diagramas también son los que comúnmente se observan en el DIG, hemos adoptado los diagramas BPT y VO para hacer el estudio estadístico de DIGEDA.

2.2.1. Resultados de los diagramas de diagnóstico

En las Figura 2.1 en la página siguiente se muestran los cocientes de líneas [O III]/ $H\beta$, [O I]/ $H\alpha$, [S II]/ $H\alpha$ y [O II]/ $H\beta$ en función de [N II]/ $H\alpha$ para todas las observaciones que cuentan con clasificación por tipo región en DIGEDA. En esta Figura los datos están graficados diferenciando los tres tipos de galaxias: Irregulares (asteriscos negros), galaxias espirales vistas de cara (triángulos magentas) y galaxias espirales vistas de canto (cuadros cyan). El panel (a) de la Fig. 2.1 muestra que los datos describen un figura de “gaviota” similar a aquella encontrada por Stasińska et al. (2006) a partir del estudio de 20,000 galaxias (AGNs y con tasa de formación estelar “normal”), de la base de datos SLOAN. En nuestro caso, mientras que los cocientes de las galaxias espirales (tanto vistas de cara como vistas de canto) se extienden por toda el área de la gaviota, aquellos datos de las galaxias irregulares tienden a ocupar únicamente el extremo del ala izquierda de la gaviota (valores menores de [N II]/ $H\alpha$ y mayores de [O III]/ $H\beta$). En los otros tres paneles, (b), (c) y (d) de la Fig. 2.1 los datos muestran este mismo comportamiento extremo para las regiones en emisión de las galaxias irregulares. Sin importar las razones de dicho comportamiento (ver Sec. 2.3 en la página 47), estadísticamente parece que las observaciones de las galaxias irregulares y aquellas de las galaxias espirales no pueden ser

analizados, estadísticamente hablando, sin diferenciar el tipo de galaxia. En virtud de que DIGEDA contiene únicamente 9 observaciones de galaxias irregulares, en este trabajo elegimos considerar sólo a las galaxias espirales para los siguientes análisis y discutir el caso de las galaxias Irr como un caso diferente (ver la Sec. 2.3.2 en la página 48).

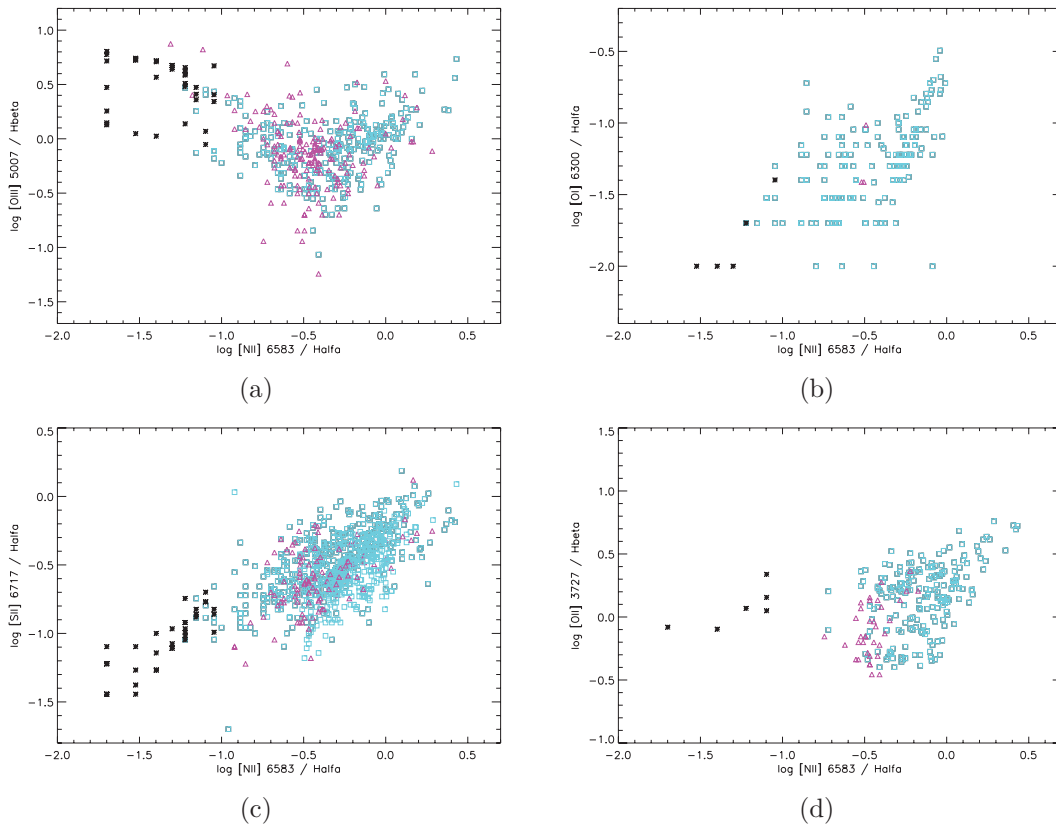


Figura 2.1: Diagramas de diagnóstico de los datos disponibles en DIGEDA en los que se ha diferenciado entre cada tipo de galaxia observada: irregulares (asteriscos negros), espirales vistas de canto (cuadros cyan) y espirales vistas de cara (triángulos magenta).

La Figura 2.2 en la página siguiente es similar a la Fig. 2.1 pero únicamente para los datos de las galaxias espirales y distinguiendo en este caso los tres tipos de regiones en emisión: regiones H II (diamantes azules), zonas de transición (cruces verdes) y DIGs (sumas rojas). En el panel (a), las regiones H II y los DIGs trazan juntos la figura de la gaviota una vez más, sin embargo es evidente en este diagrama BPT que los datos de DIGs se encuentran en una posición completamente diferente a la que ocupan las regiones H II. Mientras que éstas se localizan principalmente en el ala izquierda de la gaviota, los DIGs cubren el ala derecha, es decir, los dos tipos de regiones están separadas por su valor del cociente $[N II]/H\alpha$.

Aunque de manera menos evidente, en los paneles (c) y (d) de la Fig. 2.2 se muestra que el DIG también tiende a tener cocientes $[S II]/H\alpha$ y $[O II]/H\alpha$ mayores que aquellos que presentan las regiones

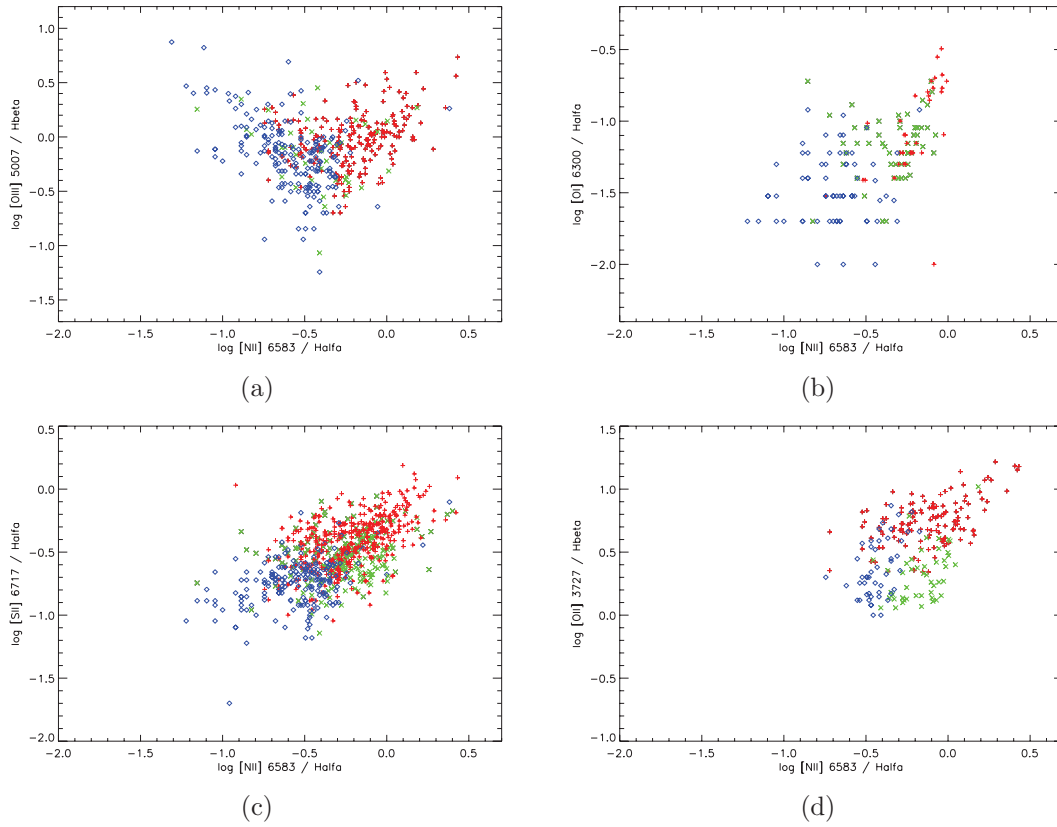


Figura 2.2: Diagramas de diagnóstico en los que se han distinguido observaciones en DIGEDA según el tipo de región en emisión que sea: Regiones H II (rombos azules), regiones de gas ionizado difuso (sumas rojas), regiones de transición (cruces verde).

H II/H α . En el caso del [S II] este comportamiento ha sido mencionado varias veces (Rand, 1998; Haffner et al., 1999; Tüllmann & Dettmar, 2000) para diferentes galaxias haciendo uso de diferentes criterios de clasificación para las regiones. La importancia de esta Figura en los estudios del DIG es que hace evidente que, aun cuando los datos han sido clasificados utilizando diferentes criterios, las intensidades de [N II] y [S II] son significativamente mayores para el DIG en general que para las regiones H II. Quizá la dispersión en la posición de cada región y la zona en la que estos datos se superponen o mezclan (las cuales difieren en cada panel) podría ser el resultado de la ausencia de un criterio de clasificación homogéneo para definir las regiones de DIG.

El panel (b) de la Fig. 2.2 aunque muestra una ligera tendencia en el comportamiento del cociente [O I]/H α , esta tendencia no es tan clara ni tan evidente como la mostrada en el panel (a) de la misma figura. La dispersión de los datos y la mezcla de ellos en este panel son mayores que aquellos encontrados para el [N II], el [S II] y el [O II], posiblemente debido a que la línea de [O I] es la más débil de todas las líneas consideradas en el presente trabajo. En este caso se espera que las mediciones de [O I] sean mucho más difíciles e inciertas, lo cuál es consistente con el hecho de que únicamente 148

de las 1061 observaciones (incluyendo todos los tipos de regiones) tienen datos de [O I].

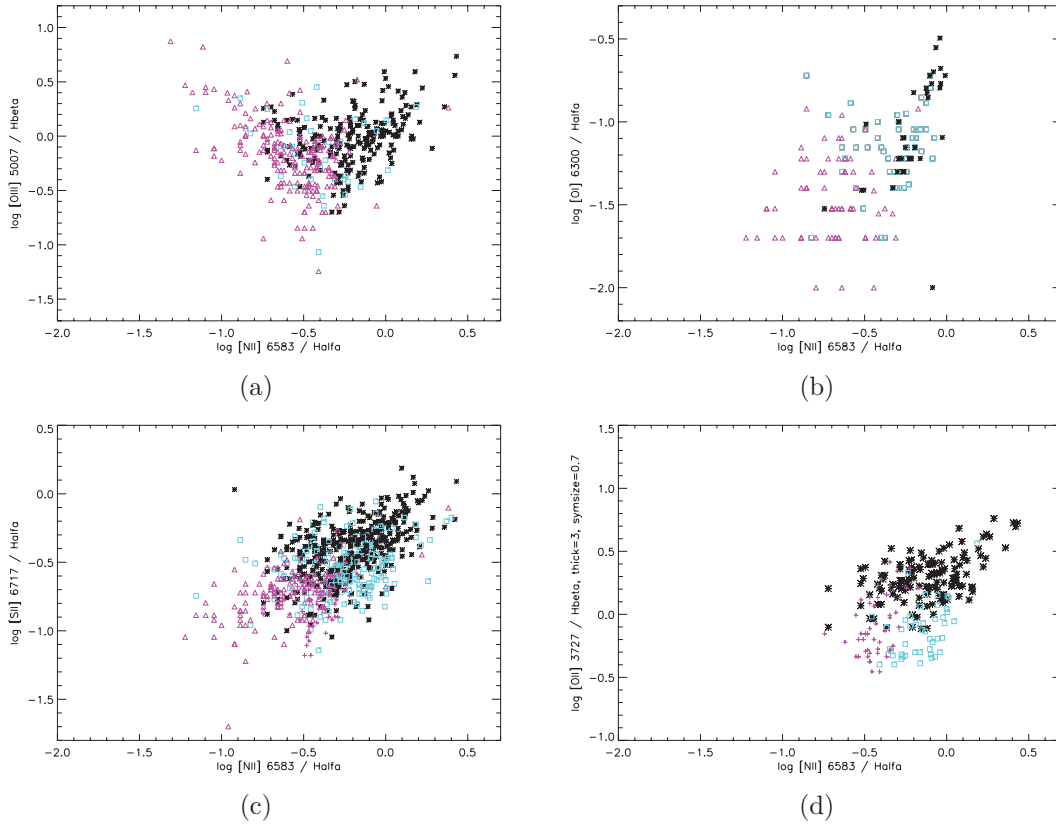


Figura 2.3: Diagramas de diagnóstico en los que los datos de DIGEDA se han graficado distinguiendo la orientación de la rendija en las galaxias: Observaciones de rendijas paralelas al plano de la galaxia (cuadros cyan), observaciones de rendijas perpendiculares al plano de la galaxia (triángulos magenta) y observaciones que han sido tomadas de cara al plano de la galaxia (asteriscos negros).

En la Figura 2.3, se han realizado los mismos cuatro diagnósticos que en la Fig. 2.1 y en la Fig. 2.2, pero esta vez dividido los datos de DIGEDA dependiendo de la dirección en la que está colocada la rendija con respecto al plano de la galaxia (paralela: cuadros cyan, perpendicular: triángulos magenta, y vistas de cara: asteriscos negros), sin hacer distinción del tipo de región de la que se esté hablando. En esta figura tampoco se encuentra una tendencia clara en las observaciones, esto puede ser debido a que tanto las observaciones de rendijas perpendiculares como aquellas realizadas de cara al plano de la galaxia contienen datos tanto de regiones H II como de regiones difusas es decir, se mezclan ambos tipos de regiones en emisión. Sin embargo, una vez más en el diagrama [O III]/H β vs [N II]/H α (Fig. 2.3(a)), así como en el diagrama [O I]/H α vs [N II]/H α (Fig. 2.3(b)), es posible ver una pequeña diferencia entre los datos tomados en las rendijas paralelas al plano de las galaxias y aquellos tomados de cara o perpendicularmente al plano de la galaxia. Esto se debe a que todos los datos de rendijas paralelas, aunque no se han definido por los autores como DIG o regiones de transición, han sido

tomadas a más de 1 kpc de distancia del plano de la galaxia, con lo cual podemos suponer que en su mayoría están representando eDIG. Estos datos nos permiten apoyar lo visto en la Fig. 2.2(a), en la que el DIG tiende a concentrarse en el ala derecha de la gaviota en el diagrama BPT, y también nos permite ver que en el eDIG, para un valor dado de $[O\ I]/H\alpha$ el cociente $[N\ II]/H\alpha$ tiende a ser más alto.

2.2.2. El criterio del cociente $[N\ II]/H\alpha$

Aún cuando los diagramas de diagnóstico de la Figura 2.2 sugieren fuertemente que, para $[N\ II]$ y $[S\ II]$, existe una separación clara entre el comportamiento de las regiones H II y el DIG, también es clara la presencia de un traslape entre las dos distribuciones. Entonces para poder identificar cuáles de estos cocientes de líneas presentan diferencias importantes entre las distribuciones del DIG y de las regiones H II, es indispensable hacer una comparación cuantitativa de las distribuciones de los diferentes cocientes de líneas. Con este propósito, usamos los diagramas de caja, los cuáles permiten resumir de manera esquemática valores representativos de una distribución arbitraria de valores. En los diagramas de caja utilizados en este trabajo, cada una de las cajas contienen el 50% de los datos de la distribución (definidas usando los cuartiles Q1 y Q3, los cuales son los cortes del 25% más bajo y más alto de la distribución de los datos). A su vez, en cada una de las cajas una línea vertical denota la posición de la mediana de la distribución, mientras que los bigotes se han usado para representar las fronteras de la distribución que engloban el 80% de los datos (definidos usando los deciles D1 y D9 que corresponden a los cortes del 10% más bajo y más alto).

En la Figura 2.4 en la página siguiente mostramos los diagramas de caja tanto para la medida de emisión como para los cocientes de líneas que tienen un número importante de datos en DIGEDA, como para algunas combinaciones de éstos (para las galaxias espirales únicamente). Cada estadística sobre los datos se diferencia con una (H) o una (D) si lo que se ha tomado es la distribución de los datos de regiones H II o del DIG, respectivamente. En esta figura es evidente que hay algunos cocientes de líneas cuyas distribuciones son *claramente distintas* entre el DIG y las regiones H II. Estos cocientes corresponden a aquellas cajas que no (o ligeramente) se mezclan en posición cuando se comparan las cajas (H) y (D) de las dos distribuciones. Es evidente que también otros de los cocientes de líneas muestran una mezcla importante en la posición de las cajas de sus respectivas distribuciones.

En el primer caso tenemos las distribuciones de los cocientes $[O\ I]$, $[S\ II]$, $[S\ II]^+$ y $[N\ II]$ respecto a $H\alpha$ y $[O\ II]/H\beta$. Estos cinco cocientes de líneas muestran una diferencia clara en la distribución de los cuantiles entre la distribución de observaciones de las regiones H II y del DIG. Los tamaños de las muestras disponibles para estas 5 líneas en DIGEDA son los siguientes: $[O\ I]$ (143 entradas), $[O\ II]$ (248 entradas), $[S\ II]$ (521 entradas), $[S\ II]^+$ (322 entradas) y $[N\ II]$ (858 entradas). Este análisis nos permite tener mayor confianza para proponer que algunos cocientes de líneas son, por sí solos, suficientes para distinguir empíricamente el DIG de las regiones H II, sin importar que no exista ningún conocimiento

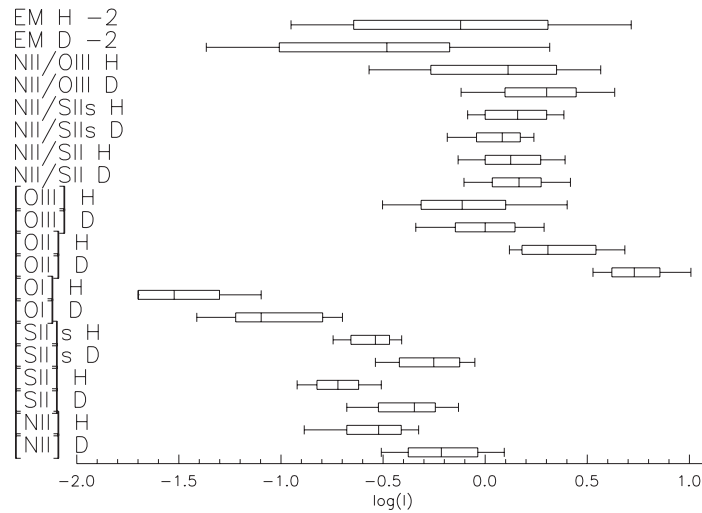


Figura 2.4: Diagramas de caja para los datos contenidos en DIGEDA. Se muestra la comparación de los cuantiles representativos de los diferentes cocientes de líneas en emisión (respecto a $H\alpha$ o $H\beta$ a menos de que se indique lo contrario) para la distribución de datos del DIG y de las regiones H II. La “caja” muestra el rango en el cual están el 50% de las observaciones (definida por los cuartiles Q1 y Q3), con la mediana de la distribución de valores marcada por una línea vertical. Los bigotes encierran el 80% de las observaciones (delimitados por los deciles D1 y D9).

previo de la densidad electrónica o del tamaño de la columna de la región emisora (ambas cantidades desconocidas en el DIG).

Aun cuando cualquiera de los cinco cocientes de líneas mencionados en el párrafo anterior pueden ser utilizados como criterio para distinguir el DIG, el cociente $[N II]/H\alpha$ se destaca por ser aquel cuya estadística fue hecha con el mayor número de datos. Observacionalmente, quizá también sea el que se determine con mayor facilidad y confiabilidad en virtud de que $[N II]$ es una línea fuerte y el cociente $[N II]/H\alpha$ no requiere corrección por enrojecimiento.

En la Tabla 2.4 en la página siguiente, se muestran los valores numéricos de los 5 cuantiles utilizados en los diagramas de caja para los cocientes $[O III]/H\beta$, $[O II]/H\beta$, $[O I]/H\alpha$, $[N II]/H\alpha$ y $[S II]/H\alpha$. A partir de esta Tabla, se puede concluir que las regiones en emisión con $[N II]/H\alpha < -0.5$ deberían ser clasificadas como regiones H II, mientras que aquellas con $[N II]/H\alpha > -0.3$ deberían ser clasificadas como DIGs. Las observaciones con valores intermedios tienen una clasificación incierta, de cualquier manera, se puede inferir que las regiones en emisión con un cociente $[N II]/H\alpha < -0.4$ tienen una mayor probabilidad de ser regiones H II, mientras que aquellas regiones con $[N II]/H\alpha > -0.4$ tienen mayor probabilidad de ser DIG.

En el segundo caso (aquel en el que los diagramas de caja muestran un traslape considerable), se encuentran los cocientes $[O III]/H\beta$, $[N II]/[S II]$, $[N II]/[S II]_+$, $[N II]/[O III]$ y el valor de la EM, los cuales *no* muestran una diferencia significativa entre la distribución de los DIGs y las regiones H II.

[O III] λ 5007/H β					
	D1	Q1	Media	Q3	D9
H II	-0.465	-0.314	-0.082	0.128	0.405
DIG	-0.314	-0.113	-0.024	0.212	0.477
[O I] λ 6300/H α					
	D1	Q1	Media	Q3	D9
H II	-1.699	-1.699	-1.523	-1.222	-1.097
DIG	-1.412	-1.222	-1.097	-0.77	-0.678
[N II] λ 6583/H α					
	D1	Q1	Media	Q3	D9
H II	-0.886	-0.721	-0.538	-0.415	-0.328
DIG	-0.509	-0.377	-0.215	-0.036	0.093
[S II] λ 6716/H α					
	D1	Q1	Media	Q3	D9
H II	-0.921	-0.824	-0.721	-0.62	-0.509
DIG	-0.678	-0.523	-0.347	-0.244	-0.131

Tabla 2.4: Valores de los cuartiles (Q1 y Q3), media y deciles (D1 y D9), para las distribuciones de los diferentes cocientes de líneas tanto para aquellas regiones clasificadas como DIG como para aquellas clasificadas como regiones H II.

Estos cocientes no son, por lo tanto, útiles para distinguir una región de otra.

2.2.3. El criterio de la Medida de Emisión

En el grupo de los cocientes de líneas cuyos diagramas de caja se traslapan, llama la atención el caso de la EM(H α), ya que algunos autores han propuesto usar esta medida como criterio de clasificación para el DIG (e.g. Walterbos & Braun, 1994). Sin embargo, en la Fig. 2.4 podemos notar que los diagramas de caja no muestran diferencias significativas entre las distribuciones del valor de la EM del DIG y de las regiones H II. Algunos autores (e.g. Bland-Hawthorn et al., 1991a) han sugerido que el cociente [N II]/H α muestran una anti-correlación fuerte con la EM, es decir que el [N II]/H α aumenta conforme la EM decrece. Por consiguiente, ¿Puede ser la EM un criterio global para distinguir los DIGs? Aún cuando el las cajas de la distribución de la EM en la parte alta de la Fig. 2.4 en la página anterior sugiere que no es así (ya que hay un traslape fuerte de las cajas EM (D) y EM (H)), debemos considerar la posibilidad de que, considerando objetos por separado, este criterio pueda ser de gran utilidad, ya que una posible explicación al gran traslape que muestran las dos distribuciones de la EM, es que éste sea el resultado de la alta dispersión de los valores que toma la EM de una galaxia a otra. Vale la pena aclarar este punto, después de todo la EM es la única cantidad de los datos disponibles que no corresponde a un cociente de líneas y por lo tanto no ha sido normalizado.

Con el objetivo de explorar un poco más esta cuestión, la Figura 2.5 en la página siguiente muestra los comportamientos de las medidas de emisión de toda la muestra con respecto a cada uno de los cuatro cocientes de líneas que hemos utilizado antes para los diagramas de diagnóstico ((a) EM vs

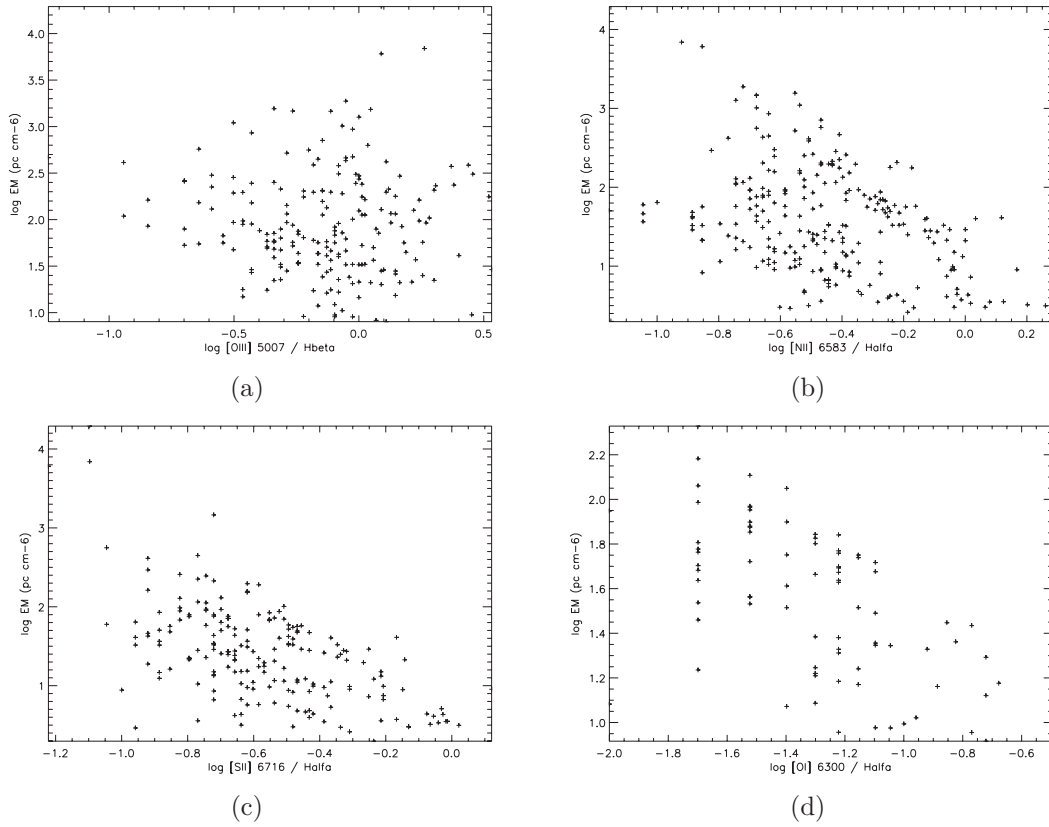


Figura 2.5: Gráficas del comportamiento de la EM con cuatro de los cocientes de líneas disponibles para el DIG. (a) EM respecto a $[\text{O III}]/\text{H}\beta$, con 201 datos disponibles. (b) EM respecto a $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$, con 221 datos. (c) EM respecto a $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$, con 197 datos; y (d) EM respecto a $[\text{O I}]/\text{H}\alpha$, con 81 datos.

$[\text{O III}]/\text{H}\beta$, (b) EM vs $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$, (c) EM vs $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ y (d) EM vs $[\text{O I}]/\text{H}\alpha$). Como era de esperarse encontramos una relación muy débil únicamente en el caso del cociente $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$. Sin embargo es posible ver en los paneles (b), (c) y (d) en la Fig. 2.5, que quizá separando los datos de alguna manera se pueda encontrar alguna correlación entre la EM y alguno de estos cocientes de líneas.

La Figura 2.6 en la página siguiente contiene las gráficas del comportamiento de la EM con respecto al cociente $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ en 4 diferentes casos: (a) en el que se han distinguido las galaxias espirales vistas de cara (triángulos magenta), y aquellas vistas de canto (cuadros cyan); (b) en el que se han distinguido las regiones difusas (sumas rojas), de las regiones de transición (cruces verdes) y de las regiones H II (diamantes azules); (c) en el que se han graficado únicamente los datos disponibles para las galaxias vistas de canto distinguiendo los tres tipos de región con los mismos símbolos que para el panel (b) y (d) en el que se han graficado los datos de galaxias vistas de cara también distinguiendo los tres tipos de región al igual que en (b) y (c).

El panel (a) de la Figura 2.6 permite observar que las galaxias que presentan una menor EM son

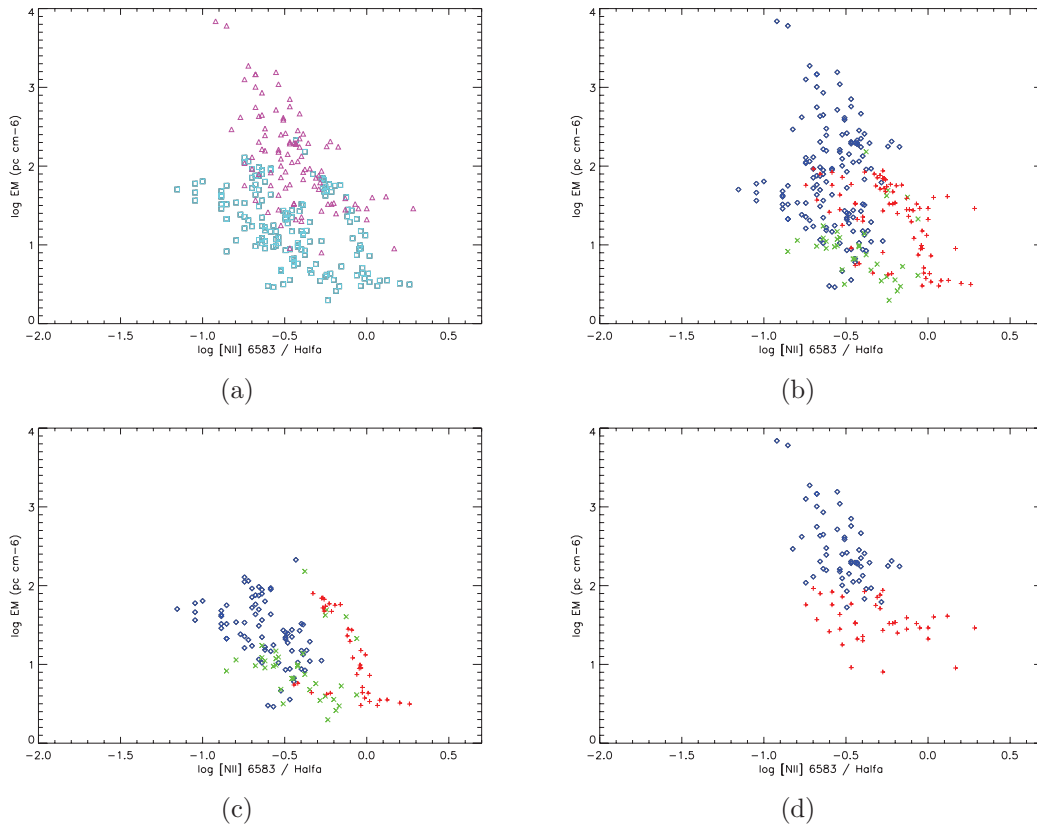


Figura 2.6: Gráficas del comportamiento de la EM con respecto al cociente $[N II]/H\alpha$ en 4 diferentes casos: (a) en el que se han distinguido las galaxias espirales vistas de cara (triángulos magenta) y las galaxias espirales vistas de canto (cuadros cyan). (b) En el que se han distinguido las regiones difusas (sumas rojas), las regiones de transición (cruces verdes) y las regiones H II (diamantes azules). (c) En el que se han graficado únicamente los datos de las galaxias vistas de canto distinguiendo los tres tipos de región al igual que en (b). (d) En el que se han graficado los datos de galaxias vistas de cara también distinguiendo los tres tipos de región al igual que en (b) y (c).

las galaxias espirales vistas de canto, sin embargo este es un efecto que puede deberse únicamente a que los datos de las galaxias espirales vistas de canto tienen una contribución importante, al espectro integrado, de datos que fueron tomados a grandes distancias del plano galáctico, es decir, con EM muy pequeñas. Mientras tanto, en el panel (b) de la misma figura, se puede observar que tanto las regiones de transición como las difusas presentan EM no mayores a 100 pc cm^{-6} , pero esto también es posiblemente debido a que una buena cantidad de los datos de estas galaxias están separados en regiones por un criterio de clasificación del DIG basado en la EM, es decir, de antemano en varias de estas galaxias que contienen datos de EM (e.g. M33, M51), el DIG se ha considerado como aquel gas con $EM < 100 \text{ pc cm}^{-6}$.

Por otro lado en la Figura 2.6 (c) y (d) sólo se han graficado las galaxias espirales vistas de canto y vistas de cara respectivamente. En estas gráficas es claro que aquellas galaxias en las cuales los

datos han sido tomados de cara al plano de la galaxia el criterio de la EM es el que domina, mientras que en el caso en el que los datos se han tomado de manera perpendicular al plano los tres tipos de región (DIG, transición y H II), presentan una EM menor que 100 pc cm^{-6} , siendo la diferencia en la intensidad de $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ la que aún prevalece. Así pues, las tendencias que muestran estas gráficas puede ser impuesta por los mismos autores al dar preferencia a una dirección de observación o bien al incluir un criterio de clasificación del gas en las diferentes regiones.

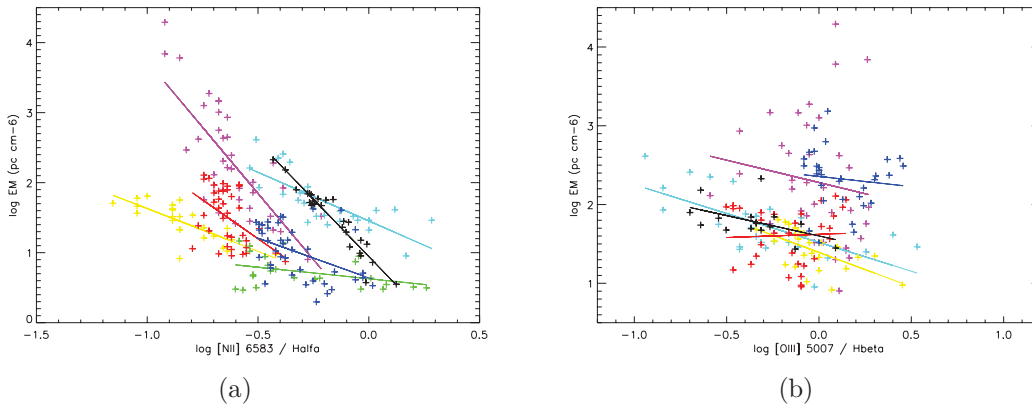


Figura 2.7: Comportamiento de la medida de emisión con respecto a: (a) $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ y (b) $[\text{O III}]/\text{H}\beta$, para cada una de las galaxias. M33(magenta), M51(cyan), NGC1963(amarillo), NGC3044(rojo), NGC4402(verde), NGC 891 (negro), NGC4634(azul, panel (a) únicamente), NGC4631(panel (b)) únicamente

Sin embargo, cuando se consideran las galaxias individualmente, un escenario distinto sale a la luz. La Figura 2.7 muestra este comportamiento claramente. En esta figura se han graficado los cocientes $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ y $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ (panel (a) y (b) respectivamente), en función de la EM, diferenciado cada una de las galaxias con un código de color: M33 (magenta), M51 (cyan), NGC1963 (amarillo), NGC3044 (rojo), NGC4402 (verde), NGC 891 (negro), NGC4634 (azul, panel (a) únicamente), NGC4631 (azul, panel (b) únicamente). En esta figura se han sobrepuesto con el mismo código de color los mejores ajustes log-log para los puntos de cada galaxia. En el panel (a), se puede ver que existe una relación entre la EM y el $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ para las galaxias *individualmente*. En el caso de $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ (panel (b)), parece estar presente una relación similar aunque mucho más débil.

Los valores numéricos de los ajustes de mínimos cuadrados para ambos paneles de la Fig. 2.7 se encuentran enlistados en la Tabla 2.5 en la página siguiente.

Es claro que aunque no se puede definir un criterio global de clasificación para el DIG basado en la EM (Fig. 2.4 en la página 42), aparentemente en la Fig. 2.7 cuando se utiliza el cociente $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ para determinar el tipo de la región en emisión (Sec. 2.2.2 en la página 41), se puede determinar un valor crítico de la medida de emisión EM_c diferente para cada galaxia. Este EM_c permite diferenciar las regiones de DIG de aquellas que no lo son de la siguiente manera: *en una galaxia dada* regiones en

Galaxia	Ajuste de mínimos cuadrados ($\log(\text{EM}) = A + B \cdot \log([\text{N II}]/\text{H}\beta)$)							
	[N II] λ 6583 y EM				[O III] λ 5007 y EM			
	A	B	Error	R ²	A	B	Error	R ²
M31	1.89668	1.14194	0.267	0.029	1.996	0.433459	0.428	0.183
M33	-0.0433183	-3.77841	0.503	0.578	2.27940	-0.567407	0.766	0.021
M51	1.45329	-1.38894	0.244	0.588	1.51981	-0.732805	0.279	0.461
NGC1963	0.408356	-1.22195	0.167	0.589	1.39220	-0.870797	0.1995	0.364
NGC3044	0.0902648	-2.21782	0.347	0.253	1.62161	0.0800542	0.353	0.002
NGC4402	0.628169	-0.328235	0.205	0.156	-	-	-	-
NGC4631	-	-	-	-	2.35664	-0.257484	0.368	0.012
NGC4634	0.639729	-1.13428	0.332	0.208	-	-	-	-
NGC 891	0.944648	-3.27467	0.134	0.912	1.60141	-0.516849	0.189	0.241

Tabla 2.5: Parámetros de los ajustes de mínimos cuadrados aplicados a las gráficas tanto de [N II] λ 6583 como de [O III] λ 5007 con respecto EM, para cada galaxia.

emisión con $\text{EM} > \text{EM}_c$ pueden ser consideradas regiones H II, mientras que las regiones *en la misma galaxia* con $\text{EM} < \text{EM}_c$ pueden ser considerados DIGs. Este criterio particular de EM_c , está basado en el criterio general de [N II]/H α que permite ahora distinguir el DIG de las regiones H II con la seguridad de que las condiciones físicas, en estos dos tipos de regiones son en efecto diferentes.

2.3. Discusión

Siguiendo el análisis estadístico de la base de datos, hay un par de resultados de éste que merecen una mayor discusión: por un lado, las condiciones físicas aparentemente diferentes entre el DIG y las regiones H II (en las galaxias espirales) y por otro lado la posición extrema en los diagramas BPT que ocupan los DIGs pertenecientes a las galaxias irregulares.

2.3.1. Regiones H II y DIG, ¿Cuál es la diferencia de fondo?

Baldwin et al. (1981) propusieron una forma de clasificar los objetos con líneas en emisión, basada en la posición que éstos ocupan en el diagrama de diagnóstico de [O III]/H α vs [N II]/H α . Mediante estos diagramas, Baldwin et al. separaron las regiones H II ([N II]/H α bajo), de las galaxias clasificadas como Seyfert ([N II]/H α alto), es decir, de aquellas con núcleos activos. Usando los datos de DIGEDA, hemos encontrado que la mayoría de los DIGs caen en la región ocupada por las galaxias activas (ver panel (a) de la Fig. 2.2 en la página 39), lo cual puede ser sorprendente, ya que es difícil imaginar que la misma fuente de fotones que ioniza un AGN puede reemplazar a las estrellas OB de las regiones H II y convertirse en la responsable de la excitación del DIG.

Recientemente, usando los datos del SDSS (Sloan Digital Sky Survey), Stasińska et al. (2008) propusieron una nueva interpretación para los objetos que ocupan la parte derecha del diagrama BPT (ala derecha de la gaviota). Ellos señalan que el incremento simultáneo de [N II]/H α y [O III]/H β puede ser resultado de fotoionización por estrellas viejas y calientes (similares a las estrellas centrales

de nebulosas planetarias, PNe). De acuerdo con esta interpretación, la fuente de ionización del DIG sería similar a aquella de las regiones H II (es decir, un continuo estelar), con la diferencia de que la temperatura efectiva de la fuente y, por consecuencia la temperatura electrónica del gas es más alta.

Siguiendo las conclusiones hechas por Stasińska et al. (2008), en este trabajo proponemos que el DIG podría ser parcialmente ionizado por estrellas viejas y calientes ($T_{\text{eff}} > 40000$ K), al menos en las galaxias espirales. De hecho, la sugerencia de que esta población de estrellas calientes podría contribuir de manera importante a la ionización del DIG fue propuesta inicialmente por Lyon (1975) y posteriormente explorada por Sokolowski & Bland-Hawthorn (1991), quienes desarrollaron modelos de fotoionización que combinan estrellas OB con estrellas viejas y calientes. Sokolowski & Bland-Hawthorn concluyeron que los modelos compuestos eran capaces de reproducir las observaciones del DIG en la galaxia NGC 891. Sin embargo, en 1991 los datos observacionales disponibles eran escasos, de hecho, ningún cociente $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ había sido aún publicado.

La posición que ocupan los DIGs en el diagrama BPT puede tener también otras explicaciones, además de una fuente de ionización más caliente. Por ejemplo, los modelos de fotoionización desarrollados por Sokolowski (1993) sugieren que el flujo ionizante de las estrellas O y B podrían simular los efectos de una fuente más caliente cuando hay gas y polvo presente (entre las estrellas y el DIG), y la extinción selectiva de dicho polvo se toma en cuenta. Estas dos posibles explicaciones a la emisión de los cocientes de líneas presentes en el DIG, los exploramos con modelos de fotoionización desarrollados con el código numérico CLOUDY en el Capítulo 5 en la página 95 de este trabajo.

2.3.2. El DIG en galaxias irregulares

El DIG que ha sido observado y clasificado como tal en galaxias irregulares ocupa un lugar extremo en la misma zona del diagrama BPT que ocupan las regiones H II de las galaxias espirales (panel (a) de la Fig. 2.1 en la página 38). Dado que la ubicación de un objeto con líneas en emisión en el diagrama BPT está relacionada con las condiciones físicas dominantes en el gas, la Fig. 2.1 sugiere que el principal mecanismo de excitación del DIG en galaxias irregulares es diferente a aquel de los DIGs en las galaxias espirales y quizá igual que el de las regiones H II.

En las galaxias irregulares, la similitud de las condiciones físicas entre el DIG y las regiones H II en galaxias espirales nos permite proponer en este trabajo dos posibles explicaciones a este comportamiento. En primer lugar, las galaxias irregulares están caracterizadas por un brillo en emisión más débil que las galaxias espirales. Es posible entonces que el “DIG” hasta hoy observado en las galaxias irregulares sea una manifestación de regiones H II muy débiles, más débiles aún que el DIG en galaxias espirales. Es posible imaginar que hasta ahora no ha sido observada una región de DIG en galaxias irregulares o incluso que no existe algo como la emisión del DIG en este tipo de galaxias. Una segunda explicación está basada en la idea desarrollada en la sección anterior, es decir, que la ionización del DIG es el resultado de la fotoionización por estrellas viejas. Es imaginable que la fracción

de estrellas viejas en las galaxias irregulares es mucho menor que en las galaxias espirales, entonces esta población no podría contribuir de manera significativa a la ionización y excitación del DIG. En cualquier caso, dado que contamos con pocos datos observacionales de galaxias irregulares (7 regiones H II y 2 DIGs con mediciones de [N II] y [O III]), no nos es posible llegar a una conclusión definitiva en el caso de las galaxias irregulares, dejando clara la necesidad de contar con observaciones profundas del gas difuso en este tipo de galaxias.

Capítulo 3

Descripción del modelo de capa de mezcla turbulenta (CMT)

Hemos explicado en la sección 1.3 en la página 16 que el comportamiento de los cocientes de líneas presentado por el DIG en general puede ser debido a la existencia de una fuente complementaria de fotones (además de aquellos provistos por las estrellas OB). Una de las posibilidades para esta segunda fuente de calentamiento es suponer la existencia de una capa de mezcla turbulenta (CMT), la cual disipe la energía de un medio caliente a un medio frío. Esta opción fue explorada por Rand (1998), entre otros, en el caso del gas ionizado difuso de la galaxia espiral de canto NGC 891. En su estudio, Rand hace una combinación geométrica de modelos de fotoionización con los modelos de capa de mezcla publicados por Slavin et al. (1993), logrando una reproducción razonable de los cocientes de líneas observados.

En virtud de que la descripción hecha por Slavin et al. (1993), no toma en cuenta la disipación de energía en el medio debida a la turbulencia, en este trabajo hacemos modelos numéricos, dando una solución a esta limitante basandonos en la descripción de la capa de mezcla producida en la zona de interacción entre dos gases a diferentes temperaturas que tienen un movimiento relativo entre ellos, desarrollada por Canto & Raga (1991), en la que se asocia una *viscosidad turbulenta* a los procesos de disipación y transporte de energía producidos por la turbulencia total del gas.

En este trabajo consideramos el caso de un flujo de gas que es inyectado con velocidad v_j (el “jet”) en un medio ambiente homogéneo, isotrópico y estático. En la zona de interacción entre el jet y el medio ambiente circundante, se produce una capa de mezcla turbulenta que se supone en equilibrio de presiones tanto con el jet ($y = h$), como con el medio estático ($y = 0$).

Para poder describir esta capa de mezcla turbulenta y su impacto sobre el flujo de las líneas espectrales, necesitamos describir la estructura de densidad, temperatura, velocidad, y fracción iónica de las diferentes especies en cada punto de dicha capa. Esto requiere la resolución de una serie de ecuaciones diferenciales de segundo orden simultáneas con varios parámetros libres en cada punto. Dicho sistema, no encuentra solución analítica, por lo que se hacen modelos numéricos para poder dar

una descripción aproximada al problema.

En nuestro caso, usamos el esquema de la capa de mezcla basado en la aproximación de *viscosidad turbulenta* descrita inicialmente por Canto & Raga (1991) que, implementada en el código numérico MAPPINGS IC, nos permite dar una estructura aproximada de las características del gas en la capa de mezcla, así como un espectro sintético de la radiación producida en ésta.

Una descripción del modelo, así como del funcionamiento del código en Fortran 77, MAPPINGS IC, se presentan en este capítulo.

3.1. Estructura de la capa de mezcla

Cuando el flujo de un gas, al que hemos denominado por simplicidad como “jet”, se mueve a través de un medio ambiente (considerado estático), arrastra parte del material de este medio ambiente acelerándolo a velocidades comparables con las del material dentro del jet y, por lo tanto, produce un cambio en varias de sus características (densidad, temperatura, etc.) El proceso de arrastre de material del medio ambiente hacia el flujo del jet, normalmente se divide en lo que se llama “arrastrado lateral” (“lateral entrainment”), el cual toma lugar en una capa de mezcla turbulenta formada a lo largo de la interface lateral entre el jet y el medio ambiente circundante; y el “arrastrado frontal”, el cual se refiere a los procesos de empuje y mezcla que se llevan a cabo en la cabeza del jet. Un esquema de la localización espacial de estos dos mecanismos se muestra en la Figura 3.1.

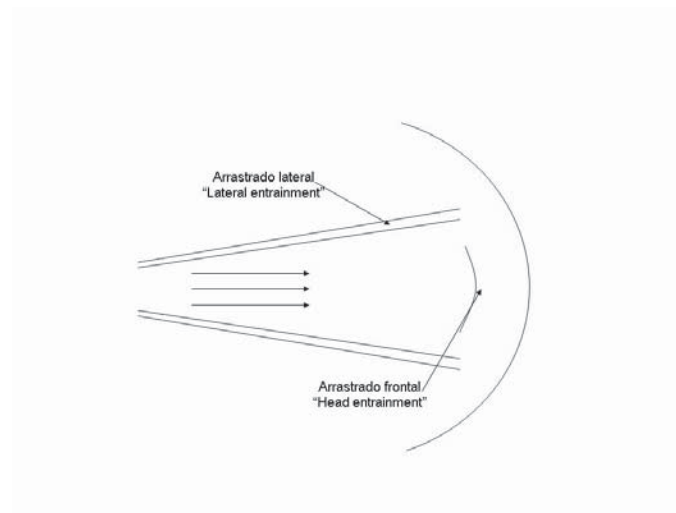


Figura 3.1: Esquema del flujo de un jet en un medio estático. El diagrama muestra la localización espacial de los arrastres de gas del medio hacia el jet tanto lateral como frontal.

Desde un punto de vista teórico, el problema del arrastre en una capa de mezcla (arrastrado lateral) es muy complicado ya que se necesita hacer una descripción completa de un flujo turbulento. Sin

embargo, se pueden estudiar algunos problemas relacionados con esta capa o bien hacer una serie de suposiciones que nos permitan dar una aproximación al comportamiento del gas en ella. Por ejemplo, Kahn (1980), estudió el problema de las principales inestabilidades lineales de una capa de mezcla turbulenta; posteriormente, Begelman & Fabian (1990), hicieron una descripción sencilla que resulta válida únicamente para dos fluidos que se mueven muy lentamente el uno con respecto al otro. Canto & Raga (1991) desarrollaron una descripción simplificada de la capa de mezcla en la frontera externa de un jet supersónico que se mueve a velocidad constante dentro de un medio que se asume estático mediante la introducción de la *viscosidad turbulenta*.

Siguiendo esta descripción, en el presente trabajo se supone un medio estático, homogéneo, tibio y parcialmente ionizado por una fuente externa de fotones UV. El jet, un flujo que incide en el medio ambiente, por su parte, está compuesto por un gas también homogéneo y caliente que se mueve con velocidad constante dentro del medio ambiente (e.g. un viento estelar o la expulsión de material por una Super Nova). La interacción entre el jet y el medio ambiente circundante produce una capa de mezcla turbulenta (CMT en adelante), que crece dentro del jet pero también dentro del medio ambiente, como se muestra en la Figura 3.2. Como resultado de esto, la CMT aumenta de tamaño al irse introduciendo el jet en el medio, es decir, tendríamos que considerar una anchura de la CMT, h , como función de la dirección del flujo, $h = h(x)$.

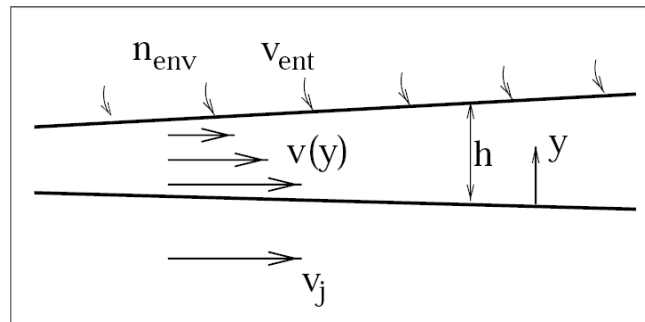


Figura 3.2: Variación de h , espesor de la capa de mezcla, con la dirección del flujo. Figura extraída de Binette et al. (1999) donde n_{env} y v_{env} son la densidad y la velocidad del gas en el medio ambiente estático y que en el presente trabajo hemos denominado n_0 y v_0

Sin embargo, experimentos de laboratorio, muestran que si el jet es supersónico, el movimiento del fluido en la capa de mezcla es prácticamente paralelo a la dirección del flujo sin perturbar y por lo tanto, podemos considerar que la capa de mezcla tiene una anchura promedio h y que es paralela al flujo del jet (Figura 3.3 en la página siguiente). Si consideramos este caso, entonces la estructura del medio interestelar en esta zona es la siguiente:

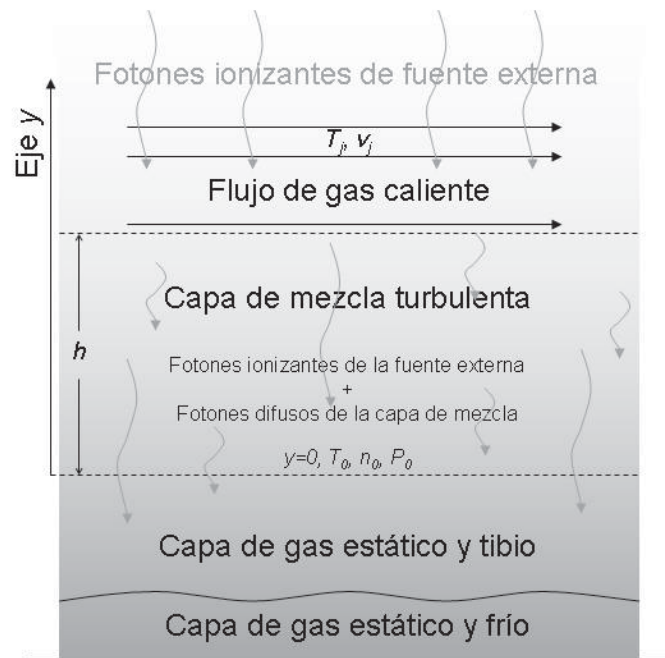


Figura 3.3: Estructura del ISM considerado en este capítulo para la descripción de la capa de mezcla turbulenta (CMT). Los números en el diagrama están relacionados con la descripción de las diferentes componentes del ISM descritos en la Sec. 3.1.

1. Una fuente de fotones ionizantes externa al gas que impacta al medio interestelar con un parámetro de ionización U . Esta fuente de fotones externa está caracterizada por una cierta distribución espectral de energías (SED) que estará determinada por el tipo de fuente que se considere (estelar, ley de potencias, etc.).
2. Un flujo de gas homogéneo y caliente con temperatura T_j que se mueve con velocidad $v_j = e_x v = \text{cte}$ (e_x : vector unitario en la dirección del eje x). A esto es a lo que hemos llamado “el jet”. El flujo de este gas será el que perturbe al medio interestelar produciendo así la capa de gas que se mezcla de manera turbulenta.
3. Una capa de mezcla turbulenta resultado de la interacción del jet con el medio ambiente circundante. El gas dentro de esta capa tiene los siguientes parámetros que lo caracterizan:
 - Metalicidad constante Z (igual que para el jet y para el medio ambiente)
 - Densidad $n_H(y)$
 - Temperatura $T(y)$
 - Presión constante P (igual que para el jet y que para el medio)
 - Velocidad $v(y)$
 - Coeficiente de conducción turbulenta κ

- Coeficiente de viscosidad turbulenta ν
- Tamaño característico constante h

Dentro de la CMT, como resultado de los movimientos turbulentos y la disipación de energía, se tiene la generación de fotones difusos. Algunos de estos fotones serán capaces de ionizar al material y por lo tanto, dentro de esta capa tenemos que considerar dos fuentes de ionización del gas, por un lado los fotones provenientes de la fuente externa, y por otro, los fotones difusos generados por turbulencia en la misma capa.

Debido a que la CMT se encuentra entre el gas del jet y el gas del medio no perturbado, sabemos que las condiciones del gas en las dos fronteras de la CMT estarán determinadas (por continuidad), por las condiciones iniciales de los dos gases en interacción: por un lado, en $y = h$ las condiciones que prevalecen, son las del gas del jet (T_j, v_j , etc.). Mientras que en $y = 0$, las condiciones que prevalecen son las del medio ambiente sin perturbar (T_0, P_0 , etc.)

4. Una capa de gas estático, tibio y parcialmente ionizado con temperatura T_0 , densidad homogénea n_0 y presión P_0 . Este gas se encuentra al final de la capa de mezcla, es decir, es el gas del medio interestelar que ha sido parcialmente ionizado por la fuente externa de fotones pero que no ha sido perturbado por la acción del jet.
5. Una capa de gas estático, frío y neutro. Este gas es aquel que se encuentra en la zona más externa y que, por lo tanto, no ha sido alcanzado ni por la acción del jet, ni por los fotones de la fuente externa.

Esta estructura se muestra gráficamente en la Figura 3.3 en la página anterior donde cada una de las componentes descritas anteriormente se encuentran localizadas con el número correspondiente al texto. Es importante aclarar que la geometría que mejor describe al problema del DIG es aquella en la que se considera el flujo de gas (jet) perpendicular al flujo de los fotones ionizantes, sin embargo ésta es una geometría que requiere, por un lado, la implementación de un código en 2D en el cual el transporte radiativo sea perpendicular a la disipación de energía por turbulencia; y por otro lado, no permite el uso de la aproximación de un flujo de Couette, el cual permite hacer una descripción analítica del problema. Sin embargo, en virtud a que este es un modelo que integra de manera natural ambos procesos de transporte de energía, consideramos que la geometría considerada en este trabajo es una buena aproximación a la descripción del problema de la fuente de ionización del DIG.

Basados en este esquema, podemos considerar dos casos diferentes de capa de mezcla:

1. El caso en el que los fotones ionizantes, tanto aquellos de la fuente externa como aquellos difusos generados en la capa de mezcla, escapan ionizando el material más allá de ésta. Este es el caso de la estructura descrita en la Figura 3.3 en la página anterior y por lo tanto, en los modelos

hay que considerar la radiación ionizante producida por este gas, además de aquella producida por la capa de mezcla. Es decir, hay que hacer un modelo de fotoionización posterior a la capa de mezcla y sumar el espectro resultante a aquel obtenido por el modelo de la capa de mezcla. Esto da lugar a un modelo integrado limitado por radiación o “radiation bounded”.

Una variante de este caso, es aquel en el que los fotones ionizantes provenientes de la fuente externa, así como los fotones producidos por la CMT misma, no sean absorbidos en esta última pero que al salir no encuentren material que ionizar. Es decir, un modelo en el que se escapan fotones ionizantes de la CMT pero que no contribuyen al espectro total emitido porque no excitan ningún material. En este caso tendremos un modelo de capa de mezcla *limitada por materia o matter bounded*.

2. El caso en el que los fotones ionizantes, tanto aquellos de la fuente externa como aquellos difusos generados en la capa de mezcla, sean absorbidos en su totalidad por el gas en esta última. En este caso la capa tibia parcialmente ionizada posterior a la capa de mezcla no existirá, el espectro total será entonces aquel producido únicamente en la CMT (correspondiente a una capa *limitada por radiación o radiation bounded*). Es importante hacer notar que en este caso puede existir gas neutro más allá de la CMT.

3.2. El flujo de Couette

Para poder hacer una descripción de las condiciones físicas prevalecientes en la capa de mezcla es esencial saber cuál es el comportamiento de la velocidad con la que se mueve el gas dentro de la capa de mezcla. Para esto, suponemos que el comportamiento del gas es similar al del modelo propuesto por Couette en el siglo XIX. En este modelo, llamado “Flujo paralelo de Couette” se suponen dos placas paralelas inmersas en un fluido, tales que:

- Son infinitas tanto en la dirección x , como en la dirección z
- Una de ellas está estática
- La otra se mueve con velocidad v_j únicamente en la dirección x

En este modelo de flujo, también llamado “cortante simple”, se supone que el fluido se mueve en láminas paralelas.

Si el fluido es no-viscoso, la placa se mueve sin perturbar al fluido en el que están inmersas las dos placas. En cambio, si el fluido es viscoso, al moverse una de las placas, arrastra al fluido que está pegado a ella y entonces se introduce una perturbación en el fluido. Esta perturbación produce que el gas entre las placas se mueva horizontalmente con una velocidad que es función de la distancia a la placa que se está moviendo, es decir, $v = v(y)$. Tomando esto en cuenta, de la Figura 3.4 en la página siguiente podemos ver que:

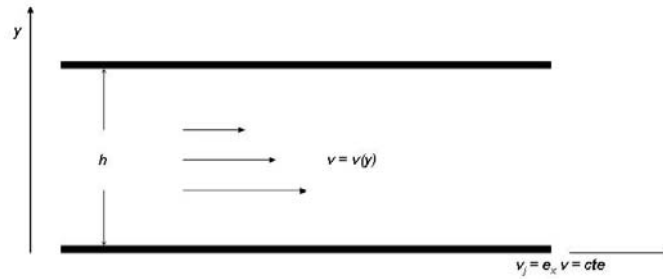


Figura 3.4: Diagrama del flujo paralelo de Couette. Representa a dos placas paralelas inmersas en un fluido, de éstas una se encuentra en movimiento con velocidad $v_j = \text{cte} \neq 0$ mientras la otra permanece estática.

$$v(y = h) = 0;$$

$$v(y = 0) = v_j$$

son las condiciones de frontera para el comportamiento de la velocidad $v(y)$.

Por otra parte, de las ecuaciones de Navier-Stokes (ecuaciones que describen el flujo de un fluido incompresible), se obtiene la ecuación de movimiento para un fluido viscoso

$$\nu \frac{\delta^2 v}{\delta y^2} = 0 \quad (3.1)$$

donde ν es la viscosidad dinámica del fluido. Si ahora integramos esta ecuación:

$$v = Ay + B \quad (3.2)$$

y utilizamos las condiciones de frontera para la velocidad del gas, obtenemos

$$v(y) = v_j \left(1 - \frac{y}{h}\right) \quad (3.3)$$

A esta se le llama “solución del flujo paralelo de Couette”, la cual nos dice que la velocidad del gas en la capa de mezcla (capa de fluido entre las dos placas), disminuye de manera lineal con la distancia a la placa que se mueve con velocidad constante v_j .

Junto con el flujo de Poiseuille (supone una única placa infinita moviéndose en un fluido infinito), en el que $v(y)$ no es lineal con la distancia a la placa en movimiento, son los únicos dos casos en los que la ecuación de movimiento para un fluido viscoso encuentra solución analítica.

Este escenario del flujo paralelo de Couette se puede usar para describir, de manera aproximada, qué pasa en el medio interestelar cuando un fluido con velocidad v_j , densidad n_H , metalicidad Z y temperatura T_j interactúa con su medio ambiente.

3.3. El número de Prandtl y su significado

El número de Prandtl (\hat{Pr}), expresa la relación que hay entre la difusión del momento y la difusión del calor dentro de un fluido.

$$\hat{Pr} = \nu \frac{c_p}{\kappa} \quad (3.4)$$

donde κ es la conductividad térmica, ν la viscosidad absoluta y c_p el calor específico a presión constante. En el caso en el que el fluido sea no turbulento, el número de Prandtl depende de las características físicas del fluido y podrá tomar cualquier valor dependiendo de la relación que guarden los espesores de las capas térmicas y mecánicas del fluido.

Por otro lado, en el caso en el que el fluido sea turbulento (caso de la CMT en el medio interestelar), experimentalmente se ha podido determinar que $\hat{Pr} \approx 1$ (e.g. Bradshaw, 1997). Esto se debe a que, en el caso de un fluido turbulento, las soluciones no toman en cuenta cada ion, átomo o molécula del gas, sino que aproxima pequeñas parcelas de gas con un tamaño característico ℓ . Son precisamente estas parcelas las que al moverse:

1. Transportan la energía dentro del gas, caracterizado con un coeficiente de transporte de energía κ (conductividad turbulenta), tal que:

$$\kappa = \text{tamaño característico} * \text{velocidad} * \text{capacidad calorífica}$$

2. Transfieren el momento caracterizado con un coeficiente de transporte de momento ν (viscosidad turbulenta), tal que:

$$\nu = \text{tamaño característico} * \text{velocidad} * \text{densidad}$$

específicamente, Canto & Raga (1991) encuentran una relación para la viscosidad en términos de un coeficiente de ajuste α :

$$\nu = \alpha m_H n_H c_s \ell \quad (3.5)$$

Este coeficiente α no está bien determinado debido a que no existe una teoría de primeros principios para la capa de mezcla turbulenta. Por lo tanto, el parámetro α queda como un parámetro libre de ajuste entre las observaciones y/o experimentos y los modelos.

Este coeficiente, a pesar de no ser de primeros principios, representa (de manera aproximada), el camino libre medio que tiene una celda o parcela de gas antes de mezclarse.

3. Difunden las diferentes especies iónicas, haciendo que la fracción de éstas cambie en un punto dado. Esta difusión, por su parte, está caracterizada con un coeficiente D , tal que:

$$D = \text{tamaño característico} * \text{velocidad}$$

Es decir, en el caso del flujo turbulento, los tres procesos se llevan a cabo por el mismo mecanismo, por lo que el tamaño y la velocidad característicos para los tres procesos son iguales, con lo cual podemos ver que:

$$\hat{P}r = \nu \frac{c_p}{\kappa} \approx 1 \quad (3.6)$$

o bien,

$$\kappa \approx \nu c_p \quad (3.7)$$

y

$$D \approx \frac{\nu}{\rho} \quad (3.8)$$

3.4. Ecuaciones de la solución estacionaria del modelo

Para poder describir a la capa de mezcla turbulenta, necesitamos describir (ya sea de manera analítica o numérica) el comportamiento de la temperatura y de la fracción de ionización del gas en ella. Para esto, necesitamos simplificar el problema haciendo dos suposiciones:

1. *Las condiciones del gas no cambian a lo largo del eje x .* Esta suposición la podemos hacer en base a que la velocidad del jet es constante en esta dirección, además de que el gas del medio ambiente es homogéneo, y
2. *Las condiciones de la capa turbulenta no cambian en el tiempo.* Es decir, tomaremos la solución estacionaria del problema.

3.4.1. Ecuación diferencial de la temperatura

La ecuación que nos describe el comportamiento de la temperatura en la capa de mezcla está dada por la ecuación de conservación de energía, es decir, por el balance entre la energía que se deposita en el gas de la capa de mezcla por diferentes procesos, y la energía que pierde ésta (principalmente por radiación):

$$\kappa \frac{d^2(T/\mu)}{dy^2} + \nu \left(\frac{dv}{dy} \right)^2 = L \quad (3.9)$$

en donde κ es la conductividad turbulenta, T la temperatura del gas en la capa, μ el peso molecular, ν la viscosidad turbulenta, $v = v(y)$ la velocidad del gas y L la energía perdida por radiación por unidad de tiempo y de volumen.

Si consideramos una anchura y una temperatura de la capa normalizadas, de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{y}{h} \\ \tau &= \left(\frac{\mu_x}{\mu} \right) \left(\frac{T}{T_x} \right) \end{aligned}$$

en donde h es la anchura total promedio de la capa, μ_x y T_x son el peso molecular y temperatura iniciales respectivamente. Entonces podremos escribir la Ec. 3.9 como:

$$\frac{d^2\tau}{d\eta^2} = \frac{\mu_x}{T_x} h^2 \frac{\nu}{\kappa} \left[\frac{L}{\nu} - \left(\frac{dv}{dy} \right)^2 \right]$$

substituyendo las relaciones de la viscosidad y del número de Prandtl (Ec. 3.5 y Ec. 3.6 en la página anterior), tenemos que:

$$\frac{d^2\tau}{d\eta^2} = \frac{\mu_x}{T_x} h^2 \frac{\hat{P}r}{c_p} \left[\frac{L}{m_H n_H c_s \alpha h} - \left(\frac{dv}{dy} \right)^2 \right]$$

Por otro lado, ya hemos dicho que podemos aproximar el comportamiento de la velocidad del gas dentro de la capa de mezcla, como un flujo lineal de Couette, con lo cual, podemos substituir $\frac{dv}{dy}$ por $-\frac{v_j}{h}$ y entonces:

$$\frac{d^2\tau}{d\eta^2} = \frac{\mu_x}{T_x} h^2 \frac{\hat{P}r}{c_p} \left[\frac{L}{m_H n_H c_s \alpha h} - \left(\frac{v_j^2}{h^2} \right) \right]$$

Se puede definir

$$\hat{R} = \frac{h}{\alpha n_H c_s} \quad (3.10)$$

donde α es la constante de proporcionalidad en la viscosidad turbulenta (Ec. 3.5 en la página 58), y si suponemos que nuestro fluido es un gas ideal, es decir:

$$c_p = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \mathbb{R}$$

$$\mathbb{R} = \frac{k_B}{m_H}$$

Entonces la ecuación que describe el comportamiento de la temperatura del gas a lo ancho de la capa de mezcla será:

$$\frac{d^2\tau}{d\eta^2} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\mu_x}{k_B T_x} (\hat{R}L - m_H v_j^2) \hat{P}r \quad (3.11)$$

3.4.2. Ecuación de difusión

Necesitamos también, describir el comportamiento de la fracción de ionización (para diferentes especies iónicas) a lo ancho de la capa de mezcla (e.d. a lo largo del eje y). Para ello, necesitamos revizar los procesos que hacen que la población de un ion cambie en un punto dado:

■ **Procesos de ionización y recombinación.**

Los procesos de ionización y recombinación son los dos procesos de “creación” y “destrucción” de una especie iónica dominantes en el gas y que además tienen una influencia fuerte sobre el campo de radiación. Estos dos procesos se introducen a través de la Función Fuente S_f que es la suma de los procesos que poblan y despoblan una especie iónica:

$$S_f = -\alpha_B f + \phi(1 - f)$$

en donde f es la fracción iónica para una especie dada, α_B el coeficiente de recombinación, y ϕ el coeficiente de ionización.

■ **Difusión de iones.**

En este caso, los iones siguen presentes en el gas, lo único que ocurre es que se trasladan de un punto dado a otro a través del movimiento de las parcelas turbulentas de gas. Si F_f dice cuál es la fracción iónica en un punto dado de la capa, entonces:

$$F_f = D \left(-\frac{df}{dy} \right)$$

donde D es el coeficiente de difusión, y por lo tanto:

$$-\frac{dF_f}{dy} = D \frac{d^2 f}{dy^2}$$

nos dice cómo cambia la fracción iónica en un punto dado debido a la difusión por el movimiento de las parcelas de gas.

Entonces el cambio de la fracción de ionización de una especie iónica en un punto dado será:

$$\frac{df}{dt} = S_f + D \frac{d^2 f}{dy^2} \quad (3.12)$$

y si tomamos el caso independiente del tiempo, es decir, la solución estacionaria, tendremos:

$$0 = S_f + D \frac{d^2 f}{dy^2}$$

$$\frac{d^2 f}{dy^2} = -\frac{S_f}{D}$$

usando la anchura de la capa de mezcla normalizada ($\eta = \frac{y}{h}$), el hecho experimental de que el número de Prandtl es aproximadamente 1 (Ec. 3.6), las relaciones para la conductividad turbulenta (Ec. 3.7) y para el coeficiente de difusión (Ec. 3.8 en la página 59), podemos escribir:

$$\frac{d^2 f}{d\eta^2} = -\frac{h^2 m_H n_H}{\nu} S_f$$

y finalmente, substituyendo las relaciones para la viscosidad y \hat{R} (Ec. 3.5 en la página 58 y Ec. 3.10 en la página 60 respectivamente), tenemos la ecuación que nos describe el cambio de la fracción de ionización en la capa de mezcla:

$$\frac{d^2 f}{d\eta^2} = -\hat{R} n_H S_f \quad (3.13)$$

Entonces la solución de la ecuación diferencial de temperatura (Ec. 3.11) y de la ecuación de difusión (Ec. 3.13) al mismo tiempo, nos dará una descripción completa de las propiedades físicas del gas a lo ancho de la CMT.

3.5. El código numérico MAPPINGS

Debido a que las dos ecuaciones que describen el comportamiento de la temperatura y de la fracción iónica del material en la CMT no tienen solución analítica, es necesario utilizar una herramienta numérica que nos permita aproximar las funciones $T(y)$ y $f(y)$ que sean solución al problema.

MAPPINGS IC es un código numérico escrito en Fortran, cuyos orígenes están basados en el código para modelar choques realizado por Dopita (1976). En la década de los 80's, Luc Binette desarrolló una parte del código que permite hacer modelos en equilibrio de fotoionización (además de aquellos dependientes del tiempo ya existentes en el código), mientras que Dopita desarrolla, aun más, la parte del código que permite modelar choques. Este nuevo código se vuelve una herramienta numérica mucho más poderosa y toma el nombre de MAPPINGS IC (Modelling And Prediction in Photoionized Nebulae and Gasg Dynamic Shocks) y es rápidamente implementado en una serie de problemas prácticos en astrofísica.

En las décadas siguientes se han realizado una serie de transformaciones al código por diferentes colaboradores, las cuales han permitido hacer de MAPPINGS IC una herramienta más completa, pudiéndose utilizar cada vez en más problemas astrofísicos. Por su parte, en las siguientes décadas, Luc Binette desarrolló más módulos del código que, entre otras cosas, permiten modelar los espectros sintéticos radiados en una capa de mezcla turbulenta.

Este módulo de MAPPINGS IC está basado en el modelo desarrollado por Canto & Raga (1991) y que posteriormente fue adaptado por Noriega-Crespo et al. (1996), para una capa de mezcla turbulenta generada por la interacción de un flujo de gas (el "jet") con su medio ambiente que se considera estático, el cual fue descrito en las secciones anteriores del presente capítulo.

El módulo “hydro3” de MAPPINGS IC es el encargado de resolver las ecuaciones diferenciales de temperatura (Ec. 3.11 en la página 60) y fracción de ionización (Ec. 3.13 en la página anterior), utilizando los métodos numéricos de diferencias finitas y de sobrerelajación sucesiva para aproximar la solución de estas dos ecuaciones.

3.5.1. Método de diferencias finitas

El método de diferencias finitas, es una herramienta numérica general que permite la resolución aproximada de ecuaciones diferenciales, ya sea de primer o segundo orden, que están definidas en un rango finito. La aproximación de la solución bajo este método es de la forma:

$$\frac{d^2 Z}{dy^2} = K \quad (3.14)$$

El primer paso de este método es crear una malla de puntos en los cuales se va a evaluar la función que se quiere resolver. Esto se hace dividiendo el dominio de la función en N intervalos Δy iguales (a esto se le llama “malla”), de tal forma que:

$$\Delta y = y_i - y_{i-1} = \text{cte} \quad (3.15)$$

Una vez que se tiene definida la malla, entonces podemos hacer las expansiones en serie de Taylor de la función Z alrededor de los puntos $i + 1$ e $i - 1$, es decir:

$$Z_{i+1} = Z_i + \frac{dZ_i}{dy} \Delta y + \frac{d^2 Z_i}{dy^2} \frac{(\Delta y)^2}{2} + \dots \quad (3.16)$$

$$Z_{i-1} = Z_i - \frac{dZ_i}{dy} \Delta y + \frac{d^2 Z_i}{dy^2} \frac{(\Delta y)^2}{2} - \dots \quad (3.17)$$

Sumando y agrupando los términos semejantes de estas dos ecuaciones (despreciando los términos de tercer y mayor orden), tenemos:

$$\frac{d^2 Z_i}{dy^2} = \frac{Z_{i+1} + Z_{i-1} - 2Z_i}{(\Delta y)^2} = K_i \quad (3.18)$$

de donde,

$$Z_i = \frac{Z_{i+1} + Z_{i-1} - K_i(\Delta y)^2}{2} \quad (3.19)$$

Donde, Z_i es la solución de la ecuación en el punto i -ésimo de la malla. Por lo tanto, el conjunto de Z_i con $i = 0, \dots, N$ constituirá la función aproximada para la solución de la ecuación diferencial en el dominio propuesto inicialmente.

En el caso de la capa de mezcla, tenemos que resolver las Ec. 3.11 en la página 60 y Ec. 3.13 en la página anterior. Para estas, la malla de N intervalos iguales es tal que $\Delta \eta = \eta_i - \eta_{i-1} = \text{cte}$ con $\eta = \frac{y}{h}$, es decir, la malla propuesta está relacionada con el tamaño físico de la CMT.

Entonces, para la temperatura (Ec. 3.11), tenemos:

$$\tau_i = \frac{\tau_{i+1} + \tau_{i-1}}{2} - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{\mu_x}{k_B T_x} (\hat{R}L_i - m_H v_j^2) \hat{P}_r (\Delta\eta)^2$$

Pero como hemos supuesto que el fluido es un gas ideal, es decir que $\gamma = 5/3$, entonces:

$$\tau_i = \frac{\tau_{i+1} + \tau_{i-1}}{2} - \frac{1}{5} \frac{\mu_x}{k_B T_x} \hat{P}_r (\Delta\eta)^2 (\hat{R}L_i - m_H v_j^2) \quad (3.20)$$

Mientras que para la fracción de ionización (Ec. 3.13 en la página 62) tenemos:

$$f_i = \frac{f_{i+1} + f_{i-1}}{2} \frac{(\Delta\eta)^2}{2} \hat{R}m_H S_f \quad (3.21)$$

Este método permite calcular una solución, con un cierto error, de una ecuación diferencial. En el caso de la descripción que estamos haciendo de la capa de mezcla turbulenta, tenemos un par de ecuaciones diferenciales simultaneas que debemos resolver tratando de minimizar lo más posible el error. Para ello es necesario hacer uso de algún método numérico iterativo.

3.5.2. Método de sobrerelajación sucesiva (SOR)

Como cualquier método iterativo, el método de sobrerelajación sucesiva, es una herramienta que permite resolver una ecuación (o sistema de ecuaciones), mediante aproximaciones sucesivas a la solución. Para poder hacer esto, se requiere partir de una aproximación inicial $Z_i^{(0)}$ para $i = 0, \dots, N$ a dicha solución, de tal forma que el siguiente conjunto de valores $Z_i^{(1)}$ que se propongan como solución, tome como punto de partida los valores $Z_i^{(0)}$ de tal forma que se puede escribir:

$$Z_i^{(1)} = \frac{Z_{i+1}^{(0)} + Z_{i-1}^{(0)} - K_i^{(0)} (\Delta y)^2}{2}$$

y generalizando, tenemos que la solución de la iteración $\ell - esima + 1$ dependerá de la solución dada en la iteración $\ell - esima$, es decir:

$$Z_i^{(\ell+1)} = \frac{Z_{i+1}^{(\ell)} + Z_{i-1}^{(\ell)} - K_i^{(\ell)} (\Delta y)^2}{2} \quad (3.22)$$

Es evidente que no se podrán hacer infinitas iteraciones (ya que esto no nos daría una solución al problema propuesto), por lo que se utilizan diferentes criterios de convergencia para saber cuándo la aproximación a la solución es ya satisfactoria. Usualmente se dice que la solución de la ecuación ha convergido si:

$$|Z_i^{(\ell+1)} - Z_i^{(\ell)}| < \varepsilon$$

Si aplicamos este método a la ecuación de temperatura (Ec. 3.20) y a la ecuación de difusión (Ec. 3.21 en la página anterior) tenemos:

$$\tau_i^{(\ell+1)} = \frac{\tau_{i+1}^{(\ell)} + \tau_{i-1}^{(\ell)}}{2} - \frac{1}{5} \frac{\mu_x}{k_B T_x} \hat{P}_r (\Delta\eta)^2 (\hat{R}L_i^{(\ell)} - m_H v_j^2) \quad (3.23)$$

y

$$f_i^{(\ell+1)} = \frac{f_{i+1}^{(\ell)} + f_{i-1}^{(\ell)}}{2} \frac{(\Delta\eta)^2}{2} \hat{R}n_H S_f \quad (3.24)$$

Como hemos dicho, este método requiere de una aproximación inicial a la solución de la ecuación. Originalmente MAPPINGS IC utilizaba una ecuación lineal de la temperatura con el ancho de la capa de mezcla de la forma:

$$T_i^{(0)} = my_i + b$$

sin embargo, esta primera aproximación difería mucho de la solución de la ecuación, por lo que representaba algunos problemas de convergencia para el código.

Algunas pruebas iniciales hechas con el código para el presente trabajo, nos permitieron hacer gráficas del comportamiento de la temperatura para poder hacer una mejor aproximación inicial a la solución. Encontramos que una buena primera aproximación a la solución de la temperatura sería:

$$\frac{T^{(0)}}{T_0} = 151.37x + 591.32x^2 - 645.71x^3 + 236.44x^4 \quad (3.25)$$

donde $x = \frac{h-y}{h}$ y T_0 es la temperatura del gas del medio ambiente. Esta aproximación se introdujo al código, reduciendo en cierta forma los problemas de convergencia presentados por MAPPINGS IC cuando se utiliza la capa de mezcla turbulenta, haciendo así una pequeña contribución a dicho código.

3.6. Aplicación del modelo al gas ionizado difuso

Una vez descrito el modelo general de capa de mezcla turbulenta (CMT) y con la aplicación de los métodos numéricos a través del código MAPPINGS IC, nos es posible utilizarlos para tratar de resolver el problema de la posible fuente complementaria de ionización y calentamiento del gas ionizado difuso (DIG). Para ello, las capas de mezclas que consideramos en el presente trabajo, son aquellas producidas por la interacción de un flujo de gas caliente ionizado con un medio ambiente que se considera tibio, parcialmente ionizado y estático.

En el caso del DIG, como ya se ha mencionado, diferentes autores (e.g. Sokolowski & Bland-Hawthorn, 1991; Slavin et al., 1993; Dettmar & Schultz, 1992) han coincidido en la necesidad de considerar una fuente complementaria de ionización y/o calentamiento (además de los fotones escapados de las regiones H II) para poder reproducir los cocientes de líneas que se encuentran observacionalmente tanto en galaxias espirales como irregulares. Es por esta razón que consideramos la posibilidad

de que el calentamiento y ionización por conducción y difusión turbulenta pudieran ser una contribución apreciable y dar solución al problema del espectro emitido por el DIG. Estudios preliminares nos permitieron darnos cuenta que si, además de la CMT, se considera la emisión de la capa de gas tibio, estático y fotoionizado (tanto por los fotones de la fuente externa que no habían sido absorbidos en la capa de mezcla como por los fotones difusos producidos en ésta) posterior a la CMT, el impacto relativo de ésta sobre el espectro de líneas era poco o nada apreciable. En otras palabras, el espectro sintético que se obtiene en estos casos, son muy similares a aquellos obtenidos de modelos en los que únicamente se considera que el gas es ionizado por los fotones de la fuente externa (es decir, sin CMT). Por lo tanto, los modelos que se utilizan en el presente trabajo, son modelos en los que, aunque se considera que escapan fotones de la capa de mezcla, los fotones ionizantes no encuentran más material que ionizar es decir, la capa de gas tibio y estático posterior a la capa de mezcla no existe y por lo tanto, no contribuye a la emisión del gas (modelo considerado “matter bounded”, Sec. 3.1 en la página 52).

Para poder hacer estos modelos, se requiere definir las características del gas involucrado en el modelo, así como de la fuente externa de fotones ionizantes. Estas características son las siguientes:

1. Parámetro de ionización (U).

El parámetro de ionización representa la intensidad del campo externo de fotones ionizantes con respecto a la densidad de hidrógeno. Entre menor sea dicho parámetro, la cantidad de fotones ionizantes externos que alcanza a la capa de mezcla será menor (suponiendo que la densidad del medio es constante). Este parámetro está dado por:

$$U = \frac{\Phi_H}{cn_0} \quad (3.26)$$

$$= \frac{Q_0}{4\pi r^2 n_0^2} \quad \text{en el caso esferico} \quad (3.27)$$

donde Q_0 es el número de fotones ionizantes que emite la fuente por unidad de tiempo y por lo tanto Φ_H es el número de fotones ionizantes que alcanza la CMT por unidad de tiempo y por unidad de superficie a una distancia r . c es la velocidad de la luz (que únicamente es introducida para hacer un parámetro adimensional), y n_0 es la densidad volumétrica de hidrógeno en $y = 0$. Es importante tomar en cuenta que MAPPINGS IC considera la absorción de estos fotones por cada una de las principales especies iónicas presentes en el gas.

2. Distribución espectral de energías (SED).

Este parámetro dependerá del tipo de fuente ionizante externa que estemos considerando. Dado que no se sabe con seguridad cuál es la fuente principal de ionización del gas difuso (aunque generalmente se asume que son los fotones de las estrellas OB del disco), en este trabajo hemos tomado tres tipos de posibles fuente de ionización externa:

a) *Una fuente estelar joven.*

Consideramos que este gas difuso está siendo calentado por la radiación proveniente directamente de una estrella tipo O (masiva y joven) que *no* ha sido absorbida por gas entre la capa de mezcla y la estrella. En este caso, la distribución espectral de energías utilizada en el modelo es el de una atmósfera estelar como las desarrolladas por Hummer y Mihalas (1970).

b) *Una fuente estelar absorbida.*

Al igual que en el inciso anterior, consideramos que los fotones provienen de una fuente estelar joven, pero en este caso, consideramos que cierto porcentaje de los fotones ha sido absorbido por la región H II que rodea a la estrella. La cantidad de fotones ionizantes que llega a la capa de mezcla es menor que si sólo se considera la dilución geométrica, además esta absorción es selectiva por lo que la forma del espectro cambia (Figura 1.3 en la página 21).

c) *Una fuente difusa no térmica.*

En este caso consideramos la posibilidad de que los fotones ionizantes provengan del fondo de radiación de rayos X, lo cual nos daría una distribución espectral de energías de ley de potencias, es decir, de la forma:

$$P(w) \propto w^{-s}$$

3. La velocidad del jet (v_j).

La velocidad del gas en movimiento se representa en el código tanto como la velocidad v_j en cm/s, como con el número de Mach:

$$M = \frac{v_j}{c_s} \quad (3.28)$$

en donde c_s es la velocidad del sonido en el gas del medio ambiente, es decir:

$$c_s^2 = \frac{\gamma k_B T_{\text{amb}}}{\mu m_H}$$

Es importante tomar en cuenta que, aunque la velocidad del jet se expresa en función del número de Mach, el gas del jet no necesariamente tiene que ser supersónico.

4. Temperatura del jet (T_j).

En este caso, la temperatura del jet es un parámetro que presenta poca relevancia sobre los cocientes de línea [O I]/H α , [O III]/H β , [N II]/H α y [S II]/H α . Esto se debe a que cuando se tiene una capa de mezcla que es radiativa, la disipación turbulenta de energía (que en este caso

funciona como el mecanismo de calentamiento), y el enfriamiento por radiación llevan al gas de la CMT a un equilibrio térmico en el que las dos temperaturas iniciales juegan un papel poco relevante. Para ilustrar esto, en la Sec. 4.4 en la página 88, se muestra un análisis cuantitativo del impacto de la T_j sobre los cocientes de líneas predichos por los modelos.

Sin embargo, la temperatura del jet es un parámetro que se puede restringir por medio de las observaciones. Por un lado, la emisión en $H\alpha$ del DIG, tanto en galaxias irregulares como espirales, muestra un medio con un alto grado de homogeneidad en cuanto a su temperatura y velocidad, por lo tanto, el jet es un gas no observable en el rango óptico. En este trabajo suponemos que la evolución estelar, particularmente la explosión de supernovas en el disco, esta generando un viento galáctico rápido y caliente. En virtud a esto, en los modelos aplicados al DIG se puede considerar, para el jet, cualquier temperatura en el rango de los rayos X.

5. Tamaño de la capa de mezcla (h).

Este parámetro juega un papel muy importante en el impacto que tiene la capa de mezcla en el espectro radiado por el gas. Esto se debe a que MAPPINGS IC presenta espectros integrados, es decir, la emisión que predice es la emisión sumada a lo largo de todas las celdas de la capa. Entonces, si el tamaño h de la capa de mezcla es muy grande, la energía que el jet disipa en la capa de mezcla, se vuelve más diluida y por lo tanto no logra afectar notoriamente el espectro que produce la fotoionización por sí sola, es decir, estaremos sumando una contribución de gas tibio en donde no hay efectos notables de la disipación turbulenta. Mientras que si esta anchura es muy pequeña, el impacto del calentamiento y ionización del gas es mucho mayor pero la luminosidad en $H\beta$ de la CMT podría resultar despreciable. Aunque el tamaño de la CMT es un parámetro completamente libre y no se tiene un principio u observación que nos restrinja su valor, es necesario hacer un compromiso en la anchura que suponemos de la capa de mezcla, de tal forma que no sea tan grande para que los efectos de la mezcla sean despreciables, ni tan pequeña como para que la luminosidad de la capa de mezcla sea despreciable.

En el código MAPPINGS IC la anchura de la capa de mezcla está representada por:

$$h_Col_T_e = n_H T_{amb} h \quad (3.29)$$

En donde n_H es la densidad total de hidrógeno del gas en la capa, h el tamaño físico de la capa (en centímetros, es decir $n_H h$ es equivalente a la densidad columnal de hidrógeno, representada en el código MAPPINGS IC con números negativos) y T_{amb} es la temperatura del gas tibio y estático del medio ambiente.

6. Metalicidad del gas (Z).

En cuanto a este parámetro, el código nos da muchas libertades, sin embargo, la metalicidad que se utiliza para cada modelo estará restringido por las observaciones que se tengan de cada

Elemento	Abundancia por número respecto al H
He	0.1
C	3.63×10^{-4}
N	1.12×10^{-4}
O	8.51×10^{-4}
Ne	1.23×10^{-4}
Mg	3.8×10^{-5}
Si	3.6×10^{-5}
S	1.6×10^{-5}
Ca	2.3×10^{-6}
Ar	3.6×10^{-6}
Fe	4.7×10^{-5}

Tabla 3.1: Abundancia de algunos elementos en lo que se considera como la metalicidad solar Z_{\odot} , Anders & Grevesse (1989).

una de las galaxias que se utilicen para comparar los modelos. Las opciones que se consideran en este trabajo son las siguientes:

a) *Metalicidad solar.*

b) *Metalicidad igual a una fracción de la metalicidad solar.*

En este caso, la abundancia de todos los metales (excepto el He), es disminuida en la misma proporción.

c) *Metalicidad disminuida por formación de polvo.*

En este caso, los metales son disminuidos de manera distinta ya que no todos ellos se encuentran en los granos de polvo, por lo que, aquellos como el Carbono o el Fierro, disminuirán más que aquellos como el Nitrógeno que no contribuye de manera significativa a la formación de granos de polvo. Al ser el Carbono uno de los elementos encargados del enfriamiento del gas, cuando tenemos elementos disminuidos por formación de polvo, se tendrán menos enfriadores en el gas y debido a que se tiene la misma energía que disipar, la emisión de algunas otras líneas de metales (e.g. [O III], [N II]), va a aumentar.

La abundancia solar de elementos que considera MAPPINGS IC es la propuesta por Anders & Grevesse (1989), los valores del número de átomos por partícula de hidrógeno para algunos elementos, se muestran en la Tabla 3.1.

7. Densidad del medio ambiente (n_H).

El gas del problema considerado (DIG) es un gas difuso, es decir, es un gas de baja densidad. En las observaciones obtenidas por diferentes autores se ha visto que este gas se encuentra en el límite de baja densidad en el que ya no es posible determinarla por medio de cocientes de líneas como el de $[S II] \frac{\lambda_{6716}}{\lambda_{6731}}$, ya que para $n_H < 100$ part/cm³ (Osterbrock), dicho cociente permanece casi constante. Aunado a esto, Dettmar & Allen (1993) determinaron que la densidad

del eDIG presenta un gradiente exponencial disminuyendo con la distancia al plano galáctico. Debido a que no hay una determinación precisa de la densidad electrónica, decidimos hacer una serie de pruebas preliminares para ver cuál era el impacto del cambio de la densidad en los modelos que realizamos. En estas pruebas encontramos que por debajo de $n_H = 100 \text{ part/cm}^3$, los cambios en los cocientes de líneas predichos por los modelos de CMT al cambiar la densidad son inapreciables.

Debido a ésto y en virtud de que a la emisión del gas aumenta con la densidad electrónica, decidimos hacer el compromiso de utilizar la densidad límite en los modelos de CMT que produce cambios inapreciables en los cocientes de líneas y que por otra parte puede incrementar la luminosidad en $H\alpha$ de la capa de mezcla. Esta densidad es:

$$n_H = 100 \text{ part/cm}^3 \quad (3.30)$$

8. Temperatura del medio ambiente (T_{amb}).

Consideramos modelos en los que el gas del medio ambiente es tibio, estático y parcialmente ionizado por la fuente externa de fotones, por lo que proponemos para todos los casos:

$$T_{\text{amb}} = 6000 \text{ K} \quad (3.31)$$

sin embargo como la operación de MAPPINGS IC calcula de entrada el equilibrio en la frontera interna de la CMT ($y = 0$), esta T_{amb} sólo es una aproximación a la temperatura del gas que se toma de inicio en las simulaciones. Regularmente esta CMT bajo el escenario propuesto (de iteraciones sucesivas), está caracterizada por $T_{\text{amb}} \approx 4390 \text{ K}$.

Capítulo 4

Modelos de capa de mezcla aplicados al DIG de NGC 891

El primer paso para poder aplicar los modelos de capa de mezcla turbulenta (CMT), propuestos en este trabajo (Cap. 3) al problema del gas ionizado difuso, es observar el efecto que introducir una CMT tiene sobre el gas de una región total o parcialmente fotoionizada, y por ende sobre los espectros sintéticos que se pueden producir con un modelo numérico como MAPPINGS IC.

Para ello, hicimos dos tipos de modelos comparables entre sí: por un lado, modelos en los cuales tuvieramos únicamente la influencia de la fotoionización y calentamiento del gas por una fuente estelar joven y, por otra parte, modelos en los que tuvieramos la fotoionización de la fuente estelar, pero también la contribución a la ionización y calentamiento del gas debida a la difusión y conducción turbulentas, producidas por la CMT. Ambos modelos fueron hechos con las mismas condiciones físicas del medio ambiente gaseoso y de tal manera que tuvieran una fracción de ionización final igual para así comparar de una mejor manera los resultados de las emisiones de las líneas de interés (ver Tabla 4.1). Es importante hacer notar que en la tabla de parámetros libres no se encuentra la T_{amb} , esto se debe a que, aun cuando en el código es necesario introducir una T_{amb} aproximada, (~ 6000 K), el código calcula la temperatura de equilibrio para el medio ambiente.

Parámetro	Modelos de comparación
Metalicidad (Z)	$0.7 Z_{\odot}$
Densidad (n_{H})	100 cm^{-3}
Velocidad del jet (v_j)	$1.4 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$
Temperatura del jet (T_j)	$4 \times 10^5 \text{ K}$
Tamaño de la CMT (h)	$1 \times 10^{21} \text{ cm}$
Fracción umbral de ionización ($\frac{\text{HII}}{\text{H}}$)	0.65
Parámetro de ionización (U)	1×10^{-7} (a), 2×10^{-6} (b)

Tabla 4.1: Parámetros físicos incluidos en los modelos de: (a) sólo fotoionización por una fuente estelar joven y (b) fotoionización por una fuente estelar incluyendo la fotoionización y el calentamiento producidos en la CMT.

	Sólo fotoionización	CMT
F_{HII}	0.64	0.64
T_f	5806 K	5831 K
$[\text{O III}]/\text{H}\beta$	2×10^{-4}	0.22
$[\text{O I}]/\text{H}\beta$	0.23	0.38
$[\text{N II}]/\text{H}\beta$	1.14	2.09
$[\text{S II}]/\text{H}\beta$	1.01	1.49

Tabla 4.2: Tabla de comparación del comportamiento de diferentes cocientes de líneas en emisión de iones presentes en la región fotoionizada respecto a $\text{H}\beta$, entre dos modelos diferentes. El primero (columna 2), toma en cuenta únicamente la ionización y el calentamiento por los fotones provenientes de una fuente externa, y el segundo (CMT) combina estos fotones con el calentamiento producido por la capa de mezcla turbulenta.

En la Tabla 4.2 se muestra la comparación del comportamiento de los cocientes de líneas en emisión, respecto a $\text{H}\beta$ ($[x_i]/\text{H}\beta$), producidas por los dos tipos de modelos así como la temperatura promedio del gas. Estos cocientes muestran una variación notoria de un modelo a otro, lo cual puede deberse a dos razones completamente distintas:

1. El flujo de $\text{H}\beta$ cambia y por ello también los cocientes de líneas con respecto a $\text{H}\beta$, o
2. La temperatura de los diferentes iones cambia al introducir los efectos de la mezcla turbulenta del gas y por ello, los cocientes de líneas cambian.

Sin embargo, la luminosidad de $\text{H}\beta$ muestra una variación de $\sim 5\%$ únicamente de un modelo a otro; y, por otro lado, la temperatura de los iones producidos en los dos tipos de modelos muestra que:

$$T_{\text{ion foto}} < T_{\text{ion CMT}}$$

Donde ambas temperaturas son evaluadas en los umbrales de la capa sólo fotoionizada y en la capa de mezcla turbulenta respectivamente. Con esta relación, podemos asegurar que la CMT está introduciendo una fuente adicional de ionización por difusión turbulenta y de calentamiento por conducción turbulenta en el gas y por lo tanto, encontramos que:

$$\left(\frac{I_i}{I_{\text{H}\beta}}\right)_{\text{foto}} < \left(\frac{I_i}{I_{\text{H}\beta}}\right)_{\text{CMT}}$$

en donde I_i representa la intensidad de línea de cada uno de los iones que se toman en cuenta en los modelos realizados.

Ya que se ha visto que la CMT afecta la emisión del gas interestelar, entonces es importante describir la estructura de temperatura y la estructura iónica del gas dentro de la capa turbulenta.

4.1. Estructura de temperatura en la CMT

Una manera de cuantificar el impacto de la fotoionización en estos modelos de CMT es analizar el comportamiento interno de Γ a través de la capa, donde Γ está definido como:

$$\Gamma = \frac{L - G}{L + G} \quad (4.1)$$

es decir, Γ es una cantidad que indica el grado de balance (o desbalance), entre la energía perdida (L) principalmente por excitación o ionización colisional, y ganada (G) principalmente por fotoionización, en la capa de mezcla.

$$\Gamma = \begin{cases} 0 & \text{si } L - G = 0 \quad \text{es decir si la temperatura corresponde al equilibrio} \\ 1 & \text{si } L \gg G \quad \text{es decir si el enfriamiento es mucho mas fuerte que el calentamiento} \end{cases}$$

De hecho MAPPINGS IC itera la temperatura del medio ambiente T_{amb} en la frontera ($y = 0$) hasta llegar al equilibrio, es decir hasta que $\Gamma = 0$.

En la Figura 4.1 en la página siguiente se muestra el comportamiento tanto de Γ como de la T en cada punto de la CMT. Es claro en esta figura que la energía ganada y la energía perdida en la capa de mezcla esta en desbalance, esto se debe a que la temperatura del jet (con el cual se mezcla el gas) es mucho mayor que la temperatura del medio ambiente. En el gas del medio ambiente ($y \leq 0$) prevalece el equilibrio de ionización ($\Gamma = 0$), ya que estamos considerando que es la frontera de una región fotoionizada; entonces, al mezclarse los gases del jet y del medio ambiente, el enfriamiento dentro de la capa progresivamente irá dominando al calentamiento producido por las fotoionizaciones hasta llegar a $\Gamma = 1$ en $y = h$ donde el enfriamiento es completamente dominante.

4.2. Estructura iónica en la CMT

Como ya dijimos, debido al aumento en la temperatura del gas dentro de la CMT producido por la disipación y conducción de energía por turbulencia, las fracciones iónicas en la capa tendrán un comportamiento diferente al que tendrían si *no* tuvieramos la presencia del gas caliente mezclándose. Como se observa en la Figura 4.2 en la página 75, las fracciones iónicas en $y = 0$ (donde tenemos la frontera de la CMT con la capa estática fotoionizada por la fuente externa), tienen un comportamiento similar al que tendría una región H II clásica, sin embargo, las intensidades de las líneas emitidas en un gas no sólo dependen de la presencia del ion en cuestión en el gas, sino que también tienen una dependencia importante tanto de la temperatura como de la densidad del gas ($I \propto n^2$).

En la Figura 4.1 en la página siguiente efectivamente se observa que la temperatura del gas dentro de la CMT tiene un crecimiento monótono con y , sin embargo, en la Fig. 4.2 en la página 75, se muestra claramente que el cuadrado de la densidad ($(n \times n_e)^2$, línea punteada gris clara), decrece fuertemente a lo largo de la capa de mezcla, así mismo, las intensidades de las líneas decrecen de manera marcada en la misma dirección. En esta figura podemos ver entonces que la emisión de líneas como el [O III], o cualquier otra especie con un potencial de ionización igual o más alto, es producida únicamente dentro de la capa de mezcla (en este modelo con una fuente estelar de $T_{\text{eff}} = 38000$ K), y

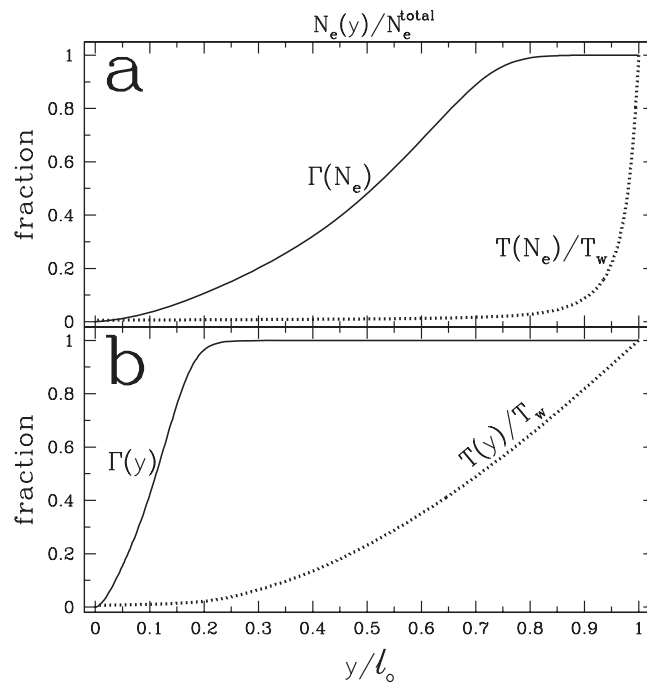


Figura 4.1: Comportamiento del balance entre el enfriamiento radiativo y el calentamiento por fotoionización en el gas (Ec. 4.1 en la página anterior), como función de (a) la densidad columnal electrónica normalizada al valor total de $1.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ y (b) la profundidad normalizada al tamaño total de la capa de mezcla. El modelo mostrado tiene $v_j = 85 \text{ km s}^{-1}$, $T_j = 8 \times 10^5 \text{ K}$, $U = 1 \times 10^{-5}$ y $N_0 = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, con una temperatura del medio ambiente (definida por el equilibrio de presiones) de $T_{\text{amb}} = 4390 \text{ K}$.

no en las capas tibias o de aún más baja densidad. En la Sección. 3.6 en la página 65, mencionamos que los modelos considerados en el presente trabajo no consideran la existencia de una capa de gas tibio y estático posterior a la capa de mezcla turbulenta. Si existe dicha capa en los modelos, los espectros obtenidos de manera sintética son muy similares a los de una región fotoionizada que no consideraba la CMT, es decir, que los efectos de la CMT son minimizados entre más capas de gas tibio se anexan en el modelo (lo cual no es de interés para el estudio de la CMT). En la Figura 4.2 en la página siguiente se muestra claramente este efecto.

Una vez que se ha visto que la CMT es una fuente no despreciable de calentamiento y ionización para el gas, entonces el paso siguiente es elegir una región bien estudiada de DIG que nos permita hacer comparaciones tanto con observaciones espectroscópicas como con otro tipo de modelos numéricos realizados con anterioridad. En este sentido, la galaxia NGC 891 es el ejemplo más completo, además de la Vía Láctea, que se encuentra en la literatura.

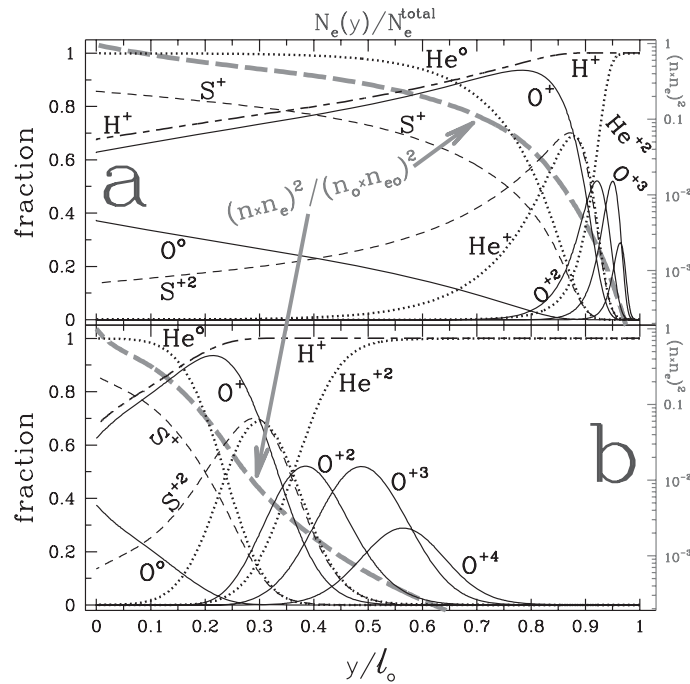


Figura 4.2: Estructura de ionización del gas en la CMT. Muestra la variación de las fracciones de ionización de O, S, He e H como función de (a) la densidad columnal electrónica normalizada al valor total de $1.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ y (b) la profundidad normalizada al tamaño total de la capa de mezcla. El modelo mostrado tiene los mismos parámetros físicos que el modelo mostrado en la Fig. 4.1 en la página anterior. También se muestra, con una línea punteada en color gris claro, la cantidad $(n \times n_e)^2$ normalizada al valor que toma en $y = 0$.

4.3. NGC 891

Después del eDIG de la Vía Láctea (capa de Reynolds), uno de los ejemplos más claros y estudiados de emisión de gas ionizado difuso es el observado en la galaxia espiral temprana (tipo morfológico Sb), NGC 891. Ésta es una galaxia vista de canto ($i = 89.8^\circ \pm 0.5$, Kregel & van der Kruit (2005)) relativamente cercana ya que se encuentra a una distancia de 9.05 ± 0.64 Mpc del centro de la Vía Láctea. El tamaño de la galaxia es de 13.5 arcmin, y también es considerada como una galaxia H II (NED) basados en la gran cantidad de regiones de formación estelar que se encuentran en su disco. Por otro lado, se piensa que es una galaxia barrada, debido a la velocidad de rotación de las estrellas del disco, sin embargo no es posible comprobar, morfológicamente, la existencia de dicha barra debido a que está vista de canto.

Rand et al. (1990), y Dettmar (1990), hicieron observaciones en $H\alpha$ de esta galaxia, encontrando emisión difusa hasta $|z| \sim 4$ kpc fuera del plano galáctico. Observaciones más profundas realizadas posteriormente han mostrado que la emisión de $H\alpha$ observada en esta galaxia, implica la existencia de una capa de gas ionizado fuera del plano galáctico con diferentes escalas de altura ~ 1 y $\sim 2 - 3$ kpc

(Hoopes et al., 1999; Rand, 1997). Se estima que el eDIG a ~ 1 kpc, debe tener una densidad electrónica $n_e \sim 0.2 - 0.3 \text{ cm}^{-3}$ con un factor de llenado $f \sim 0.2 - 0.25$ (Rand, 1997).

Un hecho importante es que el eDIG tiene una serie de estructuras que lo hace muy inhomogeneo. Por ejemplo, en NGC 891 Rand et al. (1990), encuentran varios filamentos débiles en $H\alpha$, pero claramente observables. Estos filamentos llegan a extenderse hasta ~ 2 kpc fuera del plano de la galaxia. Posteriormente, Pildis et al. (1994), reportan la existencia de al menos 2 burbujas muy prominentes en $H\alpha$, cuyos diámetros estiman de 500-600 pc con luminosidades $\sim 10^{38} \text{ ergs s}^{-1}$. Más aún, Howk & Savage (2000), encuentran una gran asimetría de la emisión en $H\alpha$ del plano de la galaxia, siendo mucho más débil la región suroeste que la región noreste de la galaxia; esta asimetría es claramente observable en el gas ionizado difuso extraplanar, ya que el número de filamentos de $H\alpha$ que ellos encuentran, es relativamente menor en el lado suroeste de la galaxia con respecto al noreste. Asociado al número de filamentos, también mencionan que aquellos más brillantes, son aquellos que se encuentran en la región noreste de la galaxia, asociados a la región de mayor formación estelar del plano galáctico. Howk & Savage, en este mismo trabajo, confirman la existencia de una estructura en forma de burbuja (NGC 0891:DIG +089-034), centrada a una altura de 1510 pc del plano de la galaxia (R.A: 02 22 39 DEC: +42 22 02), y con dimensiones de 600 x 180 pc.

4.3.1. El estudio de Rand de NGC 891 en 1998

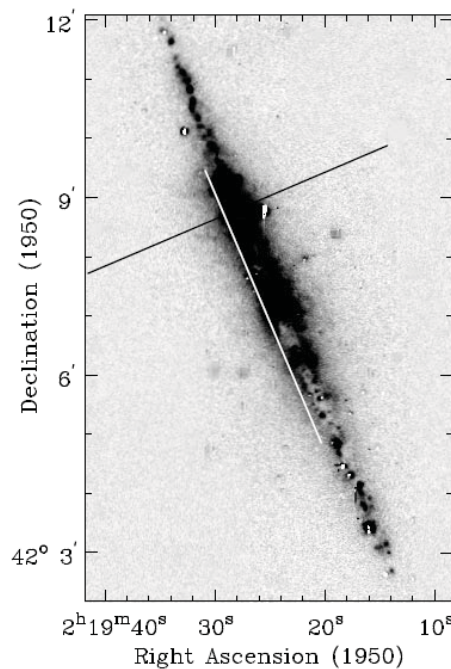


Figura 4.3: Imagen en $H\alpha$ de la galaxia NGC 891 en la que se encuentran superpuestas las posiciones de las dos rendijas observadas por Rand (1998). Esta figura ha sido extraída del mismo artículo (Figura 1a).

Parámetro	Modelos de Rand
Metalicidad (Z)	-
Densidad (n_H)	-
Velocidad del jet (v_j)	-
Temperatura del jet (T_j)	-
Tamaño de la CMT (h)	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$
Parámetro de ionización (U)	1×10^{-5} a 8×10^{-5}

Tabla 4.3: Parámetros físicos incluidos en los modelos de CMT de Rand (1998), para el DIG de NGC 891.

Observaciones en el rango óptico del espectro electromagnético

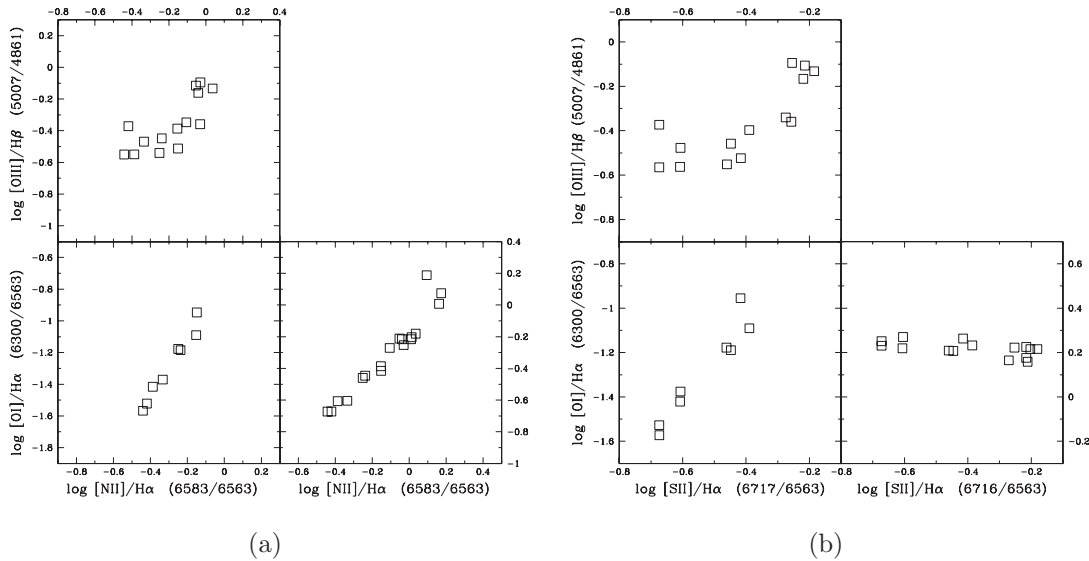


Figura 4.4: Diagramas de diagnóstico de las líneas observadas por Rand (1998). (a) y (b) muestran los cocientes observados, respecto a [N II] y [S II] respectivamente, en la rendija perpendicular al disco galáctico de NGC 891.

Como ya hemos mencionado, Rand (1998) hizo un estudio detallado tanto observacional como teórico del DIG de NGC 891. En este artículo Rand presenta datos espectroscópicos de rendija larga en el rango óptico (4000 - 7000 Å), tanto del eDIG, como del DIG en la dirección del plano galáctico. En la Figura 4.3 en la página anterior se muestra la posición de las dos rendijas utilizadas por Rand (1998) sobre una imagen en H α de NGC 891. Mientras que en la Figura 4.4 se presentan los datos espectroscópicos obtenidos para la rendija perpendicular al plano de la galaxia en los diagramas de diagnóstico utilizados en el Capítulo 2 en la página 31. Rand en este mismo artículo compara sus observaciones con los resultados de diferentes modelos numéricos de fotoionización y capa de mezcla.

En la Figura 4.5 en la página siguiente se han graficado los datos observacionales presentados por Rand (1998) de su posición de rendija perpendicular al plano como función de la distancia al plano.

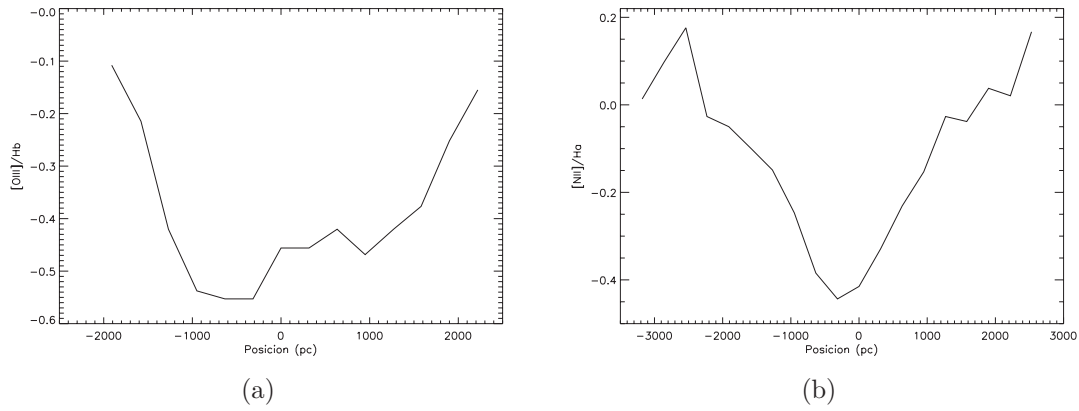


Figura 4.5: Datos de la espectroscopía de rendija larga en NGC 891 publicados por Rand (1998). En estas gráficas se puede observar que la intensidad de los cocientes de líneas $[O III]/H\beta$ (panel (a)) y $[N II]$ (panel (b)) están correlacionados con la distancia al plano galáctico ($|z|$).

En esta figura se puede notar fácilmente una de las características más importantes de los cocientes de líneas del DIG: no sólo $[O I]$ y $[N II]$ (iones de baja excitación) con respecto a $H\alpha$, aumentan al aumentar el cociente $[S II]/H\alpha$, sino que también $[O III]$ (ion de alta excitación) con respecto a $H\beta$, muestra un incremento. Este comportamiento de las líneas espectrales observadas por Rand, va en contra de las predicciones de un modelo de fotoionización simple: en una región fotoionizada clásica (región H II), en donde se tiene como única fuente de calentamiento y ionización a los fotones de la fuente central y la densidad de hidrógeno es homogénea, el parámetro de ionización (U), disminuye en función de la distancia a la estrella central debido a que: (1) el flujo de la estrella (F_ν), sufre una dilución geométrica, y (2) porque los fotones ionizantes se van agotando en la dirección radial, debido a que son absorbidos por el material ionizándolo. Entre mayor sea el grado de ionización del gas, mayores son los coeficientes de recombinación, por lo tanto uno espera que si la *única* fuente de ionización y calentamiento de una nube de gas es la fuente estelar externa, entonces, al disminuir U , la abundancia de los iones de alta excitación disminuya con la distancia a la fuente, mientras que aquellos con un potencial de ionización bajo aumenten. Por esta razón, tanto Rand (1998), como Collins & Rand (2001) suponen que una fuente de ionización complementaria está involucrada en el DIG.

Observaciones en el rango del mediano infrarrojo del espectro electromagnético

Rand et al. (2008), continuaron con el estudio observacional de NGC 891 publicando, esta vez, observaciones (y su respectivo análisis) realizadas del halo (2 mediciones) y del disco (1 medición) de NGC 891, con el Telescopio Espacial Spitzer en el mediano infrarrojo.

De particular interés resultan las mediciones de los flujos de las líneas $[Ne II]$ $12.8 \mu m$, $[Ne III]$ $15.56 \mu m$ y $[S III]$ $18.71 \mu m$. En éstas se muestra un incremento de la razón $[Ne III]/[Ne II]$ al incrementar $|z|$ en un factor tres (llegando a un valor máximo en el halo de 0.31), que es un comportamiento

cualitativamente similar al que muestran las razones de líneas ópticas $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ y $[\text{O III}]/\text{H}\beta$.

En este trabajo, hemos adoptado los datos publicados por Rand para NGC 891 debido a que presentan varias ventajas: los datos espectroscópicos son homogéneos; a pesar de ser un gas de muy baja emisión, los datos tienen la calidad suficiente para mostrar los cambios de este gas en diferentes posiciones a lo largo y alto del disco galáctico y; finalmente, se cuenta con observaciones publicadas (Rand et al., 2006), de la emisión en el mediano infrarrojo (telescopio espacial Spitzer), tanto del disco como del halo de dicha galaxia.

4.4. Impacto de los diferentes parámetros físicos en los modelos de CMT

Una vez observado el impacto de la CMT sobre el gas (modificación en la temperatura iónica y por lo tanto en el espectro de línea), el siguiente paso para poder realizar los modelos numéricos es definir el espacio de los parámetros libres (U , SED , v_j , T_j , h , Z y n_{H}) que pueden llevar al mejor ajuste posible de los datos, y que pueden tener un sentido físico en el escenario considerado para el DIG. Con este propósito, hicimos una serie de modelos preliminares en los que exploramos el espacio de parámetros dejando cada vez 6 de los 7 parámetros descritos en la Sec. 3.6 en la página 65 fijos, mientras variamos el séptimo en un rango físicamente razonable para el problema en cuestión. De esta manera, además de ver cuál es el espacio de los valores de los parámetros físicos que acercan los resultados de los modelos a las observaciones, es posible hacer un análisis tanto cualitativo como cuantitativo, del efecto de la variación de los diferentes parámetros sobre el espectro sintético producido por MAPPINGS IC.

Metalicidad del gas, Z

En este caso, como mencionamos en la Sec. 3.6 en la página 65, tomamos como primeras opciones las siguientes tres:

1. *Metalicidad solar.* En todos los casos de modelos, ya sea de fotoionización o con capa de mezcla, publicados con anterioridad, se ha considerado que la metalicidad del gas es la metalicidad solar, por lo tanto también consideramos hacer este tipo de modelos para poder comparar los resultados obtenidos en este trabajo con los ya existentes. Aunado a esto para varias galaxias no se tiene información directa de la metalicidad del gas difuso ya que este es muy débil y por lo tanto la metalicidad que pueda ser estimada con las líneas de emisión es poco confiable.
2. *Una fracción de la metalicidad solar.* La capa de Reynolds (Reynolds, 1991), es el eDIG más estudiado en la literatura y de este gas (el gas difuso extraplanar de la Vía Láctea, se sabe que la metalicidad promedio es de $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -1.5$, es decir, de una fracción de la metalicidad en la vecindad solar, por lo tanto esta posibilidad también fue considerada en nuestros modelos.

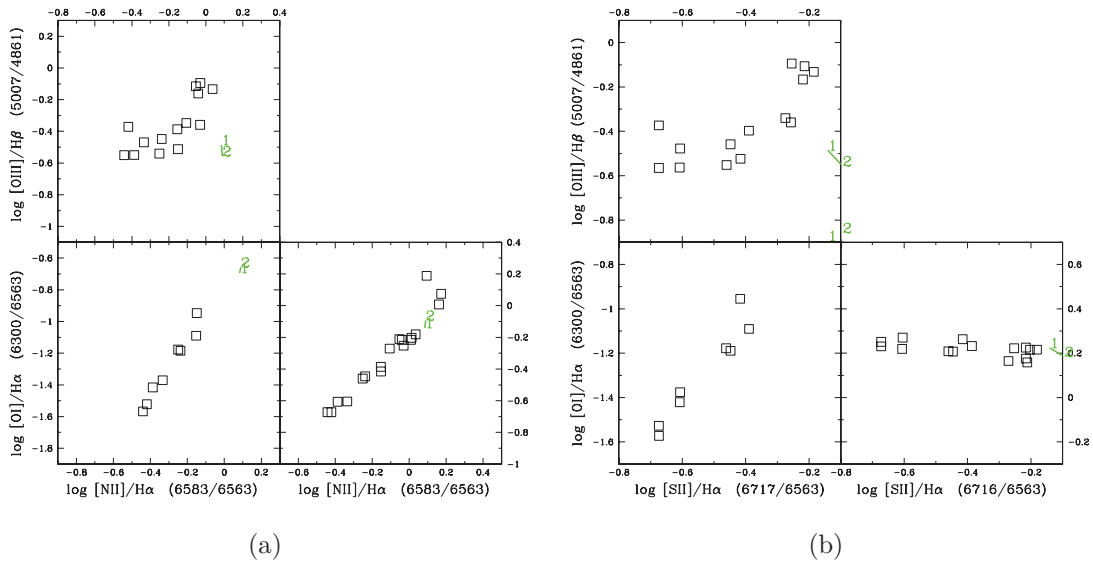


Figura 4.6: Variación de la predicción de los cocientes de líneas al variar la metalicidad del gas del medio ambiente de los modelos de $0.7Z_{\odot}$ (modelo 1), a metalicidad solar Z_{\odot} (modelo 2).

3. *Metalicidad disminuida selectivamente por formación de polvo.* Basados en el hecho de que los resultados de los modelos anteriormente publicados presentan problemas para explicar la emisión de un ion únicamente (ya sea $[N II]\lambda 6583$ o bien $[O III]\lambda 5007$ pero nunca los dos al mismo tiempo), inicialmente consideramos un gas que tuviera los metales disminuidos de manera selectiva por la formación de granos de polvo en la región del DIG. Sin embargo, en nuestros modelos finales no consideramos esta opción debido a que creemos poco plausible la existencia de polvo dentro de este gas en cantidad tal que nos pudiera considerar un cambio considerable en la metalicidad promedio del gas.

Como se muestra en la Figura 4.6, los modelos de CMT no revelan que la metalicidad del gas, sea un factor muy importante a considerar ya que el cociente de las líneas en los espectros sintéticos no varía más del 10 % al cambiar la metalicidad de Z_{\odot} a $0.7Z_{\odot}$.

La distribución espectral de energía, SED

Como mencionamos en la Sec. 3.6 en la página 65 del capítulo anterior, la SED de la fuente principal de ionización del DIG, podría ser una fuente estelar joven y caliente, la misma fuente estelar pero absorbida, o bien una fuente difusa no térmica.

De las pruebas preliminares hechas con estos tres tipos de distribución, encontramos que los tres tipos de modelos producen líneas espectrales dentro del rango en el que se encuentran las observaciones de Rand para NGC 891. Esto se muestra en la Figura 4.7 en la página siguiente es la que se muestran series de cuatro modelos (varía el parámetro de ionización) en los que se han utilizado cuatro fuentes

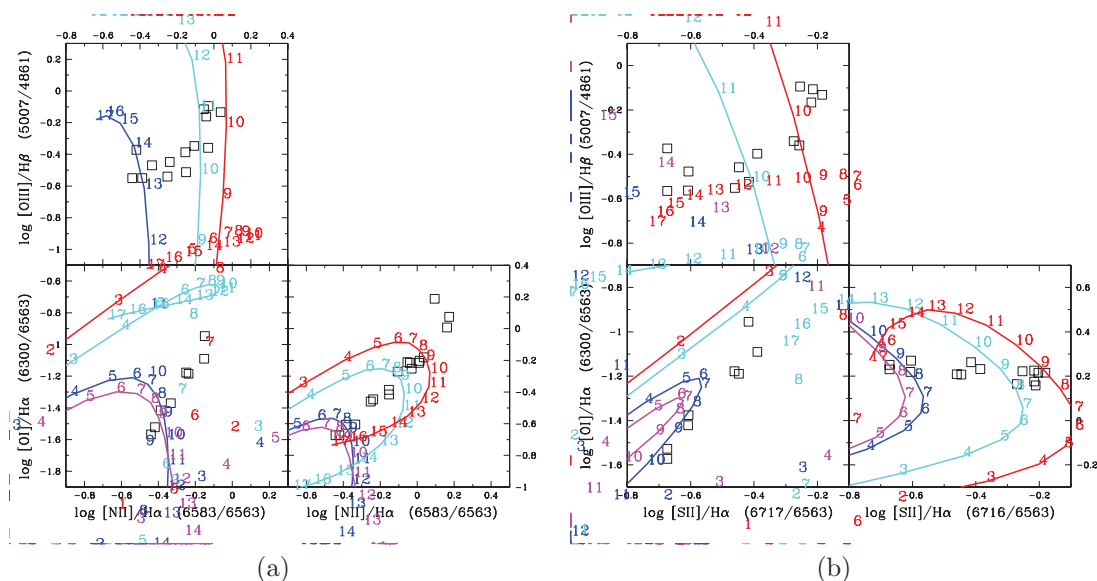


Figura 4.7: Figura del comportamiento de los cocientes de líneas al variar el parámetro de ionización de cuatro fuentes de ionización: Fuente estelar de $T_{\text{eff}} = 38000$ K (azul), fuente estelar de $T_{\text{eff}} = 38000$ K absorbida en un 80 % (violeta), fuente no térmica representada por una ley de potencias con exponente $a = -1.4$ (roja), y una fuente compuesta al 50 % por la fuente no térmica y al 50 % por la fuente estelar no absorbida (cyan).

distintas de fotones ionizantes: Por lo tanto, fue necesario elegir la SED que se apegara lo más posible a lo que creemos que es la fuente principal de fotones ionizantes del DIG.

Por un lado, si utilizáramos una fuente estelar *no* absorbida, estaríamos diciendo que el DIG no es más que una región H II de muy baja densidad en torno a una estrella caliente, pero sabemos que no es así en virtud de que en ese capítulo estamos estudiando el eDIG, es decir el DIG que se encuentra fuera del plano de NGC 891 (hasta $|z| \sim 2$ kpc) donde no hay estrellas jóvenes del tipo OB capaces de ionizar el medio ambiente circundante.

Por otro lado, las fuentes no térmicas en las galaxias son típicamente objetos compactos (pulsares, magnetares, jets de hoyos negros, etc.), o núcleos activos de las galaxias. Además del hecho de que la cantidad de fuentes no térmicas en una galaxia es muy pequeña como para explicar la emisión de un gas que, aunque difuso, se estima que en promedio es del 10 al 50 % de la emisión total en $H\alpha$ de una galaxia espiral temprana (e.g. Walterbos et al., 1989; Hunter & Gallagher, 1990a; Kennicutt & Hodge, 1986); la emisión de estas fuentes es altamente colimada por lo que, difícilmente, podría explicar la emisión con alto grado de homogeneidad del eDIG y del DIG. Por otro lado, la cantidad de galaxias que poseen un núcleo activo no es la gran mayoría, mientras que el DIG se piensa se encuentra en la mayor parte de las galaxias con una tasa de formación estelar apreciable.

Por añadidura, el gas ionizado difuso en galaxias vistas de cara (e.g. Greenawalt et al., 1997), se ha encontrado, principalmente, rodeando a regiones H II, lo cual nos lleva a pensar que los fotones

que no han sido absorbidos por éstas, son aquellos fotones que llegan a ionizar parcialmente el medio circundante, es decir, que las regiones H II no son el caso teórico más sencillo en el que éstas se encuentran limitadas por radiación (caso ópticamente grueso, Osterbrock, 1989, Zurita et al. (2000a) y Zurita et al. (2000b)), sino que son regiones limitadas por materia (al menos en ciertas direcciones).

Aunado a esto, una restricción muy útil a la forma del espectro ionizante (temperatura de la fuente emisora), es el valor de $\text{He I}\lambda 5876/\text{H}\alpha$. Este cociente es un indicador directo de la dureza del espectro ionizante en virtud de que permite hacer un estimado de $Q_{\text{H}}/Q_{\text{He}}$, es decir, de la relación de fotones ionizantes de hidrógeno con respecto a los fotones ionizantes de helio. Aunque en la mayoría de los casos dicha línea de emisión es tan débil que no se observa, en el caso de NGC 891, Rand (1997) midió una razón $\text{He I}/\text{H}\alpha \approx 0.034$, lo cual implica una fracción $Q_{\text{H}}/Q_{\text{He}} \approx 0.08$. Basado en esto, Rand favorece en sus modelos una fuente estelar con $T_{\text{eff}} = 37500 \text{ K}$.

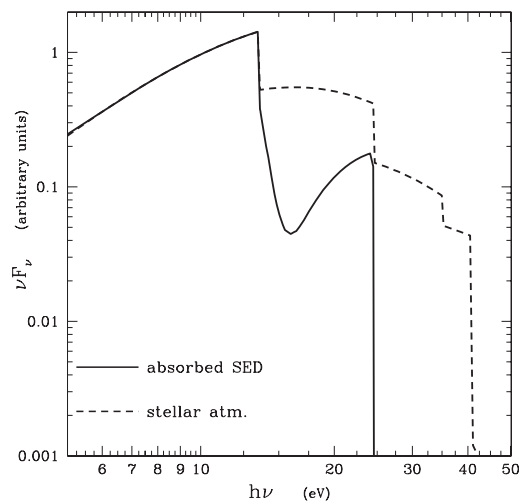


Figura 4.8: La Distribución Espectral de Energías de una estrella con $T_{\text{eff}} = 38000 \text{ K}$ (línea punteada), comparada con la SED de la misma estrella pero que ha sido absorbida en un 80 % por una región ópticamente gruesa que está siendo fotoionizada por esta fuente.

Por lo tanto, y para ser consistentes con las observaciones, en nuestros modelos utilizamos una SED producida por una atmósfera estelar (con modelos de Hummer & Mihalas (1970)), de una estrella de $T_{\text{eff}} = 38000 \text{ K}$ que ha sido absorbida por la región H II circundante en un 80 %. Para ello, realizamos un modelo de fotoionización con esta fuente externa, extrayéndose al final el espectro de fotones a la profundidad en la que el 80 % de los fotones ionizantes habían sido empleados en la nebulosa. Una comparación de la SED producida por una atmósfera estelar de $T_{\text{eff}} = 38000 \text{ K}$ sin absorber, con una absorbida en un 80 %, se muestra en la Figura 4.8, donde se puede observar que esta última carece prácticamente de fotones con $E \gtrsim 24.6 \text{ eV}$ y muestra un claro decremento de los fotones cuya $E \gtrsim 13.6 \text{ eV}$.

El parámetro de ionización, U

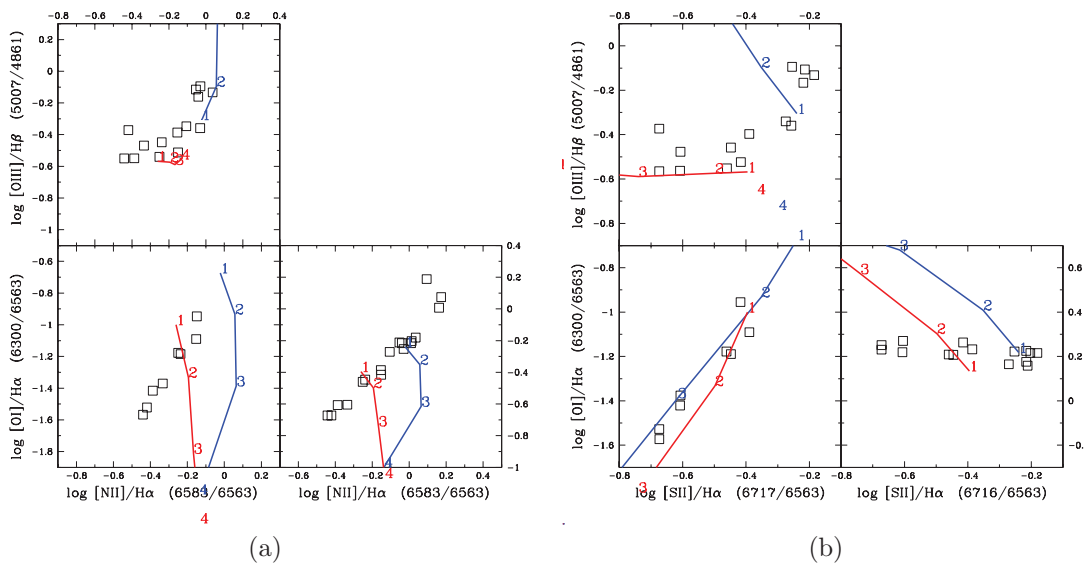


Figura 4.9: Figura eb la que se muestra el impacto que la variación del parámetro de ionización (U) tiene sobre los cocientes de líneas predichas por los modelos de CMT. En estos modelos U varía desde 1×10^{-5} (modelo 1), hasta 3×10^{-4} (modelo 4). La línea roja representa a una SED de una atmósfera estelar de $T_{\text{eff}} = 38000$ K absorbida en un 80 %, mientras que la línea azul representa la SED de una fuente no térmica.

Como mencionamos en la Sec. 3.6 en la página 65, el parámetro de ionización es la razón entre la densidad de fotones ionizantes que llegan a una nube y la densidad de gas en ésta (fotones ionizantes provenientes de la fuente externa y que están disponibles en la CMT). Es importante tomar en cuenta que en la CMT tenemos la contribución de dos fuentes de fotones: aquellos provenientes de la fuente externa y aquellos generados en la capa de mezcla. Entre mayor sea la contribución de los fotones de la fuente externa sobre la nube de gas, menor será el efecto del calentamiento turbulento sobre el gas, es decir, para que los efectos de la CMT sean apreciables en los modelos, necesitamos que la contribución a la ionización y al calentamiento sea dominado por la CMT y por lo tanto el número de fotones disponibles (U) de la fuente externa sea bajo.

Por otro lado, en el escenario que estamos considerando, el gas ionizado difuso se encuentra muy lejos de la fuente externa de fotones (al menos más allá de la región H II que la fotoioniza), y sólo llegan a él los fotones que han escapado de la región H II limitada por materia. Por lo tanto, debido a que el flujo de estos fotones de la fuente externa y que se considera central sufre una dilución geométrica (además de la absorción por el medio interestelar), consideramos que el parámetro U debe de ser sumamente bajo.

La Figura 4.9, muestra modelos en los que se ha variado el parámetro de ionización desde 1×10^{-5} (modelo 1), hasta 3×10^{-4} (modelo 5). Se puede observar que el cambio en los cocientes de líneas es

Parámetro	Modelo (a)	Modelo (b)
Metalicidad (Z)	Z_{\odot}	Z_{\odot}
Densidad del medio (n_H)	100 cm^{-3}	100 cm^{-3}
Velocidad del jet (v_j)	3 Mach	3 Mach
Temperatura del jet (T_j)	$4 \times 10^5 \text{ K}$	$4 \times 10^5 \text{ K}$
Parámetro de ionización (U)	1×10^{-5}	1×10^{-5}
Tamaño de la capa (h)	$1 \times 10^{21} \text{ cm}$	$5 \times 10^{21} \text{ cm}$

Tabla 4.4: Parámetros físicos considerados en dos modelos, (a) y (b), para observar el efecto del tamaño físico de la CMT en los espectros sintéticos.

importante ya que al aumentar el parámetro de ionización, aumenta la fracción de ionización del gas (disminuyen $[\text{O I}]/\text{H}\alpha$ y $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$, mientras que $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ aumenta ligeramente y $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ aumenta tremendamente).

El tamaño de la capa de mezcla, h

Este es un parámetro muy importante, ya que si la anchura de la CMT es demasiado grande, el efecto de la turbulencia se disipará y si es demasiado pequeña, los efectos de las fronteras de la capa de mezcla, propias del código numérico, provocarán un comportamiento de la temperatura del gas que no tendría ningún sentido físico. Aunado a esto y mucho más importante, si el ancho de la CMT es demasiado pequeño, la luminosidad de $\text{H}\beta$ de la capa puede llegar a ser completamente despreciable.

Es de suponerse también que los límites tanto inferior como superior para h dependerán de las condiciones físicas del gas involucrado en la CMT, por lo tanto, el variar cualquiera de los parámetros variará los límites de h ya definidos. Sin embargo, dado grupo de parámetros físicamente razonables, se tiene la capacidad de determinar un rango para los valores de h que nos permita desarrollar modelos con cierta seguridad de que el tamaño físico de la CMT no será fuente de problemas en el comportamiento de los espectros sintéticos generados por MAPPINGS IC. Tomando los modelos de la Tabla 4.4, encontramos que:

1. Si aumentamos el tamaño de la CMT en un factor dos, las emisiones de las líneas *disminuyen* en los siguiente factores:

$$[\text{O III}]/\text{H}\beta \approx 3.7$$

$$[\text{S II}]/\text{H}\alpha \approx 1.3$$

$$[\text{N II}]/\text{H}\alpha \approx 1.6$$

$$[\text{O I}]/\text{H}\beta \approx 1.3$$

Este comportamiento se puede observar en la Figura 4.10 en la página siguiente.

2. El rango de movimiento que tenemos en el tamaño de la CMT es bastante grande ya que nos permite hacer modelos con un tamaño físico de la CMT que varíe en un factor 10 en los cálculos.

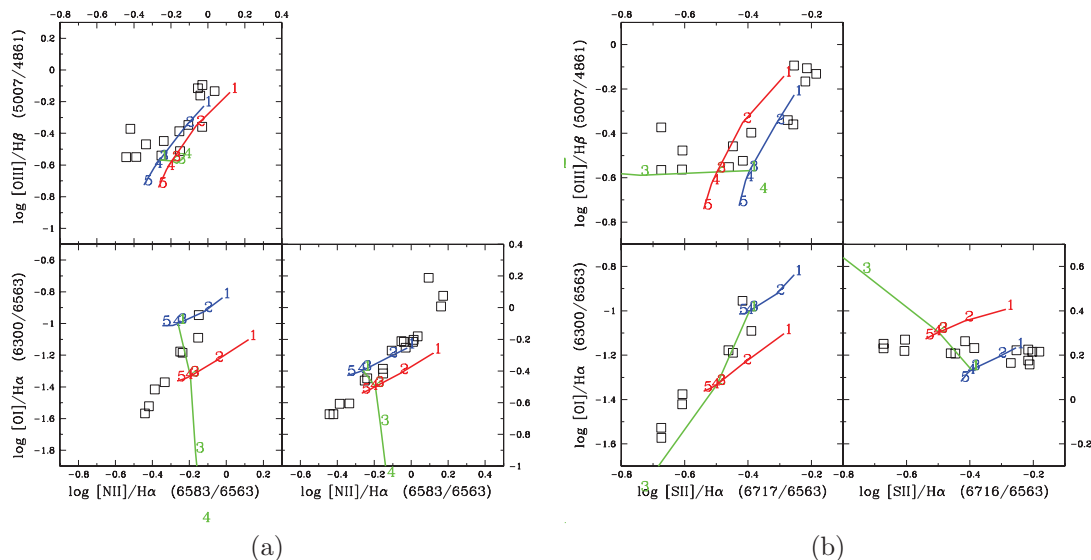


Figura 4.10: Figura que muestra el impacto del tamaño de l capa de mezcla sobre los cocientes de líneas. En verde se muestra una secuencia de modelos con la SED de la atmósfera estelar absorbida, en los que el parámetro de ionización varía 1×10^{-5} (modelo 1), hasta 3×10^{-4} (modelo 4) y a ésta se le han superpuesto dos secuencias de modelos con $U = 1 \times 10^{-5}$ (violeta) y $U = 3 \times 10^{-5}$ (rojo), en los que se varía el tamaño de la capa de mezcla de $h = 2 \times 10^{21}$ (modelo 1), hasta 1.4×10^{22} (modelo 4).

$$1 \times 10^{21} \text{cm} < h < 1.3 \times 10^{22} \text{cm}$$

Es muy importante mencionar que si observamos las secuencias de modelos que varían el tamaño de la capa de mezcla (Figura 4.10), notaremos que la emisión de [O III] proviene de la CMT más que de la fotoionización. Esto se debe a que el [O III] proviene de las capas más calientes del gas, y si el parámetro de ionización es bajo (a la distancia que el DIG se encuentra de la fuente principal, es el escenario más probable), el flujo de [O III] será producido en la capa calentada por la mezcla del gas del jet con el medio ambiente tibio, es decir, la emisión de [O III] será generada en la CMT.

Densidad del medio ambiente, n_e

La densidad electrónica promedio de una región de gas en emisión puede ser estimada comparando dos líneas de desexcitación colisional del mismo ion cuyas energías de excitación sean muy similares. En el caso del DIG, la mayoría de las observaciones no permiten calcular el cociente [S II] $\lambda 6731/\lambda 6716$ (que junto con el cociente [O II] $\lambda 3729/\lambda 3726$ son los dos mejores ejemplos que pueden ser usados para estimar la densidad de una región), debido a que la emisión del gas en estas regiones es muy débil. Por lo general en las observaciones se debe hacer un compromiso entre la intensidad de las líneas (qué tanta señal a ruido se quiere), sobre todo de las líneas débiles, y la resolución espectral (qué tanto se quieren separar las líneas). En el caso del DIG, este compromiso difícilmente permite

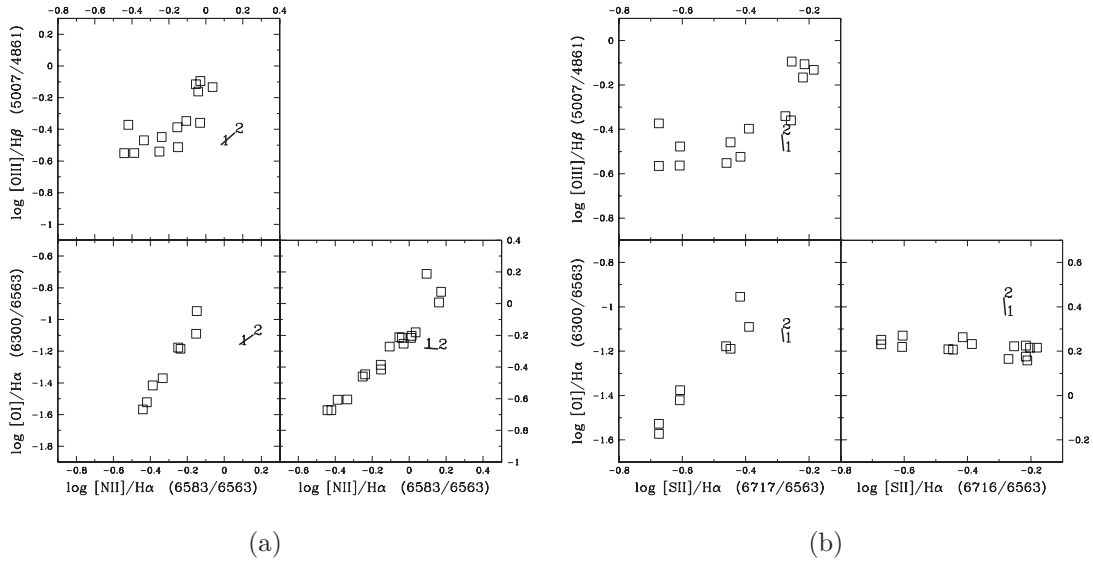


Figura 4.11: Figura que muestra el impacto que las variaciones de densidad electrónica tienen sobre los cocientes de líneas. La n_e varía de 25 (modelo 1), a 400 cm^{-3} (modelo 2).

medir $[\text{S II}]\lambda 6716$ y $[\text{S II}]\lambda 6731$ por separado y con suficiente señal a ruido. En los casos en los que se han logrado medir ambas líneas, los datos espectroscópicos muestran un cociente $[\text{S II}]\lambda 6716/[\text{S II}]\lambda 6731 \geq 1.2$ lo cual significa que estas regiones están por debajo o en el límite de baja densidad ($n_e \leq 100 \text{ cm}^{-3}$), donde este cociente ya no es útil para la determinación de las densidades electrónicas. Por lo tanto no se puede hacer más que un estimado de este parámetro.

En general se considera que el DIG debe tener una densidad $n_e \approx 1 - 0.1 \text{ cm}^{-3}$, aunque esta densidad es dependiente de la altura al plano galáctico ($n_e = n_e(|z|)$), los modelos hechos con MAPPINGS IC muestran que la variación de $[I_i]/I_{H\beta}$ como función de n_e cuando $n_e \leq 50 \text{ cm}^{-3}$ es despreciable. Un ejemplo de esto se muestra en la Figura 4.11, en donde la densidad electrónica del gas del medio ambiente se ha variado en un factor 16 y la variación en las líneas de emisión entre ambos modelos no es importante.

Es interesante notar que el cambio de n_e (en los rangos manejados en este trabajo) no representa un cambio apreciable en los cocientes de líneas en emisión (al menos no en aquellas que se pueden medir del DIG en el rango óptico del espectro). Esto es muy importante ya que el no saber exactamente qué densidad tiene el DIG no será un factor crucial a considerar para saber si la capa de mezcla turbulenta puede o no ser la fuente complementaria de calentamiento del gas del DIG.

En el caso de estos últimos dos parámetros, es suficiente con especificar la cantidad $N_0 = n_e h$ para definir un modelo único de manera conveniente. Aunque es importante aclarar que es una cantidad incorrecta para estimar la verdadera columna de H que se ha integrado en el modelo debido a que la

densidad no se mantiene constante a través del modelo (disminuye al aumentar la temperatura con el grosor de la capa). Por la sencillas que esta cantidad presenta para la descripción de un modelo único, en este trabajo hemos utilizado N_0 para la representación de las condiciones físicas de los modelos que pueden reproducir los cocientes de líneas del eDIG.

Velocidad del gas del jet, v_j

El cambio en la velocidad del jet tiene sobre el gas el efecto contrario al que tiene el tamaño h de la CMT. Mientras que al aumentar h el calentamiento del gas disminuye por un efecto de dilución de la energía del jet en la CMT, al aumentar la velocidad del gas del jet, el calentamiento que produce en el gas, que se encuentra dentro de la CMT, aumenta también. Esto se puede ver claramente en la Figura 4.12.

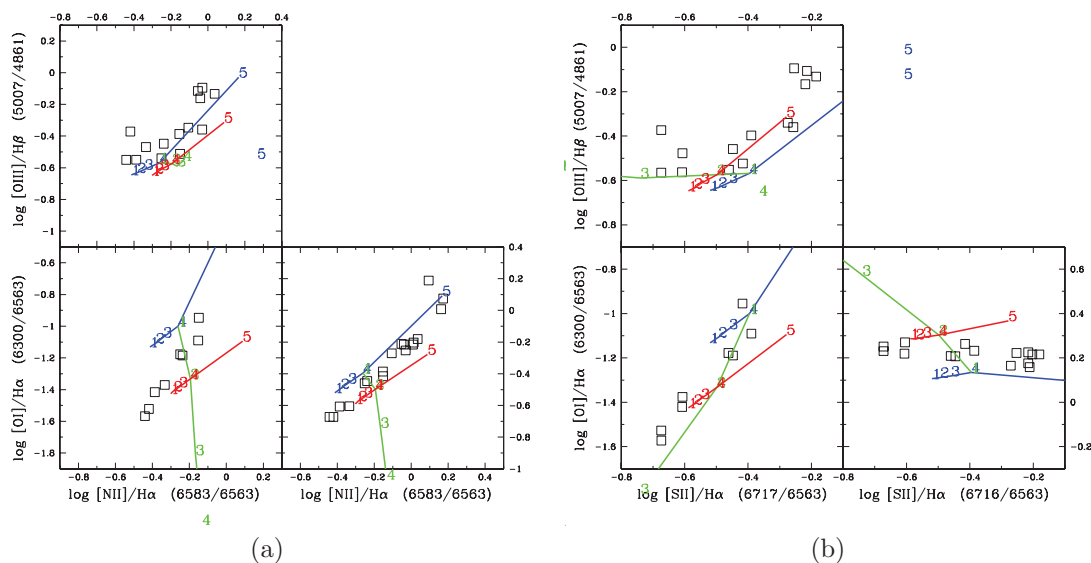


Figura 4.12: Figura que muestra el impacto que las variaciones en la velocidad del jet tienen sobre los cocientes de líneas predichos por los modelos de CMT. En verde se muestra una secuencia de modelos de una atmósfera estelar absorbida, en los que el parámetro de ionización varía de 1×10^{-5} (modelo 1), hasta 3×10^{-4} (modelo 4). A este modelo se han superpuesto dos secuencias de modelos con $U = 1 \times 10^{-5}$ (violeta) y $U = 3 \times 10^{-5}$ (rojo), en los que se varía la velocidad del “jet” de $v_j = 0.3$ Mach (modelo 1), hasta $v_j = 2$ Mach (modelo 4).

Es decir, el aumento en la velocidad del jet produce un incremento en las líneas de emisión de $[O III]/H\beta$, $[O I]/H\alpha$, $[N II]/H\beta$ y $[S II]/H\beta$. Claro está que, aunque el efecto de v_j es el contrario al de h , las pendientes de variación de las líneas son completamente diferentes por lo que las variaciones en uno y otro parámetro no son complementarias.

Parámetro	Valor adoptado para NGC 891
SED	Atmósfera estelar ($T_{\text{eff}} = 38000 \text{ K}$)
Absorción	80 %
Metalicidad	Z_{\odot}
Densidad	1 cm^{-3}
Temperatura del medio ambiente	$\sim 4390 \text{ K}$
Temperatura del “jet”	$8 \times 10^5 \text{ K}$

Tabla 4.5: Tabla de los 5 parámetros adoptados como fijos en las secuencias de modelos de fotoionización con CMT desarrollados en este trabajo y aplicados al DIG de la galaxia NGC 891.

Temperatura del gas del jet, T_j

La temperatura del jet es un parámetro que parece ser poco crítico en los modelos de CMT, ya que cuando v_j , h , y U se mantienen constantes, los cocientes de líneas no varían drásticamente con el cambio de T_j . Aunado a esto, el escenario propuesto en este trabajo, requiere de un gas de baja densidad y muy caliente que se mueve a través del medio ambiente. Dos posibilidades para el origen de este gas son, por un lado, la eyección de gas del plano galáctico debido a la explosión de supernovas y por otro, el gas inter-galáctico que, es fuerte emisor en rayos X debido a procesos bremsstrahlung en el medio. Ambos posibles orígenes del gas que hemos considerado como el jet tienen temperaturas electrónicas $T \sim 10^6 \text{ K}$, por lo tanto, en los modelos para el DIG consideramos $T_j = 8 \times 10^5 \text{ K}$.

En conclusión, podemos ver que una red de modelos desarrollada con una SED ionizante de una atmósfera estelar de $T_{\text{eff}} = 38000 \text{ K}$ absorbida en un 80 % y con la variación de los parámetros libres críticos (h , U , y v_j), nos permite hacer un acercamiento a la reproducción de las observaciones espectroscópicas del DIG de NGC 891 publicadas por Rand (1998).

4.5. Los modelos para NGC 891

Una vez definido el espacio de los valores plausibles para los parámetros libres de los modelos de CMT en el caso de NGC 891, hicimos otra serie de modelos tratando de reproducir los espectros observados. Basados en la discusión tanto del significado físico como del impacto de cada uno de los parámetros en la CMT realizada en la sección anterior, en estos modelos decidimos definir parámetros que fueran constantes en todo momento, los cuales se muestran en la Tabla 4.5. Con lo cual únicamente nos quedarían dos secuencias por explorar: aquella con v_j variable y aquella con U variable.

Para ello, es necesario hacer una suposición importante y esto es: que los cambios en los cocientes de líneas del DIG a lo largo y alto de NGC 891, son esencialmente un reflejo de los mecanismos de excitación del gas presente en esas regiones, más que cambios en la metalicidad del gas o de la temperatura efectiva de la estrella ionizante.

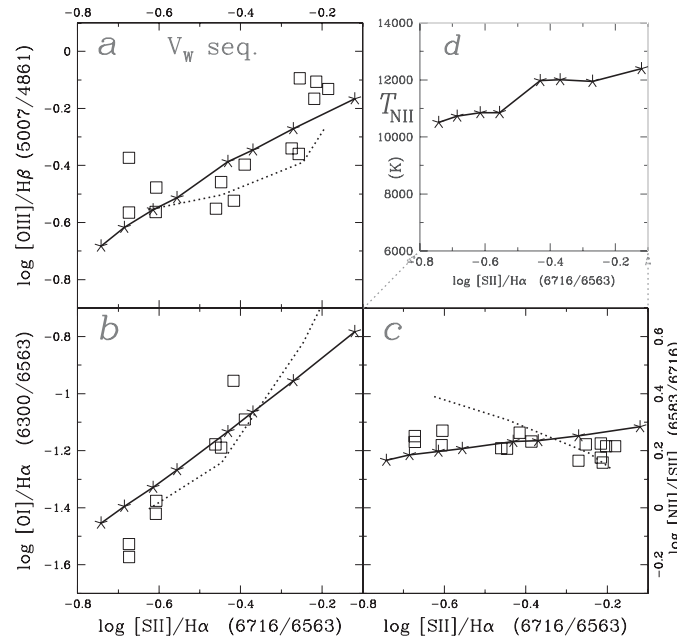


Figura 4.13: Cocientes de líneas de (a) $[O\ III]/H\beta$, (b) $[O\ I]/H\alpha$, (c) $[N\ II]/[S\ II]$ y (d) de la T_e del gas respecto al cociente $[S\ II]/H\alpha$. Los cuadros representan las observaciones de rendija larga perpendicular al plano de NGC 891 de Rand (1998), mientras que las líneas punteadas representan los modelos de capa de mezcla propuestos por Rand en el mismo artículo. Las líneas continuas representan los modelos de CMT propuestos en este trabajo en los cuales la velocidad del jet (v_j) incrementa en pasos de 0.1 dex de 27 hasta 133 km s^{-1} mientras los demás parámetros permanecen constantes ($N_0 = 10^{17}\text{ cm}^{-2}$ y $U_0 = 10^{-5}$). El cociente $[S\ II]/H\alpha$ se incrementa al incrementar v_j .

4.5.1. Secuencia en velocidad del jet v_j

La Figura 4.13, muestra los diagramas de diagnóstico de las observaciones espectroscópicas realizadas por Rand (1998) en NGC 891 de manera perpendicular al plano. En éstos hemos superpuesto una secuencia de modelos de CMT en la que la velocidad del jet se aumenta de manera progresiva de $v_j = 27\text{ km s}^{-1}$ a $v_j = 133\text{ km s}^{-1}$, en pasos de 0.1 dex. Para esta secuencia de modelos se han elegido, $U = 1 \times 10^{-5}$ y $N_0 = 1 \times 10^{17}\text{ cm}^{-2}$.

En esta figura se puede observar que:

1. La emisión de los iones tanto de baja (e.g. $[S\ II]/H\alpha$), como de alta ionización (e.g. $[O\ III]/H\beta$, panel (a)), se incrementa al aumentar la velocidad del jet.
2. La temperatura del gas, inferida a partir del cociente sintético de $[N\ II]$ ($\lambda 5755/\lambda 6583$), T_{NII} , aumenta ligeramente al incrementarse la intensidad de $[S\ II]/H\alpha$ (panel (d)).

Los modelos propuestos en esta secuencia reproducen satisfactoriamente, de manera global, las tendencias de los datos, incluso mejor que aquellos propuestos por Rand (1998), representados en los

diagramas por la línea punteada. Sin embargo, en la Fig. 4.5 en la página 78, se puede observar que el aumento en la intensidad de los cocientes de líneas tiene una correlación no sólo con la disminución del brillo superficial en $H\alpha$, sino también con el aumento de la altura $|z|$ sobre el plano de NGC 891. Por lo tanto, si estos modelos fueran una descripción válida físicamente para los datos espectroscópicos de Rand (1998), significaría que la velocidad del viento caliente aumenta al aumentar la altura $|z|$.

4.5.2. Secuencia en parámetro de ionización

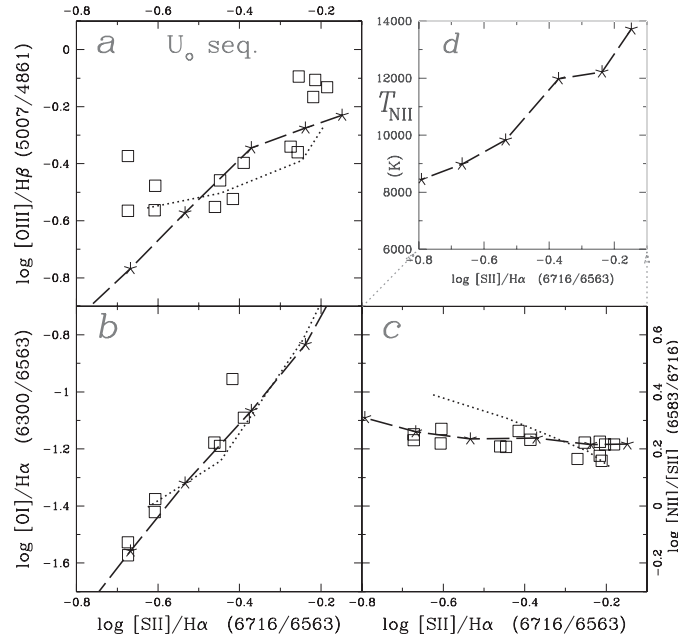


Figura 4.14: Figura que muestra los mismos cocientes de líneas con el mismo código de la figura anterior pero en este caso la línea rayada representa los modelos de CMT desarrollados en este trabajo en los cuales el parámetro de ionización va aumentando en pasos de 0.2 dex de 4.0×10^{-6} hasta 4.0×10^{-5} . El tamaño de la columna se incrementa en la misma proporción de 0.4×10^{17} hasta $4.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ mientras que v_j se mantiene constante en 85 km s^{-1} . El cociente $[S II]/H\alpha$ decrece al incrementar U_0 y N_0 .

Una alternativa para reproducir los cocientes de líneas físicamente más plausible o intuitiva, es haciendo una secuencia de modelos en la que el parámetro de ionización sea el que varíe, en vez de la velocidad del jet. Esta secuencia de modelos alternativo en el que $v_j = 85 \text{ km s}^{-1} = \text{cte}$, se muestra en la Figura 4.14. Hemos seleccionado $U = 4 \times 10^{-6}$ y $N_0 = 0.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ como los valores iniciales para el parámetro de ionización y la densidad de columna respectivamente, y los hemos variado en pasos de 0.2 dex hasta llegar a un valor 10 veces mayor para cada uno.

Con la secuencia de modelos mostrada en la Fig. 4.14, se puede asegurar que la fotoionización no es el proceso dominante en la capa de mezcla. De hecho, tanto $[O III]$ como las demás líneas prohibidas

decrecen al incrementar U . Por ejemplo, el cociente de $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ se vuelve cada vez más débil al incrementar U debido a que la temperatura promedio del gas de la región en la que se produce esta línea disminuye al incrementar U (de 51500 a 40300 K a lo largo de la secuencia), aunque en el panel (d) de la misma figura, se nota que el gradiente de temperatura promedio del gas en la CMT es mayor que el que mostraba la secuencia de v_j variable (Fig. 4.13 en la página 89). Es importante tener en cuenta que, cuando se comparan los resultados de este modelo con las observaciones, el comportamiento del $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ no se reproduce tan bien como con el modelo de secuencia en velocidad, sin embargo, los cocientes de $[\text{O I}]$, $[\text{N II}]$ y $[\text{S II}]$ respecto a $\text{H}\alpha$ se reproducen mucho mejor.

Las líneas $[\text{Ne II}] 12.8 \mu\text{m}$ y $[\text{Ne III}] 15.56 \mu\text{m}$ del mediano infrarrojo

Como mencionamos en la Sec. 4.3.1 en la página 78, la tendencia que muestra el cociente de las líneas prohibidas $[\text{Ne III}]/[\text{Ne II}]$, es cualitativamente igual que el que muestra el cociente óptico $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ y en ambas secuencias (v_j y U variables), de los modelos de CMT aquí propuestos, dicha tendencia es similar sin embargo, aunque en las observaciones el incremento de dicho cociente es en un factor tres (llegando a un valor máximo de 0.31), en nuestros modelos el incremento no llega a ser mayor que en un factor dos, llegando a un valor máximo de 0.067 y 0.070 para la secuencia en v_j y U respectivamente (es decir, ≈ 4.5 veces más débil que el observado). Una posible explicación a esto es que la abundancia de Ne/O utilizada en MAPPINGS IC para los modelos propuestos en este trabajo es 2.5 veces menor que aquella propuesta por Rand (1998).

4.6. Discusión de los modelos de CMT

Los modelos de CMT presentados en este trabajo y descritos previamente, pueden reproducir las tendencias de los cocientes de líneas observados por Rand (1998) para el DIG de NGC 891, confirmando la idea propuesta por él de la existencia de dos mecanismos independientes de excitación del gas ionizado (la fotoionización y el calentamiento por la mezcla turbulenta de un gas caliente con uno tibio), que combinados en las proporciones correctas podrían reproducir los comportamientos de los cocientes de líneas del eDIG observado. La diferencia básica entre los modelos propuestos por Rand y los propuestos en este trabajo es que los modelos desarrollados por Rand no eran capaces de mezclar las dos componentes en un modelo físico único, lo cual es natural en el escenario propuesto en este trabajo.

Sin embargo en nuestros modelos, ajustar los parámetros de las componentes gaseosas de tal manera que los cocientes de líneas observados en NGC 891 sean reproducibles tiene un costo importante y en este caso, dicho costo es una baja eficiencia del gas en la emisión de $\text{H}\alpha$. Un análisis sencillo de ello nos permite calcular cuántas CMT's requeriríamos para poder reproducir los valores del brillo superficial $\text{SB}_{\text{H}\alpha} = 2 \times 10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$ observados por Rand (1998), a una altura $|z| = 2 \text{ kpc}$ del plano de la galaxia y a una distancia $d = 4.6 \text{ kpc}$ del centro galáctico (elegimos esta posición por ser

en la que se registra el pico del cociente $[\text{O III}]/\text{H}\beta$):

A partir de la definición del parámetro de ionización U (Ec. 3.27 en la página 66), podemos ver que el número de fotones ionizantes que inciden en la capa de mezcla que estamos suponiendo es:

$$Q(\text{H}^0) = 3 \times 10^{10} U n_e A \quad \text{fotones s}^{-1} \quad (4.2)$$

Ahora bien, supongamos por un momento que la región en cuestión, es una región limitada por radiación, entonces, cada fotón con $E_{\text{foton}} \geq 13.6 \text{ eV}$ que llega al gas será absorbido produciendo una ionización. Suponiendo también que la región está en equilibrio de ionización (cada ionización producida en el gas estará balanceada por una recombinación) tenemos:

$$\text{Número de fotones ionizantes de la fuente} = \text{Número de recombinaciones en el gas}$$

Pero cada una de estas recombinaciones producirán a su vez un fotón, de los cuales, una fracción de ellos serán fotones $\text{H}\beta$ y sabemos que la luminosidad en una frecuencia dada es la energía emitida por unidad de tiempo, es decir, no es más que el número de fotones emitidos en dicha frecuencia por la energía de cada uno. Por lo tanto, podemos decir que:

$$L_{\text{H}\beta} = Q(\text{H}^0) h\nu_{\text{H}\beta} \frac{\alpha_{\text{B}}^{\text{eff}}}{\alpha_{\text{B}}} \quad \text{erg s}^{-1} \quad (4.3)$$

en donde $h\nu_{\text{H}\beta} = 4.089 \times 10^{-12} \text{ erg}$, es la energía en cada fotón $\text{H}\beta$, y $\alpha_{\text{B}}^{\text{eff}}/\alpha_{\text{B}} = 0.11699$ es la probabilidad de que de cada una de las recombinaciones, una de ellas produzca un fotón $\text{H}\beta$. En nuestro caso, tenemos la luminosidad de $\text{H}\alpha$, pero $L_{\text{H}\alpha}/L_{\text{H}\beta} = 2.86$ (Tabla 4.1 en “Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei”, D. E. Osterbrock, 1989), así que podemos relacionar la luminosidad en $\text{H}\alpha$ de la región con el número de fotones ionizantes que están llegando a ella:

$$L_{\text{H}\alpha} = 2.86 Q(\text{H}^0) h\nu_{\text{H}\beta} \frac{\alpha_{\text{B}}^{\text{eff}}}{\alpha_{\text{B}}} \quad \text{erg s}^{-1} \quad (4.4)$$

o bien, en términos del parámetro de ionización (sustituyendo la Ec. 4.2),

$$L_{\text{H}\alpha} = 4.104 \times 10^{-2} A U n_e \quad \text{erg s}^{-1} \quad (4.5)$$

Sin embargo, hemos supuesto que la región es limitada por radiación, donde todos los fotones son absorbidos, es decir, donde el factor de eficiencia η de reprocesamiento de fotones ionizantes es 1. Si no es el caso entonces tendremos:

$$L_{\text{H}\alpha} = 4.104 \times 10^{-2} \eta A U n_e \quad \text{erg s}^{-1} \quad (4.6)$$

Y si consideramos únicamente un cm^2 de área, entonces:

$$L_{\text{H}\alpha} = 4.104 \times 10^{-2} \eta U n_e \quad \text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \quad (4.7)$$

Cuando se compara la $L_{H\alpha}$ de los modelos de CMT con la esperada de esta relación, se encuentra que las secuencias realizadas están caracterizadas por:

$$0.0031_{v_j=133 \text{ km s}^{-1}} \leq \eta \leq 0.013_{v_j=27 \text{ km s}^{-1}} \quad \text{para la secuencia de velocidades y}$$

$$0.0013_{U=4 \times 10^{-6}} \leq \eta \leq 0.027_{U=4 \times 10^{-5}} \quad \text{para la secuencia en U}$$

No sólo el valor tan bajo de la eficiencia resulta problemático para los modelos de CMT, sino que además, los valores mínimos de dicha eficiencia se dan en la región en la que la disipación turbulenta de energía es máxima. Es decir, los valores más bajos de η corresponden a los valores más altos de $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ tanto para la secuencia de modelos en velocidades como para la secuencia de modelos con U y n_e variando.

Ahora bien, para poder comparar el brillo superficial observacional necesitamos calcular el predicho por los modelos de la siguiente manera: Tomamos de referencia una escala espacial de 1 arcsec, que a la distancia de 9.5 Mpc es equivalente a 46 pc y en virtud de que los modelos están hechos únicamente para 1 cm^2 (Ec. 4.7 en la página anterior), debemos integrar a lo largo de la línea de visión, es decir, considerar la emisión de todo el gas que está expuesto a los fotones provenientes del plano galáctico y que vemos proyectado en un plano. Para ello, consideramos que la línea de visión en el punto de las observaciones ($d = 4.6 \text{ kpc}$ y $z = 2 \text{ kpc}$), tiene $\sim 9 \text{ kpc}$ de profundidad (suponiendo que el halo de la galaxia es una esfera de al menos 11 kpc de diámetro). Entonces, por cada segundo de arco, tendremos un área A' :

$$A' / \text{arcsec} = (46 \text{ pc} \times 9000 \text{ pc}) / \text{parsec} = 3.941 \times 10^{42} \text{ cm}^2 \text{ arcsec}^{-1} \quad (4.8)$$

y ahora, tomamos el flujo que nos llegaría de ese gas a la distancia $D = 9.5 \text{ kpc}$ y ese será el brillo superficial teórico que tendría la CMT que hemos calculado:

$$\text{SB}_{H\alpha} = L_{H\alpha} k A' / 4\pi D^2 \quad \text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2} \quad (4.9)$$

donde k es el número de capas CMT proyectadas por arcsec. A partir de la Ec. 4.7 en la página anterior, tendremos:

$$\text{SB}_{H\alpha} = 1.6 \times 10^{-11} k \eta n_e U \quad \text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2} \quad (4.10)$$

Donde para una eficiencia $\eta = 0.0013$, una densidad $n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ (densidad típica para el DIG a $|z| = 2 \text{ kpc}$ para la Vía Láctea) y un parámetro de ionización $U = 4 \times 10^{-6}$, necesitamos $k \approx 2400$ para poder llegar al brillo superficial $\text{SB}_{H\alpha} = 2 \times 10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$ observado por Rand (1998). Es decir, necesitamos ≈ 2400 capas de mezcla, como las modeladas en este trabajo, por arcsec a lo largo de la rendija para poder tener el mismo SB que el observado. Una posibilidad para aumentar $\text{SB}_{H\alpha}$ de la CMT es aumentar la densidad n_e , sin embargo aún aumentando la densidad en un orden de magnitud, son demasiadas las capas de mezcla por arcsec que se necesitan para reproducir el $\text{SB}_{H\alpha}$ observado. Para valores más altos de densidad, entonces tendríamos además el problema adicional de

no tener suficientes estrellas O en el disco galáctico para producir el flujo de fotones ionizantes que se requeriría.

Capítulo 5

Modelos de fotoionización

En este trabajo hemos mencionado en varias ocasiones que los cocientes de líneas producidos por el DIG no se pueden reproducir con modelos de fotoionización que consideren como única fuente de fotones a aquellos producidos por estrellas jóvenes y calientes (Cap. 1 en la página 3). De hecho en el Capítulo 2 en la página 31 de este trabajo propusimos un criterio de separación para el gas del DIG de aquel perteneciente a las regiones H II basándonos en estas diferencias del espectro emitido entre una y otra región. Este mismo análisis (Sec. 2.3 en la página 47) nos ha permitido retomar la idea inicialmente propuesta en la literatura por Lyon (1975) y explorada más tarde por Sokolowski & Bland-Hawthorn (1991) de que el papel que juegan los fotones provenientes de las estrellas evolucionadas y calientes en la fotoionización del medio difuso puede ser comparable (incluso hasta dominante) a aquel que juegan los fotones escapados de las regiones H II típicas. En el trabajo realizado por Sokolowski & Bland-Hawthorn (1991), los autores concluyen que los modelos de fotoionización que toman en cuenta los fotones escapados de regiones H II y también a los fotones de núcleos de Nebulosas Planetarias, son capaces de reproducir las observaciones que hasta el momento se tenían del DIG ($H\alpha$, [N II] y [S II] en imagen directa). Más tarde, Sokolowski (1993) realiza modelos de fotoionización en los cuales propone tomar en cuenta el aparente calentamiento que sufre un campo de radiación (aumento de la energía promedio de la distribución de fotones) como resultado de la absorción selectiva del gas de la nube. En estos modelos, que resultan mucho más completos que aquellos publicados en 1991, Sokolowski concluye que el aumento en la energía promedio de los fotones de la fuente ionizante junto con una disminución en la abundancia Z del ISM es suficiente para poder reproducir las características espectrales observadas en el DIG. Sin embargo, ambas publicaciones carecen de la información necesaria (intensidades de las líneas: [O I], [O II], [O III] y He I) para hacer una comparación completa de las predicciones de los modelos, con las observaciones que se tienen hoy en día del DIG y particularmente del eDIG.

Tomando estos modelos como punto de partida, en este trabajo hemos desarrollado dos grupos de modelos de fotoionización: el primer grupo conformado por modelos similares a los de Sokolowski &

Bland-Hawthorn (1991) y Sokolowski (1993) utilizando CLOUDY c08.00 y por lo tanto introduciendo los cambios que se han dado en la física atómica y en la determinación de la metalicidad del ISM en más de una década, además de que en este caso hemos utilizado modelos de atmósferas estelares de Rauch (1997) como fuentes ionizantes en vez de cuerpos negros (únicamente para las estrellas calientes evolucionadas). El segundo grupo de modelos está conformado por aquellos mucho más completos ya que combinan, al mismo tiempo, varios efectos sobre la ionización del DIG: absorción de la fuente ionizante, contribución de estrellas calientes evolucionadas y cambio de metalicidad del gas. Al comparar las predicciones de los cocientes de líneas de los modelos, con los datos observacionales en DIGEDA, hemos encontrado que el aumento de la energía promedio de los fotones de la fuente de ionización del gas difuso, es un mecanismo que permite producir, de manera natural, el comportamiento de los diferentes cocientes de líneas que presenta el DIG en los diagramas BPT del Cap. 2. Si bien es cierto que con estos modelos favorecemos éste mecanismo como aquel responsable de la ionización y calentamiento del DIG, no descartamos la posibilidad de que otros mecanismos físicos o propiedades del material (no tomados en cuenta es este trabajo) tengan una influencia significativa en la emisión de los cocientes de líneas.

En este capítulo de tesis damos una breve descripción del código numérico CLOUDY, así como de los modelos desarrollados por Sokolowski en la década de los 90's. A partir de ello, realizamos modelos actualizados de fotoionización y una comparación de éstos con los modelos de Sokolowski. Usando este punto de partida, posteriormente realizamos modelos compuestos en los que tomamos en cuenta:

1. *Absorción de fotones por una nube* de gas intermedia (entre la fuente de fotones y el gas difuso),
2. *Contribución de estrellas evolucionadas y calientes* al espectro ionizante, y
3. *Disminución de la metalicidad del DIG* por formación de polvo.

Finalmente presentamos el lugar que los diferentes modelos de fotoionización ocupan en los diagramas BPT y su relación con el problema del mecanismo y fuente de excitación y ionización del DIG.

5.1. Descripción del código numérico CLOUDY

Con el objetivo de comparar los resultados de los cocientes de líneas observados en el DIG disponibles en DIGEDA, desarrollamos modelos únicamente de fotoionización con la versión c08.00 del código numérico CLOUDY (Ferland, 2003). Éste código fue diseñado para, a partir de simulaciones numéricas, entender ambientes físicos complejos partiendo de primeros principios. CLOUDY determina las condiciones físicas (temperatura electrónica y grado de ionización) de una nube de gas fuera de equilibrio termodinámico local que es excitada por una fuente externa y predice el espectro emitido por esta nube.

Resolviendo las ecuaciones de equilibrio de ionización (balance entre el número de ionizaciones y recombinaciones, Sec. 1.1.1 en la página 7), equilibrio térmico (balance entre el calentamiento y el enfriamiento, Sec. 1.1.2 en la página 12) y de transferencia de radiación, CLOUDY permite predecir muchas de las cantidades observadas en el gas a partir únicamente de la especificación de las propiedades físicas de la nube (metalicidad, densidad, factor de llenado) y del campo de radiación que llega a ella (Distribución Espectral de Energía).

Los parámetros que mínimamente se requieren definir para correr un modelo de fotoionización con CLOUDY son:

- **Continuo incidente.** Éste se refiere al campo de radiación externo emitido por un objeto central y que incide en la nube. Normalmente ésta es la única fuente de energía de la nube y para poder definir este parámetro es necesario definir tanto su forma como su intensidad:
 - *Forma del continuo.* Ésta especifica al código la relación de intensidades en cada longitud de onda entre 1×10^{-36} m (~ 100 MeV) y 10 m (aunque puede ser especificado omitiendo parte de este rango). En CLOUDY la forma puede ser una forma analítica (cuerpo negro, emisión ópticamente delgada libre-libre o una ley de potencia), resultados de códigos de atmósferas estelares (CRFGEN, Mihalas, Kurucz, etc.), interpolando tablas de puntos, como el campo de radiación transmitido a través de una nube o bien sumando una serie de continuos (cuerpos negros, atmósferas estelares, continuos de AGN, etc).
 - *Intensidad del continuo.* Ésta puede ser especificada tanto como un flujo de energía, como un flujo de fotones o como la luminosidad radiada por una fuente. En el caso en el que la intensidad del continuo se especifique como un flujo ($\Phi(H)$, fotones/s/cm²), el radio interno de la nube no tiene que ser especificado y en este caso CLOUDY supondrá una geometría plano-paralela automáticamente. En este caso las líneas en emisión del espectro serán determinadas en forma de intensidades (energía radiada por unidad de tiempo y por unidad de área en la superficie de la nube). Si la intensidad del continuo se especifica como una luminosidad, el radio interno de la nube debe de ser especificado y la salida de CLOUDY estará dada también como luminosidades de las líneas. En este caso la geometría por defecto se considera esférica.

CLOUDY permite sumar hasta 100 continuos diferentes para formar el continuo incidente. Se deben especificar el mismo número de formas como de intensidades de continuo, en el caso en el que no sea así el código se detendrá.

- **Geometría de la distribución de gas.** La geometría que utiliza CLOUDY para resolver las ecuaciones de transferencia y equilibrio siempre es esférica, es decir en una dimensión radial. Sin embargo, dependiendo de la relación que guarde la esfera entre su radio interno (r_0) y

su grosor (Δr), puede mantenerse como una esfera ($\Delta r/r_0 \geq 3$), simular una cáscara gruesa ($0.1 \leq \Delta r/r_0 < 3$) o una geometría plano-paralela ($\Delta r/r_0 < 0.1$). Por defecto CLOUDY considera que la distribución de gas tiene una densidad constante y el volumen completamente lleno, sin embargo CLOUDY permite que se utilicen otras leyes de presión (densidades) y parte del volumen lleno.

- *Factor de llenado.* Éste representa lo agrupado (grumoso) que está el gas que emite dentro de la nube. En CLOUDY cuando se introduce un *filling factor*, la densidad de hidrógeno dada será la densidad dentro de las condensaciones de gas, mientras que el espacio alrededor se considera vacía.
 - *Geometría limitada por materia.* Se tiene esta geometría si el límite externo de la región de H^+ está definida por el límite externo de la nube y no por la opacidad. En este caso la nube está ionizada totalmente y es ópticamente delgada al continuo incidente. La luminosidad de una línea de recombinación en este tipo de nube (suponiendo una distribución de gas homogénea) es proporcional al producto del volumen de la nube por la densidad, es decir, con la medida de emisión (ver Sec. 1.2 en la página 14).
 - *Geometría limitada por radiación.* Este tipo de geometría se tiene si el límite externo de la región de H^+ está definida por la frontera de ionización, de tal manera que existen en la nube tanto regiones neutras como regiones ionizadas. La región de H^+ será en este caso ópticamente gruesa a los fotones ionizantes de hidrógeno provenientes de la fuente central.
- **Composición química.** Si no se indica lo contrario CLOUDY considera la abundancia de todos y cada uno de los 30 elementos químicos más ligeros sin tomar en cuenta la existencia de granos de polvo en la nube. Sin embargo es posible cambiar estas condiciones con un sólo comando. La composición que toma CLOUDY en cuenta, a menos de que se indique lo contrario, es la solar. Los cambios de metalicidad se pueden hacer con combinaciones de manera standard o de manera arbitraria cambiando la abundancia de cada elemento. Una posible combinación automática de la composición química es aquella introducida con el comando *metals deplete* y se refiere a la disminución en la cantidad de metales en el gas debido a que se encuentran en granos de polvo. La composición por número de los 30 elementos respecto al hidrógeno de la metalicidad solar actual, de aquella utilizada en las versiones del código anteriores a 1994 y de aquella disminuida por polvo, se encuentra en la Tabla 5.1 en la página siguiente.

Para mayores detalles respecto al funcionamiento de CLOUDY, éste código cuenta con la documentación HAZY (www.nublado.org). Ésta viene en tres volúmenes en los cuales se describe de manera detallada cada uno de los parámetros y consideraciones que toma en cuenta el código numérico. En el primero de estos volúmenes se describen los comandos utilizados en el código, en el segundo se describe

A	Símbolo	Átomo 12+log	solar 12+log	old solar disminución	Factor de	ISM	Planetary Nebula
1	H	Hidrógeno	12.00	12.00	1.00	12.00	12.00
2	He	Helio	11.00	11.00	1.00	10.99	11.00
3	Li	Litio	3.31	3.31	0.16	1.73	-8.00
4	Be	Berilio	1.42	1.42	0.6	-8.00	-8.00
5	B	Boro	2.79	2.88	0.13	1.95	-8.00
6	C	Carbono	8.39	8.55	0.4	8.40	8.89
7	N	Nitrógeno	7.93	7.97	1.00	7.90	8.26
8	O	Oxígeno	8.69	8.87	0.6	8.50	8.64
9	F	Fluor	4.48	4.48	0.3	-8.0	5.48
10	Ne	Neón	8.00	8.07	1.0	8.09	8.04
11	Na	Sodio	6.33	6.31	0.2	5.50	6.28
12	Mg	Magnesio	7.54	7.58	0.2	7.10	6.20
13	Al	Aluminio	6.47	6.47	0.01	4.90	5.43
14	Si	Silicio	7.54	7.55	0.03	6.50	7.00
15	P	Fósforo	5.51	5.57	0.25	5.20	5.30
16	S	Azufre	7.27	7.21	1.0	7.51	7.00
17	Cl	Cloro	5.28	5.27	0.4	5.00	5.23
18	Ar	Argón	6.40	6.60	1.0	6.45	6.43
19	K	Potasio	5.12	5.13	0.3	4.04	5.08
20	Ca	Calcio	6.36	6.36	1×10^{-4}	2.61	4.08
21	Sc	Escandio	3.17	3.20	5×10^{-3}	-8.0	-8.0
22	Ti	Titanio	5.02	5.04	8×10^{-3}	2.76	-8.0
23	V	Vanadio	4.00	4.02	6×10^{-3}	2.00	-8.0
24	Cr	Cromo	5.67	5.68	6×10^{-3}	4.00	-8.0
25	Mn	Manganesio	5.46	5.53	5×10^{-2}	4.36	-8.0
26	Fe	Hierro	7.45	7.51	1×10^{-2}	5.80	5.70
27	Co	Cobalto	4.92	4.92	1×10^{-2}	3.00	-8.0
28	Ni	Niquel	6.25	6.25	1×10^{-2}	4.26	4.26
29	Cu	Cobre	4.21	4.27	0.1	3.18	-8.0
30	Zn	Zinc	4.60	4.66	0.25	4.30	-8.0

Tabla 5.1: Abundancias de los 30 elementos más ligeros utilizadas por CLOUDY c08.00. En la cuarta columna de esta tabla se encuentran las abundancias solares actuales por número respecto al hidrógeno, en la quinta columna se encuentran aquellas abundancias que utilizaba CLOUDY en las versiones del código de 1984 a 1994. En la sexta columna se encuentran los factores de disminución que se asumen cuando se considera la formación de polvo en el gas. Estos factores se introducen automáticamente cuando se usa el comando *metals deplete* en CLOUDY. Las últimas dos columnas se encuentran las abundancias por número respecto al hidrógeno que considera CLOUDY con las opciones de *ISM* y *Planetary Nebula* respectivamente. La descripción detallada de la fuente de estas abundancias se encuentra en el manual Hazy 1.

la física detrás de CLOUDY y en el tercero se describen a detalle los archivos de salida generados por los modelos numéricos.

5.2. Modelos de fotoionización en la literatura

Hemos mencionado varias veces en este trabajo que las propiedades físicas del DIG, y en general de una región fotoionizada, influyen las líneas espectrales que emiten y las cuales dan cuenta del estado de ionización y de la temperatura del gas principalmente. Los modelos de fotoionización en una dimensión, han sido utilizados por más de dos décadas con el objetivo de reproducir y explicar las líneas en emisión del DIG (e.g. Mathis, 1986; Sokolowski & Bland-Hawthorn, 1991; Sokolowski, 1993; Domgoergen & Mathis, 1993; Hoopes & Waltherbos, 2003), sin embargo hasta el momento, ninguno de los modelos de fotoionización desarrollados ha sido completamente satisfactorio en reproducir las tendencias de los cocientes de líneas del DIG (al menos de [O I], [O II], [O III], [N II] y [S II] al mismo

tiempo). Particularmente aquellas regiones en las cuales tanto el cociente $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ como el cociente $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ crecen al aumentar la distancia al plano galáctico han presentado un problema para la interpretación física del DIG. Otra dificultad que hasta el día de hoy han encontrado varios de los modelos de fotoionización propuestos es que, al suponer regiones limitadas por densidad o materia (es decir, regiones en las que el 99% del hidrógeno está ionizado), la predicción del cociente $[\text{O I}]/\text{H}\alpha$ es completamente irreconciliable con las observaciones (demasiado alto en la frontera de las regiones consideradas debido a la recombinación y al intercambio de carga entre H^+ y O^0).

Dos casos particulares de los modelos de fotoionización en la literatura que tratan de explicar los cocientes de líneas observados en el DIG (especialmente el DIG extraplano de NGC 891) son los desarrollados por Sokolowski & Bland-Hawthorn (1991) y Sokolowski (1993). En estos modelos los autores toman en cuenta dos efectos que tienen una gran relevancia en la ionización y excitación del gas, ya que ambos producen un endurecimiento de la radiación ionizante incidente a la nube (aumento de la energía promedio de los fotones de la distribución espectral de energías). Estos dos efectos serán descritos en las siguientes páginas:

1. Contribución de fuentes estelares evolucionadas.

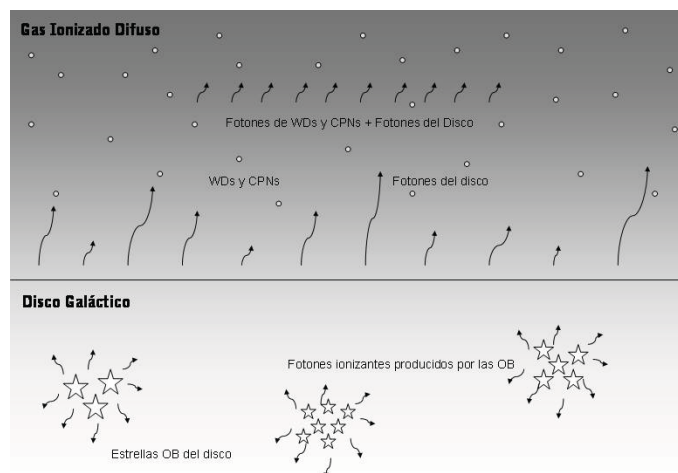


Figura 5.1: Esquema de la distribución del gas y de los campos de radiación de los modelos de Sokolowski & Bland-Hawthorn (1991).

La posibilidad de que las estrellas evolucionadas y sobre todo aquellas muy calientes ($T_{\text{eff}} \sim 50 - 200 \text{ kK}$) tengan un papel relevante en la ionización del gas de baja densidad fue propuesto por primera vez por Lyon (1975) y retomado más adelante por Reynolds (1984). Un ejemplo de este tipo de estrellas con aquellos núcleos de Nebulosas Planetarias que han barrido con buena parte de sus envoltentes pero que no se han enfriado lo suficiente como para ya no ser capaces de ionizar el gas; aquellas estrellas que han barrido por completo con sus envoltentes muchas veces tienen aún la temperatura necesaria para ionizar el gas, pero su luminosidad es sumamente

baja, por lo que su contribución pudiera ser poco apreciable. En su artículo Reynolds (1984) propone que las únicas posibles fuentes con la luminosidad suficiente como para contribuir de manera significativa a la ionización del DIG son las estrellas núcleos de Nebulosas Planetarias (CPNs) (ver la Tabla 1.1 en la página 20), sin embargo el primer y único trabajo en el que se presentan modelos de fotoionización que combinen los efectos de la radiación de las estrellas jóvenes y calientes (OB) con aquellos de la radiación de las estrellas evolucionadas (a partir de este momento las llamaremos en general WD por las siglas en inglés de White Dwarf), es el publicado por Sokolowski & Bland-Hawthorn en 1991 (en adelante SB91).

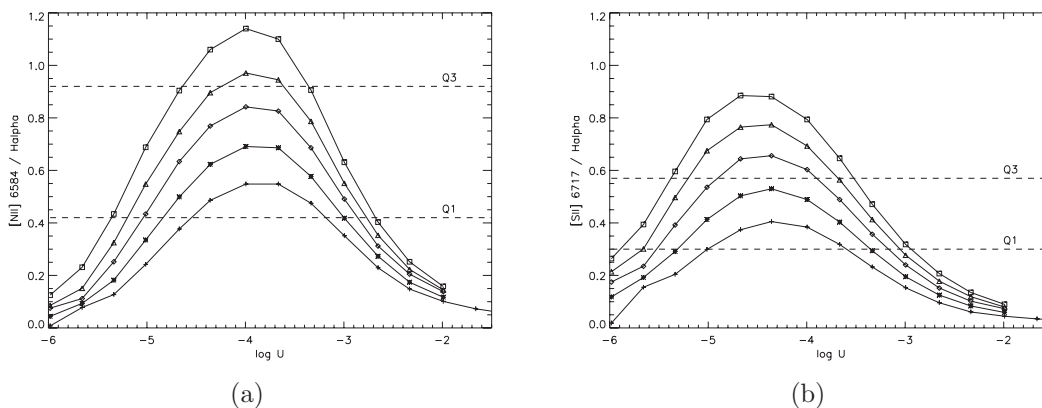


Figura 5.2: Modelos de fotoionización desarrollados por Sokolowski & Bland-Hawthorn (1991) en los que se combinan los fotones ionizantes provenientes de estrellas jóvenes y estrellas evolucionadas (WD). Los paneles (a) y (b) muestran los comportamientos de los cocientes de líneas de $[NII]/H\alpha$ y $[SII]/H\alpha$ respectivamente como función del parámetro de ionización U . La línea con sumas en ambos paneles representa a aquellos modelos en los que la contribución de los fotones de las estrellas WDs al espectro ionizante es del 0%, las líneas con asteriscos del 25%, con rombos del 50%, con triángulos del 75% y las líneas con cuadros del 100%. Las líneas punteadas corresponden a los cuartiles Q1 y Q3 de la distribución de datos observacionales de DIG en galaxias espirales disponibles en DIGEDA (Tabla 2.4 en la página 43).

En este trabajo, Sokolowski & Bland-Hawthorn realizaron modelos limitados por radiación utilizando el código numérico CLOUDY bajo la suposición de un gas con geometría plano-paralela con una densidad local de 1 cm^{-3} y con un factor de llenado de 0.25. La metalicidad que ellos asumen para el gas es la abundancia solar que utilizan las versiones de CLOUDY 84-94 (Anders & Grevesse, 1989).

El continuo estelar representando a las estrellas O-B del disco en los modelos de SB91, fue compuesto por una superposición de cinco atmósferas estelares (Kurucz 1979), de tal manera que representasen una función inicial de masa (IMF) de Salpeter entre 15 y $40 M_{\odot}$. Con estos modelos, cuando únicamente se tiene la contribución de estrellas calientes jóvenes, Sokolowski & Bland-Hawthorn reportan estar en el rango de las observaciones hechas hasta aquel momento del DIG en la Vía Láctea y significativamente por debajo de aquellas hechas para el DIG en

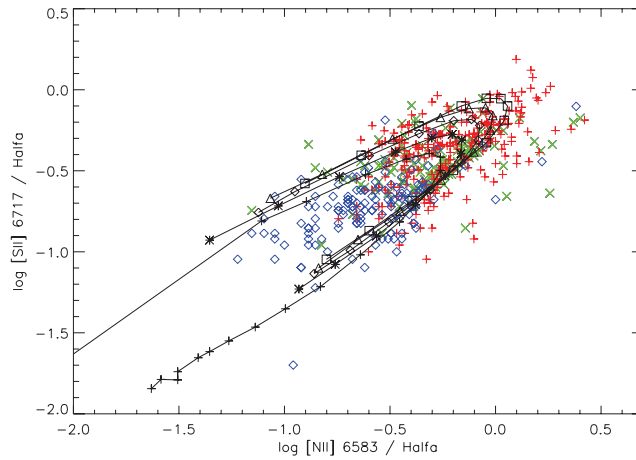


Figura 5.3: Diagrama BPT de los datos en DIGEDA con los modelos de la Fig. 5.2 donde la contribución de los fotones de las estrellas WDs es variable. El código de símbolos utilizados para los modelos es el siguiente: sumas: 0% de fotones de WDs, asteriscos: 25%, rombos: 50%, triángulos: 75% y cuadros: 100%. EL código de colores y símbolos para los datos de DIGEDA son los mismos que aquellos utilizados en la Figura 2.2 en la página 39 de este trabajo.

NGC 891, observación que los lleva a concluir que los fotones de las estrellas OB no pueden ser la única fuente de ionización del DIG en NGC 891 y que probablemente, por analogía, tampoco son la única en la capa de Reynolds (línea con sumas en la Figura 5.2 en la página anterior).

A partir de esto, Sokolowski & Bland-Hawthorn desarrollan modelos de poblaciones estelares mixtas, en los cuales existe un porcentaje de contribución al espectro ionizante por los fotones de las estrellas OB y otro porcentaje por parte de los fotones provenientes de las estrellas evolucionadas y aún calientes (WDs). Estos autores simulan la radiación de estas estrellas mediante la superposición de cinco cuerpos negros con $T_{\text{eff}} = 40, 80, 120, 160$ y 200 kK de tal forma que tengan una función de luminosidad de Panagia & Terzian (1984):

$$\phi(T_{\text{eff}}) \propto T_{\text{eff}}^{-3.86} \quad (5.1)$$

Debido a que la distribución de estrellas OB en las galaxias espirales tiene una escala de altura muy pequeña comparada a la escala de altura de las estrellas WDs, SB91 proponen en este artículo que los fotones provenientes de estas fuentes van a tener una contribución mayor, respecto a los de las estrellas OB, conforme la distancia al plano $|z|$ aumente, de tal forma que el 100% de los fotones ionizantes a $|z| \sim 1$ kpc provenga de los WDs.

Estos modelos se encuentran graficados en la Figura 5.2 en la página anterior. En esta figura, tanto el panel (a) como el (b) muestran cinco modelos de contribución variable de fotones provenientes de WDs (sumas: 0%, asteriscos: 25%, rombos: 50%, triángulos: 75% y cuadros:

100 %). En estas gráficas hemos superpuesto los valores de los cuartiles Q_1 y Q_3 de la distribución de las observaciones del DIG en galaxias espirales disponibles en DIGEDA (Tabla 2.4), con lo cual es evidente el rango de modelos que reproducen las observaciones.

En este artículo la conclusión de los autores es que los modelos de fotoionización con flujos compuestos por estrellas OB/WD son capaces de reproducir los rangos de valores observados de los cocientes [N II] y [S II] respecto a $H\alpha$ tanto en NGC 891 como en la Vía Láctea. Sin embargo en el momento en el que se hicieron estos modelos no existían observaciones espectroscópicas detalladas que permitieran hacer una comparación completa de las predicciones de los modelos con las características observacionales del DIG. Entre otras cosas, hacían falta observaciones de las líneas espectrales de oxígeno quizá por ello éstas no fueron publicadas en el artículo lo que hace imposible realizar una comparación completa de estos modelos con las estadísticas que permite DIGEDA.

Por completés en la Figura 5.3 en la página anterior hemos superpuesto los modelos publicados por SB91 en el diagrama de diagnóstico correspondiente con los datos de DIGEDA (bajo el mismo código de colores y símbolos que en la Figura 2.2 en la página 39). En esta gráfica es notable que los modelos de SB91 tienen un excelente acuerdo con los datos observacionales del DIG al menos en dos líneas. Desafortunadamente tomar en consideración tan pocas líneas permite que una gran variedad de modelos sean capaces de reproducir las observaciones, muchos de éstos físicamente imposibles o incapaces de reproducir otras líneas que hasta ahora no se han observado.

2. La absorción de fotones de las estrellas jóvenes.

En este caso Sokolowski (1993) (S93 en adelante) presenta modelos en los que toma en cuenta al mismo tiempo dos efectos sobre el campo de radiación ionizante del gas: por un lado el cambio que sufre el flujo ionizante de una fuente al transmitirse a través de un gas (aumento de la energía promedio de los fotones); y por otro lado el efecto que tiene la disminución en la cantidad de metales que contiene el gas que absorbe por la creación de partículas de polvo sobre la emisión de los cocientes de líneas. Los modelos fueron realizados bajo la suposición de regiones limitadas por radiación, al igual que los de 1991, con el código numérico CLOUDY con un factor de llenado de 0.1, con abundancias solares (modelos de partida) de la versión de CLOUDY de 1993 y con geometría plano-paralela. El campo de radiación ionizante de las estrellas OB, fue simulado de la misma manera que en el caso de los modelos de SB91. Los modelos de partida, e.d. aquellos sin tomar en cuenta la absorción que sufren los fotones al transmitirse se muestran en el panel (a) de la Figura 5.5 en la página 105, mientras que aquellos modelos en los que Sokolowski absorbe el 66 % de los fotones ionizantes del campo de radiación (en este caso el disco galáctico) y que consideran que el DIG tiene una abundancia de metales disminuida por

formación de polvo se muestran en el panel (b) de la misma figura. El efecto de endurecimiento del campo de radiación ionizante que se produce por la absorción de los fotones se puede ver en la Figura 5.6 en la página 106, en donde se puede observar la disminución apreciable en la cantidad de fotones disponibles a 1 Ry (13.6 eV). El efecto de tomar en cuenta esta absorción sobre el comportamiento de los cocientes de líneas es bastante notorio (panel (b) de la Fig. 5.5 en la página siguiente), ya que la energía promedio de los fotones ionizantes del campo de radiación aumenta de ~ 21 eV a ~ 26 eV.

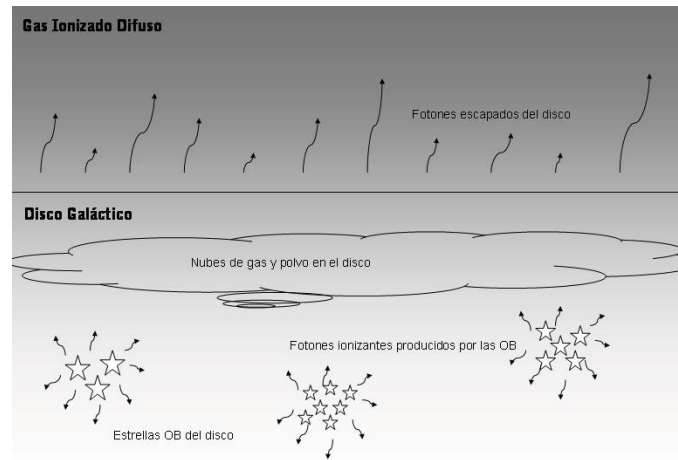


Figura 5.4: Esquema de la distribución del gas y del campo de radiación en los modelos de Sokolowski (1993).

En el panel (b) de la Fig. 5.5 en la página siguiente es claro que los cocientes de líneas son mucho más altos bajo el efecto de absorción de la radiación ionizante que aquellas producidas por un campo de radiación sin absorber y por lo tanto Sokolowski concluye que el acuerdo entre las predicciones de los modelos y las observaciones disponibles hasta ese momento es excelente. Sin embargo, estos modelos tienen el mismo problema que aquellos de SB91: no se presentan los comportamientos de [O I], [O II] y de He I, sino únicamente los rangos de éstos y por lo tanto es imposible hacer la comparación completa de los modelos con las observaciones actuales.

Por otro lado, también en el panel (b) de la Fig. 5.5 en la página siguiente, hemos superpuesto con líneas punteadas los modelos limitados por radiación *no publicados* de Sokolowski en 1994. Estos modelos fueron citados por primera vez por Rand (1998) para comparar las predicciones de los cocientes de líneas de los modelos de fotoionización y de modelos combinados de capa de mezcla turbulenta con las observaciones espectroscópicas del eDIG en NGC 891. Aún cuando los modelos son similares a aquellos publicados por el mismo S93, los resultados parecen ser un poco diferentes.

Para poder ver claramente la diferencia entre las predicciones de los diferentes modelos de

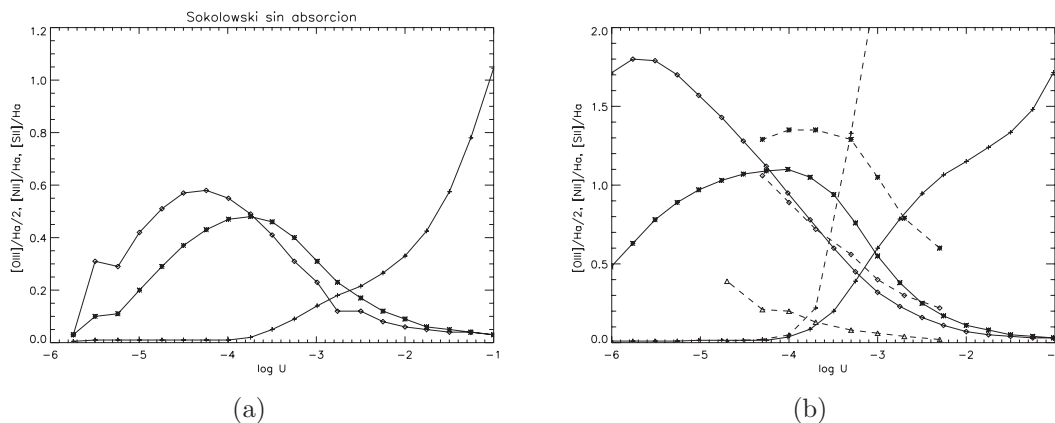


Figura 5.5: Figuras que muestran los comportamientos de los cocientes de líneas de $[O III]/2H\alpha$ (sumas), $[N II]/H\alpha$ (asteriscos) y $[S II]/H\alpha$ (rombos) con respecto al parámetro de ionización U . En líneas continuas se muestran las predicciones de los modelos publicados por Sokolowski (1993), mientras que en líneas punteadas se muestran los modelos de fotoionización *no publicados* desarrollados por Sokolowski en 1994 (modelos limitados por radiación extraídos de la Fig. 2 de Rand (1998)). en el panel (a) se muestran modelos de fotoionización simple y en el panel (b) se muestran los modelos que toman en cuenta la absorción de los fotones y la disminución en la abundancia de metales por formación de polvo.

Sokolowski, en la Figura 5.7 en la página 107 hemos graficado estos modelos en el diagrama BPT junto con las observaciones disponibles en DIGEDA. Es claro que aquellos modelos que únicamente consideran fotones provenientes de las estrellas OB del disco sin absorber (asteriscos), caen en la zona ya bien identificada de las regiones H II (el ala izquierda de la gaviota). Mientras tanto, los modelos con absorción y cambio de metalicidad (triángulos), son modelos que, en ciertos rangos de U , son capaces de reproducir algunas de las observaciones del DIG e incluso se sitúan muy cercanos al centro de la distribución de las observaciones de éste. Los modelos más cercanos al extremo de esta distribución son aquellos limitados por radiación extraídos de Rand (1998) (cuadros). En esta referencia se deja en claro que estos modelos se desarrollaron en 1994 por Sokolowski pero que no fueron publicados.

5.3. Modelos actuales de fotoionización

Los modelos desarrollados por SB91 y S93, descritos en la sección anterior, tienen grandes ventajas que ya hemos mencionado, sin embargo también existe una serie de deficiencias en ellos:

1. En primer lugar, cuando los modelos de Sokolowski fueron publicados no existían observaciones espectroscópicas del DIG fuera de nuestra galaxia, por lo tanto una comparación completa de las predicciones de los modelos con las observaciones era imposible.

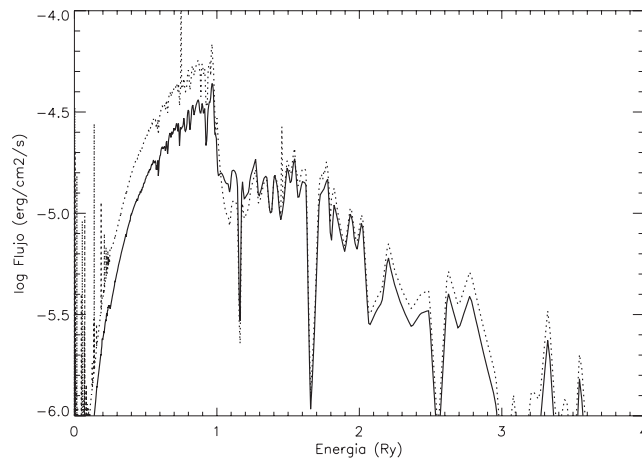


Figura 5.6: Comparación de dos continuos de modelos Stb99 de formación estelar continua de 5×10^6 años. En un caso (línea continua), el campo de radiación no ha sido absorbido por ninguna nube de gas intermedia a la fuente y al DIG, y en el otro caso (línea punteada), una nube de gas de metalicidad solar actual (CLOUDY 08) ha absorbido el 66 % de los fotones ionizantes de ese mismo continuo. Ambos continuos están normalizados de tal forma que $\log \Phi(\text{H}) = 5.5$.

2. Segundo, las predicciones de estos modelos para el comportamiento de cocientes de líneas muy importantes como [O II], [O I] y He I (todos ellos respecto a $\text{H}\alpha$) no fueron publicados, quizá en gran parte motivados por la falta de observaciones, las cuales hoy se encuentran disponibles para un número considerable de galaxias y por lo tanto requieren de modelos que predigan un valor para éstas.
3. Tercero, de la publicación de estos modelos a la actualidad han pasado más de 15 años en los cuales la información de la física atómica utilizada para generar los modelos numéricos ha cambiado. Aunado a ello, las abundancias aceptadas para el ISM también han sido ajustadas y los modelos de atmósferas estelares son modelos más precisos que permiten un mayor acercamiento a la realidad.
4. Cuarto, hemos encontrado que falta claridad en la publicación de los parámetros adoptados para la realización de estos modelos de fotoionización, lo cual nos ha dado como resultado el no poder reproducir los resultados obtenidos y publicados en SB91 y S93.

Estas cuatro razones hacen primordial la necesidad de contar con nuevos modelos de fotoionización que exploren las dos hipótesis planteadas en los modelos de Sokolowski: 1) El aumento de la energía promedio de los fotones en la SED por absorción y 2) La contribución de los WDs al campo de radiación ionizante. Para ello, en primer lugar hemos desarrollado una serie de modelos que tratan de reproducir los modelos de fotoionización ya publicados y que se han descrito en la Sec. 5.2. Estos modelos serán tomados como punto de partida para nuevos modelos que, entre otras cosas, tomen en

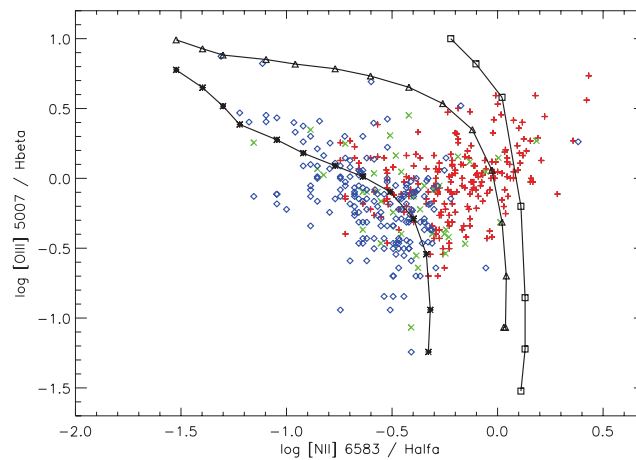


Figura 5.7: Figura de las predicciones de los cocientes $[N II]/H\alpha$ y $[O III]/H\beta$ como función del parámetro de ionización U de los modelos de fotoionización limitados por radiación de Sokolowski sobre los datos de DIGEDA. La línea con asteriscos representa a aquellos modelos de S93 en los que la radiación no ha sido absorbida (panel (a) de la Fig. 1 de S93). Con una línea y triángulos se representan los modelos de S93 en los que se absorbe el 66 % de los fotones ionizantes y se disminuye la metalicidad del DIG, se representan con una línea y triángulos (panel (b) de la Fig. 1 de S93). Finalmente los modelos limitados por radiación *no publicados* de 1994 se representan con una línea y cuadros (escaneados de la Figura 8 de Rand (1998)).

cuenta al mismo tiempo los efectos de absorción y de contribución de estrellas evolucionadas en la ionización y excitación del DIG, modelos que nunca antes se habían publicado y que se describen más adelante en la Sección 5.3.3 en la página 114.

A partir de este momento, todos los modelos que presentamos mantienen constantes cuatro características importantes:

1. *Geometría plano-paralela.* Hemos supuesto este tipo de geometría para los modelos ya que la radiación principal sale del plano galáctico de manera perpendicular sin sufrir los efectos de dilución geométrica al ionizar el gas difuso del halo galáctico.
2. *Regiones limitadas por radiación.* En virtud de que el gas que estamos modelando es un gas difuso que se extiende hasta más allá de 2 kpc, cuya densidad es una función exponencial de la distancia al plano y que el campo de radiación no sufre dilución geométrica (únicamente la absorción por la diversas capas del gas), hemos considerado que aquellos modelos que suponen que quien determina la “frontera” de la región ionizada es la extensión del campo de radiación ionizante, son los modelos más adecuados para reproducir las condiciones físicas presentes en el DIG. Aunado a esto, el cociente $[O I]/H\alpha$ se emite en la frontera de ionización de este tipo de regiones (debido a que la línea $[O I]$ se emite en la zona de recombinación).

3. $\Phi(\text{H})$ constante. Zurita et al. (2000b) reportan la luminosidad en $\text{H}\alpha$ del DIG en una muestra de 6 galaxias espirales. Tomando sus números en cuenta y suponiendo que el DIG se encuentra en equilibrio de ionización (número de recombinaciones = número de ionizaciones), en este trabajo hemos supuesto que $\Phi(\text{H}) = 3.2 \times 10^5$ fotones/s/cm², es un número representativo y físicamente viable para el número de fotones que llegan al DIG. Por lo tanto, en los siguientes modelos hemos considerado siempre un valor constante de $\log \Phi(\text{H}) = 5.5$.
4. *Variaciones en el parámetro de ionización.* Debido a que hemos considerado en todos los modelos un $\Phi(\text{H}) = \text{cte.}$, las variaciones en el parámetro de ionización U , las hemos introducido haciendo una variación de la densidad electrónica del gas. Esta suposición es físicamente justificable ya que en varios trabajos (e.g. Dettmar & Allen, 1993; Berkhuijsen & Müller, 2008; Gaensler et al., 2008) se ha encontrado que la densidad electrónica del eDIG va disminuyendo de manera exponencial con la distancia al plano galáctico.

5.3.1. Modelos con absorción del campo de radiación proveniente del disco

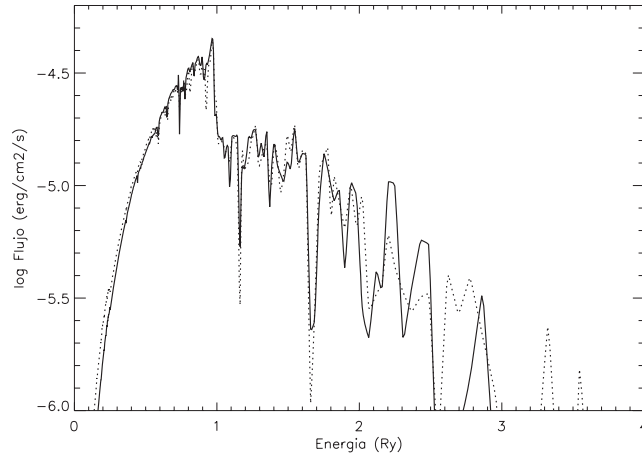


Figura 5.8: Comparación de dos continuos emitidos como resultado de modelos Stb 99 de: un brote de formación estelar de 15 a 40 M_{\odot} de edad cero (línea continua) y una formación estelar continua de 10 a 120 M_{\odot} de 5×10^6 años de edad (línea punteada). Ambos modelos han sido normalizados de tal forma que $\log \Phi(\text{H}) = 5.5$.

Siguiendo los pasos publicados en S93, en este trabajo realizamos una serie de modelos que, en primer lugar, tratan de reproducir los modelos ya publicados. Sin embargo estos modelos, aunque tratan de ser muy similares, no son estrictamente iguales ya que hay cambios en:

1. *Atmósferas estelares.* Los modelos de Sokolowski fueron realizados utilizando una combinación de modelos de atmósferas de Kurucz de 15 a 40 M_{\odot} (para simular el campo de radiación proveniente

del disco galáctico), mientras que en este trabajo utilizamos modelos completos desarrollados con Starburst99¹ de formación continua con:

- a) 15 a 40 M_{\odot} de edad cero, y
- b) 10 a 120 M_{\odot} de 5×10^6 años.

En la Figura 5.8 en la página anterior se muestra la diferencia que hay entre el continuo del modelo (a) (línea continua en la figura) y el continuo del modelo (b) (línea punteada). En esta figura es evidente que entre 0 y 2.5 Ry la diferencia entre ellos es poco apreciable. Esto se debe a que si observamos una región con un brote de formación estelar después de 5×10^6 años de que éste ocurrió, todas las estrellas con $M > 40 M_{\odot}$ ya han evolucionado saliendo de la secuencia principal, por lo tanto los continuos generados en un brote de 15 a 40 M_{\odot} de edad cero y en una formación continua de 10 a 120 M_{\odot} de 5×10^6 años son completamente equivalentes.

2. *Física detrás del código.* La versión de CLOUDY c08.00 utilizada en este trabajo es diferente a aquella utilizada por Sokolowski en la década de los 90's y contiene los cambios en los parámetros de la física atómica que se han dado con forme las investigaciones en este campo han ido evolucionando.

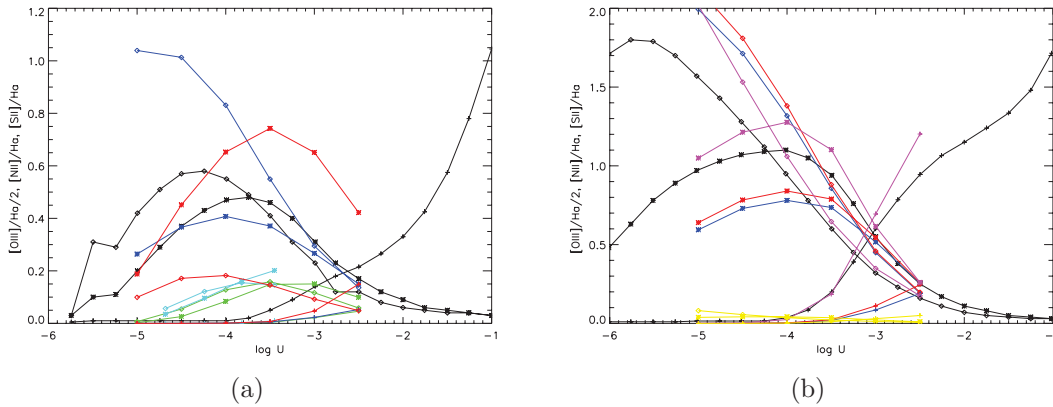


Figura 5.9: Modelos de fotoionización limitados por radiación desarrollados con CLOUDY c08.00 bajo la suposición de una geometría plano-paralela. En el panel (a) se muestra la predicción de los cocientes de líneas del modelo en el que el total de fotones ionizantes emitidos por la fuente llegan al gas para ionizarlo, mientras que en el panel (b) un porcentaje de los fotones ionizantes ha sido absorbido por una nube de gas previamente y el DIG tiene una disminución en la abundancia de metales por formación de polvo. El resumen del código de colores y los principales parámetros de los modelos se encuentra en la Tabla 5.2 en la página 111.

La Figura 5.9 muestra los comportamientos de los cocientes de líneas [S II] (rombos), [N II] (asteriscos) y [O III] (sumas) respecto a $H\alpha$ de varios modelos de fotoionización. En el panel (a) las líneas

¹Software dedicado al modelaje de las propiedades físicas, en particular el espectro, de aquellas galaxias con formación estelar. <http://www.stsci.edu/science/starburst99/>

negras muestran los modelos publicados en S93, mientras que las líneas verdes muestran modelos con parámetros muy cercanos a éstos (no iguales por el tipo de atmósferas y a la física atómica utilizadas en los modelos). Estos modelos de comparación (verdes) fueron desarrollados utilizando un modelo Stb99 de edad cero con masas estelares entre 15 y 40 M_{\odot} y con la misma metalicidad solar que tenía CLOUDY 84-94. Es claro que, aunque se han reproducido las condiciones publicadas en S93, los modelos realizados en este trabajo producen cocientes de líneas mucho más bajos que aquellos desarrollados por Sokolowski. Las curvas azules y rojas muestran modelos desarrollados con la misma distribución de energía pero esta vez utilizando una metalicidad de gas correspondiente al medio interestelar (ISM) y a una Nebulosa Planetaria respectivamente. Aunque estos modelos resultan ligeramente más cercanos a aquellos publicados en S93, tampoco son iguales. En el mismo panel de la Fig. 5.9 en la página anterior, las líneas cian muestran modelos actuales de fotoionización que, por una parte, utilizan Stb99 de formación continua de 10 a 120 M_{\odot} con una edad de 5×10^6 años y además utiliza la metalicidad solar actual.

Por otro lado, en el panel (b) de la Figura 5.9 en la página anterior se muestran los modelos de fotoionización en los cuales se considera que los fotones provenientes del disco han sido absorbidos en un cierto porcentaje por una nube de gas intermedia entre la fuente y el DIG (el cual se considera esta vez con abundancia de metales disminuida por formación de polvo). Mientras que en negro se muestran una vez más los modelos publicados en S93, las líneas con diferentes colores muestran modelos desarrollados en este trabajo para diferentes profundidades ópticas (τ) de los fotones ionizantes de la fuente (azul: $\tau = 1.079$, rojo: $\tau = 1.772$, magenta: $\tau = 12.024$, amarillo: $\tau = 58.884$). En esta figura es claro que aunque en S93 se pretende que haya una absorción del 66% de los fotones ($\tau = 1.079$), el modelo más cercano a los modelos publicados, es aquel que considera una absorción del 99.9994% de los fotones ($\tau = 12.024$). La discusión de una posible explicación a este comportamiento se encuentra más adelante en la Sec. 5.4 en la página 122.

Aun cuando el panel (b) de la Fig. 5.9 en la página anterior es reproducible (aunque no de manera idéntica quizá por el cambio en los parámetros de la información de la física atómica entre las dos versiones de CLOUDY), el modelo de partida, es decir el panel (a) de la misma figura, no es el mismo que en el caso de S93. Por lo tanto, no tenemos certeza respecto a cómo se realizaron estos modelos publicados por Sokolowski (1993).

Un resumen de los parámetros más representativos de los modelos utilizados en la Fig. 5.9 en la página anterior se encuentran en la Tabla 5.2 en la página siguiente.

5.3.2. Modelos con contribución de estrellas evolucionadas (WDs)

Estos modelos fueron realizados suponiendo una vez más un $\Phi(H)$ total constante y suponiendo una función de masa y de temperatura de las estrellas evolucionadas constante. Ésto siguiendo la función de luminosidad de las estrellas WDs propuesta por Panagia & Terzian (1984) para estrellas

Fig.5.9	Modelo	SED	Edad	Disk_Abun	τ	DIG_Abun
a	Negro	Comb de Atm de Kurukz	-	CLOUDY 84	0.0	CLOUDY 84
	Verde	Stb99 15 a 40 M_{\odot}	cero	CLOUDY 84	0.0	CLOUDY 84
	Azul	Stb99 15 a 40 M_{\odot}	cero	CLOUDY ISM	0.0	CLOUDY ISM
	Rojo	Stb99 15 a 40 M_{\odot}	cero	C Planetary Nebula	0.0	C Planetary Nebula
	Cyan	Stb99 10 a 120 M_{\odot}	5×10^6 años	CLOUDY 08	0.0	CLOUDY 08
b	Negro	Comb de Atm de Kurukz	-	CLOUDY 84	0.0	Disminu polvo
	Azul	Stb99 15 a 40 M_{\odot}	cero	CLOUDY 84	1.079	Disminu polvo
	Rojo	Stb99 15 a 40 M_{\odot}	cero	CLOUDY 84	1.77	Disminu polvo
	Magenta	Stb99 15 a 40 M_{\odot}	cero	CLOUDY 84	12.023	Disminu polvo
	Amarillo	Stb99 15 a 40 M_{\odot}	cero	CLOUDY 84	58.884	Disminu polvo

Tabla 5.2: Tabla en la que se resumen los modelos presentados en los páneles (a) y (b) de la Figura 5.9. ‘‘Comb de Atm’’ se refiere a la combinaci3n de modelos de atm3sferas estelares utilizadas por Sokolowski, ‘‘CLOUDY 84’’ se refiere a las abundancias solares utilizadas en las versiones 84-94 de CLOUDY. ‘‘CLOUDY ISM’’ y ‘‘C Planetary Nebula’’ se refiere a los grupos de abundancias descritos en Hazy1 (manual de CLOUDY) para las fases tibias y calientes del medio interestelar. ‘‘CLOUDY 08’’ refiere a las abundancias solares que utiliza actualmente el c3digo num3rico y ‘‘Disminu polvo’’ refiere a una disminuci3n en la abundancia de los metales por formaci3n de polvo (columna 6 de la Tabla 5.1 en la página 99).

con masas iniciales entre 0.8 y 7.0 M_{\odot} , en donde:

$$\phi(M, L) \frac{dL}{dT} \propto M^{-2.5} L^{-12/7} dM dL \quad (5.2)$$

Si consideramos la luminosidad de las WD’s seg3n lo propuesto por Salpeter & Hamada (1951):

$$L \propto M^{-0.63} T_{\text{eff}}^4 \quad (5.3)$$

substituyendo dL/dT de 3sta en la Ecu. 5.2, tenemos que:

$$\Phi(L) \propto T_{\text{eff}}^{-27/7} \quad (5.4)$$

Pero, por otro lado:

$$L \propto T_{\text{eff}}^4 \quad (5.5)$$

Por lo tanto, la funci3n de luminosidad de las estrellas evolucionadas como funci3n de la temperatura resulta ser casi constante, lo cual facilita mucho los cálculos. Es importante tomar en cuenta que para temperaturas mayores a 150 kK esta funci3n de luminosidad no se comporta de manera constante debido a que, para una masa dada, hay un límite en la temperatura y en la luminosidad que pueden alcanzar las estrellas y son s3lo las estrellas de alta masa las que pueden llegar a temperaturas de 150 kK y su tiempo de evoluci3n es mucho más corto por lo que la contribuci3n puede bajar drásticamente. Los efectos de este hecho serán motivo de un estudio futuro.

En los páneles (a) y (b) de la Figura 5.10 en la página siguiente se muestran los resultados de los modelos con geometría plano-paralela y limitados por radiaci3n en los cuales se combina el espectro ionizante producido por las estrellas OB que sale del disco galáctico (simulado con un modelos Stb99), con un porcentaje variable de contribuci3n de cinco espectros de estrellas evolucionadas que representan a las estrellas WDs del disco grueso y halo galácticos. En el caso de las líneas punteadas estas

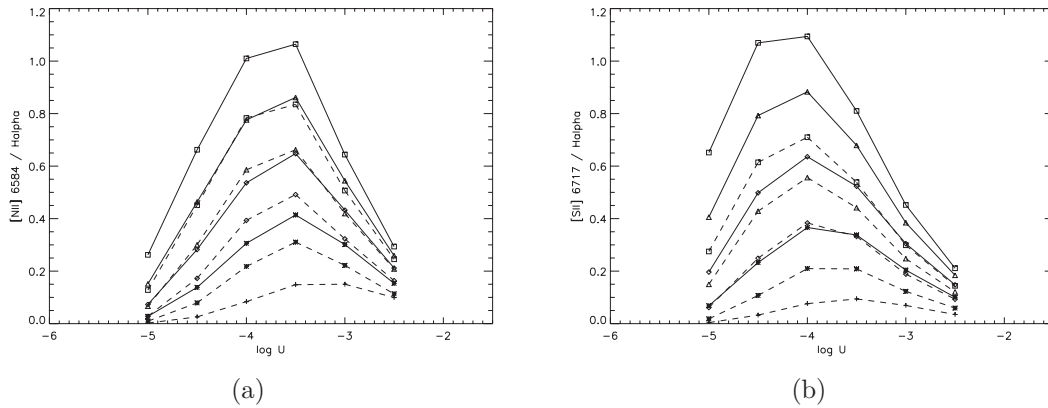


Figura 5.10: Modelos con geometría plano-paralela y limitados por radiación en los cuales se combina el espectro ionizante producido por las estrellas OB que sale del disco galáctico (simulado con un modelo de Stb99), con un porcentaje variable de contribución de cinco espectros de estrellas evolucionadas. Las líneas punteadas representan modelos en los que estas estrellas fueron modeladas utilizando cinco cuerpos negros ($T_{\text{eff}} = 40, 80, 120, 160$ y 200 kK). Las líneas continuas representan aquellos modelos en los cuales estas estrellas fueron simuladas utilizando cinco modelos de atmósferas estelares de Rauch (1997) ($T_{\text{eff}} = 50, 80, 120, 160$ y 190 kK). Las sumas representan modelos con 0% de fotones provenientes de estrellas WDs, los asteriscos con 25%, los rombos con 50%, los triángulos con 75% y los cuadros con el 100% de fotones de WDs.

estrellas fueron modeladas siguiendo los pasos de SB91: utilizando cinco cuerpos negros ($T_{\text{eff}} = 40, 80, 120, 160$ y 200 kK), mientras que las líneas continuas representan aquellos modelos en los cuales las estrellas WDs fueron simuladas utilizando cinco modelos de atmósferas estelares de Rauch ($T_{\text{eff}} = 50, 80, 120, 160$ y 190 kK). En ambos paneles de la Fig. 5.10 cada curva representa un modelo con diferente proporción de fotones de las WDs con respecto a los de las estrellas OB (sumas: 0%, asteriscos: 25%, rombos: 50%, triángulos: 75% y cuadros: 100%).

Si comparamos los cocientes de la Fig. 5.10 con aquellos de la Fig. 5.2 en la página 101 es notorio que el rango en el que se encuentran los modelos publicados en SB91 y los desarrollados en este trabajo tratando de reproducir sus condiciones (líneas punteadas) son completamente diferentes. Si en vez de usar cuerpos negros para simular las estrellas WDs (como se hizo en SB91) se usan modelos de atmósferas estelares (líneas sólidas) los rangos obtenidos se parecen un poco más a los publicados, sin embargo aunque la forma de las curvas es muy similar, el máximo de $[NII]/H\alpha$ de los modelos de SB91 se tiene para $U = 1 \times 10^{-4}$ mientras que en nuestro caso éste se encuentra un poco desplazado (alrededor de $U = 3 \times 10^{-4}$). Al igual que en el caso de los modelos de la Sec. 5.3.1 (S93), los resultados de los modelos de SB91 son reproducibles hasta cierto punto pero bajo *condiciones diferentes* a las publicadas en ambos artículos.

Por completés en la Figura 5.11 en la página siguiente se muestran los modelos compuestos de Stb99 de 15 a $40 M_{\odot}$ de edad cero, con las cinco atmósferas estelares de Rauch (modelos con líneas punteadas de la Fig. 5.10), superpuestos en las observaciones de DIGEDA. En esta figura el código

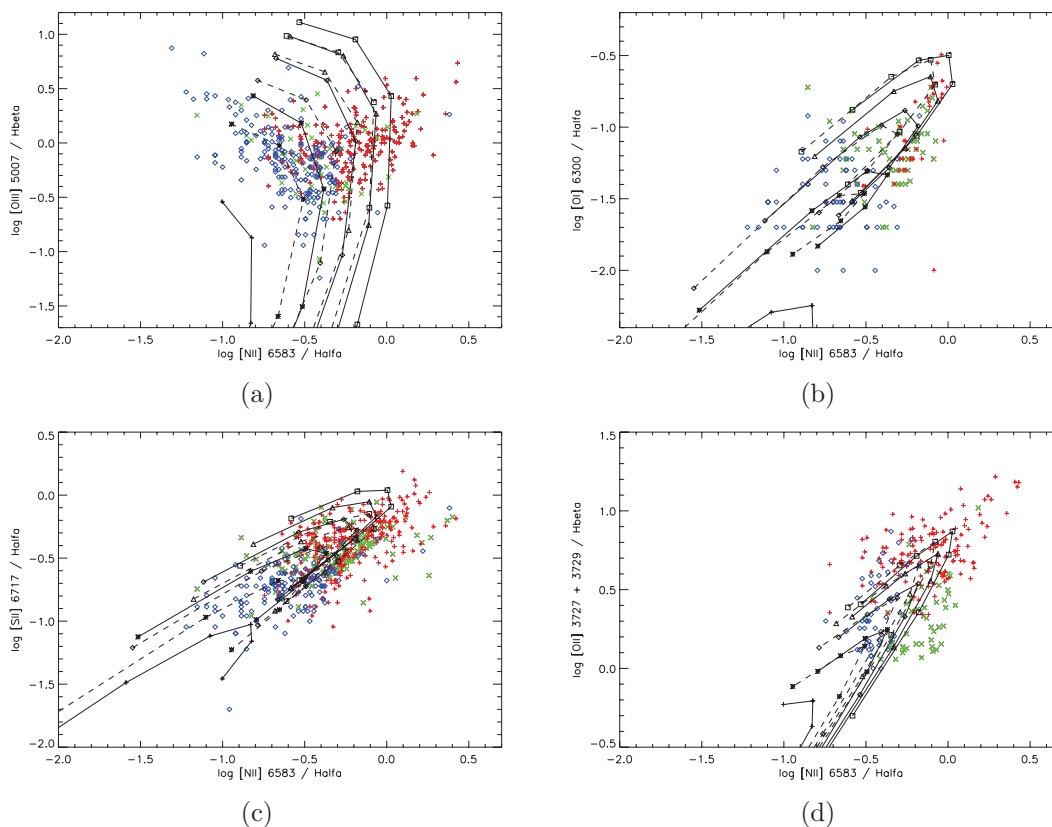


Figura 5.11: Modelos de la Fig. 5.10 (en los que se toma en cuenta la contribución de los fotones duros provenientes de las estrellas WDs) graficados sobre los datos de DIGEDA. En estos modelos no hay absorción de ningún tipo por el gas, la metalicidad de éste es solar y los espectros se han combinado haciendo uso de un modelo Stb99 (ver texto) y una combinación de modelos de atmósferas de Rauch (1997) de 50, 80, 120, 160 y 190 kK de contribución variable al total de fotones ionizantes (sumas: 0%, asteriscos: 25%, rombos: 50%, triángulos: 75% y cuadros: 100%). El código de colores y símbolos para los datos de DIGEDA es el mismo que en la Figura 2.2 en la página 39.

de símbolos para los modelos es el mismo que en la Fig. 5.10 en la página anterior, mientras que para los datos en DIGEDA es el mismo que en la Fig. 2.2 en la página 39. En estas gráficas en cada una de las curvas el parámetro de ionización varía de 1×10^{-5} a 3×10^{-3} . Es claro que aquellos modelos con más del $\sim 50\%$ de fotones provenientes de estrellas WDs, en un cierto rango de U , son capaces de reproducir una parte de las observaciones del DIG en galaxias espirales. Es importante tomar en cuenta que aquellos modelos que se han realizado con cuerpos negros (líneas punteadas en la Fig.5.11), tal como se indica en el artículo de SB91, son poco exitosos en la reproducción de la distribución de datos observacionales del DIG.

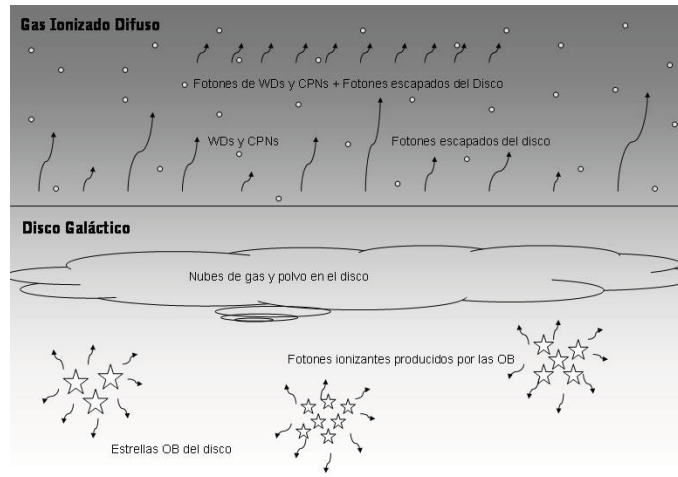


Figura 5.12: Esquema de los modelos de fotoionización combinados propuestos en este trabajo. En este escenario los fotones producidos en las regiones de formación estelar son absorbidos, en un cierto porcentaje, por el medio que rodea a las regiones H II y que permea los discos galácticos. Aquellos fotones que escapan de este medio suben al halo combinándose con los fotones producidos por las estrellas WDs (en porcentaje variable dependiendo de la altura al plano galáctico). Finalmente esta radiación combinada ioniza al gas difuso que se encuentra a $|z| \sim 1 - 2$ kpc del plano.

5.3.3. Modelos combinados

Hemos visto que, tanto la absorción de cierto porcentaje de fotones ionizantes de la fuente (Sec. 5.3.1) como la inclusión de estrellas muy calientes evolucionadas (Sec. 5.3.2), tienen un efecto de aparente calentamiento del espectro ionizante (aumento de la energía promedio de los fotones ionizantes). Este efecto es justamente el requerido para la reproducción de los datos observacionales del DIG (aumento de [N II] y [O III] al mismo tiempo), sin embargo tomando cada uno de estos efectos por separado, para reproducir los cocientes de líneas observados en el DIG, es necesario que:

1. Se absorba más del 99.9% de los fotones ionizantes producidos por las estrellas OB (argumento físicamente inviable por la cantidad de fotones que escapan del plano de una galaxia y por el flujo absoluto de $H\beta$ del DIG), o bien
2. Se requeriría que, por un lado no escaparan fotones ionizantes del disco, y que por el otro, a lo largo del eje z (perpendicular al plano de la galaxia) la temperatura de las estrellas WD fuera aumentando con la distancia al plano para así poder reproducir las tendencias de las observaciones (aumento de [O III], [N II], [S II] con la distancia al plano). Esto es físicamente inviable ya que significaría que conforme nos alejamos del plano de la galaxia, las estrellas WD son cada vez menos evolucionadas (e.d. más calientes), y sabemos que la población estelar del halo es mucho más antigua que aquella del disco grueso y ésta a su vez que aquella del disco delgado (donde se encuentran confinadas las regiones de formación estelar).

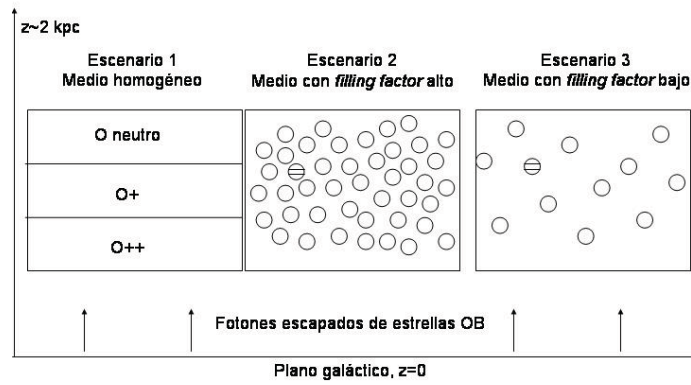


Figura 5.13: Descripción gráfica de los tres posibles escenarios de la distribución del eDIG. En el primer escenario se considera un gas de distribución continua. En el segundo escenario se considera un gas con una distribución en grumos, pero estos llenan una buena parte del espacio. El tercer escenario se considera también una distribución del gas en grumos, pero en este caso el factor de llenado, o el espacio que éstos ocupan es mucho menor que en el escenario dos.

Es por ello que en este trabajo hemos considerado un esquema del halo de la galaxia como el que se muestra en la Figura 5.12 en la página anterior. En esta distribución el espectro ionizante proveniente de las estrellas OB es absorbido por una capa de gas y polvo que se encuentra en el mismo disco galáctico. Posteriormente se mezcla con la radiación proveniente de las estrellas evolucionadas y calientes (WD) para que ésta combinación de espectros sean los que finalmente ionicen al gas del eDIG. La proporción en porcentaje de fotones con los que contribuye cada una de las fuentes irá variando con la distancia al plano de la galaxia (disminuyendo la de las estrellas OB y aumentando la de las WD), de tal forma que $\Phi(H)$ se mantenga constante.

En cuanto a la distribución del gas ionizado difuso en el halo, hemos considerado tres posibles casos, los cuales se muestran de manera esquemática en la Figura 5.13. En el primer escenario, si se considera un gas de distribución continua, la estructura de ionización del gas que se espera es la misma que se encuentra típicamente en una nube fotoionizada por una estrella central, es decir, la emisión de [O III] seguida espacialmente de aquella de [O II] y ésta a su vez de la de [O I]. En el eDIG particularmente se encuentra un comportamiento diferente en virtud de que en cada punto del halo es posible encontrar emisión en las tres líneas en la *misma* región espacial. Por lo tanto el escenario uno es incapás de reproducir de manera natural las observaciones, es decir es necesario, *para poder reproducir el comportamiento de los cocientes de líneas observado en el eDIG*, tomar en cuenta que el gas se encuentra distribuido en condensaciones con $n_e > 0 \text{ cm}^{-3}$. En el segundo escenario consideramos que el gas se encuentra en condensaciones de densidad constante distribuidas ocupando una buena parte

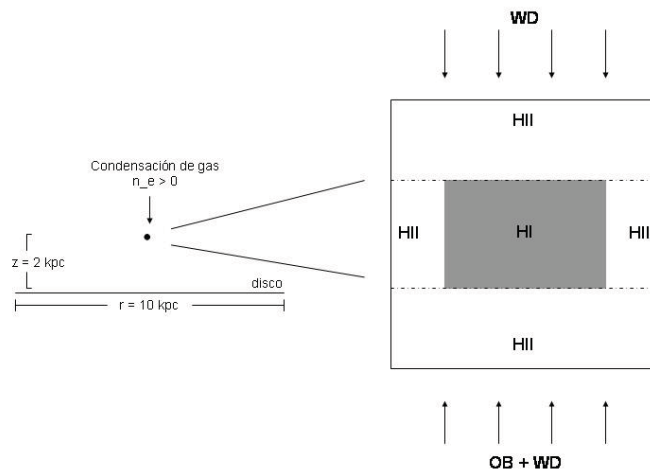


Figura 5.14: Considerando el tercer escenario descrito en la Figura 5.13, en este esquema se presenta la geometría y estructura de ionización que cada uno de estos grupos de gas presenta. Si bien es cierto que las cuatro caras deben de estar ionizadas y contempadas en los modelos, como una primera aproximación, en los modelos de este trabajo consideramos únicamente la ionización de la cara de la nube de gas que recibe de manera directa los fotones provenientes del disco galáctico.

del volumen del halo de la galaxia. En este caso, la ionización del gas no es capaz de llegar hasta las alturas en las que típicamente se observa el eDIG, por lo tanto *para poder reproducir las distancias a las que se observa el eDIG*, es necesario tomar en cuenta que los fotones tanto escapados del plano de la galaxia como producidos por las estrellas evolucionadas calientes, deben viajar grandes distancias antes de ser absorbidos. Tomando estos dos requerimientos en cuenta, hemos considerado un tercer escenario para los modelos de fotoionización de este trabajo. Este escenario consiste en considerar que el gas del eDIG se encuentra en condensaciones, cada una de densidad constante, que ocupan un volumen reducido del volumen total del halo galáctico. En este escenario la geometría y estructura de ionización que cada una de estas condensaciones presenta se muestra de manera esquemática en la Figura 5.14. Cada uno de los modelos de fotoionización en este trabajo representan a cada una de estas condensaciones de gas.

Los modelos desarrollados son modelos limitados por radiación con geometría plano-paralela en los que suponemos que los fotones ionizantes que se producen en el disco de la galaxia (por las estrellas OB y simulados mediante un modelo de Starburst99 de formación continua de 5×10^6 años) han sido absorbidos en un 66 % por el gas y el polvo que rodea a las regiones de formación estelar y que permea los discos galácticos. Al llegar a cierta altura sobre el plano de la galaxia (alrededor de 250 pc), los fotones escapados del disco se combinan con los fotones ionizantes que son producidos por las estrellas WDs ($50000 \leq T_{\text{eff}} \leq 190000$ K, simuladas mediante la combinación de cinco atmósferas de Rauch).

A partir de este escenario general hemos desarrollados tres secuencias de modelos tomando en cuenta ligeras variaciones en los efectos considerados que pueden tener un impacto en los cocientes de líneas emitidos por el DIG:

1. En el primer caso suponemos que los fotones provenientes de las estrellas WDs no han sido absorbidos, es decir, que no encuentran ningún gas en su camino entre la estrella y el gas difuso. Estos modelos se muestran con líneas continuas en la Figura 5.15 en la página siguiente. Las sumas representan aquellos modelos en los que no hay contribución alguna de los fotones provenientes de las estrellas WDs, y los cuadros representan a aquellos modelos en donde la contribución de los fotones de los WDs es del 100 % (aumentando en pesos del 25 %). En esta figura, en líneas punteadas se muestran los modelos desarrollados sin tomar en cuenta la absorción selectiva de los fotones provenientes de las estrellas OB (Sec. 5.3.2 en la página 110 y Fig. 5.11 en la página 113).
2. En segundo lugar consideramos que las estrellas WDs no se han deshecho completamente de sus envoltentes gaseosas y que por lo tanto éstas absorben un porcentaje de los fotones que las estrellas emiten. A primer orden, dependiendo del tiempo de evolución que tengan las Nebulosas Planetarias será la cantidad de gas que aún las rodea (más joven la nebulosa, mayor la cantidad de gas a su alrededor), por lo tanto, en este caso hemos considerado que en promedio los fotones producidos por las estrellas WDs están absorbidos en un 50 % (tomando en cuenta nebulosas evolucionadas y jóvenes). En este caso el endurecimiento del espectro ionizante compuesto es mayor a aquel en el que no se toma en cuenta esta absorción. Los modelos de este caso se muestran en la Figura 5.16 en la página 119 en líneas continuas y bajo el mismo código de símbolos que los modelos anteriores. Una vez más se muestra la comparación del efecto que la absorción del campo de radiación tiene sobre los cocientes de líneas emitidos por el DIG mediante la comparación con los modelos que no toman en cuenta ninguna absorción pero sí la existencia de estrellas WDs (líneas punteadas).
3. Finalmente desarrollamos modelos en los que hemos supuesto que el gas del halo de la galaxia tiene una composición química en la cual los metales se ven disminuidos por la formación de granos de polvo (Tabla 5.1 en la página 99). Estos modelos se muestran en la Figura 5.17 bajo la misma convención de símbolos y líneas que las Figs. 5.15 y 5.16. En este tipo de modelos no sólo el espectro ionizante es más caliente sino que además la cantidad de enfriadores (metales) en el gas disminuye, por lo tanto la temperatura del gas es mayor que aquella de todos los modelos anteriores. Se muestra la comparación con los modelos sin absorción pero con estrellas WDs (líneas punteadas).

En la Tabla 5.3 en la página 121, se encuentra un resumen de los parámetros utilizados en estas tres secuencias de modelos así como de los parámetros de la secuencia de comparación (modelos de la

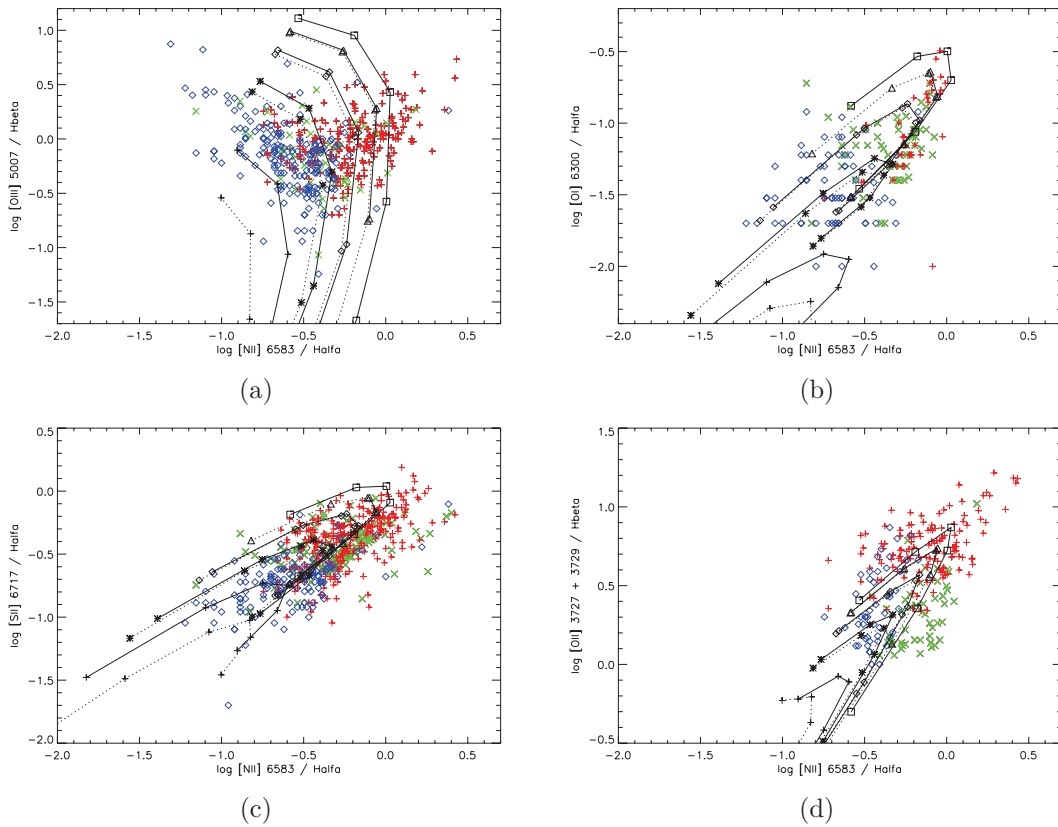


Figura 5.15: Modelos de fotoionización que combinan dos efectos sobre el gas (líneas continuas): 1) absorción del campo de radiación que sale del disco galáctico y 2) contribución a los fotones ionizantes tanto de estrellas jóvenes (OB) como de estrellas evolucionadas calientes (WDs). Estos modelos utilizan espectros de StB99 de formación continua de 5×10^6 años con metalicidad estelar solar (para el espectro integrado de las estrellas jóvenes), y de atmósferas de Rauch de 50, 80, 120, 160 y 190 kK para simular las estrellas WDs. La metalicidad del gas se considera en todo momento solar. La absorción de los fotones ionizantes de las estrellas OB es del 66 %, mientras que la contribución al espectro total de las estrellas evolucionadas es variable (sumas: 0 %, asteriscos: 25 %, rombos: 50 %, triángulos: 75 %, cuadros: 100 %). Las líneas punteadas representan a los modelos descritos en la Figura 5.11 en la página 113.

Figura 5.11 en la página 113).

Predicciones de los modelos de fotoionización

Un aspecto muy importante que queda pendiente es la predicción del cociente $\text{He I}/\text{H}\alpha$ de los modelos de fotoionización. En la Figura 5.18 en la página 121 se muestra la predicción de este cociente con respecto al porcentaje fotones ionizantes provenientes de las estrellas WDs (panel (a)) y como función del parámetro de ionización (panel (b)). En estas figuras se puede ver que la predicción más baja de dicho cociente es de $\text{He I}/\text{H}\alpha \sim 0.04$, mientras que Rand et al. (2008) reporta como límite superior a sus observaciones un cociente $\text{He I}/\text{H}\alpha \sim 0.045$. Por las razones ya mencionadas en la

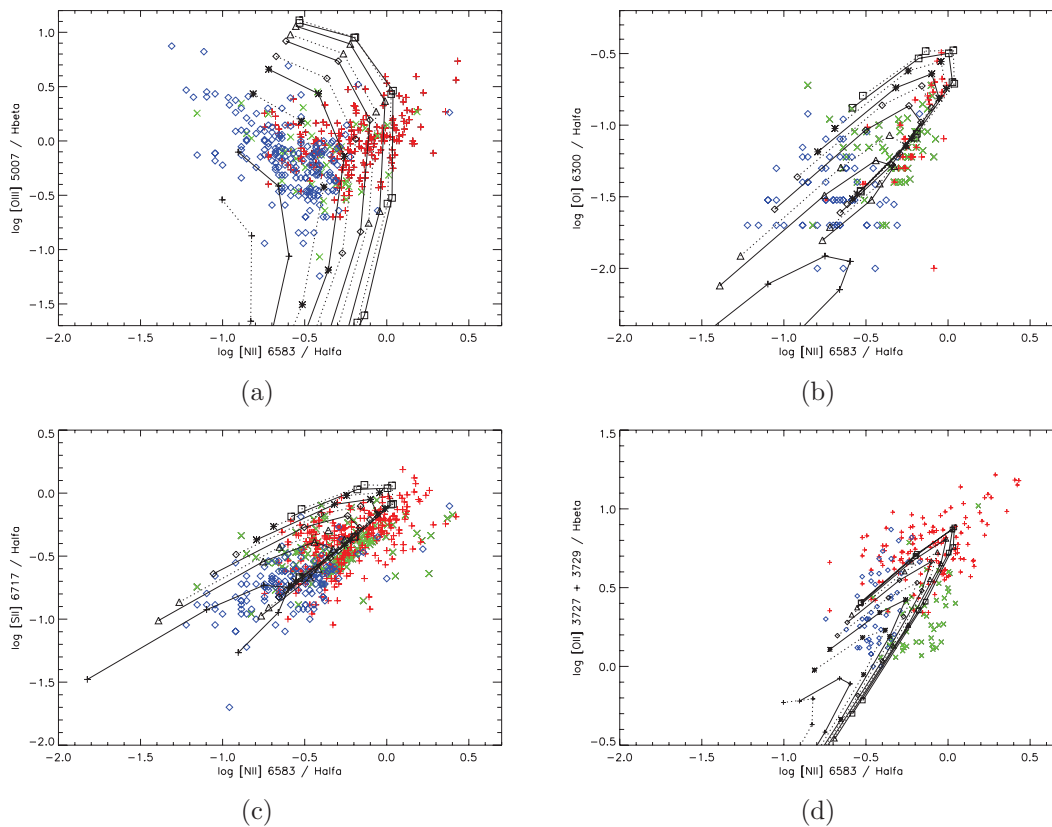


Figura 5.16: Modelos similares a los de la Figura 5.15 en la página anterior. En este caso el espectro compuesto de los WDs ha sido absorbido en un 50% de los fotones ionizantes. Las líneas punteadas representan los modelos de la Figura 5.11 en la página 113.

Sec. 4.3 las observaciones realizadas por Rand son observaciones en las que se puede tener un alto grado de confianza y en ellas sólo se reporta un límite superior debido a la dificultad que tiene He I para ser detectada. En nuestro caso, como ya hemos mencionado, existe una serie de factores que no hemos tomado en cuenta en los modelos, entre ellos, la existencia de vientos estelares o quizá una mayor absorción de los fotones provenientes de las estrellas WDs, lo cual daría como resultado una disminución de dicho cociente. Debido a que en DIGEDA no se cuenta con una muestra apreciable de observaciones de esta línea, no podemos hacer una comparación confiable de las observaciones con las predicciones de los modelos teóricos, es por ello que se hace indispensable la realización de observaciones mucho más profundas del DIG, sin embargo las diferencias entre las predicciones de los modelos y las observaciones no parecen ser irreconciliables. Por el momento sólo nos es posible decir que son poco probables aquellos modelos que predicen $\text{He I}/\text{H}\alpha > 0.06$, es decir aquellos modelos con $U < 1 \times 10^{-4}$ y un porcentaje de contribución de los fotones provenientes de los WDs $> 50\%$.

Por otro lado, en la Figura 5.19 en la página 122 se muestran las predicciones del cociente de las líneas infrarrojas $[\text{Ne III}]/[\text{Ne II}]$ de los modelos de la Fig. 5.16 bajo el mismo código de símbolos. En la

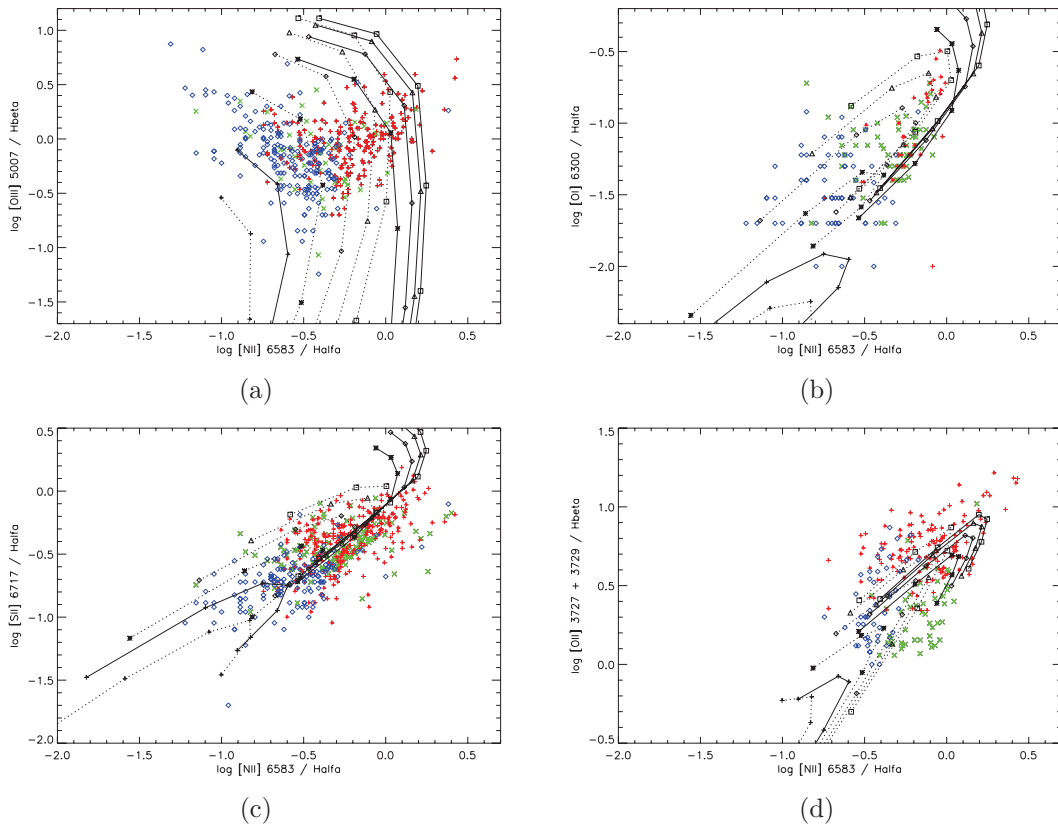


Figura 5.17: Modelos similares a los de la Fig. 5.16 en la página anterior. En este caso el espectro compuesto de los WDs está absorbido por un gas cuya metalicidad está disminuida por formación de polvo. Las líneas punteadas representan los modelos de la Fig. 5.11 en la página 113

Sec. 4.3.1 en la página 78 mencionamos que Rand et al. (2008) reportaron observaciones (únicamente tres puntos) de las líneas infrarrojas de $[\text{Ne II}] 12.8 \mu\text{m}$ y $[\text{Ne III}] 15.56 \mu\text{m}$. En este artículo Rand et al. reporta 0.32 como el valor máximo del cociente $[\text{Ne III}]/[\text{Ne II}]$ en el halo y 0.13 en el disco, con una tendencia de aumento como función de la distancia al plano $|z|$. Es claro en la Fig. 5.19 en la página 122 que el rango de valores reportados por Rand et al. es reproducible con los modelos propuestos en este trabajo. Aunado a esto, la tendencia de aumento de este cociente como función de $|z|$ encuentra una explicación similar a aquella que encuentra la misma tendencia presentada por los cocientes $[\text{O III}]/\text{H}\beta$, $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ y $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$: al aumentar la distancia al plano de la galaxia el porcentaje de contribución de fotones provenientes de los WDs es mayor, por lo tanto, la temperatura promedio de los fotones del campo de radiación incidente al DIG es cada vez mayor y en consecuencia estos cocientes también lo son.

Por último, la Figura 5.20 en la página 123 muestra el comportamiento del cociente de $[\text{O III}] \lambda 5007/\lambda 4363$ (diagnóstico de temperatura electrónica, el cociente disminuye con el aumento de la temperatura) con respecto al cociente $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$. En esta gráfica, además de observar los valores

Figura	Línea	Disk Abs	Disk Meta	DIG Abs	DIG Meta
5.11	continua	0%	solar	0%	solar
5.15	continua	66%	solar	0%	solar
	punteada	0%	solar	0%	solar
5.16	continua	66%	solar	50%	solar
	punteada	0%	solar	0%	solar
5.17	continua	66%	solar	50%	disminuida
	punteada	0%	solar	0%	disminuida

Tabla 5.3: Tabla que resume las características de las cuatro series de modelos de fotoionización actuales. En cada una de las series la contribución al porcentaje total de fotones ionizantes provenientes de las estrellas WDs va desde 0% hasta 100% en pasos de 25%. En esta tabla “solar” se refiere a la metalicidad solar considerada por CLOUDY 08 y “disminuida” refiere a la metalicidad disminuida por formación de polvo considerada por CLOUDY 08 (Tabla 5.1 en la página 99). En la primera columna se encuentra el número de figura que representa dichos modelos en este trabajo. Las columnas 3 y 5 representan el porcentaje de absorción de fotones ionizantes por parte del disco (col. 3) y del DIG (col.5). En las columnas 4 y 6 se presentan la metalicidad del gas perteneciente al disco y al DIG respectivamente.

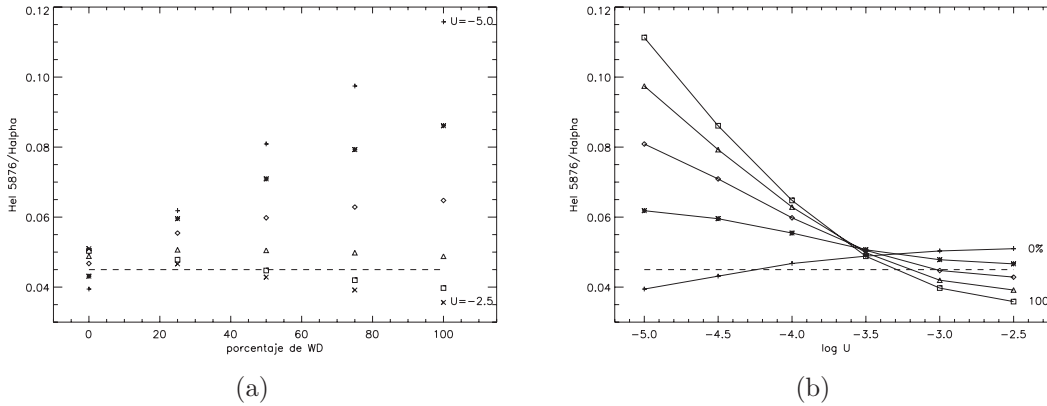


Figura 5.18: Predicciones de los modelos de fotoionización en los que se combina la absorción de la radiación de las estrellas OB en un 66% de los fotones ionizantes y una contribución variable de las estrellas evolucionadas (WDs). En el panel (a) se muestra la variación del cociente He I/H α con respecto al porcentaje de contribución de las estrellas WDs, mientras que en el panel (b) se muestra la variación del mismo cociente respecto al parámetro de ionización.

predichos por los modelos de fotoionización propuestos en este trabajo, encontramos que para un valor dado del parámetro de ionización, el aumento en el cociente [N II]/H α se da mediante el aumento en la temperatura electrónica del gas. Sin embargo existe un rango en el cual el aumento de [N II]/H α se puede dar disminuyendo la temperatura electrónica siempre y cuando el parámetro de ionización disminuya también.

Ninguno de los tres diagnósticos presentados en esta sección cuentan con un número importante de observaciones en DIGEDA por lo que no se hace una comparación estadística, sin embargo hemos graficado los valores de estos tres cocientes de líneas (He I, [Ne III]/[Ne II] y [O III] 5007/4363) ya que

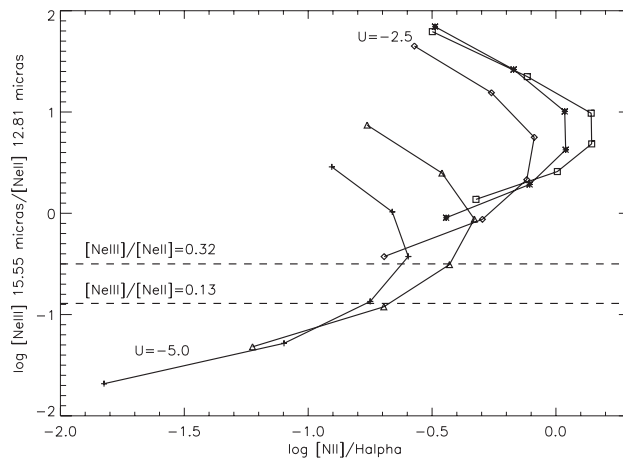


Figura 5.19: Predicciones de los modelos de fotoionización en los que se combina la absorción de la radiación de las estrellas OB en un 66 % de los fotones ionizantes y una contribución variable de las estrellas evolucionadas (WDs) que también han sido absorbidas en un 50 %. Las sumas representan modelos en los que la contribución de los fotones de los WDs es del 0 %, los asteriscos del 25 %, los rombos del 50 %, los triángulos del 75 % y los cuadros del 100 %.

los consideramos como diagnósticos muy importantes en los cuales hay que enfocar el estudio del DIG.

5.4. Discusión sobre los modelos de fotoionización

En primer lugar, la suposición de que el DIG es una región limitada por radiación, en los modelos realizados en este trabajo, además de parecer la descripción más adecuada a la distribución que el gas difuso y las fuentes de fotones ionizantes presentan en las galaxias, posee una gran ventaja sobre los modelos limitados por materia: *reproduce de manera natural la emisión de [O I] que se encuentra en el DIG*. En el caso de los modelos limitados por materia, la zona de recombinación del gas es escasa y por lo tanto la emisión de la línea [O I] λ 6300 es muy baja aunque es posible variar el resultado del cociente [O I]/H α dependiendo de la profundidad óptica que se considere para “cortar” el modelo; en el caso de los modelos limitados por radiación la extensión de la zona de recombinación es suficientemente grande como para tener una emisión de [O I] apreciable respecto a H α .

En el panel (b) de la Figura 2.2 en la página 39 es claro que ésto es justamente lo que se observa en el DIG. Sin embargo sigue existiendo la posibilidad de que las regiones fotoionizadas sean parcialmente limitadas por materia, es decir, que sean regiones en las que la frontera de ionización esté determinada por el balance que jueguen los fotones ionizantes con la materia.

Por otro lado en la Sec. 5.3.1 en la página 108 hemos concluido que los modelos desarrollados en este trabajo más cercanos a los modelos publicados por Sokolowski (1993), son aquellos con una absorción del 99.9994 % ($\tau = 12.024 \simeq 1 \times 10^{1.08}$) de los fotones ionizantes y no modelos que consideren una absorción del 66 % ($\tau = 1.079 \simeq 1 \times 10^{0.033}$) de los fotones ionizantes como se indica en S93. Esto se

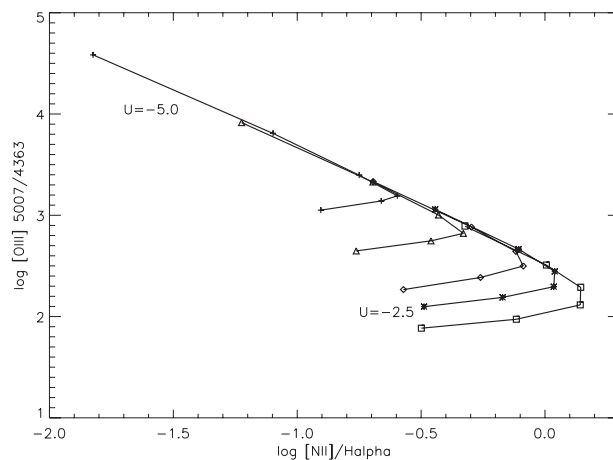


Figura 5.20: Predicciones del cociente $[O\ III] 5007/4363$ de los modelos de fotoionización en los que se combina la absorción de la radiación de las estrellas OB en un 66 % de los fotones ionizantes y una contribución variable de las estrellas evolucionadas (WDs) que también han sido absorbidas en un 50 %. Las sumas representan modelos en los que la contribución de los fotones de los WDs es del 0 %, los asteriscos del 25 %, los rombos del 50 %, los triángulos del 75 % y los cuadros del 100 %. Este cociente de $[O\ III]$ es un diagnóstico de la temperatura electrónica del gas emisor ya que este cociente disminuye con el aumento de la temperatura (Figura 5.1 de Osterbrock, 1989).

puede deber a una confusión con el logaritmo de la profundidad óptica ya que la entrada de CLOUDY “stop Lyman optical depth”, considera que el dato dado es el $\log \tau$ y no τ (es decir, si la entrada en CLOUDY es: “stop Lyman optical depth = 1.08”, el código considerará una profundidad óptica $\tau \simeq 12$). Aunque los cocientes de líneas en este caso están dentro del rango de las observaciones, este modelo que considera más del 99 % de los fotones absorbidos es físicamente inviable ya que el flujo *absoluto* de $H\beta$ es sumamente bajo.

Es importante resaltar que la absorción de los fotones producidos por las estrellas OB del disco, provee un *mecanismo natural* de aumento de la energía promedio de los fotones que llegan a ionizar y excitar el DIG (ver Fig. 5.6 en la página 106). Este efecto sobre los cocientes de líneas se ve claramente en la Figura 5.9 en la página 109 y parece ser un mecanismo importante a considerar en la emisión del DIG.

Por otro lado, la implementación del uso de modelos de atmósferas estelares en vez de cuerpos negros para las estrellas evolucionadas parece jugar un papel muy importante en la predicción de los cocientes de líneas en los modelos de fotoionización del DIG (Figura 5.10 en la página 112). Esto se debe a que el continuo producido por la combinación de cinco atmósferas estelares tiene una contribución apreciable de fotones duros ($1.5\text{ Ry} < E < 3.5$), que los cuerpos negros no tienen. En la Figura 5.21 se muestra una comparación del continuo combinado por cinco cuerpos negros (línea punteada) contra el continuo combinado por cinco modelos de atmósferas estelares (línea continua), donde se puede ver esta diferencia.

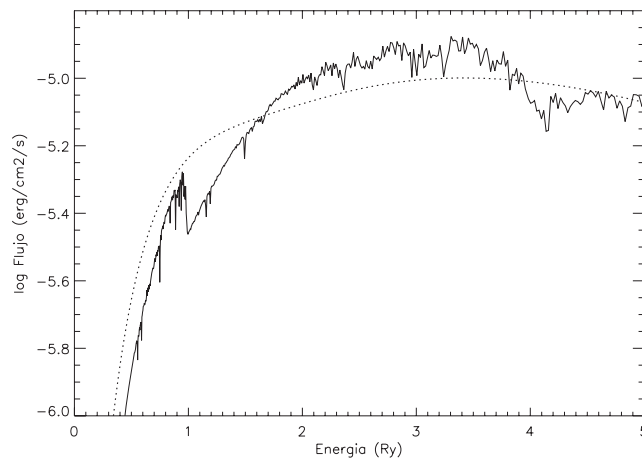


Figura 5.21: Comparación de dos continuos combinados por cinco cuerpos negros (línea punteada, $T_{\text{eff}}=40, 80, 120, 160$ y 200 kK) contra el continuo combinado de cinco modelos de atmósferas estelares (línea continua, $T_{\text{eff}}=50, 80, 120, 160$ y 190 kK).

El aumento del porcentaje de contribución de las estrellas WDs (fuente de fotones duros) con la distancia al plano galáctico $|z|$ parece ser la razón por la que, en su mayoría, las galaxias espirales vistas de canto presentan un aumento del cociente $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ y $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ (principalmente) como función de la distancia al plano de la galaxia. Este efecto es evidente en la Figura 5.15 en la página 118 en donde para un parámetro de ionización dado U , el aumento en el porcentaje de fotones provenientes de las estrellas WDs es el parámetro que permite un aumento de $[\text{O I}]$, $[\text{O II}]$, $[\text{O III}]$, $[\text{N II}]$ y $[\text{S II}]$ respecto a $\text{H}\alpha$ al mismo tiempo.

En el panel (c) de la Figura 5.15 en la página 118 también se puede notar que hay una ligera falta en el ajuste de los modelos numéricos sobre las observaciones. Hemos considerado que esto puede ser corregido haciendo cambios en la metalicidad de $[\text{S II}]$ y/o $[\text{N II}]$ en los modelos. La suposición de que el gas del DIG puede tener una metalicidad diferente a la que tiene la vecindad solar (la supuesta en los modelos desarrollados en este trabajo), es físicamente plausible en virtud de que el gas del halo galáctico es menos metálico que el del disco (ya que no ha sido enriquecido por varias generaciones de estrellas) y es ahí en donde se encuentra la mayor parte de DIG observado (lo que hemos llamado eDIG).

En la Figura 5.17 en la página 120 se puede observar el efecto en los cocientes de líneas emitidos que produce la disminución del contenido de metales en el gas difuso por formación de polvo. Al disminuir el número de enfriadores (metales) permite llegar al extremo del ala derecha de la gaviota (distribución de DIGs) con menor porcentaje de fotones provenientes de los WDs. Esto es de gran ayuda debido a que los WDs con relativamente pocos y un gradiente en la metalicidad podría ayudar a compensar el gradiente de $Q(\text{H}^0)$ como función de la distancia al plano.

Sin embargo, esto tiene la gran desventaja de que no es posible dar una solución única de porcentaje de contribución de fotones de los WDs y de metalicidad del gas del DIG al mismo tiempo para una observación dada. Es decir, hay una degeneración en los modelos que tratan de reproducir los datos observacionales del DIG.

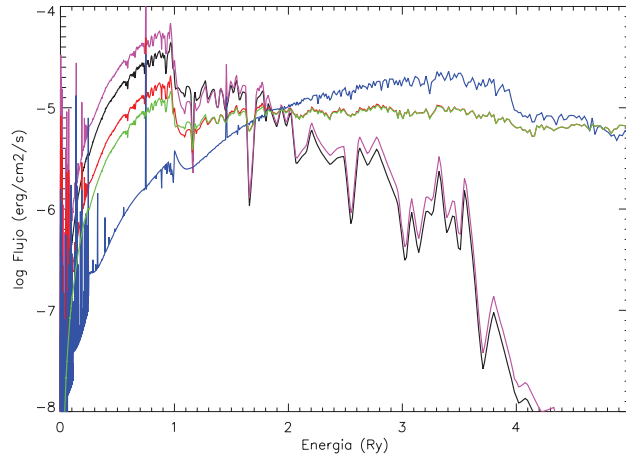


Figura 5.22: Comparación de los continuos incidentes al DIG utilizados en los modelos de este trabajo (todos normalizados a $\Phi(\text{H}) = 3.16 \times 10^5 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$): continuo de una formación continua de 10 a $120 M_{\odot}$ sin absorción (negro), continuo anterior absorbido en un 66 % de los fotones ionizantes (magenta), combinación de un 25 % de fotones provenientes de una formación estelar continua y un 75 % de fotones provenientes de estrellas evolucionadas (verde), misma combinación pero con el continuo de las estrellas evolucionadas absorbido en un 50 % de sus fotones ionizantes (rojo) y mismo continuo que el anterior pero tomando en cuenta la disminución de metales en el gas del DIG debido a la formación de polvo (azul).

Finalmente, en la Figura 5.22 se muestra una comparación de las cinco series de continuos utilizados en este trabajo. Los modelos negro y magenta no tienen contribución de fotones de WDs mientras que en los modelos verde, rojo y azul el 75 % de los fotones ionizantes proviene de las estrellas evolucionadas y calientes. Es claro que, aunque la metalicidad del gas y la absorción del campo de radiación produce efectos muy importantes en el espectro emitido por la fuente, el principal efecto es aquel producido por la contribución de fuentes estelares sumamente calientes ($50 \leq T_{\text{eff}} \leq 200 \text{ kK}$), apoyando la hipótesis propuesta por Lyon en 1975.

Congruencia del flujo ionizante proveniente de las estrellas evolucionadas

Al igual que los modelos realizados en el capítulo anterior de este trabajo, los modelos desarrollados con el código numérico CLOUDY, son capaces de reproducir la distribución de los cocientes de líneas observados en el DIG. Sin embargo hemos visto también que esto no es suficiente para poder confirmar la propuesta de la existencia de una sólo fuente de ionización para el DIG (la fotoionización), aún cuando ésta provenga de dos poblaciones estelares distintas. Es necesario, por lo tanto, hacer una

discusión respecto al flujo de fotones ionizantes de hidrógeno provenientes de las estrellas WDs que hemos supuesto y aquel detectado en diferentes galaxias.

Quizá la forma sencilla de saber si el flujo total Φ_{tot} que ioniza el DIG y el cual hemos inferido a partir de las observaciones de Zurita et al. (Cap. 5.3 en la página 105) es congruente con el flujo de estrellas evolucionadas que tiene una galaxia, es comparando el número de estrellas WDs (N_{WD}) que se necesitaran para tener un $\Phi(\text{H}) = 3.25 \times 10^5$ fotones/s/cm² en una galaxia. Para ello es necesario observar el flujo de fotones, proveniente de una sólo estrella, que llega a un elemento de superficie por unidad de tiempo:

$$\Phi(\text{H})_{\star} = \frac{Q(\text{H}^0)_{\star}}{4 \pi r^2} \cos \theta \quad (5.6)$$

donde $Q(\text{H}^0)_{\star}$ es el número de fotones ionizantes promedio que produce una WDs por unidad de tiempo, r es la distancia a la que se encuentra la estrella del elemento de superficie y θ es el ángulo de incidencia de los fotones con respecto al elemento de superficie.

Si consideramos una densidad de estrellas:

$$N_{\star} = \frac{N_{\text{WD}}}{\text{volumen}}$$

entonces tendremos que el flujo total de fotones será:

$$\Phi(\text{H})_{\text{tot}} = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{Q(\text{H}^0)_{\star}}{4 \pi r^2} \cos \theta N_{\star} r^2 \sin \theta d\theta d\phi dr \quad (5.7)$$

que resolviendo:

$$\Phi(\text{H})_{\text{tot}} = \frac{Q(\text{H}^0)_{\star}}{4} N_{\star} R$$

donde r es la distancia de la fuente de fotones a una condensación de gas que está siendo ionizada (en este caso R será el tamaño total de la región de gas considerada). En el caso extremo de los modelos presentados en este trabajo (caso en el que el 100% de los fotones provienen de las estrellas WDs), podemos considerar que la condensación de gas se encuentra a 2-3 kpc de plano de la galaxia (máxima distancia promedio de las observaciones del eDIG en la literatura). Entonces, si consideramos también un caso *promedio* del número de fotones ionizantes $Q(\text{H}^0)_{\star}$ que emite una estrella WDs ($Q(\text{H}^0)_{\star} = 1 \times 10^{47}$ fotones/s), la densidad de estrellas evolucionadas que proveen los fotones necesarios para ionizar el DIG sería:

$$N_{\star} = \frac{4 \Phi(\text{H})_{\text{tot}}}{R Q(\text{H}^0)} \sim 6 \text{ kpc}^{-3} \quad (5.8)$$

Si ahora consideramos una galaxia como un cilindro de 10 kpc de radio y de altura 3 kpc (tomando ésta como la altura típica máxima del eDIG), entonces el número esperado de estrellas WDs que se requerirían en una galaxia para ionizar el eDIG sería de:

$$N_{\text{WD}} \sim 100000 \text{ estrellas} \quad (5.9)$$

Desafortunadamente estamos hablando de estrellas que no se observan en el rango óptico del espectro electromagnético ($T_{\text{eff}} = 100 \text{ kK}$), ni tampoco en el de los rayos X, por ello, son estrellas de las cuales no se cuenta con un censo observacional que nos permita una comparación de la predicción realizada en este trabajo con las poblaciones estelares que se encuentran en las galaxias. En virtud de ello, hemos decidido examinar la posibilidad de que el flujo ionizante del DIG sea enteramente provisto por estrellas evolucionadas a partir de dos trabajos realizados previamente en la literatura:

1. *Comparación de flujos ionizantes en otros trabajos.* Para poder explicar la emisión de gas ionizado encontrado en galaxias elípticas, Binette et al. (1994) realizaron un modelo del flujo ionizante que puede ser emitido por la población de un brote de formación estelar de edad 1.3×10^{10} años. En este trabajo Binette et al. derivan el número de fotones ionizantes y la distribución espectral de energías de la radiación emitida por una población de estrellas generadas en un brote instantáneo de formación estelar (utilizando una distribución de masas de Salpeter (1955) entre 0.1 y $125 M_{\odot}$).

En la Figura 1 de este artículo se puede observar que el flujo de fotones ionizantes proviene de diferentes poblaciones estelares dependiendo de la evolución temporal del brote de formación estelar. Mientras que a edad cero el 100 % de $Q(\text{H}^0)$ proviene de las estrellas jóvenes y calientes OB, éstas evolucionan rápidamente permitiendo que los fotones de las estrellas post-AGB (aquellas estrellas que aún conservan su envoltura gaseosa) y *old* post-AGB (aquellas que hace más de 5000 años que salieron de la rama asintótica y que ya no conservan la envoltura gaseosa) se vuelvan dominantes alrededor de los 5×10^7 años, contribuyendo estas últimas con fotones ionizantes hasta una edad mayor a los 10^{10} años. En este trabajo Binette et al. (1994) hacen una comparación de la luminosidad en $\text{H}\alpha$ que predice su modelo para 15 galaxias elípticas con aquellas luminosidades observadas en éstas, encontrando que 14 de las 15 galaxias tienen un cociente ≈ 1 entre ambas luminosidades, lo cual significa que las estrellas *old* post-AGB (las únicas que contribuyen al flujo ionizante al tiempo considerado) son capaces de producir la totalidad de los fotones que se requieren para ionizar el gas de las galaxias elípticas (suponiendo que la eficiencia de procesamiento de los fotones por el gas es del 100 %).

Por otro lado, Binette et al. encuentran que el ancho equivalente de las líneas (EW) aumenta con la edad del brote de formación estelar y aquel predicho por los modelos de 1.3×10^{10} años es de $\sim 1.7 \text{ \AA}$ el cual encuentran consistente con aquel medido en las observaciones ($1.5 - 4 \text{ \AA}$). Dados estos dos argumentos, los autores concluyen que las estrellas *old* post-AGB son candidatos serios para generar la cantidad de fotones ionizantes implicados en el gas tibio observado en galaxias elípticas.

2. *Conteo de Nebulosas Planetarias.* Buzzoni et al. (2006) basados en la teoría desarrollada por Renzini & Buzzoni (1986) hacen una predicción del “número de Nebulosas Planetarias luminosidad-

específico” dependiendo de la edad del sistema de luminosidad L_{tot} y del tipo morfológico de éste (en el caso de galaxias completas):

$$\alpha(t) = N_{\text{PN}}/L_{\text{tot}} = \beta \tau_{\text{PN}} \quad (5.10)$$

en donde β es el “flujo evolutivo específico”, el cual contiene la información del tiempo de evolución de la estrella central de la NP, el cual a su vez depende de la masa inicial de la estrella y de los modelos que se utilicen para calcular los episodios de pérdida de masa, duración e intensidad de la estrella en la fase asintótica. Posteriormente, hacen una comparación de este número de NP observables con 14 galaxias que contienen un censo considerable de estos objetos. Para ello, los autores hacen uso de factores de completés por aquellas NP que no se han podido observar principalmente debido a los límites de magnitud de las observaciones. De tal forma, por ejemplo para la Vía Láctea (que contiene ≈ 2000 NP observadas), estiman que debe de haber alrededor de 25000 NP observables al día de hoy, lo cual implicaría $\alpha = 4 \times 10^{-7}$. Por otro lado, en este trabajo Buzzoni et al., para una galaxia tipo Sc con un evento de pérdida de masa *conservador*, predicen $\alpha = 1.62 \times 10^{-7}$ con lo cual, si se toma la luminosidad bolométrica de la Vía Láctea como $L = 4.4 \times 10^{10} L_{\odot}$ hace un estimado de ≈ 7000 NP observables en un sistema de 15 Gyr de edad.

Es importante hacer notar que las grandes incertidumbres que hoy se tienen respecto a las masas de las estrellas núcleos de NP, así como de su evolución, de la función de luminosidad de las NP, etc. hacen que la predicción de α tenga grandes incertidumbres que, aunadas a las incertidumbres en los factores de completés de las observaciones, llevan a una predicción del número total de NP observables en un sistema muy incierta. Por otro lado, en este mismo trabajo, Buzzoni et al. hacen incapié en la conjunción que deben de tener los tiempos de evolución del núcleo de la NP y del tiempo dinámico de evolución de la envolvente gaseosa para que una NP pueda ser ionizada y por lo tanto observable.

Si bien es cierto que no conocemos el número de WDs que pueda haber en una galaxia, es también cierto que la probabilidad de que se de una estrella caliente evolucionada carente de envolvente ionizada (es decir, sin envolvente que absorba los fotones ionizantes que de ella emanen), parece ser mucho más alta que aquella de que se de una NP observable, por lo tanto, podemos inferir que el número de WDs debe de ser mucho mayor al número que se estima de NPs en una galaxia. Por lo tanto, aunque no podemos decir si el número estimado de WDs a partir del flujo requerido para ionizar el DIG es congruente o no con las observaciones, basados en los trabajos de Binette et al. (1994) y de Buzzoni et al. (2006), es posible decir que tampoco es número que parezca irreconciliable con la información que hoy en día se tiene respecto a este tipo de población estelar en una galaxia.

Burbujas “fósiles” calientes en los halos galácticos

Sabemos que las Nebulosas Planetarias son nebulosas gaseosas que son ionizadas por estrellas evolucionadas y muy calientes que poco a poco se van dispersando en el medio interestelar pero que se mantienen aún calientes. La posibilidad de que estas burbujas fósiles aún existan en el halo sin que las distingamos del resto del plasma (que formen una buena parte del eDIG) depende del tiempo que la nebulosa tarde en:

1. Recombinarse
2. Enfriarse

El tiempo de recombinación de una nube de densidad n_e a temperatura $T_e = 10000$ K esta dado por:

$$t_R = \frac{3.17 \times 10^{-8}}{n_e \alpha_B} \text{ yr} \quad (5.11)$$

donde α_B es el coeficiente de recombinación. Para una nube de densidad $n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ este tiempo de recombinación es de 1.2×10^6 años.

Por otro lado, el tiempo de enfriamiento de la misma nube estará dado por (Ecuación 6-10 en “Physical Processes in the Interstellar Medium”, Lyman Spitzer 1978):

$$t_\Gamma = \frac{2.0 \times 10^4}{n_p} \text{ yr} \quad (5.12)$$

donde n_p es la densidad de protones en el medio (que si se considera compuesto únicamente de hidrógeno es igual a n_e). Suponiendo la misma densidad que en el caso anterior, el tiempo de enfriamiento de la nube es de 2×10^5 años. Es decir, una nube supuesta de $T_e = 10000$ K y $n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ tarda en recombinarse 6 veces más que lo que tarda en enfriarse, por lo tanto el tiempo de “vida” de una nebulosa “fósil” estará determinada por este último (ya que es el más corto). 2×10^5 años es un tiempo muy corto como para considerar a estas nebulosas fósiles como una contribución primaria a la emisión del eDIG.

Capítulo 6

Conclusiones

Al inicio de esta investigación, nos planteamos como objetivo buscar una respuesta a tres preguntas fundamentales en el estudio de Gas Ionizado Difuso:

1. ¿Cuál es la diferencia empírica entre el gas de las regiones H II y aquel del DIG y que por lo tanto nos permite hacer una clasificación objetiva de estos dos medios (ambos tibios y ionizados)?
2. ¿Cuál es la diferencia en las características físicas de ambos medios que permite hacer esta diferenciación?
3. ¿Cuál o cuáles son las fuentes de ionización y calentamiento más probables del DIG?

Para poder alcanzar estos objetivos dividimos la investigación en dos partes: el enfoque estadístico y el teórico (a partir de modelos numéricos). Cada una de las partes nos permitió dar respuestas concretas a estas dos preguntas:

1. Encontramos que aquellas regiones con $\log([\text{N II}]/\text{H}\alpha) < -0.5$ pueden ser clasificadas como regiones H II y aquellas regiones cuyo $\log([\text{N II}]/\text{H}\alpha) > -0.3$ pueden ser clasificadas como DIGs, dejando los valores intermedios como regiones de transición. Aunque varios de los cocientes de líneas estudiados presentan diferencias claras entre las regiones H II y el DIG, el $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ por la clara diferencia entre las distribuciones, porque no requiere corrección por enrojecimiento y por la cantidad de observaciones con la que se hizo la estadística, parece ser el más indicado para dar un criterio de diferenciación entre ambas regiones.
2. La diferencia física fundamental entre los dos tipos de regiones parece ser la temperatura del gas (el DIG es más caliente que las regiones H II). Esta diferencia, aún siendo ambos medios tibios, hace que la distribución de varios de los cocientes de líneas entre una región y otra cambien sustancialmente. Entre estos cocientes de líneas se encuentran principalmente $[\text{O III}]$, $[\text{N II}]$ y $[\text{S II}]$.

3. Los modelos de fotoionización limitados por radiación desarrollados utilizando un campo ionizante compuesto por una combinación de fotones de estrellas OB del disco absorbidas con fotones de estrellas evolucionadas calientes (WD), reproduce naturalmente la distribución y comportamiento de los diferentes cocientes de líneas observados en el DIG. Aunado a ésto, la comparación con varias fuentes en la literatura parece indicar que la población de estrellas WD estimada para varias galaxias espirales y elípticas, tiene una contribución de fotones ionizantes que es plausible con lo necesario para ionizar al DIG bajo las suposiciones de los modelos de este trabajo.

Además, durante el proceso de esta investigación, el trabajo realizado nos permitió llegar a una serie de conclusiones que vale la pena mencionar y para ello, a continuación hacemos una descripción breve del trabajo realizado.

Enfoque estadístico

Realizamos la recopilación de los datos observacionales del DIG en la literatura, lo cual nos permitió crear la primera base de datos del gas ionizado difuso -DIGEDA- la cual se encuentra disponible de manera libre en <http://vizier.u-strasbg.fr>. Esta base de datos contiene 1061 grupos de observaciones diferenciadas en regiones H II, regiones de transición y regiones difusas. Los datos fueron digitalizados de 17 referencias bibliográficas y contienen datos de 25 galaxias espirales (tanto vistas de canto como vistas de cara) y de 4 galaxias irregulares.

Una vez compilada DIGEDA, encontramos que el $\sim 76\%$ de los datos de ésta no tenía una clasificación de las regiones observadas, de estos datos $\sim 96\%$ correspondían a datos de galaxias espirales vistas de canto (en donde el DIG queda relativamente aislado de las regiones de formación estelar). Por lo tanto, para este tipo morfológico de galaxias propusimos un primer criterio de clasificación del DIG en este trabajo basándolo en la distancia de la región observada al plano de la galaxia. De esta manera, todas aquellas regiones cuya distancia al plano fuera menor a 500 pc fue considerada como región H II, aquellas con una distancia entre 500 y 1000 pc fue considerada como región de transición y todas aquellas con una distancia mayor a 1 kpc fue considerada DIG extraplanar (eDIG).

De esta manera $\sim 98\%$ de los datos en DIGEDA pudieron ser incluidos en un análisis estadístico basado en los diagramas de diagnóstico de líneas de emisión, tal como $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ vs $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ (diagrama BPT). El primer resultado que encontramos de este análisis fue que la región en la que se encuentran localizados los datos (sin importar si son regiones H II, transición o difusas) provenientes de galaxias irregulares se localizan en el extremo izquierdo del diagrama BPT ($[\text{O III}]/\text{H}\beta$ alto y $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ bajo) junto con la distribución de datos correspondientes a las regiones H II en galaxias espirales. Esto nos ha permitido proponer que lo que hasta el día de hoy se han clasificado como regiones de DIGs en galaxias irregulares son posiblemente regiones H II de muy bajo brillo superficial o bien no son DIG en el sentido de las galaxias espirales debido a que posiblemente el mecanismo de

ionización y excitación en ambos tipos de gas difuso son diferentes.

Por otro lado, encontramos que las distribuciones de $[\text{O III}]/\text{H}\beta$, $[\text{N II}]/[\text{S II}]$, $[\text{N II}]/[\text{O III}]$ y de la medida de emisión (EM) no muestran diferencias apreciables entre un gas y otro por lo que no pueden ser utilizados como diagnósticos de clasificación como se ha propuesto por diferentes autores. Sin embargo, si se considera el criterio de clasificación del cociente de $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ es posible encontrar una medida de emisión crítica para cada galaxia que permite diferenciar entre las regiones H II y el DIG.

Los principales resultados de esta parte del trabajo fueron publicados y se encuentran disponibles en Flores-Fajardo et al. (2009).

Enfoque teórico

Tomando como punto de partida a la galaxia más estudiada (además de la Vía Láctea), NGC 891, desarrollamos modelos suponiendo que el DIG es una capa de mezcla, entre un gas tibio, estático y un viento caliente. Estos modelos fueron desarrollados con el código numérico MAPPINGS IC tomando en cuenta la disipación de energía que se da en el gas por la viscosidad turbulenta y la fotoionización en un modelo físico único. Dos secuencias de modelos desarrollados bajo la descripción de la disipación de energía por conducción turbulenta nos permitieron reproducir las tendencias globales de los datos espectroscópicos publicados de NGC 891. La primera de estas secuencias es aquella en la que la velocidad del gas caliente aumenta de 27 km s^{-1} a 133 km s^{-1} . Si esta secuencia fuera una descripción físicamente válida para el mecanismo de excitación y ionización del DIG, esto significaría que la velocidad del viento caliente aumentaría al aumentar la distancia al plano galáctico. La segunda de estas secuencias es físicamente más intuitiva ya que supone que el parámetro de ionización es el que cambia (disminuye de 4.0×10^{-5} a 4.0×10^{-6}) al aumentar la distancia al plano galáctico. En esta secuencia de modelos pudimos concluir que el proceso de fotoionización no es el dominante en la capa de mezcla en virtud de que la emisión de todas las líneas prohibidas disminuyen al aumentar U.

Aunque los modelos desarrollados de capa de mezcla son exitosos en la reproducción de los datos observacionales y de las tendencias que éstos siguen en NGC 891, un cálculo nos permitió concluir que se requerirían ~ 2400 capas de mezcla por arcsec para reproducir el brillo superficial observado en $\text{H}\alpha$ ($2 \times 10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$) por lo que el argumento no es válido físicamente.

Los principales resultados de esta parte del trabajo fueron publicados y se encuentran disponibles en Binette et al. (2009).

Por otro lado, realizamos modelos de fotoionización con el código numérico CLOUDY tratando de reproducir los modelos publicados tomando en cuenta la contribución de los fotones provenientes de las estrellas centrales de nebulosas planetarias (Sokolowski & Bland-Hawthorn, 1991, CPNs), y por el otro la absorción de un cierto porcentaje de los fotones del campo de radiación proveniente de las regiones de formación estelar en el disco galáctico (Sokolowski, 1993). En estos modelos encontramos

que los parámetros de entrada de los modelos publicados en estos artículos no son del todo claros y no permiten una reproducción de los resultados que publicaron.

Además de estos dos trabajos, Rand (1998) utiliza modelos de Sokolowski de fotoionización que reporta que no fueron publicados y da una visión de los parámetros utilizados en estos modelos. La reproducción de los cocientes de líneas predichos por estos modelos tampoco se pudieron reproducir bajo las condiciones que Rand publica en su artículo.

En resumen, en este trabajo hemos realizado una investigación bibliográfica exhaustiva que dio como resultado la primera base de datos del DIG: DIGEDA. Posteriormente desarrollamos dos tipos de modelos numéricos buscando la fuente de ionización y excitación del DIG: modelos de capa de mezcla y de fotoionización pura. Proponemos que los modelos de fotoionización que toman en cuenta al mismo tiempo efectos que, por sí solos, no son del todo capaces de reproducir el rango completo de las observaciones del DIG, son capaces de reproducir dicho rango y parecen ser muy cercanos al escenario físico que prevalece en el DIG.

Trabajo a futuro

El trabajo realizado en esta investigación ha puesto particular énfasis en trabajo, tanto observacional como teórico, que hace falta por hacer:

De las 29 galaxias de las cuales se cuenta con datos espectroscópicos en DIGEDA, únicamente 4 de ellas son de tipo morfológico irregular, por ello un análisis estadístico es imposible, y por ello en este trabajo no se puede concluir nada respecto al DIG en este tipo de galaxias. En virtud a ello es indispensable aumentar la muestra observacional del DIG en galaxias irregulares para así poder confirmar o refutar la propuesta realizada en este trabajo de que lo que hasta el día de hoy se ha clasificado como DIG en estas galaxias no tiene la misma naturaleza física que el DIG en espirales. Es de suma importancia que las observaciones espectroscópicas que se hagan sean con telescopios de gran embergadura ya que es necesario detectar emisión de muy bajo brillo para poder así descartar que no se haya observado el DIG por falta de profundidad de las observaciones.

Por otro lado, aunque la muestra de galaxias espirales en DIGEDA es lo suficientemente grande como para poder hacer conclusiones importantes respecto a las características físicas predominantes en el DIG en estas galaxias, la información que se tiene de varios cocientes de líneas que pueden dar información relevante respecto a la fuente de ionización y excitación del DIG es incompleta. Entre estos cocientes, la razón de $\text{He I}\lambda 5876/\text{H}\alpha$ ha sido poco observada y su observación es indispensable para acotar la dureza del espectro ionizante del DIG. Otro de estos cocientes de los cuales se carece de información, es el de $[\text{O III}]\lambda 5007/\lambda 4363$, el cual es un diagnóstico de la temperatura del gas. La observación de estos cocientes de líneas requiere observaciones muy profundas del gas ionizado difuso con grandes telescopios o bien con muy largos tiempos de exposición en telescopios medianos (OAN-SPM por ejemplo).

Finalmente, aunque los modelos de fotoionización realizados en este trabajo son modelos mucho más completos que los que había antes, no son modelos lo suficientemente completos ya que hace falta desarrollar modelos que tomen en cuenta varios efectos: los gradientes de metalicidad (del gas y de las estrellas) con la altura al plano galáctico, aumento del porcentaje de absorción del campo de radiación que sale del plano galáctico al aumentar la altura al disco de la galaxia (ésto cambia a cada paso la pendiente del espectro ionizante y por ello la energía promedio de los fotones que llegan al DIG), etc.

Apéndice A

**1er artículo: Photoionized Mixing
Layer Models of the Diffuse Ionized
Gas 2009, ApJ, 695, 552**

PHOTOIONIZED MIXING LAYER MODELS OF THE DIFFUSE IONIZED GAS

LUC BINETTE^{1,2}, NAHIELY FLORES-FAJARDO², ALEJANDRO C. RAGA³, LAURENT DRISSEN¹, AND CHRISTOPHE MORISSET²

¹ Département de Physique, de Génie Physique et d'Optique & Centre de Recherche en Astrophysique du Québec, Université Laval, Québec, Qc, G1V 0A6, Canada

² Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ap. 70-264, 04510 México, D.F., México

³ Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Ap. 70-543, 04510 México, D. F., México

Received 2008 November 5; accepted 2009 January 13; published 2009 March 31

ABSTRACT

It is generally believed that O stars, confined near the galactic midplane, are somehow able to photoionize a significant fraction of what is termed the “diffuse ionized gas” (DIG) of spiral galaxies, which can extend up to 1–2 kpc above the galactic midplane. The heating of the DIG remains poorly understood, however, as simple photoionization models do not reproduce the observed line ratio correlations well or the DIG temperature. We present turbulent mixing layer (TML) models in which warm photoionized condensations are immersed in a hot supersonic wind. Turbulent dissipation and mixing generate an intermediate region where the gas is accelerated, heated, and mixed. The emission spectrum of such layers is compared with observations of Rand of the DIG in the edge-on spiral NGC 891. We generate two sequence of models that fit the line ratio correlations between $[S\ II]/H\alpha$, $[O\ I]/H\alpha$, $[N\ II]/[S\ II]$, and $[O\ III]/H\beta$ reasonably well. In one sequence of models, the hot wind velocity increases, while in the other, the ionization parameter and layer opacity increase. Despite the success of the mixing layer models, the overall efficiency in reprocessing the stellar UV is much too low, much less than 1%, which compels us to reject the TML model in its present form.

Key words: line: formation – hydrodynamics – turbulence – galaxies: individual (NGC 891) – ISM: lines and bands

1. INTRODUCTION

The vast majority of the free electrons in the interstellar medium (ISM) of the Milky Way reside in a thick (~ 900 pc scale height) diffuse layer, which fills about 20% of the ISM volume, with a local midplane density of about 0.1 cm^{-3} . Such a phase is now known to be a general feature of external star-forming galaxies, both spirals (e.g., Walterbos 1998; Otte et al. 2001, 2002) and irregulars (e.g., Hunter & Gallagher 1990; Martin 1997). It is referred to as the warm ionized medium (WIM) or the diffuse ionized gas (DIG). For edge-on spirals, only in the more actively star-forming galaxies does the gas manifest itself as a smooth, widespread layer of emission detectable above the H II region layer (Rand 1996). It is generally believed that O stars, confined primarily to widely separated stellar associations near the Galactic midplane, are somehow able to photoionize a significant fraction of the ISM not only in the disk but also within the halo, 1–2 kpc above the midplane. The heating of the WIM or DIG remains poorly understood, however. As shown by Madsen et al. (2006), the temperatures of the Galactic WIM is 2000–3000 K higher than that of Galactic H II regions. Interestingly, the ratios of forbidden lines such as $[S\ II]$, $[N\ II]$ or $[O\ I]$ with respect to $H\alpha$ have been shown to anticorrelate with the WIM/DIG $H\alpha$ surface brightness (e.g., Rand 1998, hereafter R98; Madsen et al. 2006). The fainter the emission brightness, the higher these ratios become. A similar trend is found with scale height z above the disk in edge-on galaxies. Reynolds et al. (1999; hereafter RHT) propose that an increase in gas temperature may suffice to explain such increase in line ratios. The detailed study by Collins & Rand (2001) of the DIG in four edge-on galaxies suggests, however, that a systematic increase in ionization, at least of the fraction of O^{++} , might be required as well to account for the observed trends.

Turbulent mixing layer (hereafter TML) induced by a hot wind is one of the mechanisms considered by R98 to provide supplemental ionization and heating. It allowed the author to

satisfactorily reproduce the line ratios observed in the DIG of the edge-on spiral NGC 891 (situated at 9.5 Mpc). In order to obtain a reasonable fit, however, the mixing layer model had to be combined with a varying proportion of matter-bounded photoionized condensations. In this composite model, the photoionization models were taken from J. Sokolowski (more information can be found in Bland-Hawthorn et al. 1997), while the mixing layer calculations were borrowed¹ from Slavin et al. (1993; hereafter SSB). In the present work, we propose two improvements to the heuristic *composite* model introduced by R98: (1) an integrated model—the mixing layer and the matter-bounded photoionized condensations are calculated as a single-gas component submitted to an external ionizing flux; (2) better turbulence microphysics—rather than considering a single TML temperature given by the geometrical mean of the warm and hot phases, we derive a temperature structure for the TML using the mixing length scheme presented by Cantó & Raga (1991), later implemented in the emission-line code MAPPINGS 1C (Binette et al. 1999).

The paper is organized as follows. The equations describing a TML and their implementation in the code MAPPINGS 1C are discussed in Section 2. The results obtained from calculations of the TML structure and of its emission-line spectrum are presented in Section 3 and compared with the line ratios from the DIG of NGC 891. A brief discussion follows in Section 4.

2. MODELING TURBULENT MIXING LAYERS

2.1. Previous Works on TML

It is not so clear what exactly the difference is between “standard” shock wave heating (i.e., heating and/or ionization due to the passage of a single, well-defined shock wave), and the heating that takes place in a compressible, TML. In particular,

¹ In particular, the model of SSB with $v_r = 25\text{ km s}^{-1}$, $\bar{T} = 10^{5.3}\text{ K}$ and depleted gas metallicities.

it is not entirely clear whether such a turbulent layer actually generates a number of weak shock waves, or whether it has a turbulent cascade ending in turbulent dissipation without the appearance of shock waves.

The initial work on the theory of astrophysical turbulent mixing layers was presented by Kahn (1980) in the context of Herbig-Haro jets. Kahn studied the linear and quadratic perturbation theory of the interface at the edge of a jet flow. The linear theory was studied by a number of authors in considerable detail in the context of extragalactic jets in both the gas dynamic and the magnetohydrodynamic contexts (see, e.g., the review of Bodo 1998). For the radiative Herbig-Haro jet case, numerical simulations have been carried out, e.g., by Rossi et al. (1997) and Stone et al. (1997). Analytic models based on the standard “turbulent viscosity” approach (with a turbulent viscosity parameterized with a simple, “mixing length” approximation) were computed by Cantó & Raga (1991) and Noriega-Crespo et al. (1996). Also, Dyson et al. (1995), Lizano & Giovanardi (1995), and Taylor & Raga (1995) computed models that included more or less detailed treatments of the chemistry associated with mixing layers. However, these models did not include a proper calculation of the ionization state and line emissivity of the ionized regions of these flows. Binette et al. (1999) adopted the mixing layer scheme developed by Raga & Cantó (1997) and incorporated the ionization evolution of all the species considered and the integration of the full emission-line spectrum from the mixing layer. These initial calculations were intended to explain the spectrum from small excitation knots observed in Herbig-Haro objects.

In the context of the interstellar and the intracluster media, Begelman & Fabian (1990) proposed a prescription for evaluating the temperature of a TML. In a subsequent work, SSB used the same prescription to calculate the emission-line spectrum from such layers. Their model included radiative transfer, which allowed these authors to consider the effect of the ionizing photons emitted by the mixing layer itself. These calculations were used by R98 in his study of the NGC 891 DIG.

For the present work, we adopted the mixing length prescription of Binette et al. (1999), described below. We also incorporated radiative transfer, which will allow us to consider the impact of ionizing photons that originate not only from the internal diffuse field produced by the mixing layer, but from external sources as well, such as the ionizing UV from H II regions.

2.2. A Mixing Length Approach

For simplicity, we assume an infinite plane interface, along which a hot wind of temperature T_w is flowing supersonically with velocity V_w with respect to a static warm gas layer of hydrogen number density n_o and temperature T_o . The TML that develops between the hot and warm phases has a geometrical thickness l_o , as described in the diagram of Figure 1. For the case of a thin, steady state, high Mach number radiative mixing layer, the advective terms along the direction of the mean flow can be neglected with respect to the corresponding terms across the thickness of the mixing layer (see detailed description in Binette et al. 2009). Under this approximation, the momentum and energy equations can be written as

$$\mu \frac{d^2 v}{dy^2} = 0, \quad (1)$$

$$\kappa \frac{d^2 T}{dy^2} + \mu \left(\frac{dv}{dy} \right)^2 = L - G, \quad (2)$$

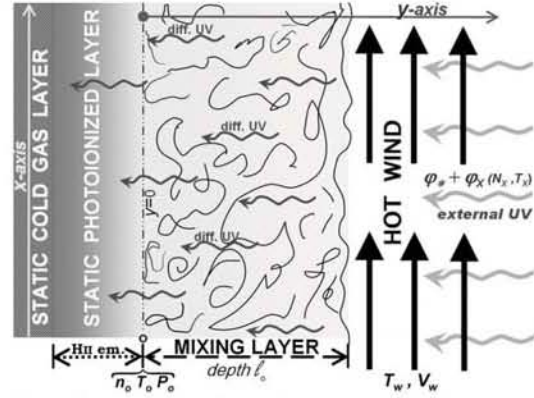


Figure 1. Schematic diagram showing the cross section along the y -axis of a plane-parallel mixing layer of thickness l_o . The x -axis runs parallel to the flow. The mixing layer is formed by the interaction of a supersonic hot wind (of temperature T_w and velocity V_w) with a static layer of warm gas (of H number density n_o and temperature T_o). The gas is entrained into the mixing layer and possess a velocity v , which increases monotonically from $v = 0$ (at $y = 0$) up to V_w . The different layers are all isobaric, with pressure $P_o \approx 2k n_o T_o$. The static layer may contain a photoionized region labeled “H II em.” in the figure. Two sources of ionizing photons can be considered: external UV sources of flux ϕ_s due to hot stars and the X-ray diffuse field generated by the hot wind ϕ_x (of column N_x and average temperature T_x). The relative importance of the turbulent and static layers is a free parameter.

where y is a coordinate measured from the onset of the mixing layer (see Figure 1), $v(y)$ is the bulk flow velocity along the x -axis, L and G are the radiative energy loss and gain per unit volume, respectively, and μ and κ are the turbulent viscosity and conductivity, respectively, which are assumed to be constant throughout the cross section of the mixing layer. Equation (1) can be integrated to obtain the linear Couette flow solution

$$v(y) = V_w \frac{y}{l_o}, \quad (3)$$

where l_o is the thickness of the TML, and V_w is the mean velocity of the hot wind (directed parallel to the static warm phase’s surface). This solution can be substituted in Equation (2), which can then be integrated to derive the temperature cross section across the layer.

Within the TML, we consider the equations governing the fractional abundance f_i of each species i . This abundance must satisfy the equation

$$D \frac{d^2 f_i}{dy^2} = S_f^i, \quad (4)$$

where S_f^i is the net sink term (including collisional ionization, radiative and dielectronic recombination, charge transfer, and processes which populate the current species) of the species i . The turbulent diffusivity, D , is of the order of unity and assumed to be position independent. At the inner and outer boundaries of the mixing layer, the ionization fractions are set by the equilibrium values.

To complete the description of the mixing layer, we require lateral pressure equilibrium (which determines the density of the flow along the y -axis), and calculate the turbulent viscosity with a simple, mixing length parameterization of the form

$$\mu = \alpha \rho_l c_l l_o, \quad (5)$$

where ρ_l and c_l are the mass density (g cm^{-3}) and sound speed (respectively) averaged⁵ over the cross section of the mixing layer, l_o is the geometrical thickness of the mixing layer (Figure 1).

From the work of Cantó & Raga (1991), the value of the proportionality constant α is 0.00247, as clarified in Appendix A. This is the required value for a supersonic mixing layer model to match the opening angle of $\approx 11^\circ$ of subsonic, high Reynolds number laboratory mixing layers in the limit in which the jet Mach number tends to 1. Cantó & Raga (1991) also find that mixing layer models with this value for α reproduce the opening angle of mixing layers in jets with Mach numbers,⁶ M_w , of up to 20. Our treatment of the TML can be extended to cover the subsonic case by replacing c_l in Equation (5) by V_w , whenever $V_w < c_l$ (see Appendix A).

Considering that the turbulent conduction and diffusion Prandtl numbers are of order 1, we can compute the conduction coefficient as $\kappa \approx \mu c_p$ (where c_p is the heat capacity per unit mass averaged across the mixing layer cross section) and the diffusion coefficient as $D \approx \mu/\bar{\rho}$. In this way, we obtain a closed set of second-order differential equations, Equations (2) and (4), which can be integrated with a simple, successive overrelaxation numerical scheme.

2.3. TML Calculations with the Multipurpose Code MAPPINGS IC

We use the code MAPPINGS IC (Ferruit et al. 1997) to compute the radiative energy loss term L and the photoheating term G (Equation (2)) at each position across the TML. At both the inner and outer boundaries of the mixing layer, we assume equilibrium ionization of the different species, while across the layer, our simple overrelaxation scheme is used to determine the ionization fractions (Equation (4)). For the ion diffusion of each species f_i , the spatial differential equations are converted to temporal equations, with the use of pseudotime steps $\Delta t = \Delta y^2 l_o / (\alpha \bar{n} c_l)$, where \bar{n} is the average H number density. This allows us to use the temporal algorithm previously described in Binette & Robinson (1987) for determining the spatial diffusion of the ionic species.

The radiative transfer is determined by integrating (from the hot layer $y = l_o$ down to $y = 0$) the intensity of the UV diffuse field that the layer produces, assuming the *outward only* approximation. Any external UV radiation impinging from the external side is simply added to the diffuse field at the onset of the integration. The intensity of the external ionizing field is defined by the ionization parameter as follows:

$$U_o = \varphi_w / c n_o, \quad (6)$$

where c is the speed of light, φ_w is the flux number of ionizing photons impinging on the TML, and n_o is the total H density at $y = 0$. The flux φ_w is the sum of two components: φ_s resulting from external UV sources such as hot stars and φ_X due to the X-ray diffuse field generated by the hot wind (of column N_X and average temperature T_X). The absorption processes that are taken into account in the transfer equations across the TML include all the relevant photoelectric cross sections of the ions present.

Collins & Rand (2001) used a method based on [N II] λ 6583 to estimate the gas temperature and, by bootstrapping, they

could infer the ionization fractions of N and other species. They find that the hydrogen ionization fraction in NGC 891 is as high⁷ as 0.55–0.80. Because H is fairly ionized and since X-ray ionization is very inefficient in comparison with UV radiation, we infer that their role relative to the soft UV flux from stars must be relatively unimportant. We therefore neglected the term φ_X by setting N_X to a negligible value.

For all the calculations presented in this work, the mixing layers are considered immersed in the radiation field that escapes from H II regions located in the disk. This picture assumes that disk H II regions are on the whole matter bounded. According to Beckman et al. (2000), Zurita et al. (2002), and Relaño et al. (2002), the fraction of Lyman photons that escape giant H II regions (labeled “leakage fraction” in Section 3.2) may lie in the range of 30%–50%. The impact of photoionization on our TML model can be inferred from the internal behavior of Γ across the layer, where Γ is defined as follows:

$$\Gamma = \frac{L - G}{L + G}. \quad (7)$$

The quantity Γ is zero when the temperature corresponds to the equilibrium value and tends toward unity when cooling becomes much stronger than heating. In our calculations, we iteratively determine T_o at $y = 0$ until $\Gamma = 0$ is obtained.

After computing the emission-line spectrum of a given TML, MAPPINGS IC offers the option of separately computing the emission lines generated by the inner photoionized layer (i.e., $y < 0$ in Figure 1) where equilibrium ionization prevails. A simple isobaric photoionization model is calculated in this case, using the radiation field that has *not* been absorbed by the mixing layer. The total line spectrum from all the layers is then given by the *sum* of the line intensities from both the TML and the static equilibrium photoionization calculation. For all the models studied, however, whenever a static photoionized layer was included, it dominated the total spectrum and dwarfed the spectral signature of the turbulent layers. In order to enhance the contribution of the TML and successfully fit the ratios observed in NGC 891, the static equilibrium region must be obviated, and the total thickness of the emission layer becomes equal to that given by the turbulent layer alone. This might come about in a three-dimensional geometry if the cold gas were to reside in the core of dense condensations whose *area* is much smaller than that of the surrounding turbulent layers.

Since the mixing layer is isobaric, with pressure P_o , the density profile depends on the behavior of the temperature within the layer itself. The value of P_o is set by two quantities evaluated at the inner TML boundary ($y = 0$): the density n_o and the equilibrium temperature T_o . To be definite, a density of $n_o = 1$ was adopted that applies to all models presented in this work. At such a low density, the *low-density regime* fully applies, and the calculated line ratios are therefore independent of the actual n_o value used, provided the product $n_o l_o$ is conserved. Our models are appropriate for any density $n_o \lesssim 50$. When the external parameters (U_o , T_w and V_w) are kept constant, TML models turn out to be equivalent whenever the product of the H density n_o and thickness l_o is the same. Therefore, at least in the low density limit regime typical of the DIG, it is sufficient to specify the quantity⁸ $N_o = n_o l_o$ to uniquely define a model.

⁷ Comparable values were inferred for the DIG in the Milky Way by Reynolds et al. (1998) using [O I] λ 6300.

⁸ The quantity N_o is a convenient model descriptor. However, it is a bad estimator of the true integrated H column, which is a lot smaller since the density is not constant but decreases as the temperature rises with thickness y (Figure 1).

⁵ The subindex l denotes averages across the mixing layer, see Appendix A.

⁶ It is customary to express V_w in terms of the wind Mach number, $M_w = V_w/c_o$, where c_o is the adiabatic sound speed in the static layer.

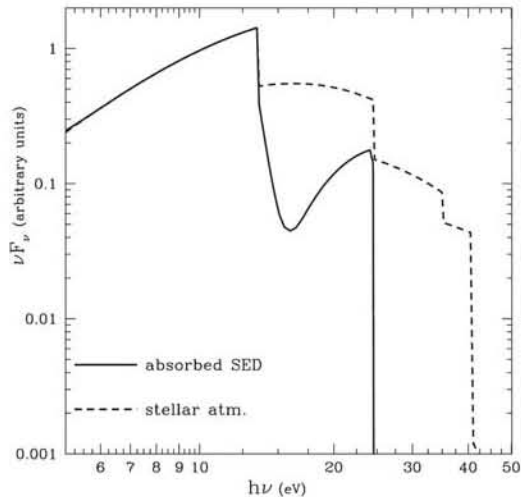


Figure 2. SED of a 38000 K star (dashed line) as a function of photon energy. The solid line represents the SED of the UV radiation escaping from a matter-bounded photoionized slab that absorbs 80% of the impinging ionizing photons. It is assumed that the DIG is exposed to this absorbed SED.

We found that the temperature of the hot wind is not a critical parameter of the TML models. Its value can be varied and still results in a sequence of equivalent models (i.e., with similar line ratios), provided the value of V_w is kept constant. For this reason, we adopted the same value of $T_w = 8 \times 10^5$ K for all the models presented in this work.

To summarize, in order to compute solutions to the mixing layer, we must first define the external radiation field and then specify the values of the following parameters: the mixing layer's N_o , the ionization parameter, U_o , and finally the velocity of the hot wind, V_w , and its temperature, which we kept constant at 8×10^5 K.

3. MODELING THE DIG IN NGC 891

3.1. The Gas Abundances

Unless otherwise specified, the abundances of the elements are solar (Anders & Grevesse 1989) and have the following values: (He, C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ca, Ar, Fe) = $[10^5, 363, 112, 851, 123, 38, 36, 16, 2.3, 3.6, 47] \times 10^{-6}$ relative to H (by number). Depleted or oversolar metallicities resulted in line ratios difficult to reconcile with the forbidden line ratios observed in NGC 891.

3.2. The Ionizing Spectral Energy Distribution

The first step consists of defining the spectral energy distribution (SED) of the ionizing radiation field reaching the DIG. A useful constraint is provided by the observed He I $\lambda 5876/H\alpha$ ratio. In a previous observational work on NGC 891, Rand (1997) measured a ratio of He I $\lambda 5876/H\alpha \approx 0.034$, which he estimated implies a ratio of He ionizing photons to H ionizing photons, Q_H/Q_{He} , of about 0.08. To be consistent with this datum, Rand favors a stellar temperature of 37,500 K. In the calculations presented here, we adopt a similar temperature of 38,000 K. The atmosphere models used in MAPPINGS IC are from Hummer & Mihalas (1970). As in R98, we assume that only a fraction of

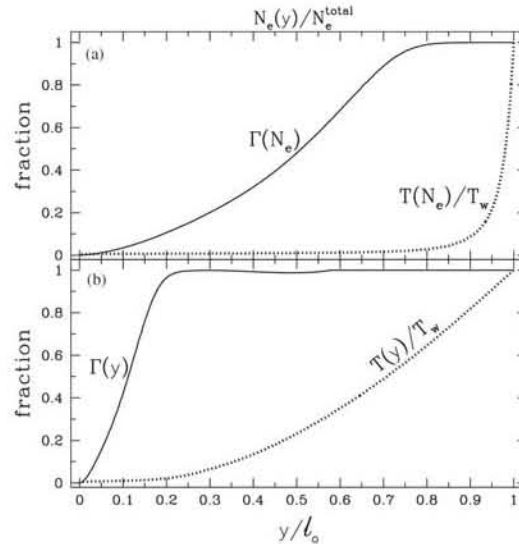


Figure 3. Behavior of Γ (Equation (7)) and of the local temperature as a function of (a) the electron column density (normalized to the total value of $1.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) and of (b) the normalized thickness y/l_o . The model shown has $V_w = 85 \text{ km s}^{-1}$, $T_w = 8 \times 10^5 \text{ K}$, $U_o = 10^{-5}$ and $N_o = 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. The temperature scale is normalized relative to T_w . The value of the equilibrium temperature, at the onset of the layer, is $T_o = 4390 \text{ K}$ (i.e., $T_o/T_w = 0.0055$).

the stellar radiation escapes the H II regions in the spiral disk to reach the DIG. To be definite, we have set the leakage fraction to 20%. To compute this modified SED, we have computed a plane-parallel photoionization model and extracted the photon spectrum at a depth where 80% of the ionizing photons have been used up. The diffuse ionizing radiation from the slab itself has been included. The resulting SED is shown in Figure 2 (solid line). Because this modified SED contains few ionizing photons beyond 24.6 eV, the mixing layer model presented below is characterized by an He I $\lambda 5876/H\alpha$ ratio as low as ≈ 0.003 . This suggests a higher stellar temperature for NGC 891 than considered here and in Rand (1997), or a larger leakage fraction than assumed above.

We have verified that the stellar temperature can be raised up to 40,000 K without exceeding the observed He I $\lambda 5876/H\alpha$ value (assuming the same leakage fraction). For the DIG in the Milky Way, He I $\lambda 5876/H\alpha$ is observed to be significantly smaller, lying in the range 0.01–0.04 (Madsen et al. 2006).

3.3. TML Temperature and Ionization Structure

In Figure 3, we present the behavior of the temperature as well as of the imbalance between cooling and heating (Γ ; see Equation (7)) as a function of thickness y within a representative mixing layer calculation. For this model, the hot wind velocity is 84 km s^{-1} , while the ionization parameter is $U_o = 10^{-5}$ and the layer's column $N_o = 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. The inner boundary is characterized by an equilibrium temperature of $T_o = 4390 \text{ K}$. As illustrated in Figure 3, due to the very hot wind temperature ($T_w \gg T_o$), Γ increases monotonically to reach unity at $y = l_o$ as a result of the cooling term becoming progressively dominant relative to the photoheating term.

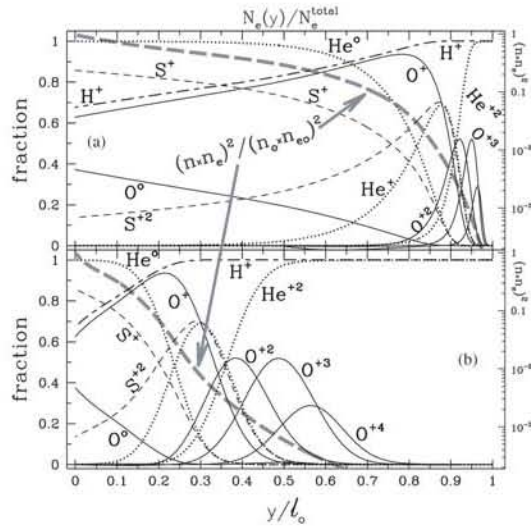


Figure 4. Ionization fractions of O, S, He, and H for the same model as in Figure 3 as a function of (a) the electron column density (normalized to the total value of $1.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) and of (b) the normalized thickness y/l_0 . Also shown is the quantity $(n \times n_e)^2 / (n_0 \times n_{e0})^2$ (thick grey dashed line), which is normalized to the value at $y = 0$ and is plotted on a logarithmic scale, to be read using the rightmost axis. The volume line emissivities from each ion is proportional to this factor. The lines' coding is the same in both panels.

The ionization structure within the same TML is shown in Figure 4. The static layer if it was present would have ionization fractions quite similar to those found at the extreme left in this figure. Line intensities depend on temperature, but scales also with density square. Since the quantity $(n \times n_e)^2$ decreases strongly with increasing thickness (see the thick grey dashed line), the local emissivities likewise decrease markedly towards the right. It is therefore apparent that any emission from [O III] or any other species with similar or higher ionization potential are produced in this model only within the mixing layer, and not within the static layer. This would of course be different if a significantly higher stellar temperature was chosen.

3.4. DIG Line Ratio Trends in NGC 891

For comparison with TML models, we selected the work of R98 on the DIG in NGC 891. The data on this object present the following advantages; the spectral data are homogeneous; they are of sufficient quality to reveal subtle intrinsic correlations among the line ratios observed at different positions across and along the disk of this edge-on spiral; finally, mid-infrared halo and disk observations with the *Spitzer Space Telescope* (SST) are now available (Rand et al. 2008). We postulate that the line ratio correlations are a direct manifestation of the DIG excitation mechanism rather than positional changes in gas metallicity or in effective stellar temperature.

To optimize the comparison with models, we present the line ratios in Figure 5 in a format which reveals the essential trends found by R98 in his long slit data. The three ratios [O III]/H β (5007/4861), [O I]/H α (6300/6563) and [N II]/[S II] (6583/6716) are all plotted against the same ratio [S II]/H α (6716/6563). The [O III]/H β line ratio lies below unity in all measurements (panel a). What is most striking about the

data is that not only do the forbidden line intensities [O I], [N II] increase along with [S II]/H α , but the high excitation [O III]/H β ratio as well. Such a behavior runs counter to the predictions of simple photoionization models where [O III]/H β increases markedly when the ionization parameter is increased, while the ratios [S II]/H α , [O I]/H α or [N II]/H α all decrease. This leads to the proposition by R98 and Collins & Rand (2001) that another ionization process besides photoionization is likely to be involved. With the Milky Way DIGs, the derived temperatures are found to increase along with the increase of the forbidden lines relative to H α or H β (e.g., Madsen et al. 2006). According to RHT, a systematic temperature increase might be all that is necessary to reproduce the increase in the forbidden line intensities. Again, this runs counter to predictions of simple photoionization models where the temperature is quite insensitive to changes in the value of U_0 . Hence various authors have concluded in the existence of a new heating (e.g., RHT) and possibly ionizing mechanism (e.g., R98) in addition to photoionization. For the sake of completeness, we included an inset in Figure 5 (panel d) where the [N II] temperature computed in models is plotted against [S II]/H α . We may reasonably expect that any realistic DIG models should show a significant temperature gradient in such a diagram.

3.5. Specific TML Calculations

We carried out an extensive exploration of the parameter space in order to determine the parameter range that could best reproduce the trends present in Figure 5. As in previous studies, we concur that the layer has to be matter bounded, otherwise the [O I] λ 6300/[S II] λ 6716 ratio would significantly exceed the observed values. Furthermore, for the calculations to show a significant departure from steady-state photoionization as a result of turbulent dissipation and ionization mixing, it required an extremely thin layer, with a column n_0 of order $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ only. This raises concerns about the efficiency of turbulent dissipation to contribute significantly to the DIG emission, as discussed in Section 4. Because the TML layer in the composite model of R98 was decoupled from the photoionized component, the author was free to adopt a much larger column of $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ in his matter-bounded photoionization calculations.

A characteristic of the DIG is its relatively weak [O III] line intensity, which favors relatively small values for the ionization parameter when considering photoionization (e.g., Sokolowski & Bland-Hawthorn 1991). In the case of the composite TML models of R98, the author has employed values that varied between 1×10^{-5} and 8×10^{-5} . In the TML regime that we have explored, we are lead toward similar values, with U_0 typically at $\sim 10^{-5}$. We find that the [O III] flux is the result of turbulent dissipation rather than of photoionization. On the other hand, low ionization species responsible for lines such as [O II], [N II], [S II]... are mostly caused by photoionization, but the additional heating due to turbulent dissipation causes these lines to become much brighter. In fact, if a static layer (see Figure 1) with such a low value of U_0 was present behind the TML, the overall line ratios would lie near [N II]/[S II] = 0.93, [S II]/H α = 0.087 and [O I]/H α = 0.013. Therefore, these ratios would all lie outside the boundaries from the three line diagrams (a), (b), and (c) of Figure 5. If we relied only on photoionization (without any TML) to fit the observations, we would have to adopt a much harder ionizing SED (but see Section 3.2) to provide the necessary heating and the ionization up to O $^{+2}$.

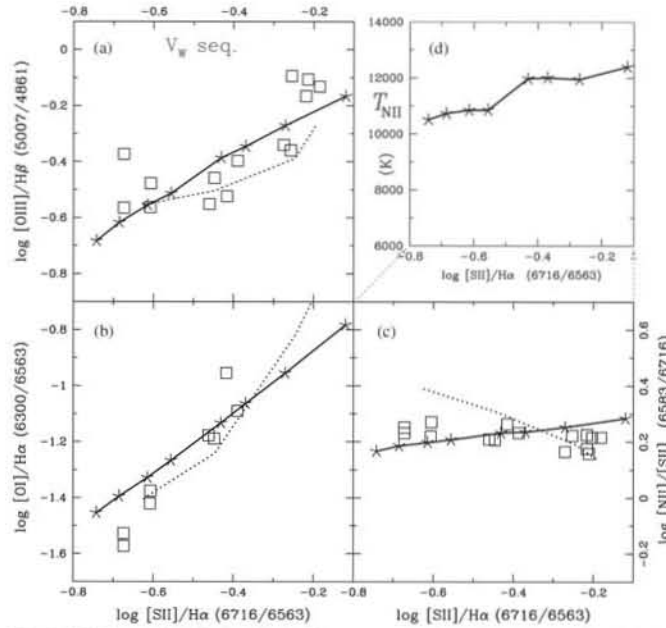


Figure 5. Line ratios of (a) $[O\ III]/H\beta$, (b) $[O\ I]/H\alpha$, (c) $[N\ II]/[S\ II]$ and (d) the T_{NII} temperature, all as a function of the $[S\ II]/H\alpha$ line ratio. Open squares: measurements of R98 of the DIG in NGC 891; continuous line: a sequence of TML models in which V_w is progressively increased by 0.1 dex from 27 to 133 km s^{-1} , while other parameters are kept constant: $N_o = 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ and $U_o = 10^{-5}$. The ratio $[S\ II]/H\alpha$ increases with increasing V_w . The dotted line represents a varying mixture of turbulent mixing layers and photoionized matter-bounded models that were proposed by R98.

3.5.1. The V_w -Sequence

In Figure 5, we superpose a sequence of TML models to the data, in which the wind velocity is progressively increased in locked steps, by 0.1 dex, from $V_w = 27$ to 133 km s^{-1} (corresponding to Mach numbers increasing from $M_w = 2.53$ to 13.5). The column N_o was set to 10^{17} cm^{-2} and U_o to 10^{-5} . In that sequence, the forbidden line ratios of $[O\ III]/H\beta$ and $[S\ II]/H\beta$ increase with increasing V_w . We note that the temperature inferred from the $[N\ II]$ (5755/6583) line ratio, T_{NII} , increases slightly along with $[S\ II]/H\alpha$, as shown in the upper right inset (panel d). Overall, the trends in line ratios are well reproduced, better in fact than with the composite (photoionization+TML) model of R98, which is represented by the dotted line. R98 showed that the line ratios not only correlate with decreasing $H\alpha$ surface brightness, but also with increasing z height above the disk of NGC 891. If the V_w sequence of models were a valid description of the long-slit measurements of R98, this would imply that the wind velocity is increasing with z .

3.5.2. The U_o Sequence

Alternatively, it is possible to reproduce the line ratio correlations by varying the ionization parameter instead of V_w . In Figure 6, we show a sequence of models in which both U_o and N_o increase⁹ in lock steps by 0.2 dex, while V_w is kept constant at 85 km s^{-1} . The initial values of U_o and N_o are 4.0×10^{-6} and $0.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, respectively, while the final values are 10 times larger. Varying N_o in locked steps with the ionization

⁹ Such a sequence is achieved by increasing both quantities φ_w and l_o in lock steps, while keeping n_o constant.

parameter limits the variations in $H\ I$ opacity, which is desirable otherwise the TML layers either get too thin or reach a regime in which photoionization takes over. In the sequence shown in Figure 6, we have ensured that photoionization does not become the dominant process. In fact, $[O\ III]$ and the other forbidden lines actually decrease as U_o is increased. For instance, $[O\ III]$ gets weaker as U_o increases because the average gas temperature where it is produced decreases along the sequence from 51,500 to 40,300 K. This sequence of models shows a $[N\ II]$ temperature gradient (Figure 6(d)) that is stronger than in the previous sequence (Figure 5(d)). When compared to the data on NGC 891, the behavior of the $[O\ III]/H\beta$ ratio is not as closely fit as in the V_w sequence, but the fit of the other line ratios are better.

3.6. Other DIG Observations

Although this study focuses on NGC 891, fitting similar line ratio trends in other objects is certainly achievable. In itself, this does not validate TML models, since the main reason for this is the higher number of free parameters that can be varied and which were already numerous in the alternative case of pure photoionization.

Although forbidden line ratios with respect to $H\alpha$ or $H\beta$ increase with height z above the midplane in NGC 891, this behavior is not repeated in all spirals. Cases for instance where $[O\ III]/H\beta$ decreases or reverse trend with height z are well documented in the studies of Miller & Veilleux (2003), Ote et al. (2002), and Collins & Rand (2001). In their studies of face-on M33, Voges & Walterbos (2006) find sudden changes in this ratio. Within the perspective of TML models, these observations bring new constraints to the interpretations that models are able to provide. For instance, in cases where $[O\ III]/H\beta$ decreases

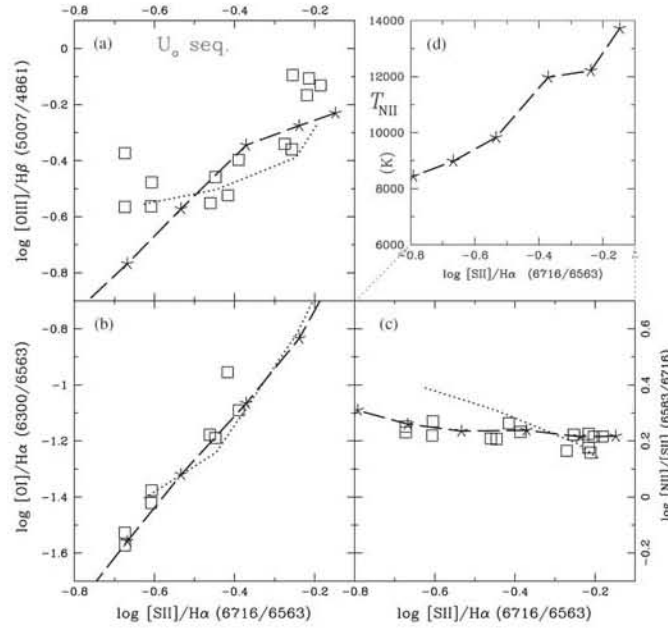


Figure 6. Dashed line: a sequence of TML models in which the ionization parameter is progressively increased by 0.2 dex, from 4.0×10^{-6} to 4.0×10^{-5} . The column N_o increases in the same proportion from 0.4×10^{17} to $4.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, while V_w is kept constant at 85 km s^{-1} . The ratio $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ decreases with increasing U_o and N_o . Other symbols have the same meaning as in Figure 5.

with z , we find it improbable that V_w could be decreasing with height, as required by the V_w sequence (Figure 5). In the case of the U_o sequence (Figure 6), however, a TML interpretation would imply that U_o is increasing with height, which could only come about if the ambient gas pressure decreases faster with z than the local ionizing flux.

The direct measurement of the $[\text{N II}]$ temperature is difficult owing to the intrinsic weakness of the $[\text{N II}]\lambda 5755$ lines. The $[\text{N II}](5755/6583)$ line ratio has nevertheless been determined in the Milky Way for three DIG sight lines (Madsen et al. 2006; Reynolds et al. 2001). The inferred temperatures are plotted in Figure 7. The two upper limits for NGC 891, as determined by Rand (1997), are also plotted. The comparison of these three temperatures by Madsen et al. (2006) with those of “classical” H II regions confirms that the DIGs are approximately 2000–3000 K warmer than H II regions. The TML models presented in this work are overlaid in Figure 7. Despite the scarce data, the comparison with models is encouraging insofar as it shows that turbulent dissipation and mixing can provide the extra heating required by the Galactic DIGs.

With the TML models presented in this work, in which none of the $[\text{O III}]$ emission is the result of photoionization but rather due to turbulent mixing and dissipation, we find that $[\text{O III}]$ is produced at a depth y of very high electron temperature. The behavior of the $[\text{O III}](4363/5007)$ line ratio in models shows that in both sequences the increase in $[\text{O III}]$ is caused by an increase in average¹⁰ temperature, from $\simeq 40,000$ to $52,000$

¹⁰ Because of the steep temperature gradient across the TML, the integrated $[\text{O III}](4363/5007)$ line ratio represents an “average” temperature that is strongly biased towards layers where the gas is densest rather than being close to the temperature where the fraction of O^{+2} peaks (see behavior of $(n \times n_e)^2$ in Figure 4).

K. These values are much higher than those characterizing the $[\text{N II}]$ emission zone, to the extent that the $[\text{O III}]\lambda 4363$ line flux is between the value of the $[\text{N II}]\lambda 5755$ flux and half of it. In principle, measuring a high $[\text{O III}]$ temperature or not would provide a strong discriminant for or against TML models.

3.7. The Mid-infrared $[\text{Ne II}] 12.81 \mu\text{m}$ and $[\text{Ne III}] 15.56 \mu\text{m}$ Lines

Mid-infrared observations of NGC 891 using the *SST* have been reported by Rand et al. (2008). Of particular interest are the measurements of the $[\text{Ne II}] 12.81 \mu\text{m}$, $[\text{Ne III}] 15.56 \mu\text{m}$, and $[\text{S III}] 18.71 \mu\text{m}$ fluxes of the DIG in the halo (two measurements) as well as in the disk (one measurement). Interestingly, the observed $[\text{Ne III}]/[\text{Ne II}]$ ratio increases with height z by a factor of 3. This is qualitatively similar to the trends revealed by the optical ratios of $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ or $[\text{O III}]/\text{H}\beta$. Our two TML sequences have $[\text{Ne III}]/[\text{Ne II}]$ increasing along with $[\text{O III}]/\text{H}\beta$, but the increase is only a factor 2. The maximum values reached for the ratio $[\text{Ne III}]/[\text{Ne II}]$ are 0.067 and 0.070, for the V_w sequence and U_o sequence, respectively. This is about 4.5 times too weak with respect to the observed halo value of 0.31. In his analysis, Rand et al. (2008) adopted a Ne/O abundance 2.5 times higher ratio than the solar value (Section 3.1). Changing our abundance set might resolve this discrepancy.

4. DISCUSSION

A photoionized TML can reproduce the line ratio trends observed by R98, if it is matter-bounded. Our work confirms the initial intuition of R98 who mixed two causally unrelated

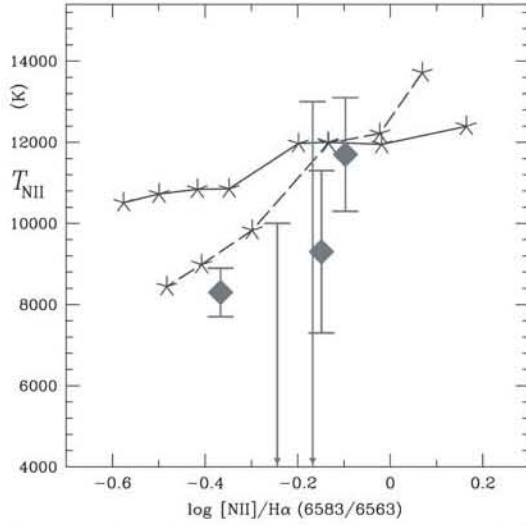


Figure 7. T_{NII} temperature was derived from the temperature sensitive [NII] (5755/6583) line ratio as a function of the [NII]/H α line ratio. The three solid squares correspond to temperatures borrowed from Madsen et al. (2006) and Reynolds et al. (2001) of the DIG in the Milky Way, while the two upper limits correspond to NGC 891 (Rand 1997). Overlaid are the same U_o and V_w sequences of Figure 5 (solid line) and Figure 6 (dashed-line), respectively.

ionized components in ad hoc proportions: a TML component and a matter-bounded photoionized component. The main advantage of our integrated model is that the ionized slab considered is submitted in a self-consistent manner to both excitation mechanisms: turbulent dissipation and photoionization. Adjusting the parameters so that the observed line ratios can be reproduced, however, comes at a price. The thickness of the TML layer becomes so small that the overall efficiency in generating emission lines becomes a concern. This can be illustrated as follows. From the definition of U_o , the ionizing photon flux impinging on our putative mixing layer of area A is $3.0 \times 10^4 A n_{-1} U_{-5}$ quanta s^{-1} , where U_{-5} is $U_o/10^{-5}$ and $n_{-1} = n_o/0.1 \text{ cm}^{-3}$. In the case of pure photoionization, assuming ionization equilibrium, the H α luminosity is given by $L_{\text{H}\alpha} = 4.44 \times 10^{-8} \eta A n_{-1} U_{-5} \text{ erg s}^{-1}$, where η is a measure of the reprocessing efficiency that reaches unity in the case of an ionization-bounded layer, where all the ionizing photons are absorbed. When the $L_{\text{H}\alpha}$ from the TML models are compared to that expected from this simple relationship, we find that the V_w sequence is characterized by an efficiency η that goes from 0.013 to 0.0031, as V_w is increased. In the case of the U_o sequence, η goes from 0.0013 to 0.027, as U_o and N_o are increased. What is most problematic is that the efficiency is lowest when turbulent dissipation is maximized, that is, in the regime where the [O III]/H β ratio is highest, whether we consider the V_w sequence of Figure 5 or the U_o sequence of Figure 6. The efficiencies at the high [O III]/H β end are only 0.0031 and 0.0013, for the V_w sequence and U_o sequence, respectively.

Such an efficiency is uncomfortably low. This can be illustrated by using the observations of NGC 891 by Rand (1997). With the long-slit perpendicular to the galactic plane of edge-on NGC 891, the author measured an H α surface brightness of $2 \times 10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$ at a height $z = 2 \text{ kpc}$, where the [O III]/H β ratio peaks. Assuming a distance of $D = 9.5 \text{ Mpc}$

(1 arcsec = 46 pc), the slit, perpendicular to the galactic plane, crosses the midplane of NGC 891 at 4.6 kpc from the nucleus. We adopt 1'' as the reference spatial scale. We integrate along the thickness of the layer, which we assume extends at most over 9 kpc along the line of sight, so that the layer area A' exposed to the UV flux arising from the midplane becomes $46 \text{ pc arcsec}^{-1} \times 9000 \text{ pc}$. The surface brightness derived from the $L_{\text{H}\alpha}$ expression above becomes $F_{\text{H}\alpha} = L_{\text{H}\alpha} k A' / (4\pi D^2)$, where k is the number of projected TML layers per arcsec (at $z = 2 \text{ kpc}$) along the slit. Hence, $F_{\text{H}\alpha} = 1.6 \times 10^{-17} k \eta n_{-1} U_{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$. For an efficiency η of 0.0013 and with $U_{-5} = 0.4$, matching the observed surface brightness implies the unreasonable number of $k \simeq 2400$ layers¹¹ per arcsec along the slit, assuming a density typical of the DIG in the Milky Way ($n_{-1} = 1$). Even if one raises this density by an order of magnitude, too many layers are still required. For higher density values beyond that, there would not be enough O stars to account for the required ionizing flux.

To summarize, it is possible to contrive the values of the parameters describing TML models so that the observed trends in line ratios are reproduced reasonably well. However, the efficiencies of the successful models appear downright too insignificant. In its current form our TML model is therefore invalidated. We may speculate that the gradient in temperature between the hot wind and the warm photoionized gas is so steep that the mixing length approach explored by Cantó & Raga (1991) is not directly applicable to the very hot wind surrounding the DIG. Values for the constant α (Equation (5)) about two orders of magnitude larger would be required so that turbulent mixing and dissipation could operate over a layer's thickness much larger than the very small values found in the current model.

L.D. acknowledges financial support from the Canada Research Chair program and from Canada's Natural Science and Engineering Research Council (NSERC) and from Québec's "Fonds québécois de la recherche sur la nature et les technologies" (FQRNT). This work was supported by the CONACyT grant J-50296. Diethild Starkmeth helped us with proofreading.

APPENDIX

THE DERIVATION OF CONSTANT α

From Equation (A3) in Cantó & Raga (1991), we obtain that the turbulent viscosity coefficient μ is given by

$$\mu = \frac{\epsilon}{12} \rho_o c_o l_o, \quad (\text{A1})$$

where ϵ is given by $0.089 \times \text{MIN}[\epsilon_1, \epsilon_2]$ with $\epsilon_1 = \frac{1}{2} \frac{c_w}{c_o}$ and $\epsilon_2 = \frac{1}{3} \frac{c_w}{c_o}$ (see their Equations (27), (30), and (36)). c_w and c_o correspond to the adiabatic sound speed in the hot wind and in the static layer, respectively. The subindex l denotes averages across the mixing layer. Cantó & Raga (1991) refer to the $\epsilon_2 < \epsilon_1$ case as the "mixing layer limited" case, while the "jet limited" case corresponds to $\epsilon_2 > \epsilon_1$.

In the case where $\epsilon_2 < \epsilon_1$, since in the isobaric case $\rho_l c_l^2 = \rho_o c_o^2$, after multiplying the numerator and denominator

¹¹ For this particular model, the layer's geometrical thickness is $l_o \simeq 4 \times 10^{17} / n_{-1} \text{ cm}$, which in any case leaves no space for the hot wind to flow if k is large.

by $\rho_l c_l$, we can rewrite the above expression as

$$\mu = \frac{0.089}{3 \times 12} \rho_l c_l l_o. \quad (\text{A2})$$

In the notation used in this paper, the constant α simply corresponds to the ratio $0.089/36 = 0.00247$. In the transonic case or when $\epsilon_1 < \epsilon_2$, we replace c_l in Equation (A2) by $\text{MIN}[V_w, c_l \times \text{MIN}[1, \frac{3}{2} \frac{\alpha}{c_w}]]$. It turns out that the value of α used by Binette et al. (1999) is a factor 3 too large. This can be corrected by dividing by 3 the values of the layer's thickness, h , quoted in their paper.

REFERENCES

- Anders, E., & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197
 Beckman, J. E., Rozas, M., Zurita, A., Watson, R. A., & Knapen, J. H. 2000, *AJ*, 119, 2728
 Begelman, M. C., & Fabian, A. C. 1990, *MNRAS*, 244, 26
 Binette, L., Cabrit, S., Raga, A., & Cantó, J. 1999, *A&A*, 346, 260
 Binette, L., Drissen, L., Ubeda, L., Raga, A. C., Robert, C., & Krongold, Y. 2009, *A&A*, in press, arXiv:0902.3689
 Binette, L., & Robinson, A. 1987, *A&A*, 177, 11
 Bland-Hawthorn, J., Freeman, K. C., & Quinn, P. J. 1997, *ApJ*, 490, 143
 Bodo, G. 1998, in *Astrophysical Jets: Open Problems*, ed. S. Massaglia & G. Bodo (Amsterdam: Gordon and Breach), 161
 Cantó, J., & Raga, A. C. 1991, *ApJ*, 372, 646
 Collins, J. A., & Rand, R. J. 2001, *ApJ*, 551, 57
 Dyson, J. E., Hartquist, T. W., Malone, M. T., & Taylor, S. D. 1995, *RevMexAA Ser. Conf.*, 1, 119
 Ferruit, P., Binette, L., Sutherland, R. S., & Pecontal, E. 1997, *A&A*, 322, 73
 Hummer, D. G., & Mihalas, D. 1970, *MNRAS*, 147, 339
 Hunter, D. A., & Gallagher, J. S., III. 1990, *ApJ*, 362, 480
 Kahn, F. 1980, *A&A*, 83, 303
 Lizano, S., & Giovanardi, C. 1995, *ApJ*, 447, 742
 Madsen, G. J., Reynolds, R. J., & Haffner, L. M. 2006, *ApJ*, 652, 401
 Martin, C. L. 1997, *ApJ*, 491, 561
 Miller, S. T., & Veilleux, S. 2003, *ApJ*, 592, 79
 Noriega-Crespo, A., Garnavich, P.M., Raga, A. C., Cantó, J., & Böhm, K. H. 1996, *ApJ*, 462, 804
 Otte, B., Gallagher, J. S., III, & Reynolds, R. J. 2002, *ApJ*, 572, 823
 Otte, B., Reynolds, R. J., Gallagher, J. S., III, & Ferguson, A. M. N. 2001, *ApJ*, 560, 207
 Raga, A. C., & Cantó, J. 1997, in *Molecules in Astrophysics: Probes and Processes*, ed. E. Van Dishoeck (Dordrecht: Reidel), 89
 Rand, R. J. 1996, *ApJ*, 462, 712
 Rand, R. J. 1997, *ApJ*, 474, 129
 Rand, R. J. 1998, *ApJ*, 501, 137
 Rand, R. J., Wood, K., & Benjamin, R. A. 2008, *ApJ*, 680, 263
 Relaño, M., Peimbert, M., & Beckman, J. 2002, *ApJ*, 564, 704
 Reynolds, R. J., Haffner, L. M., & Tufte, S. L. 1999, *ApJ*, 525, L21
 Reynolds, R. J., Hausen, N. R., Tufte, S. L., & Haffner, L. M. 1998, *ApJ*, 494, L99
 Reynolds, R. J., Sterling, N. C., Haffner, L. M., & Tufte, S. L. 2001, *ApJ*, 548, L221
 Rossi, P., Bodo, G., Massaglia, S., & Ferrari, A. 1997, *A&A*, 321, 672
 Slavin, J. D., Shull, J. M., & Begelman, M. C. 1993, *ApJ*, 407, 83
 Sokolowski, J., & Bland-Hawthorn, J. 1991, *PASP*, 103, 911
 Stone, J. M., Xu, J., & Hardee, P. E. 1997, *ApJ*, 483, 136
 Taylor, S. D., & Raga, A. C. 1995, *A&A*, 296, 823
 Voges, E. S., & Walterbos, R. A. M. 2006, *ApJ*, 644, L29
 Walterbos, R. A. M. 1998, *PASA*, 15, 99
 Zurita, A., Beckman, J. E., Rozas, M., & Ryder, S. 2002, *A&A*, 386, 801

Apéndice B

**2ndo artículo: Analysis of the
diffuse ionized gas database:
DIGEDA 2009, RevMex, 45, 261**

ANALYSIS OF THE DIFFUSE IONIZED GAS DATABASE: DIGEDA

Nahiel Flores-Fajardo, Christophe Morisset, and Luc Binette
 Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico

Received 2009 June 17; accepted 2009 August 15

RESUMEN

Los estudios del Gas Ionizado Difuso (DIG), hasta el momento se han hecho sin un consenso del criterio estricto para diferenciar entre el DIG y las regiones H II. En este trabajo recopilamos las mediciones de las líneas en emisión de 29 galaxias disponibles en la literatura, creando la primera base de datos del DIG (DIGEDA). Haciendo uso de esta base, analizamos las propiedades globales del DIG a partir de los cocientes de líneas $[\text{N II}]\lambda 6583/\text{H}\alpha$, $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$, $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ y $[\text{S II}]\lambda 6716/\text{H}\alpha$, así como la medida de emisión de $\text{H}\alpha$. Este análisis nos permitió concluir que el cociente $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ es un criterio general para diferenciar si una región en emisión es DIG o región H II, mientras que la $\text{EM}(\text{H}\alpha)$ es una cantidad útil únicamente cuando consideramos galaxias por separado. Finalmente, encontramos que las regiones clasificadas como DIG en galaxias Irr parecen tener un comportamiento más cercano al de las regiones H II que al DIG en galaxias espirales.

ABSTRACT

Studies of the Diffuse Ionized Gas (DIG) have progressed without providing so far any strict criterion to distinguish DIGs from H II regions. In this work, we compile the emission line measurements of 29 galaxies that are available in the scientific literature, thereby setting up the first DIG database (DIGEDA). Making use of this database, we proceed to analyze the global properties of the DIG using the $[\text{N II}]\lambda 6583/\text{H}\alpha$, $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$, $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ and $[\text{S II}]\lambda 6716/\text{H}\alpha$ lines ratios, including the $\text{H}\alpha$ emission measure. This analysis leads us to conclude that the $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ ratio provides an objective criterion for distinguishing whether an emission region is a DIG or an H II region, while the $\text{EM}(\text{H}\alpha)$ is a useful quantity only when the galaxies are considered individually. Finally, we find that the emission regions of Irr galaxies classified as DIG in the literature appear in fact to be much more similar to H II regions than to the DIGs of spiral galaxies.

Key Words: astronomical data bases: miscellaneous — galaxies: general — ISM: H II regions — ISM: lines and bands — line: formation

1. INTRODUCTION

From observations of free-free continuum absorption, Hoyle & Ellis (1963) inferred the existence of a new gas component of the interstellar medium (ISM). They proposed that this new component was warm ($T_e \sim 10^4$ K), of low density ($n_e \sim 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$), ionized and that it surrounded the Milky Way's disk. The integrated luminosity of this hypothetical medium was comparable to that expected from photoionization by O and B stars from the disk.

The existence of this gas component was later confirmed by the signal dispersion from pulsars and

by the detection of faint optical emission lines from the galactic diffuse interstellar medium (Reynolds, Scherb, & Roesler 1973). Deep images of external galaxies such as NGC 891 show a similar warm gas component (Dettmar 1990; Rand 1998). This component has since been found in several other galaxies (e.g., Bland-Hawthorn, Sokolowski, & Cecil 1991a,b; Veilleux, Cecil, & Bland-Hawthorn 1995; Greenawalt, Waltherbos, & Braum 1997; Martin & Kennicutt 1997; Wang, Heckman, & Lehnert 1997). Today, it carries various names, such as WIM (Warm Ionized Medium), DIM (Diffuse Ionized Medium), DIG (Diffuse Ionized Gas) or eDIG (extraplanar

DIG), and “Reynold’s Layer” (in the case of the Galaxy). Hereafter, we will use the generic names DIG and eDIG.

Despite the fact that the DIG in our Galaxy accounts for $\sim 90\%$ of the ionized medium’s mass (Reynolds 1991), the nature of this low density plasma is far from being well understood. The first problem encountered in DIG studies is how to formally distinguish DIGs from H II regions, which similarly consist of a warm and ionized gas phase. Several methods have been proposed in the literature. Examples are the H α equivalent width (Bland-Hawthorn et al. 1991a), the H α emission measure¹, EM (e.g., Walterbos & Braun 1994), or the surface brightness (e.g., Ferguson et al. 1996). Nevertheless, none of the methods has so far been accepted as standard, mainly because the density and size of the emitting regions are usually unknown. To illustrate the above problem, an example is provided by the galaxy M31, for which Walterbos & Braun (1994) adopted the EM criterion to distinguish DIGs from H II regions. They found that close to low star formation regions, the DIG always had an EM $< 50 \text{ pc cm}^{-6}$, while near higher star formation regions, the latter had an EM near 100 pc cm^{-6} . Therefore, even though the EM is proportional to the electron density and should thereby reflect how “diffuse” an emission region is, this criterion was shown to vary with position in this galaxy.

Another problem in the study of the DIG is the difficulty in observing it, mainly because of its low surface brightness. As a result, the observations in the literature are sparse and only a few line ratios are typically reported. Furthermore, systematical comparative studies of the general behavior of the EMs or of line ratios among different objects are still missing. For example, even though a majority of authors agree on the existence of an anti-correlation between the [N II] $\lambda 6583/\text{H}\alpha$ or [S II] $\lambda 6716/\text{H}\alpha$ ratios with the EM (these ratios increase when the EM decreases, e.g., Bland-Hawthorn et al. 1991a; Rand 1998), very few studies were done with more than two galaxies (e.g., Wang et al. 1997; Zurita, Rozas, & Beckman 2000; Tüllmann & Dettmar 2000; Miller & Veilleux 2003). In this work, we will verify for the first time whether such an anticorrelation is a general feature of the DIG or not. Another interesting aspect is the apparent confusion concerning the [O III] $\lambda 5007/\text{H}\beta$ ratio in the literature, for which some authors report a constant behavior with EM (e.g., Wang et al. 1997, at least for some galaxies), while others report

an increase when the EM decreases (e.g., Rand 1998; Tüllmann & Dettmar 2000).

The spectral characteristics (different from those of H II regions) combined with the large spatial extension of the DIG (typically $|z| \approx 2 \text{ kpc}$), are not well reproduced by models that consider only photoionization from O-B stars (e.g., Rand, Wood, & Benjamin 2009), even though it could provide the entire UV photon flux required to maintain the DIG ionized (e.g., Reynolds 1990; Zurita et al. 2000). As a result, several authors have suggested that the DIG could be excited by extra ionization (or heating) sources like: shocks (e.g., Sivan, Stasińska, & Lequeux 1986), mixing layers (e.g., Binette et al. 2009), old hot stars (e.g., Sokolowski & Bland-Hawthorn 1991), and decaying dark matter (e.g., Dettmar & Schultz 1992). In the study of the Seyfert 2 galaxy NGC 1068, Bland-Hawthorn et al. (1991b) proposed photoionization by the AGN power law. None of these models is completely successful in explaining the line ratios, spatial extensions and luminosities of the DIGs in spiral galaxies. For a complete review of the posibles DIG ionizing or heating sources, see Bland-Hawthorn, Freeman, & Quinn (1997).

With the previous arguments in mind, and to correct for the lack of comparative studies in the field of diffuse emission, we have compiled a comprehensive database of emission line ratios or fluxes, from DIGs or H II regions, published in the literature. This database is hereafter called the Diffuse Ionized Gas Emission Database (DIGEDA) which will soon be available at the VizieR website of CDS (Centre de Données Astronomiques de Strasbourg, <http://vizier.u-strasbg.fr>).

The structure of the article is the following: after describing DIGEDA in § 2, we proceed with the analysis and interpretation of the data in § 3. A discussion follows in § 4 and a brief conclusion is given in § 5.

2. THE DIG DATABASE

An extensive research on DIG observations in the literature led us to build a comprehensive database comprising DIG and H II region spectroscopic observations of 29 different galaxies (25 spiral galaxies and 4 irregulars). This survey contains galaxies with a significant spread in star formation rates, H α luminosities, distances, disk inclinations, slit positions and slit orientations.

2.1. Internal data structure of DIGEDA

Table 1 lists the 17 bibliographic references used in DIGEDA, which amounts to a total of 1061 line

¹The EM in units of pc cm^{-6} is defined as $\text{EM} \equiv \int n_e n_{H^+} ds \approx \int n_e^2 ds$.

TABLE 1
BIBLIOGRAPHICAL REFERENCES USED FOR THE COMPILATION OF DIGEDA

Ref_ID ^a	Author	Galaxy	Slit ^b	Observations ^c	No. regions
1	Benvenuti, D'Odorico, & Peimbert (1976)	M33	Interarm	[O III] λ 4959, [O III], [N II]	62
2	Golla, Dettmar, & Domgorgen (1996)	NGC 4631	\perp 	[N II], [S II] [N II], [S II]	39 80
3	Greenawalt et al. (1997)	M31	DIG, H II	[O II], [O III], [N II], [S II]+, EM	18
4	Martin & Kennicutt (1997)	NGC 1569	DIG	[O III], He I, [O I], [N II], [S II]+	25
5	Wang et al. (1997)	M51 M101 NGC 2403 NGC 4395	Interarm Interarm Interarm Interarm	[O III], [N II], [S II]+ [O III], [N II], [S II]+ [O III], [N II], [S II]+ [O III], [N II], [S II]+	3 6 5 3
6	Rand (1998)	NGC 891	 \perp	[O I], [N II], [S II] [O III], [O I], [N II], [S II]	45 19
7	Galarza, Walterbos, & Braun (1999)	M31	DIG, SBRs	[O II], [O III], [N II], [S II]+, EM	30
8	Hoopes, Walterbos, & Rand (1999)	NGC 4631	\perp	[O III], [S II]+, EM	31
9	Tüllmann & Dettmar (2000)	NGC 1963 NGC 3044 NGC 4402 NGC 4634	\perp \perp \perp \perp	[O III], He I, [O I], [N II], [S II], EM [O III], He I, [O I], [N II], [S II], EM [N II], [S II], EM [N II], [S II], EM	40 47 24 40
10	Collins & Rand (2001)	NGC 4302 NGC 5775 UGC 10288	\perp \perp \perp	[N II], [S II]+ [O I], [O III], [N II], [S II]+ [O I], [O III], [N II], [S II]+	13 31 19
12	Otte, Gallagher, & Reynolds (2002)	NGC 5775 NGC 4634 	\perp \perp 	[O II], [O III], [N II], [S II]+ [O II], [O III], [N II], [S II]+ [O II], [O III], [N II], [S II]+ [O II], [O III], [N II], [S II]+ [O II], [O III], [N II], [S II]+ [O II], [O III], [N II], [S II] [O II], [N II], [S II]+	38 34 32 34 34 53 50
13	Hoopes & Walterbos (2003)	M33 M51 M81	Interarm Interarm Interarm	[O III], He I, [N II], [S II], EM [O III], [N II], [S II], EM [O III], [N II], [S II]	37 26 2
14	Miller & Veilleux (2003)	UGC 2092 UGC 3326 UGC 4278 NGC 2820 NGC 3628 NGC 4013 NGC 4217 NGC 4302 NGC 5777	\perp \perp \perp \perp \perp \perp \perp \perp \perp \perp	[N II], [S II] [N II], [S II] [O III], He I, [O I], [N II], [S II] [O III], He I, [O I], [N II], [S II] [O III], [N II], [S II] [O III], He I, [O I], [N II], [S II] [O III], [O I], [N II], [S II] [O III], He I, [O I], [N II], [S II] [O III], [N II], [S II]	4 6 13 13 13 9 17 9 6
15	Hidalgo-Gómez (2006)	ESO245-G05 Gr8	DIG, H II DIG, H II	[O II], [O III], [N II], [S II] [O III], He I, [N II], [S II]	7 19
16	Voges & Walterbos (2006)	M33	DIG	[O III], [O I], [N II], [S II]	7
17	Voges (2006)	NGC 891	 \perp	[O III], [O I], [N II], [S II], EM [O III], [O I], [N II], [S II], EM	16 10
18	Hidalgo-Gómez (2007)	DDO53	DIG, H II	[O III], [S II]	26

^aThese numbers also serve as bibliographical entries in DIGEDA.

^bSlit orientation in each galaxy. The symbols and descriptors are described in § 2.1.

^cThe line wavelengths are the following: [O II] λ 3727, [O III] λ 5007, He I λ 5876, [O I] λ 6300, [N II] λ 6583, [S II] λ 6716 and [S II] λ 6716 + λ 6731.

measurement data sets. Table 1 also summarizes the main characteristics of the observations contained in each reference. The table is structured as follows: Column 1 attributes a unique identification number to each reference, which is later used as a reference label in DIGEDA (Ref_ID), Column 2 contains the

bibliographic references, Column 3 lists the names of the galaxies studied in each reference, Column 4 is the slit orientation with respect to the galactic plane in the case of edge-on galaxies: parallel (||) or perpendicular (\perp), while for the case of face-on galaxies, a short descriptor of the region is used instead:

TABLE 2
COLUMN HEADERS IN DIGEDA^a

Column	0	1	2	3	4
Information	Obs_ID	Position	[O II] λ 3727	[O III] λ 4363	H β
Column	5	6	7	8	9
Information	[O III] λ 4959	[O III] λ 5007	He I λ 5876	[O I] λ 6300	[N II] λ 6548
Column	10	11	12	13	14
Information	H α	[N II] λ 6583	[S II] λ 6716	[S II] λ 6731	[S II] λ 6716+6731
Column	15	16	17	18	19
Information	T _e (10 ⁴ K)	[S II] λ 6716/6731	[O III] λ 5007/4959	H α /H β	EM
Column	20	21	22	23	24
Information	Ref_ID	Morphology	Slit	Region_ID	Gal_ID

^aSee § 2.1 for further details about the information contained in the various entries.

Interarm, DIG (Diffuse Ionized Gas), H II (H II region), SBR (Super Bubble Remnant). In Column 5, we detail the set of emission lines reported for each galaxy while in Column 6 we give the total number of areas or positions² observed within each galaxy. There are two factors that may affect the accuracy of the line ratios: dust reddening and the presence of underlying absorption lines. We have not performed any reddening correction although we did use the reddening-corrected ratios when made available by the authors. In any case, all line ratios considered in this Paper involve lines that are relatively close in wavelengths and are therefore not very sensitive to reddening. As for the presence of underlying absorption lines, this is a concern only for H α and H β . The equivalent width of either absorption line is estimated to be ~ -2 Å (Antonio Peimbert, private communication). Since the emission line equivalent widths are *not* available from the works cited in Table 1, we could not correct the ratios for this effect nor evaluate precisely its impact. Further details about the data reduction performed by each author can be found in the corresponding bibliographical entry listed in Table 1. Hereafter, we will consider the symbols [N II], [O I], [O III], [S II], and [S II]+, as referring to the [N II] λ 6583, [O I] λ 6300, [O III] λ 5007, [S II] λ 6716 and [S II] λ 6716+ λ 6731 emission lines, respectively.

The 1061 observations obtained from these references were extracted by digitalization of published figures or tables. The data were subsequently normalized and incorporated in DIGEDA. This resulted in a table of 25 comma-separated columns (csv format) containing 1061 data lines (or records).

²Throughout the paper, we also refer to these positions as “regions”.

Missing entries are represented by (−1) in the corresponding data field. The table begins with a header line, which attributes a descriptor to each column. The first column attributes a unique identifying number (Obs_ID) to the observation it refers to. Apart from line ratios or fluxes, additional columns (20 to 25) are provided that describe the particularities of the observation (observed position, slit orientation, ...). The entries contained in these columns consist of numbers (or pointers), which refer to specifically coded information (see description below). This ensures that the information it contains can be easily accessed by any numerical program. A list of all the column headers and the type of information they contain is provided in Table 2.

As we mentioned above, the entries in some of the columns have a numerical format that deserves further clarification: “Obs_ID” is the positive, consecutive and unique number for row identification. “Position” is the value in kpc of the position within each galaxy. In case the observations was carried out perpendicular to the galaxy plane, this is the distance from the plane, for parallel slits this is the position from the galaxy center and for face-on galaxies the position is determined with respect to some reference point that the authors had specified. The ratio H α /H β is that reported by the authors. However, in cases where no value was reported, a theoretical ratio of 2.86 was assumed when its value was required to normalize the forbidden lines. The “EM” is the H α emission measure, specified in units of pc cm^{−6}. “Ref_ID” is the integer descriptor that identifies the bibliographical reference (see Table 1). “Morphology” refers to the galaxy’s morphology and its orientation, as follows: for spiral galaxies 11 is reserved for edge-on objects and 12 for face-on ones;

TABLE 3
LIST OF GALAXIES CONTAINED IN DIGEDA

GalID ^a	Galaxy	R.A.	DEC.	Morphology Type	Inclination
		(h m s)	(d m s)		(degrees)
1	M 31	00 42 44.3	+41 16 09	Sb, LINER	77.5
2	M 33	01 33 50.9	+30 39 36	Scd, H II	56
3	M 51	13 29 55.7	+47 13 53	Sbc	64
4	M 81	09 55 33.2	+69 03 55	Sab;LINER Sy1.8	58
5	M 101	14 03 12.6	+54 20 57	SBcd	17
20	NGC 891	02 22 33.4	+42 20 57	Sb, H II	64
21	NGC 1569	04 30 49.0	+64 50 53	Irr	
22	NGC 1963	05 32 16.8	-36 23 55	Scd	85
23	NGC 2403	07 36 51.4	+65 36 09	SBcd, H II	62
24	NGC 2820	09 21 45.6	+64 15 29	SBc	90
25	NGC 3044	09 53 40.9	+01 34 47	SBb	84
26	NGC 3079	10 01 57.8	+55 40 47	SBc, LINER, Sy 2	60
27	NGC 3628	11 20 17.0	+13 35 23	Sb	87
28	NGC 4013	11 58 31.4	+43 56 48	Sb, H I LINER	90
29	NGC 4217	12 15 50.9	+47 05 30	Sb	86
30	NGC 4302	12 21 42.5	+14 35 54	Sc	90
31	NGC 4395	12 25 48.8	+33 32 49	Sm, LINER, Sy 1.8	38
32	NGC 4402	12 26 07.5	+13 06 46	Sb	74
33	NGC 4631	12 42 08.0	+32 32 29	SBb	85
34	NGC 4634	12 42 40.9	+14 17 45	Sc	83
35	NGC 5775	14 53 57.6	+03 32 40	Sb	86
36	NGC 5777	14 51 17.8	+58 58 41	Sb	83
70	UGC 2092	02 36 31.6	+07 18 34	Scd	86
71	UGC 3326	05 39 37.1	+77 18 45	Scd	90
72	UGC 4278	08 13 58.9	+45 44 32	SBd	90
73	UGC 10288	16 14 24.8	-00 12 27	Sc	87
90	ESO245 - G05	01 45 03.7	-43 35 53	Irr	
91	Gr 8	12 58 40.4	+14 13 03	Irr	
92	DDO 53	08 34 07.2	+66 10 54	Irr	

^aUnique galaxy identification number within DIGEDA.

2 is used for irregulars. “Slit” is the slit orientation with respect to the galactic plane: 1 for parallel slits, 2 for perpendicular slits and 3 for observations of face-on objects. “Region_ID” refers to the three possible emission region types: 1 and 11 are used for H II regions, 2 and 21 for transition zones, 3 and 31 for DIG regions, and finally, 4 is reserved for data that do not fit any classification. Single digit entries denote the authors original classification (when it was reported) while double digit entries denote our own classification taking into account the value of the height above the galactic plane $|z|$ as described below in § 2.2. Finally, “Gal_ID” is an integer number that relates uniquely the galaxy’s name to its source catalog, as follows: Messier: 1–19, New General Catalog: 20–69, Uppsala General Catalog: 70–89 and others: 90–99. The list of all the galaxies in DIGEDA, with their basic characteristics, is given in Table 3.

To sum up, DIGEDA contains 1061 spectroscopic observations. It is worth noting, however, that only 114 observations contain simultaneous measurements of [N II], [O III], [S II] and the EM (these turn out to be edge-on spiral galaxies). But if we consider instead a single pair of lines, for example [N II] and [O III], the number of available data entries in this case increases to 462 observations.

DIGEDA will be made available on-line, at the VizieR website (<http://vizier.u-strasbg.fr>).

2.2. An additional grouping criterion: $|z|$

Due to the fact that there is no standard criterion to distinguish DIGs from H II regions, most of the authors in the field report their spectroscopic studies without any classification. For instance, $\simeq 76\%$ of the 1061 observations in the DIGEDA are neither referred to as H II region, DIG or transition zone.

About $\sim 97\%$ of these data correspond to edge-on galaxy observations, which are of particular interest among diffuse ionized gas studies. For this galaxy type, the halo gas is easier to separate from the disk (where most H II regions are located). In that case, the DIG emission can be reasonably assumed to be free from contamination by star formation emission. Considering that in the Milky Way, the thin disk is defined as the region where most of the galaxy's star formation is taking place, we propose in this Paper a 'zoning' classification criterion based on the height (above or below) the galactic plane $|z|$. The proposed zoning classification leads to the following three situations:

- $|z| < 500$ pc. Owing to the fact that in the Milky Way, one considers that H II regions are confined to a disk of 350 pc height, we have assumed this to be a general behavior in spiral galaxies. We will therefore consider that line emission from regions within 500 pc from the galactic plane corresponds overwhelmingly to emission from star forming regions. Consequently, we will classify these regions as *H II regions* ("Region_ID"=11).
- $500 \leq |z| < 1000$ pc. The majority of spiral galaxies from the database do not have an inclination of exactly 90° and it is therefore probable that, due to projection effects, a line of sight below or above the galactic plane of between 500 and 1000 pc will cross a large volume, which likely will contain both DIG and H II region emission. Since we do not know precisely the contribution from each type, we will classify these regions as being from *transition zones* ("Region_ID"=21).
- $|z| \geq 1$ kpc. Even though some authors have reported the existence of H II regions as far away as 1.5 kpc from the plane, this remains an uncommon occurrence. In this work, we will assume that the emission from any lines of sight above $|z| = 1$ kpc from the galactic plane is free from any contamination from star formation emission. This leads us to classify these regions as *eDIG* ("Region_ID"=31).

Applying this 'zoning' classification to the database resulted in 309 H II regions, 218 transition zones, and 509 eDIGs. Only 2% of the observations could not be classified. They turn out to come from face-on galaxies where our criterion based on $|z|$ is not applicable.

3. ANALYSIS AND INTERPRETATION OF THE DIGEDA DATA

We have carried out a statistical study of the database with the aim of identifying the main differences between DIGs and H II regions. To assist us, we used the line ratio diagnostic diagrams prescribed by Baldwin, Phillips, & Terlevich (1981) and by Veilleux & Osterbrock (1987). Such diagrams were created with the intention of classifying line emitting regions according to their physical conditions, yet using only the most commonly measured lines, that is: H α , H β , [N II], [O I], [O III], and [S II]. Baldwin et al. (1981)³ and Veilleux & Osterbrock (1987) found that these diagrams provide a quantitative classification scheme of extragalactic sources, in which the main excitation mechanism operating on the gas is identified, namely: photoionization by O and B stars, photoionization by a power-law continuum source, shock-wave heating and photoionization by old and very hot stars. Apart from being used for the above purpose, these diagrams also turn out to be useful in other situations or for other kinds of emission objects (e.g., distinguishing planetary nebulae from H II regions, see Kniazev, Pustilnik, & Zucker 2008). Since the emission lines quoted above are among the most commonly observed lines in DIG regions as well, we adopted the line-ratio diagnostic diagrams in our statistical study.

3.1. Results from line ratio diagnostic diagrams

In Figures 1 and 2, we show, for the whole database, the line ratios [O III]/H β , [O I]/H α , [S II]/H α , and [S II]+/H α as a function of the ratio [N II]/H α . Figure 1 distinguishes the different galaxy types as follows: Irregular galaxies (asterisks), spiral face-on galaxies (triangles) and edge-on spirals (squares). Figure 2, which is discussed below, distinguishes among the three emission region types defined in § 2.1.

Our Panel (a) in Figure 1 shows that the data describes a "seagull" shape quite similar to that found by Stasińska et al. (2006) from a study of 20,000 "normal" star-forming and AGN galaxies extracted from the SLOAN database. While the line ratios from both spiral types (edge-on and face-on) extend over the full seagull area in Panel (a) of Figure 1, those from irregular galaxies tend to occupy only the extreme left wing (lower [N II]/H α and greater [O III]/H β values). In the other Panels (b), (c) and (d) of Figure 1, the same remarkable behavior is

³Hereafter, we will refer to the [N II]/H α vs. [O III]/H β diagram as 'BPT diagram'.

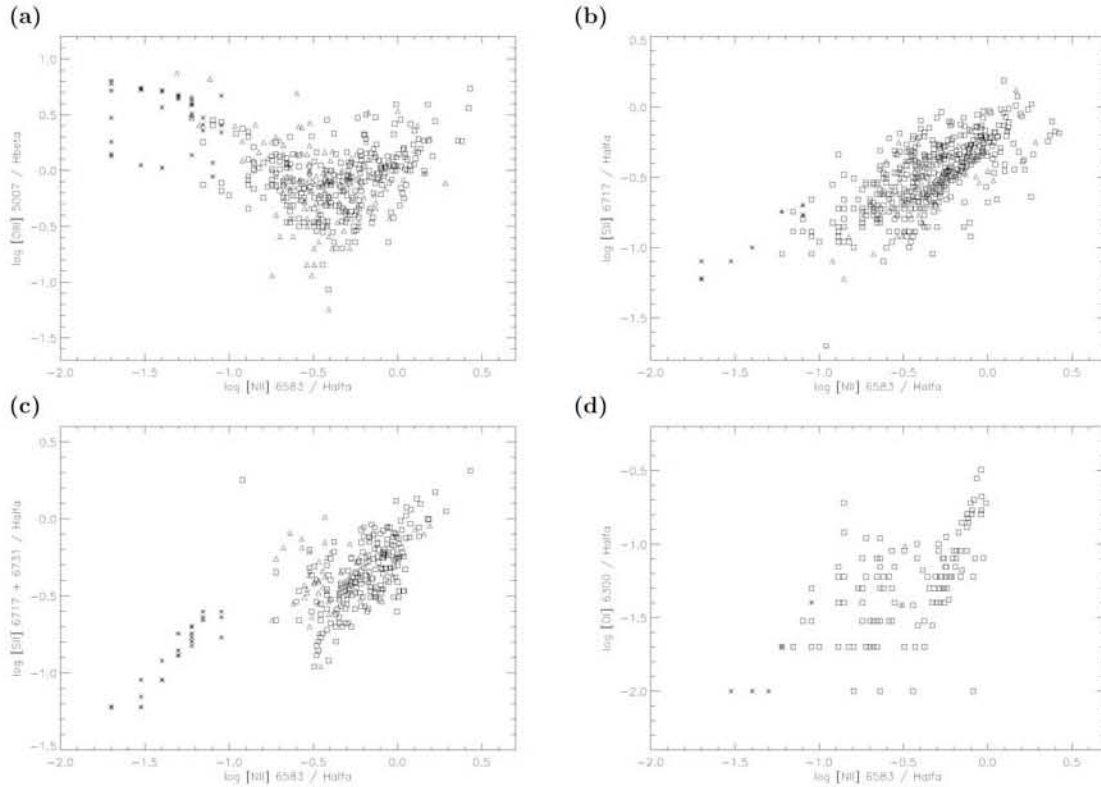


Fig. 1. Diagnostic diagrams for all observations in the database. The data points identify the galaxy types as follows: irregular galaxies (asterisks), face-on spiral galaxies (triangles), and edge-on spiral galaxies (squares).

found. Notwithstanding the reasons for such behavior (see § 4), it is statistically apparent that the data from irregular and spiral galaxies should not be analyzed without differentiating the galactic type. Since DIGEDA contains only nine observations of irregular galaxies, we chose to consider only spiral galaxies in the analysis that follows.

Figure 2 is similar to the previous figure, except that it distinguishes among the three types of emission line regions: H II regions (blue diamonds), transition zones (green crosses) and DIGs (red pluses). In Panel (a), DIGs and H II regions conform together a “seagull” shape. However, it becomes evident in this BPT diagram that the DIGs occupy a very different location with respect to the H II regions. While H II regions are principally located in the left seagull wing, DIGs cover the right seagull wing, i.e. the two types can be distinguished from their $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ ratio alone.

Although less apparent, we can see in Panels (b) and (c) of Figure 2 that DIGs tend furthermore to

have $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ ratios greater than those from H II regions. This behavior has been previously mentioned on several occasions (Bland-Hawthorn et al. 1991a; Zurita et al. 2000; Rand 1998; Haffner, Reynolds, & Tufté 1999; Tüllmann & Dettmar 2000) for different galaxies using different classification criteria. The importance of this figure in DIG studies is that it makes clear that even when the data have been classified using a very different criterion, the intensities of $[\text{N II}]$ and $[\text{S II}]$ are significantly greater in general in DIGs than in H II regions. Perhaps the spread in position of each type and the extent to which they overlap (which differ in each panel) could also be the manifestation of the absence of an universally accepted classification scheme to distinguish the emission region type.

Conspicuously, Panel (d) of Figure 2 does not show any clear trend in the behaviour of the $[\text{O I}]/\text{H}\alpha$ line ratio. The data dispersion and the overlap in this panel are both larger than found with $[\text{N II}]$ or $[\text{S II}]$, possibly because the $[\text{O I}]$ line is the weakest

of all lines considered here. In this case, we can expect the [O I] measurements to be more difficult and uncertain, which is consistent with the fact that we only have 148 [O I] measurements (all types together) available among the 1061 observations.

3.2. The [N II]/H α line ratio criterion

Even though our diagnostic diagrams in Figure 2 strongly suggest the existence of a clear separation between H II regions and DIGs in the behavior of [N II]/H α and [S II]/H α , a significant overlap is nevertheless present. It thus becomes essential to make a quantitative comparison of the distributions of the various line ratios. This exercise would allow us to identify which ratios show the most significant differences between DIGs and H II regions in the distribution of their values. For this purpose, we can use box diagrams, which summarize in a very schematic fashion the intrinsic distribution of any of the data entries. In such diagrams, each box contains 50% of the data and each has been defined using quartiles Q1 and Q3, which are the lowest and highest 25% cut-offs in the data distribution. In such boxes, a vertical line denotes the position of the median of the distribution, while “whiskers” are used to represent distribution boundaries that include 80% of the data, which have been defined using the deciles D1 and D9, corresponding to the lowest and highest 10% cut-offs.

Figure 3 shows such box diagrams for the EM values and for each of the most prominent line ratios (from spiral galaxies) contained in DIGEDA. Each datum’s statistic distinguishes whether it considers only DIGs or H II regions, using the label (D) or (H), respectively. It is apparent that a few conspicuous line ratios show a distribution that is significantly *distinct* between DIGs and H II regions. These ratios correspond to those boxes that do not overlap (or overlap slightly) in log (I) position when comparing the (D) and (H) boxes of the same quantity. It is also obvious that, conversely, many line ratios show an important overlap in the position of the (D) and (H) boxes.

If we consider the line ratios of [O I], [S II], [S II]+ and [N II] with respect to H α , the following sample sizes are available: [O I] (157 entries), [S II] (521 entries), [S II]+ (322 entries) and [N II] (888 entries). It is noteworthy that for each of these 4 line ratios, the distributions that the boxes in Figure 3 represent do *not* overlap between the (D) and (H) entries. That is, these 4 line ratios show clear differences in their quantiles distribution between DIGs and H II regions. This quantitative analysis gives us further

confidence in proposing that a few line ratios are by themselves sufficient to empirically distinguish a DIG region from an H II region, notwithstanding the lack of any prior knowledge about the electron density or column size (both quantities being unknown in DIGs).

Even considering that any of the above four lines ratios could be a useful criterion for distinguishing DIGs, the [N II]/H α statistic corresponds to the largest data sample. Observationally, it is also perhaps the ratio that is easiest to measure (since [N II] is a strong line and the [N II]/H α ratio does not require any reddening correction).

In Table 4, the numerical values of the different quantiles for [N II]/H α are summarized. It can be concluded that emission regions with [N II]/H α < -0.5 should be classified as H II regions, while those with [N II]/H α > -0.3 should be classified as DIGs. Measurements of intermediate values result in an uncertain classification. In any case, we can infer that emission regions with a ratio [N II]/H α < -0.4 have a high probability of being an H II region while regions with [N II]/H α > -0.4 have a higher probability of being a DIG.

Additionally, the boxes in Figure 3 representing the ratios [O III]/H β , [N II]/[S II], [N II]/[S II]+, and [N II]/[O III] do *not* show a significant difference in distribution between DIGs and H II regions. These ratios are therefore useless for distinguishing one type of region from another.

Some authors have proposed to use the EM as a classification criterion (e.g., Walterbos & Braun 1994). We note, however, from Figure 3 that the box diagrams of EM do not show any significant differences between the DIG and H II region distributions. Other authors (e.g., Bland-Hawthorn et al. 1991a,b; Rand 1998) have suggested that the [N II]/H α ratio shows a strong anti-correlation with the EM, i.e. the [N II]/H α would increase as the EM decreases. To which extent therefore can the EM be a distinguishing universal criterion for DIGs? Even though the EM distribution box in Figure 3 suggests that we cannot (because of a large overlap of the (D) and (H) boxes), we may nevertheless consider the possibility that within a single galaxy, this criterion might be applicable. After all, it is the only quantity in the box diagrams of Figure 3 that does not correspond to a ratio and is therefore not normalized. The wide overlap might for instance be the result of a wide spread in EM values from galaxy to galaxy.

In order to explore further this question, we plotted EM values against several emission line ratios. As expected, we found a very feeble general rela-

tionship and only in the case of $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$. However, when we considered individual galaxies separately, a different picture emerged. Our results are summarized in Figure 4 where Panel (a) has $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ in the abscissa and Panel (b) $[\text{O III}]/\text{H}\beta$, while the EM is displayed in the ordinate. A different color coding is used for each galaxy: M33 (magenta), M51 (cyan), NGC 1963 (yellow), NGC 3044 (red), NGC 4402 (green), NGC 891 (black), NGC 4634 (blue, Panel (a) only), NGC 4631 (blue, Panel (b) only). The best log-log fits of the points of each galaxy are overplotted. In Panel (a), we see that there exists indeed a relationship between EM and $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ for each galaxy *individually*. In the case of $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ (Panel b), a similar but weaker relationship appears to be present as well.

Even though a general EM-based criterion cannot be defined (Figure 3), it is apparent from Figure 4 that when the $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ ratio (Table 4) is used to determine the emission region type, a critical value EM_c can then be found that appears to be different for each galaxy individually. We obtain the interesting result that emission regions with $\text{EM} > \text{EM}_c$ can be considered to be H II regions while emission regions *in the same galaxy* with $\text{EM} < \text{EM}_c$ turn out to be DIGs. This particular EM_c criterion, defined for each galaxy, is based on the more general $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ criterion. EM_c allows us now to distinguish DIGs from H II regions with certainty, confirming that the basic physical conditions (as represented by line ratios) in these two region types are indeed different.

4. DISCUSSION

Following our statistical analysis of the database, there are two results that deserve further discussion: on the one hand, the different physical conditions taking place in DIGs and H II regions (in the context of spiral galaxies) and, on the other hand, the extreme position that the DIGs from irregular galaxies occupy in the BPT-diagram with respect to the DIGs from spirals.

4.1. DIG and H II regions: what is the underlying difference?

BPT proposed a way to classify emission line regions, which is based on their location in the $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ vs. $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ diagnostic diagram. These authors were successful in separating H II regions (low $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$) from LINERS and Seyfert galaxies (high $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$). Using data from DIGEDA, we found that most of the DIGs fall in the regions occupied by LINERS and Seyferts (see Figure 2). However, we cannot foresee how in non-active galaxies

the same kind of photoionization source that powers AGN could replace O-B stars of H II regions and become responsible for the excitation of the DIG.

More recently, using the SDSS survey Stasińska et al. (2008) proposed an original interpretation for objects occupying the right part of the BPT diagram (which they dubbed the seagull's right wing). They pointed out that the simultaneous increase of $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ and $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ can also be the result of photoionization by hot old stars, for example the central stars of planetary nebulae (PNe). According to this interpretation, the ionizing source of the DIG would be similar to that of H II regions (i.e. a stellar continuum), except for the effective temperature of the ionizing stars and, consequently, the higher electron temperature of the gas.

Following the conclusions reached by Stasińska et al. (2008), we propose that the DIG could be ionized by old stars, at least in spiral galaxies. In fact, the suggestion that a hot stellar population might contribute to the ionizing source was first proposed by Lyon (1975) and later explored by Sokolowski & Bland-Hawthorn (1991) who developed photoionization models that combine OB stars with old hot stars. Sokolowski & Bland-Hawthorn (1991) concluded that such composite models can reproduce the DIGs observations in NGC 891. However, as early as in 1991, the available observational data were scant and no $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ ratios from DIGs had yet been published.

One can find other explanations for the position of DIGs in the BPT diagram besides that of a hotter photoionization source. For instance, the photoionization models developed by Sokolowski (1993) suggest that the ionizing flux from O and B stars could simulate the effect of a hotter source when intervening dust is present (between the stars and the DIG) and the selective extinction by such dust is taken into account. A similar UV hardening could also result from the radiation that leaks out from disk H II regions (Domgorgen & Mathis 1994; Zurita et al. 2000). Both effects of selective absorption and of photoionization by old and hot stars are the subject of a paper in preparation.

4.2. DIG in irregular galaxies

The DIGs observed in irregulars occupy the same part of the BPT-diagram as do the H II regions of spiral galaxies (low $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ in Figure 1). Furthermore, we have no evidence of any DIG from irregulars occupying the high $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ part of the diagram. About the first aspect mentioned above (low $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$), given the fact that the position of

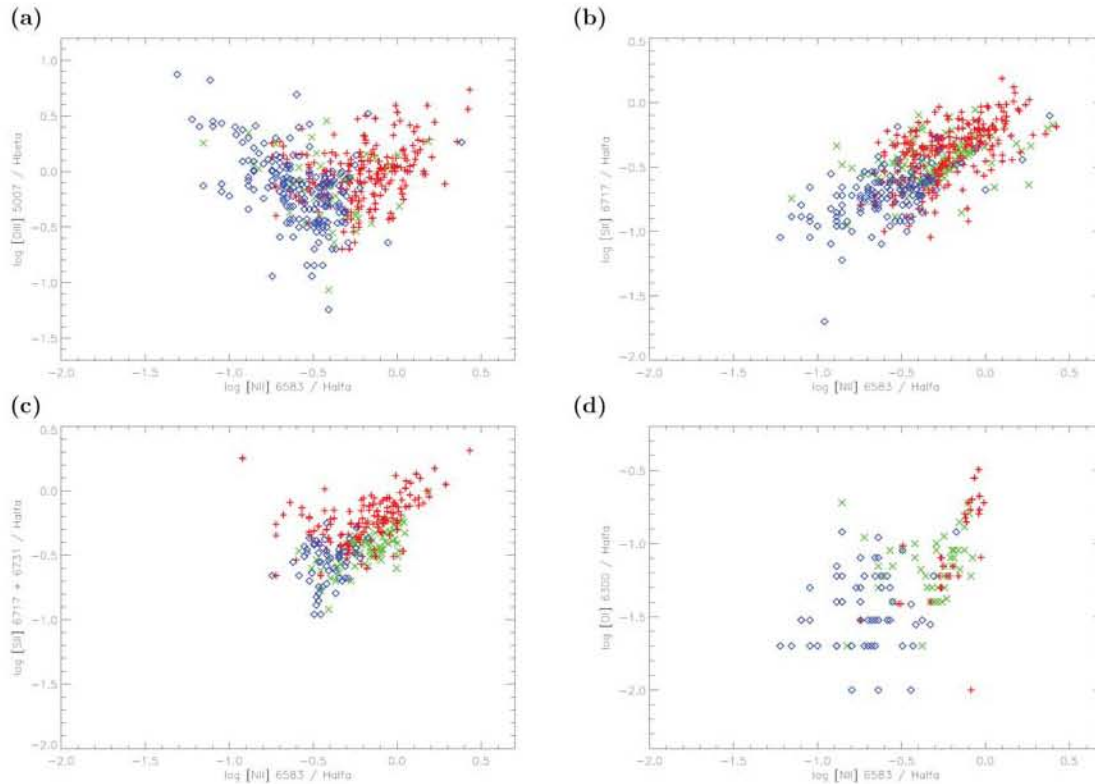


Fig. 2. Diagnostic diagrams for all observations in the database. The data points identify the emission region types as follows: H II regions (blue diamonds), transition zones (green crosses) and DIGs (red pluses).

an emission line object in the BPT diagram is related to specific physical conditions of the gas, our results suggest that the so-called DIG from irregular galaxies could in fact just be the manifestation of low surface brightness H II regions.

On the other hand, the lack of DIG from irregulars at high $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ could have several alternative explanations. First, it could be that this emission is too weak to have been detected yet. Another possible explanation follows from the idea developed in the previous section, namely, that the DIG ionization results from “old stars”. It is conceivable that in irregular galaxies the old stellar population is proportionally much smaller than in spiral galaxies, the effect of which would be that this population could not then contribute significantly to the ionization budget. In any event, since we only have a few data points in the case of irregular galaxies (7 H II regions and only 2 DIGs with measurements of $[\text{N II}]$ and $[\text{O III}]$), we cannot yet reach definitive conclusions about irregulars.

TABLE 4
QUANTIL VALUES FOR $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$

	D1	Q1	Median	Q3	D9
H II reg	-0.89	-0.68	-0.52	-0.41	-0.33
DIG	-0.51	-0.38	-0.22	-0.04	0.09

5. CONCLUSIONS

In this work, we present the first emission line database from DIGs (DIGEDA) made up from spectroscopic data available in the literature. The database is a compilation of 17 bibliographical references. It contains 1061 observed regions (309 H II regions, 218 transition zones and 509 DIGs) out of 29 galaxies (spirals and irregulars) and is freely available from CDS.

DIGEDA has allowed us to carry out for the first time a statistical analysis that aimed at characterizing the general behavior of the strongest emission lines, and at finding global trends among the vari-

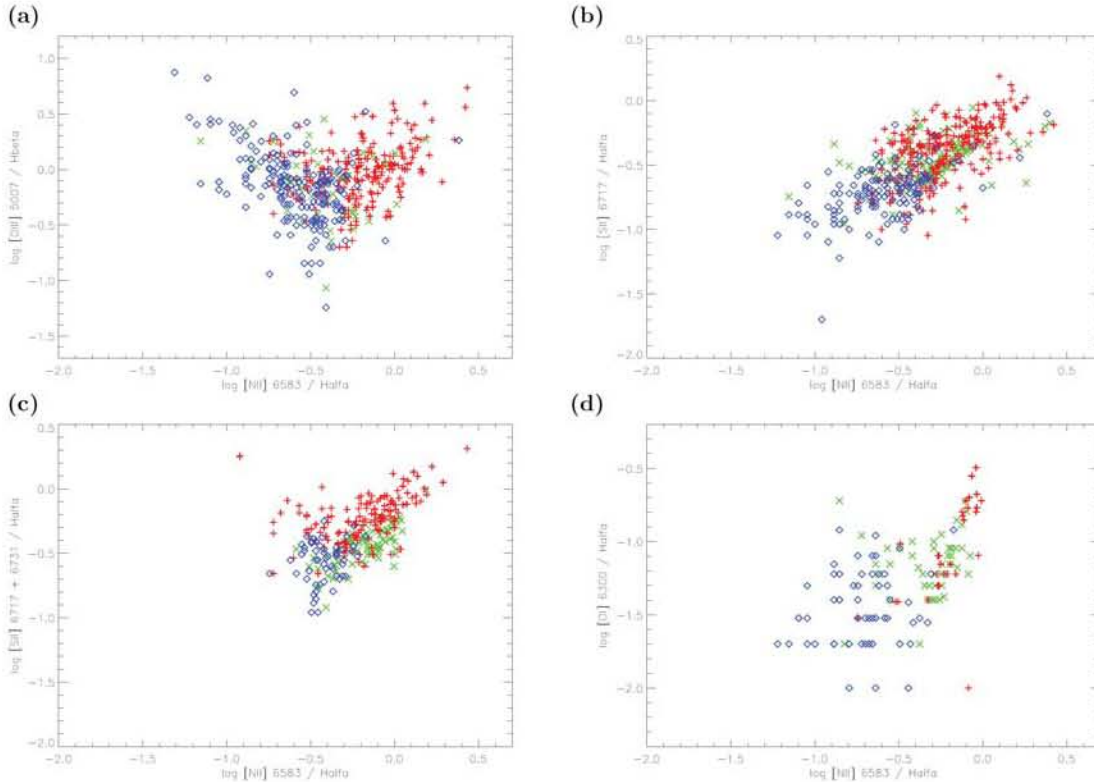


Fig. 2. Diagnostic diagrams for all observations in the database. The data points identify the emission region types as follows: H II regions (blue diamonds), transition zones (green crosses) and DIGs (red pluses).

an emission line object in the BPT diagram is related to specific physical conditions of the gas, our results suggest that the so-called DIG from irregular galaxies could in fact just be the manifestation of low surface brightness H II regions.

On the other hand, the lack of DIG from irregulars at high $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ could have several alternative explanations. First, it could be that this emission is too weak to have been detected yet. Another possible explanation follows from the idea developed in the previous section, namely, that the DIG ionization results from “old stars”. It is conceivable that in irregular galaxies the old stellar population is proportionally much smaller than in spiral galaxies, the effect of which would be that this population could not then contribute significantly to the ionization budget. In any event, since we only have a few data points in the case of irregular galaxies (7 H II regions and only 2 DIGs with measurements of $[\text{N II}]$ and $[\text{O III}]$), we cannot yet reach definitive conclusions about irregulars.

TABLE 4
QUANTIL VALUES FOR $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$

	D1	Q1	Median	Q3	D9
H II reg	-0.89	-0.68	-0.52	-0.41	-0.33
DIG	-0.51	-0.38	-0.22	-0.04	0.09

5. CONCLUSIONS

In this work, we present the first emission line database from DIGs (DIGEDA) made up from spectroscopic data available in the literature. The database is a compilation of 17 bibliographical references. It contains 1061 observed regions (309 H II regions, 218 transition zones and 509 DIGs) out of 29 galaxies (spirals and irregulars) and is freely available from CDS.

DIGEDA has allowed us to carry out for the first time a statistical analysis that aimed at characterizing the general behavior of the strongest emission lines, and at finding global trends among the vari-

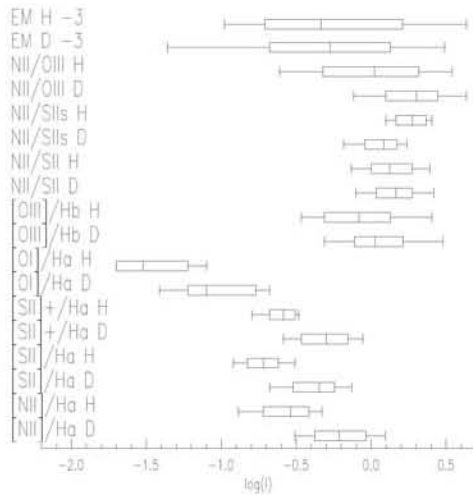


Fig. 3. Box diagrams of the data distributions of the EM and of the most prominent line ratios from DIGs and H II regions (D and H labels, respectively). All the values are logarithmic, with that of the EM reduced by 3 dex.

ous line ratios, including the EM. One of the results is that the DIGs of irregular galaxies show extreme values in their line ratios with respect to that of spirals (see § 3 and § 4). These, in fact, lie close to the values observed in H II regions. Since the available data are very limited, it is indispensable to obtain more observations to confirm this result.

The analysis carried out with DIGEDA leads us to define a universal criterion for spiral galaxies, which allows distinguishing DIGs from H II regions. The distribution of $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ ratios shows that $[\text{N II}]/\text{H}\alpha = -0.4$ defines a critical value: any emission region with a ratio greater than -0.3 should be classified as DIG while a ratio below -0.5 is likely to come from an H II region.

Taking advantage of the high number of data in DIGEDA, we could confirm (or refute) the reality of line ratio behaviors that have been proposed in the literature concerning individual galaxies. We could check to what extent these applied to all DIGs taken together. This is the case for the $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ ratio, which shows a well defined anti-correlation with EM, but of varying slopes between galaxies. These variations in the log-log slopes rule out any definition of a universal EM value to distinguish DIGs from H II regions. Nevertheless, a critical value, EM_c , can be defined for each galaxy individually.

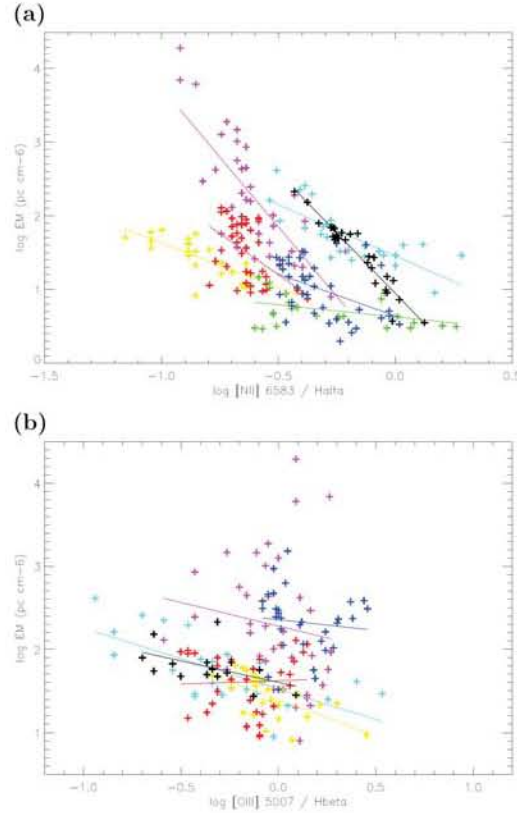


Fig. 4. The EM against (a) $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ and (b) $[\text{O III}]/\beta$. A different color coding is used for each galaxy: M33 (magenta), M51 (cyan), NGC 1963 (yellow), NGC 3044 (red), NGC 4402 (green), NGC 891 (black) and NGC 4634 (blue, in panel a), NGC 4631 (blue, in panel b). The best log-log linear fits of the points of each galaxy are overplotted using the same color coding.

Our thanks for the referee's comments and suggestions that have been very relevant for improving and clarifying the manuscript. The authors wish to thank Leonid Georgiev who stimulated the writing of this paper. The computations were carried out on a AMD-64bit computer financed by grant PA-PIIT IX125304 from DGAPA (Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico). N. F-F. is supported by a Conacyt PhD fellowship, C.M. is partly supported by Conacyt grant 49737, while L.B. is supported by Conacyt grant J-49594.

REFERENCES

- Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, *PASP*, 93, 5 (BPT)

- Benvenuti, P., D'Odorico, S., & Peimbert, M. 1976, *RevMexAA*, 2, 3
- Binette, L., Flores-Fajardo, N., Raga, A. C., Drissen, L., & Morisset, C. 2009, *ApJ*, 695, 552
- Bland-Hawthorn, J., Freeman, K. C., & Quinn, P. J. 1997, *ApJ*, 490, 143
- Bland-Hawthorn, J., Sokolowski, J., & Cecil, G. 1991a, *PASP*, 103, 906
- _____. 1991b, *ApJ*, 375, 78
- Collins, J. A., & Rand, R. J. 2001, *ApJ*, 551, 57
- Dettmar, R. J. 1990, *A&A*, 232, L15
- Dettmar, R. J., & Schultz, H. 1992, *A&A*, 254, L25
- Domgorgen, H., & Mathis, J. S. 1994, *ApJ*, 428, 647
- Ferguson, A. M. N., Wyse, R. F. G., Gallagher, III., J. S., & Hunter, D. A. 1996, *AJ*, 111, 2265
- Galarza, V. C., Walterbos, R. A. M., & Braun, R. 1999, *AJ*, 118, 2775
- Golla, G., Dettmar, R. J., & Domgorgen, H. 1996, *A&A*, 313, 439
- Greenawalt, B., Walterbos, R. A. M., & Braun, R. 1997, *ApJ*, 483, 666
- Haffner, L. M., Reynolds, R. J., & Tufte, S. L. 1999, *ApJ*, 523, 223
- Hidalgo-Gómez, A. M. 2006, *AJ*, 131, 2078
- _____. 2007, *AJ*, 134, 1447
- Hoopes, C. G., & Walterbos, R. A. M. 2003, *ApJ*, 586, 902
- Hoopes, C. G., Walterbos, R. A. M., & Rand, R. J. 1999, *ApJ*, 522, 669
- Hoyle, F., & Ellis, G. R. A. 1963, *Australian J. Phys.*, 16, 1
- Kniazev, A. Y., Pustilnik, S. A., & Zucker, D. B. 2008, *MNRAS*, 384, 1045
- Lyon, J. 1975, *ApJ*, 201, 168
- Martin, C. L., & Kennicutt, Jr., R. C. 1997, *ApJ*, 483, 698
- Miller, S. T., & Veilleux, S. 2003, *ApJS*, 148, 383
- Otte, B., Gallagher, III, J. S., & Reynolds, R. J. 2002, *ApJ*, 572, 823
- Rand, R. J. 1998, *ApJ*, 501, 137
- Rand, R. J., Wood, K., & Benjamin, R. A. 2009, in *The Evolving ISM in the Milky Way and Nearby Galaxies*, ed. K. Sheth, A. Noriega-Crespo, J. Ingalls, & R. Paladini (<http://ssc.spitzer.caltech.edu/mtgs/ismevo1/>)
- Reynolds, R. J. 1990, *ApJ*, 349, L17
- _____. 1991, in *IAU Symp. 144, The Interstellar Disk-Halo Connection in Galaxies*, ed. H. Bloemen (Dordrecht: Kluwer), 67
- Reynolds, R. J., Scherb, F., & Roesler, F. L. 1973, *ApJ*, 185, 869
- Sivan, J. P., Stasińska, G., & Lequeux, J. 1986, *A&A*, 158, 279
- Sokolowski, J. 1993, in *ASP Conf. Ser. 35, Massive Stars: Their Lives in the Interstellar Medium*, ed. J. P. Cassinelli, & E. B. Churchwell (San Francisco: ASP), 540
- Sokolowski, J., & Bland-Hawthorn, J. 1991, *PASP*, 103, 911
- Stasińska, G., Cid Fernandes, R., Mateus, A., Sodré, L., & Asari, N. V. 2006, *MNRAS*, 371, 972
- Stasińska, G., et al. 2008, *MNRAS*, 391, L29
- Tüllmann, R., & Dettmar, R. J. 2000, *A&A*, 362, 119
- Veilleux, S., Cecil, G., & Bland-Hawthorn, J. 1995, *ApJ*, 445, 152
- Veilleux, S., & Osterbrock, D. E. 1987, *ApJS*, 63, 295
- Voges, E. S. 2006, PhD Thesis, New Mexico State University
- Voges, E. S., & Walterbos, R. A. M. 2006, *ApJ*, 644, L29
- Walterbos, R. A. M., & Braun, R. 1994, *ApJ*, 431, 156
- Wang, J., Heckman, T. M., & Lehnert, M. D. 1997, *ApJ*, 491, 114
- Zurita, A., Rozas, M., & Beckman, J. E. 2000, *A&A*, 363, 9

Luc Binette, Nahiely Flores-Fajardo, and Christophe Morisset: Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70-264 04510, México D.F., Mexico (nahiely, morisset@astrocu.unam.mx).

Apéndice C

DIGEDA en Vizier

Obs_ID	Position	3727	4363	Hb	4959	5007	5876	6300	6548	Ha	6583	6717	6731	6716+6731	Te_10E4_K	6716/6731	5007/4959	Ha/Hb	EM(H alfa)	Ref_ID	Morphology	Dir_Obs	Reg_ID	Gal_ID	Ref_N
900	-640	-1	-1	0.35	-1	0.63	-1	-1	-1	1	0.07	0.18	-1	-1	-1	0.71	2.55	2.21	-1	14	11	2	21	72	32
901	-482	-1	-1	0.35	-1	0.83	-1	-1	-1	1	0.12	0.28	-1	-1	-1	1.3	3.01	2.14	-1	14	11	2	11	72	32
902	-317	-1	-1	0.35	-1	0.95	-1	-1	-1	1	0.09	0.22	-1	-1	-1	-1	2.62	3.06	-1	14	11	2	11	72	32
903	-160	-1	-1	0.35	-1	0.89	0.05	0.03	-1	1	0.08	0.16	-1	-1	-1	-1	2.7	3.85	-1	14	11	2	11	72	32
904	0	-1	-1	0.35	-1	1.03	0.03	0.02	-1	1	0.06	0.09	-1	-1	-1	1.45	2.97	3.61	-1	14	11	2	11	72	32
905	163	-1	-1	0.35	-1	0.99	0.04	0.03	-1	1	0.08	0.13	-1	-1	-1	1.29	2.77	3.01	-1	14	11	2	11	72	32
906	321	-1	-1	0.35	-1	0.75	-1	-1	-1	1	0.11	0.02	-1	-1	-1	1.36	2.34	2.69	-1	14	11	2	11	72	32
907	483	-1	-1	0.35	-1	0.7	-1	-1	-1	1	0.13	-1	-1	-1	-1	-1	2.76	2.31	-1	14	11	2	11	72	32
908	642	-1	-1	0.35	-1	0.63	-1	-1	-1	1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	1.45	-1	14	11	2	21	72	32
909	802	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	-1	0.26	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	14	11	2	21	72	32
910	-1650	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	0.45	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	14	11	2	31	24	33
911	-1350	-1	-1	0.35	-1	0.75	-1	-1	-1	1	0.42	0.44	-1	-1	-1	1.13	-1	-1	-1	14	11	2	31	24	33
912	-1060	-1	-1	0.35	-1	0.49	-1	-1	-1	1	0.43	0.43	-1	-1	-1	-1	2.49	-1	-1	14	11	2	31	24	33
913	-750	-1	-1	0.35	-1	0.2	0.03	0.09	-1	1	0.32	0.31	-1	-1	-1	-1	2.29	4.93	-1	14	11	2	21	24	33
914	-450	-1	-1	0.35	-1	0.2	0.06	0.04	-1	1	0.28	0.25	-1	-1	-1	1.36	3.25	4.79	-1	14	11	2	11	24	33
915	-150	-1	-1	0.35	-1	0.22	0.05	0.03	-1	1	0.27	0.21	-1	-1	-1	1.45	2.6	4.2	-1	14	11	2	11	24	33
916	150	-1	-1	0.35	-1	0.37	0.05	0.02	-1	1	0.22	0.15	-1	-1	-1	1.4	2.73	3.55	-1	14	11	2	11	24	33
917	450	-1	-1	0.35	-1	0.41	0.04	0.01	-1	1	0.16	0.1	-1	-1	-1	1.37	3.15	3.66	-1	14	11	2	11	24	33
918	760	-1	-1	0.35	-1	0.37	0.04	0.02	-1	1	0.15	0.11	-1	-1	-1	1.38	2.87	3.72	-1	14	11	2	21	24	33
919	1060	-1	-1	0.35	-1	0.47	0.05	0.03	-1	1	0.18	0.16	-1	-1	-1	1.57	2.85	3.37	-1	14	11	2	31	24	33
920	1350	-1	-1	0.35	-1	0.41	-1	-1	-1	1	0.22	0.17	-1	-1	-1	-1	3.23	3.39	-1	14	11	2	31	24	33
921	1650	-1	-1	0.35	-1	0.45	-1	-1	-1	1	0.22	0.19	-1	-1	-1	-1	-1	4.12	-1	14	11	2	31	24	33
922	1960	-1	-1	0.35	-1	0.42	-1	-1	-1	1	0.32	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	14	11	2	31	24	33
923	-1120	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	-1	-1	-1	-1	-1	0.18	-1	-1	-1	14	11	2	31	27	34
924	-1010	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	-1	-1	-1	-1	-1	1.05	-1	-1	-1	14	11	2	31	27	34
925	-913	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	-1	1.15	-1	-1	1.4	0.9	-1	-1	-1	14	11	2	21	27	34
926	-816	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	2.34	0.63	-1	-1	1.25	-1	-1	-1	-1	14	11	2	21	27	34
927	-713	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	1.91	-1	-1	-1	1.14	-1	-1	-1	-1	14	11	2	21	27	34
928	-611	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	1.86	0.46	-1	-1	1.13	0.54	-1	-1	-1	14	11	2	21	27	34
929	-508	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	1.09	0.56	-1	-1	0.92	1.09	-1	-1	-1	14	11	2	21	27	34
930	-408	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	1	0.21	-1	-1	0.89	0.91	-1	-1	-1	14	11	2	11	27	34
931	-305	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	0.42	0.14	-1	-1	0.68	0.63	-1	-1	-1	14	11	2	11	27	34
932	-202	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	0.38	-1	-1	-1	0.66	-1	-1	-1	-1	14	11	2	11	27	34
933	-100	-1	-1	0.35	-1	0.21	-1	-1	-1	1	0.24	0.08	-1	-1	0.59	-1	3.19	4.49	-1	14	11	2	11	27	34
934	2.49	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	-1	-1	-1	-1	-1	1.5	3.27	-1	-1	14	11	2	11	27	34
935	102	-1	-1	0.35	-1	0.19	-1	-1	-1	1	0.27	0.19	-1	-1	0.6	1.35	4.06	5.33	-1	14	11	2	11	27	34
936	-902	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	-1	-1	-1	-1	1.4	-1	-1	-1	-1	14	11	2	21	28	35
937	-647	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	1.64	0.42	-1	-1	1.07	0.69	-1	2	-1	14	11	2	21	28	35

Obs_ID	Position	3727	4363	Hb	4959	5007	5876	6300	6548	Ha	6583	6717	6731	6716+6731	Te_10E4_K	6716/6731	5007/4959	Ha/Hb	EM(Halfa)	Ref_ID	Morphology	Dir_Obs	Reg_ID	Gal_ID	Ref_N
938	-384	-1	-1	0.35	-1	0.15	-1	-1	-1	1	0.48	0.26	-1	-1	0.71	1.22	-1	4.89	-1	14	11	2	11	28	35
939	-131	-1	-1	0.35	-1	0.16	-1	0.02	-1	1	0.32	0.16	-1	-1	0.63	1.5	3.66	3.67	-1	14	11	2	11	28	35
940	128	-1	-1	0.35	-1	0.11	0.02	0.02	-1	1	0.32	0.13	-1	-1	0.63	-1	4.3	4.49	-1	14	11	2	11	28	35
941	386	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	0.51	0.21	-1	-1	0.72	0.96	-1	-1	-1	14	11	2	11	28	35
942	636	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	1.13	0.22	-1	-1	0.93	1.18	-1	-1	-1	14	11	2	21	28	35
943	893	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	1.53	0.48	-1	-1	1.04	-1	-1	-1	-1	14	11	2	21	28	35
944	1150	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	0.82	-1	-1	-1	0.83	-1	-1	-1	-1	14	11	2	31	28	35
945	-2040	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	1.26	0.35	-1	-1	0.97	-1	-1	-1	-1	14	11	2	31	29	36
946	-1780	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	1.1	0.46	-1	-1	0.92	-1	-1	-1	-1	14	11	2	31	29	36
947	-1520	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	1.06	0.53	-1	-1	0.91	-1	-1	-1	-1	14	11	2	31	29	36
948	-1270	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	0.28	-1	1	0.86	0.62	-1	-1	0.85	-1	-1	-1	-1	14	11	2	31	29	36
949	-1020	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	0.16	-1	1	0.75	0.53	-1	-1	0.81	-1	-1	9.09	-1	14	11	2	31	29	36
950	-759	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	0.19	-1	1	0.79	0.39	-1	-1	0.82	0.83	-1	6.49	-1	14	11	2	21	29	36
951	-501	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	0.09	-1	1	0.63	0.34	-1	-1	0.76	1.34	-1	4.12	-1	14	11	2	21	29	36
952	-243	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	0.06	-1	1	0.49	0.24	-1	-1	0.7	1.13	-1	6.52	-1	14	11	2	11	29	36
953	0	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	0.03	-1	1	0.42	0.19	-1	-1	0.68	1.22	-1	10	-1	14	11	2	11	29	36
954	263	-1	-1	0.35	-1	0.05	-1	0.01	-1	1	0.36	0.12	-1	-1	0.65	1.14	-1	-1	-1	14	11	2	11	29	36
955	524	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	0.05	-1	1	0.45	0.22	-1	-1	0.69	1.26	-1	-1	-1	14	11	2	21	29	36
956	774	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	0.05	-1	1	0.57	0.26	-1	-1	0.74	0.91	-1	-1	-1	14	11	2	21	29	36
957	1040	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	0.2	-1	1	0.83	0.46	-1	-1	0.83	1.08	-1	-1	-1	14	11	2	31	29	36
958	1300	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	0.16	-1	1	0.91	0.63	-1	-1	0.86	1.17	-1	-1	-1	14	11	2	31	29	36
959	1560	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	0.98	0.27	-1	-1	0.88	-1	-1	-1	-1	14	11	2	31	29	36
960	1820	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	1.8	-1	-1	-1	1.11	-1	-1	-1	-1	14	11	2	31	29	36
961	2070	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	1.23	-1	-1	-1	0.96	-1	-1	-1	-1	14	11	2	31	29	36
962	-952	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	2.52	0.67	-1	-1	-1	0.36	-1	-1	-1	14	11	2	21	30	37
963	-700	-1	-1	0.35	-1	2.67	-1	-1	-1	1	-1	1.4	-1	-1	-1	0.85	-1	-1	-1	14	11	2	21	30	37
964	-444	-1	-1	0.35	-1	0.64	0.13	-1	-1	1	2.41	0.79	-1	-1	-1	0.85	-1	-1	-1	14	11	2	11	30	37
965	-187	-1	-1	0.35	-1	0.08	0.05	-1	-1	1	0.88	0.45	-1	-1	-1	0.9	-1	-1	-1	14	11	2	11	30	37
966	64.2	-1	-1	0.35	-1	-1	0.12	0.12	-1	1	0.67	0.33	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	14	11	2	11	30	37
967	321	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	1.66	0.36	-1	-1	-1	0.58	-1	-1	-1	14	11	2	11	30	37
968	572	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	3.12	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	14	11	2	21	30	37
969	829	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	1.81	0.23	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	14	11	2	21	30	37
970	1080	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	1.29	0.62	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	14	11	2	31	30	37
971	-570	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	0.45	0.45	-1	-1	-1	1.31	2.26	-1	-1	14	11	2	21	36	38
972	-188	-1	-1	0.35	-1	0.23	-1	-1	-1	1	0.48	0.34	-1	-1	-1	-1	6.07	9.28	-1	14	11	2	11	36	38
973	188	-1	-1	0.35	-1	0.07	-1	-1	-1	1	0.43	0.26	-1	-1	-1	-1	1.46	4.56	-1	14	11	2	11	36	38
974	564	-1	-1	0.35	-1	0.14	-1	-1	-1	1	0.49	0.29	-1	-1	-1	1.02	3.39	4.04	-1	14	11	2	21	36	38
975	946	-1	-1	0.35	-1	-1	-1	-1	-1	1	0.55	0.42	-1	-1	-1	-1	-1	2.14	-1	14	11	2	21	36	38

Índice de tablas

1.1.	Extracto de la Tabla 2 de Sivan et al. (1986) en la que se comparan los cocientes de líneas para una selección de regiones H II en la Vía Láctea, la Nube Mayor de Magallanes y M101, algunos remanentes de supernova y el gas difuso en la Vía Láctea.	20
1.2.	Tabla 2 de Reynolds (1984), en la que se estiman las luminosidades del continuo de Lyman para diferentes fuentes emisoras en la vecindad solar. (1) Terzian (1974). (2) Torres-Peimbert et al. (1974). (3) Abbott (1982). (4) Salpeter (1978). (5) Hills (1972). (6) Chevalier (1974). (7) McKee & Ostriker (1977). (8) York (1982). (9) Paresce & Jakobsen (1980). (10) Spitzer & Jenkins (1975). (11) McCammon et al. (1983).	24
2.1.	Tabla de las referencias bibliográficas utilizadas para la compilación de DIGEDA. Las columnas 1 y 3 asignan números de identificación a los grupos de datos. La columna 2 muestra las referencias bibliográficas y las columnas 3, 4 y 5 detallan las observaciones extraídas en cada caso. Mayores detalles se encuentran en el texto en la Sec. 2.1 en la página 31.	33
2.2.	Encabezados de las 26 columnas en la base de datos DIGEDA. Para una descripción detallada de esta información ver el texto en la Sec. 2.1.	34
2.3.	Lista de las galaxias y algunas de sus características básicas, incluidas en DIGEDA.	35
2.4.	Valores de los cuartiles (Q1 y Q3), media y deciles (D1 y D9), para las distribuciones de los diferentes cocientes de líneas tanto para aquellas regiones clasificadas como DIG como para aquellas clasificadas como regiones H II.	43
2.5.	Parámetros de los ajustes de mínimos cuadrados aplicados a las gráficas tanto de [N II] λ 6583 como de [O III] λ 5007 con respecto EM, para cada galaxia.	47
3.1.	Abundancia de algunos elementos en lo que se considera como la metalicidad solar Z_{\odot} , Anders & Grevesse (1989).	69
4.1.	Parámetros físicos incluidos en los modelos de: (a) sólo fotoionización por una fuente estelar joven y (b) fotoionización por una fuente estelar incluyendo la fotoionización y el calentamiento producidos en la CMT.	71

4.2. Tabla de comparación del comportamiento de diferentes cocientes de líneas en emisión de iones presentes en la región fotoionizada respecto a $H\beta$, entre dos modelos diferentes. El primero (columna 2), toma en cuenta únicamente la ionización y el calentamiento por los fotones provenientes de una fuente externa, y el segundo (CMT) combina estos fotones con el calentamiento producido por la capa de mezcla turbulenta.	72
4.3. Parámetros físicos incluidos en los modelos de CMT de Rand (1998), para el DIG de NGC 891.	77
4.4. Parámetros físicos considerados en dos modelos, (a) y (b), para observar el efecto del tamaño físico de la CMT en los espectros sintéticos.	84
4.5. Tabla de los 5 parámetros adoptados como fijos en las secuencias de modelos de fotoionización con CMT desarrollados en este trabajo y aplicados al DIG de la galaxia NGC 891.	88
5.1. Abundancias de los 30 elementos más ligeros utilizadas por CLOUDY c08.00. En la cuarta columna de esta tabla se encuentran las abundancias solares actuales por número respecto al hidrógeno, en la quinta columna se encuentran aquellas abundancias que utilizaba CLOUDY en las versiones del código de 1984 a 1994. En la sexta columna se encuentran los factores de disminución que se asumen cuando se considera la formación de polvo en el gas. Estos factores se introducen automáticamente cuando se usa el comando <i>metals deplete</i> en CLOUDY. Las últimas dos columnas se encuentran las abundancias por número respecto al hidrógeno que considera CLOUDY con las opciones de <i>ISM</i> y <i>Planetary Nebula</i> respectivamente. La descripción detallada de la fuente de estas abundancias se encuentra en el manual Hazy 1.	99
5.2. Tabla en la que se resumen los modelos presentados en los paneles (a) y (b) de la Figura 5.9. “Comb de Atm” se refiere a la combinación de modelos de atmósferas estelares utilizadas por Sokolowski, “CLOUDY 84” se refiere a las abundancias solares utilizadas en las versiones 84-94 de CLOUDY. “CLOUDY ISM” y “C Planetary Nebula” se refiere a los grupos de abundancias descritos en Hazy1 (manual de CLOUDY) para las fases tibias y calientes del medio interestelar. “CLOUDY 08” refiere a las abundancias solares que utiliza actualmente el código numérico y “Disminu polvo” refiere a una disminución en la abundancia de los metales por formación de polvo (columna 6 de la Tabla 5.1 en la página 99).	111

5.3. Tabla que resume las características de las cuatro series de modelos de fotoionización actuales. En cada una de las series la contribución al porcentaje total de fotones ionizantes provenientes de las estrellas WDs va desde 0% hasta 100% en pasos de 25%. En esta tabla “solar” se refiere a la metalicidad solar considerada por CLOUDY 08 y “disminuida” refiere a la metalicidad disminuida por formación de polvo considerada por CLOUDY 08 (Tabla 5.1 en la página 99). En la primera columna se encuentra el número de figura que representa dichos modelos en este trabajo. Las columnas 3 y 5 representan el porcentaje de absorción de fotones ionizantes por parte del disco (col. 3) y del DIG (col.5). En las columnas 4 y 6 se presentan la metalicidad del gas perteneciente al disco y al DIG respectivamente. 121

Índice de figuras

1.1. Curva de enfriamiento de un gas en el medio interestelar, en función de la temperatura a la que se encuentre. Figura extraída de “Galactic Dynamics”, Binney y Tremaine, Princeton University Press, Princeton, 1987. La línea continua corresponde a un gas compuesto 90 % de hidrógeno y 10 % de Helio (por número de partículas) y la línea punteada corresponde a un gas con abundancias solares.	8
1.2. Líneas de recombinación del átomo de hidrógeno producidas por la caída en cascada de un electrón libre o excitado hacia el nivel electrónico fundamental. La longitud de onda está dada en nanómetros (1×10^{-9} m).	11
1.3. Cambio del espectro ionizante con la absorción del gas. Esta figura compara las diferencias que hay en la distribución espectral de energías entre un cuerpo negro de $T_{\text{eff}} = 60000$ K (línea continua), un modelo de atmósfera estelar de la misma temperatura de Rauch (rayas), y este mismo modelo pero con una absorción del 55 % de los fotones a 912 \AA	21
1.4. Perfil de brillo superficial total en $H\alpha$ de NGC 7793 (<i>línea sólida</i>), de la medida de emisión de regiones H II (<i>puntos y rayas</i>), y del DIG (<i>rayada</i>). Esta figura es la Figura 4a de Ferguson et al. (1996b).	25
2.1. Diagramas de diagnóstico de los datos disponibles en DIGEDA en los que se ha diferenciado entre cada tipo de galaxia observada: irregulares (ateriscos negros), espirales vistas de canto (cuadros cyan) y espirales vistas de cara (triángulos magenta).	38
2.2. Diagramas de diagnóstico en los que se han distinguido observaciones en DIGEDA según el tipo de región en emisión que sea: Regiones H II (rombos azules), regiones de gas ionizado difuso (sumas rojas), regiones de transición (cruces verde).	39
2.3. Diagramas de diagnóstico en los que los datos de DIGEDA se han graficado distinguiendo la orientación de la rendija en las galaxias: Observaciones de rendijas paralelas al plano de la galaxia (cuadros cyan), observaciones de rendijas perpendiculares al plano de la galaxia (triángulos magenta) y observaciones que han sido tomadas de cara al plano de la galaxia (ateriscos negros).	40

2.4.	Diagramas de caja para los datos contenidos en DIGEDA. Se muestra la comparación de los cuantiles representativos de los diferentes cocientes de líneas en emisión (respecto a $H\alpha$ o $H\beta$ a menos de que se indique lo contrario) para la distribución de datos del DIG y de las regiones H II. La “caja” muestra el rango en el cual están el 50% de las observaciones (definida por los cuartiles Q1 y Q3), con la mediana de la distribución de valores marcada por una línea vertical. Los bigotes encierran el 80% de las observaciones (delimitados por los deciles D1 y D9).	42
2.5.	Gráficas del comportamiento de la EM con cuatro de los cocientes de líneas disponibles para el DIG. (a) EM respecto a $[O III]/H\beta$, con 201 datos disponibles. (b) EM respecto a $[N II]/H\alpha$, con 221 datos. (c) EM respecto a $[S II]/H\alpha$, con 197 datos; y (d) EM respecto a $[O I]/H\alpha$, con 81 datos.	44
2.6.	Gráficas del comportamiento de la EM con respecto al cociente $[N II]/H\alpha$ en 4 diferentes casos: (a) en el que se han distinguido las galaxias espirales vistas de cara (triángulos magenta) y las galaxias espirales vistas de canto (cuadros cyan). (b) En el que se han distinguido las regiones difusas (sumas rojas), las regiones de transición (cruces verdes) y las regiones H II (diamantes azules). (c) En el que se han graficado únicamente los datos de las galaxias vistas de canto distinguiendo los tres tipos de región al igual que en (b). (d) En el que se han graficado los datos de galaxias vistas de cara también distinguiendo los tres tipos de región al igual que en (b) y (c).	45
2.7.	Comportamiento de la medida de emisión con respecto a: (a) $[N II]/H\alpha$ y (b) $[O III]/H\beta$, para cada una de las galaxias. M 33(magenta), M51(cyan), NGC1963(amarillo), NGC3044(rojo), NGC4402(verde), NGC 891 (negro), NGC4634(azul, panel (a) únicamente), NGC4631(panel (b)) únicamente	46
3.1.	Esquema del flujo de un jet en un medio estático. El diagrama muestra la localización espacial de los arrastres de gas del medio hacia el jet tanto lateral como frontal.	52
3.2.	Variación de h , espesor de la capa de mezcla, con la dirección del flujo. Figura extraída de Binette et al. (1999) donde n_{env} y v_{env} son la densidad y la velocidad del gas en el medio ambiente estático y que en el presente trabajo hemos denominado n_0 y v_0	53
3.3.	Estructura del ISM considerado en este capítulo para la descripción de la capa de mezcla turbulenta (CMT). Los números en el diagrama están relacionados con la descripción de las diferentes componentes del ISM descritos en la Sec. 3.1.	54
3.4.	Diagrama del flujo paralelo de Couette. Representa a dos placas paralelas inmersas en un fluido, de éstas una se encuentra en movimiento con velocidad $v_j = cte \neq 0$ mientras la otra permanece estática.	57

- 4.1. Comportamiento del balance entre el enfriamiento radiativo y el calentamiento por fotoionización en el gas (Ec. 4.1 en la página 73), como función de (a) la densidad columnal electrónica normalizada al valor total de $1.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ y (b) la profundidad normalizada al tamaño total de la capa de mezcla. El modelo mostrado tiene $v_j = 85 \text{ km s}^{-1}$, $T_j = 8 \times 10^5 \text{ K}$, $U = 1 \times 10^{-5}$ y $N_0 = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, con una temperatura del medio ambiente (definida por el equilibrio de presiones) de $T_{\text{amb}} = 4390 \text{ K}$ 74
- 4.2. Estructura de ionización del gas en la CMT. Muestra la variación de las fracciones de ionización de O, S, He e H como función de (a) la densidad columnal electrónica normalizada al valor total de $1.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ y (b) la profundidad normalizada al tamaño total de la capa de mezcla. El modelo mostrado tiene los mismos parámetros físicos que el modelo mostrado en la Fig. 4.1 en la página 74. También se muestra, con una línea punteada en color gris claro, la cantidad $(n \times n_e)^2$ normalizada al valor que toma en $y = 0$ 75
- 4.3. Imagen en $H\alpha$ de la galaxia NGC 891 en la que se encuentran superpuestas las posiciones de las dos rendijas observadas por Rand (1998). Esta figura ha sido extraída del mismo artículo (Figura 1a). 76
- 4.4. Diagramas de diagnóstico de las líneas observadas por Rand (1998). (a) y (b) muestran los cocientes observados, respecto a [N II] y [S II] respectivamente, en la rendija perpendicular al disco galáctico de NGC 891. 77
- 4.5. Datos de la espectroscopía de rendija larga en NGC 891 publicados por Rand (1998). En estas gráficas se puede observar que la intensidad de los cocientes de líneas [O III]/ $H\beta$ (panel (a)) y [N II] (panel (b)) están correlacionados con la distancia al plano galáctico ($|z|$). 78
- 4.6. Variación de la predicción de los cocientes de líneas al variar la metalicidad del gas del medio ambiente de los modelos de $0.7 Z_{\odot}$ (modelo 1), a metalicidad solar Z_{\odot} (modelo 2). 80
- 4.7. Figura del comportamiento de los cocientes de líneas al variar el parámetro de ionización de cuatro fuentes de ionización: Fuente estelar de $T_{\text{eff}} = 38000 \text{ K}$ (azul), fuente estelar de $T_{\text{eff}} = 38000 \text{ K}$ absorbida en un 80 % (violeta), fuente no térmica representada por una ley de potencias con exponente $a = -1.4$ (roja), y una fuente compuesta al 50 % por la fuente no térmica y al 50 % por la fuente estelar no absorbida (cyan). 81
- 4.8. La Distribución Espectral de Energías de una estrella con $T_{\text{eff}} = 38000 \text{ K}$ (línea punteada), comparada con la SED de la misma estrella pero que ha sido absorbida en un 80 % por una región ópticamente gruesa que está siendo fotoionizada por esta fuente. 82

- 4.9. Figura en la que se muestra el impacto que la variación del parámetro de ionización (U) tiene sobre los cocientes de líneas predichas por los modelos de CMT. En estos modelos U varía desde 1×10^{-5} (modelo 1), hasta 3×10^{-4} (modelo 4). La línea roja representa a una SED de una atmósfera estelar de $T_{\text{eff}} = 38000$ K absorbida en un 80 %, mientras que la línea azul representa la SED de una fuente no térmica. 83
- 4.10. Figura que muestra el impacto del tamaño de la capa de mezcla sobre los cocientes de líneas. En verde se muestra una secuencia de modelos con la SED de la atmósfera estelar absorbida, en los que el parámetro de ionización varía 1×10^{-5} (modelo 1), hasta 3×10^{-4} (modelo 4) y a ésta se le han superpuesto dos secuencias de modelos con $U = 1 \times 10^{-5}$ (violeta) y $U = 3 \times 10^{-5}$ (rojo), en los que se varía el tamaño de la capa de mezcla de $h = 2 \times 10^{21}$ (modelo 1), hasta 1.4×10^{22} (modelo 4). 85
- 4.11. Figura que muestra el impacto que las variaciones de densidad electrónica tienen sobre los cocientes de líneas. La n_e varía de 25 (modelo 1), a 400 cm^{-3} (modelo 2). 86
- 4.12. Figura que muestra el impacto que las variaciones en la velocidad del jet tienen sobre los cocientes de líneas predichos por los modelos de CMT. En verde se muestra una secuencia de modelos de una atmósfera estelar absorbida, en los que el parámetro de ionización varía de 1×10^{-5} (modelo 1), hasta 3×10^{-4} (modelo 4). A este modelo se han superpuesto dos secuencias de modelos con $U = 1 \times 10^{-5}$ (violeta) y $U = 3 \times 10^{-5}$ (rojo), en los que se varía la velocidad del “jet” de $v_j = 0.3$ Mach (modelo 1), hasta $v_j = 2$ Mach (modelo 4). 87
- 4.13. Cocientes de líneas de (a) $[\text{O III}]/\text{H}\beta$, (b) $[\text{O I}]/\text{H}\alpha$, (c) $[\text{N II}]/[\text{S II}]$ y (d) de la T_e del gas respecto al cociente $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$. Los cuadros representan las observaciones de rendija larga perpendicular al plano de NGC 891 de Rand (1998), mientras que las líneas punteadas representan los modelos de capa de mezcla propuestos por Rand en el mismo artículo. Las líneas continuas representan los modelos de CMT propuestos en este trabajo en los cuales la velocidad del jet (v_j) incrementa en pasos de 0.1 dex de 27 hasta 133 km s^{-1} mientras los demás parámetros permanecen constantes ($N_0 = 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ y $U_0 = 10^{-5}$). El cociente $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ se incrementa al incrementar v_j 89
- 4.14. Figura que muestra los mismos cocientes de líneas con el mismo código de la figura anterior pero en este caso la línea rayada representa los modelos de CMT desarrollados en este trabajo en los cuales el parámetro de ionización va aumentando en pasos de 0.2 dex de 4.0×10^{-6} hasta 4.0×10^{-5} . El tamaño de la columna se incrementa en la misma proporción de 0.4×10^{17} hasta $4.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ mientras que v_j se mantiene constante en 85 km s^{-1} . El cociente $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ decrece al incrementar U_0 y N_0 90
- 5.1. Esquema de la distribución del gas y de los campos de radiación de los modelos de Sokolowski & Bland-Hawthorn (1991). 100

5.2. Modelos de fotoionización desarrollados por Sokolowski & Bland-Hawthorn (1991) en los que se combinan los fotones ionizantes provenientes de estrellas jóvenes y estrellas evolucionadas (WD). Los paneles (a) y (b) muestran los comportamientos de los cocientes de líneas de [NII]/H α y [SII]/H α respectivamente como función del parámetro de ionización U. La línea con sumas en ambos paneles representa a aquellos modelos en los que la contribución de los fotones de las estrellas WDs al espectro ionizante es del 0 %, las líneas con asteriscos del 25 %, con rombos del 50 %, con triángulos del 75 % y las líneas con cuadros del 100 % . Las líneas punteadas corresponden a los cuartiles Q1 y Q3 de la distribución de datos observacionales de DIG en galaxias espirales disponibles en DIGEDA (Tabla 2.4 en la página 43). 101

5.3. Diagrama BPT de los datos en DIGEDA con los modelos de la Fig. 5.2 donde la contribución de los fotones de las estrellas WDs es variable. El código de símbolos utilizados para los modelos es el siguiente: sumas: 0% de fotones de WDs, asteriscos: 25 %, rombos: 50 %, triángulos: 75 % y cuadros: 100%. EL código de colores y símbolos para los datos de DIGEDA son los mismos que aquellos utilizados en la Figura 2.2 en la página 39 de este trabajo. 102

5.4. Esquema de la distribución del gas y del campo de radiación en los modelos de Sokolowski (1993). 104

5.5. Figuras que muestran los comportamientos de los cocientes de líneas de [O III]/2H α (sumas), [N II]/H α (asteriscos) y [S II]/H α (rombos) con respecto al parámetro de ionización U. En líneas continuas se muestran las predicciones de los modelos publicados por Sokolowski (1993), mientras que en líneas punteadas se muestran los modelos de fotoionización *no publicados* desarrollados por Sokolowski en 1994 (modelos limitados por radiación extraídos de la Fig. 2 de Rand (1998)). en el panel (a) se muestran modelos de fotoionización simple y en el panel (b) se muestran los modelos que toman en cuenta la absorción de los fotones y la disminución en la abundancia de metales por formación de polvo. 105

5.6. Comparación de dos continuos de modelos Stb99 de formación estelar continua de 5×10^6 años. En un caso (línea continua), el campo de radiación no ha sido absorbido por ninguna nube de gas intermedia a la fuente y al DIG, y en el otro caso (línea punteada), una nube de gas de metalicidad solar actual (CLOUDY 08) ha absorbido el 66 % de los fotones ionizantes de ese mismo continuo. Ambos continuos están normalizados de tal forma que $\log \Phi(\text{H}) = 5.5$ 106

- 5.7. Figura de las predicciones de los cocientes $[N II]/H\alpha$ y $[O III]/H\beta$ como función del parámetro de ionización U de los modelos de fotoionización limitados por radiación de Sokolowski sobre los datos de DIGEDA. La línea con asteriscos representa a aquellos modelos de S93 en los que la radiación no ha sido absorbida (panel (a) de la Fig. 1 de S93). Con una línea y triángulos se representan los modelos de S93 en los que se absorbe el 66% de los fotones ionizantes y se disminuye la metalicidad del DIG, se representan con una línea y triángulos (panel (b) de la Fig. 1 de S93). Finalmente los modelos limitados por radiación *no publicados* de 1994 se representan con una línea y cuadros (escaneados de la Figura 8 de Rand (1998)). 107
- 5.8. Comparación de dos continuos emitidos como resultado de modelos Stb99 de: un brote de formación estelar de 15 a 40 M_{\odot} de edad cero (línea continua) y una formación estelar continua de 10 a 120 M_{\odot} de 5×10^6 años de edad (línea punteada). Ambos modelos han sido normalizados de tal forma que $\log \Phi(H) = 5.5$ 108
- 5.9. Modelos de fotoionización limitados por radiación desarrollados con CLOUDY c08.00 bajo la suposición de una geometría plano-paralela. En el panel (a) se muestra la predicción de los cocientes de líneas del modelo en el que el total de fotones ionizantes emitidos por la fuente llegan al gas para ionizarlo, mientras que en el panel (b) un porcentaje de los fotones ionizantes ha sido absorbido por una nube de gas previamente y el DIG tiene una disminución en la abundancia de metales por formación de polvo. El resumen del código de colores y los principales parámetros de los modelos se encuentra en la Tabla 5.2 en la página 111. 109
- 5.10. Modelos con geometría plano-paralela y limitados por radiación en los cuales se combina el espectro ionizante producido por las estrellas OB que sale del disco galáctico (simulado con un modelo de Stb99), con un porcentaje variable de contribución de cinco espectros de estrellas evolucionadas. Las líneas punteadas representan modelos en los que estas estrellas fueron modeladas utilizando cinco cuerpos negros ($T_{\text{eff}} = 40, 80, 120, 160$ y 200 kK). Las líneas continuas representan aquellos modelos en los cuales estas estrellas fueron simuladas utilizando cinco modelos de atmósferas estelares de Rauch (1997) ($T_{\text{eff}} = 50, 80, 120, 160$ y 190 kK). Las sumas representan modelos con 0% de fotones provenientes de estrellas WDs, los asteriscos con 25%, los rombos con 50%, los triángulos con 75% y los cuadros con el 100% de fotones de WDs. 112

5.11. Modelos de la Fig. 5.10 (en los que se toma en cuenta la contribución de los fotones duros provenientes de las estrellas WDs) graficados sobre los datos de DIGEDA. En estos modelos no hay absorción de ningún tipo por el gas, la metalicidad de éste es solar y los espectros se han combinado haciendo uso de un modelo Stb99 (ver texto) y una combinación de modelos de atmósferas de Rauch (1997) de 50, 80, 120, 160 y 190 kK de contribución variable al total de fotones ionizantes (sumas: 0 %, asteriscos: 25 %, rombos: 50 %, triángulos: 75 % y cuadros: 100 %). El código de colores y símbolos para los datos de DIGEDA es el mismo que en la Figura 2.2 en la página 39. 113

5.12. Esquema de los modelos de fotoionización combinados propuestos en este trabajo. En este escenario los fotones producidos en las regiones de formación estelar son absorbidos, en un cierto porcentaje, por el medio que rodea a las regiones H II y que permea los discos galácticos. Aquellos fotones que escapan de este medio suben al halo combinándose con los fotones producidos por las estrellas WDs (en porcentaje variable dependiendo de la altura al plano galáctico). Finalmente esta radiación combinada ioniza al gas difuso que se encuentra a $|z| \sim 1 - 2$ kpc del plano. 114

5.13. Descripción gráfica de los tres posibles escenarios de la distribución del eDIG. En el primer escenario se considera un gas de distribución continua. En el segundo escenario se considera un gas con una distribución en grumos, pero estos llenan una buena parte del espacio. El tercer escenario se considera también una distribución del gas en grumos, pero en este caso el factor de llenado, o el espacio que éstos ocupan es mucho menor que en el escenario dos. 115

5.14. Considerando el tercer escenario descrito en la Figura 5.13, en este esquema se presenta la geometría y estructura de ionización que cada uno de estos grumos de gas presenta. Si bien es cierto que las cuatro caras deben de estar ionizadas y contempadas en los modelos, como una primera aproximación, en los modelos de este trabajo consideramos únicamente la ionización de la cara de la nube de gas que recibe de manera directa los fotones provenientes del disco galáctico. 116

- 5.15. Modelos de fotoionización que combinan dos efectos sobre el gas (líneas continuas):
 1) absorción del campo de radiación que sale del disco galáctico y 2) contribución a los fotones ionizantes tanto de estrellas jóvenes (OB) como de estrellas evolucionadas calientes (WDs). Estos modelos utilizan espectros de StB99 de formación continua de 5×10^6 años con metalicidad estelar solar (para el espectro integrado de las estrellas jóvenes), y de atmósferas de Rauch de 50, 80, 120, 160 y 190 kK para simular las estrellas WDs. La metalicidad del gas se considera en todo momento solar. La absorción de los fotones ionizantes de las estrellas OB es del 66 %, mientras que la contribución al espectro total de las estrellas evolucionadas es variable (sumas: 0 %, asteriscos: 25 %, rombos: 50 %, triángulos: 75 %, cuadros: 100 %). Las líneas punteadas representan a los modelos descritos en la Figura 5.11 en la página 113. 118
- 5.16. Modelos similares a los de la Figura 5.15 en la página 118. En este caso el espectro compuesto de los WDs ha sido absorbido en un 50 % de los fotones ionizantes. Las líneas punteadas representan los modelos de la Figura 5.11 en la página 113. 119
- 5.17. Modelos similares a los de la Fig. 5.16 en la página 119. En este caso el espectro compuesto de los WDs está absorbido por un gas cuya metalicidad está disminuida por formación de polvo. Las líneas punteadas representan los modelos de la Fig. 5.11 en la página 113. 120
- 5.18. Predicciones de los modelos de fotoionización en los que se combina la absorción de la radiación de las estrellas OB en un 66 % de los fotones ionizantes y una contribución variable de las estrellas evolucionadas (WDs). En el panel (a) se muestra la variación del cociente $\text{He I}/\text{H}\alpha$ con respecto al porcentaje de contribución de las estrellas WDs, mientras que en el panel (b) se muestra la variación del mismo cociente respecto al parámetro de ionización. 121
- 5.19. Predicciones de los modelos de fotoionización en los que se combina la absorción de la radiación de las estrellas OB en un 66 % de los fotones ionizantes y una contribución variable de las estrellas evolucionadas (WDs) que también han sido absorbidas en un 50 %. Las sumas representan modelos en los que la contribución de los fotones de los WDs es del 0 %, los asteriscos del 25 %, los rombos del 50 %, los triángulos del 75 % y los cuadros del 100 %. 122

5.20. Predicciones del cociente [O III] 5007/4363 de los modelos de fotoionización en los que se combina la absorción de la radiación de las estrellas OB en un 66 % de los fotones ionizantes y una contribución variable de las estrellas evolucionadas (WDs) que también han sido absorbidas en un 50 %. Las sumas representan modelos en los que la contribución de los fotones de los WDs es del 0 %, los asteriscos del 25 %, los rombos del 50 %, los triángulos del 75 % y los cuadros del 100 %. Este cociente de [O III] es un diagnóstico de la temperatura electrónica del gas emisor ya que este cociente disminuye con el aumento de la temperatura (Figura 5.1 de Osterbrock, 1989). 123

5.21. Comparación de dos continuos combinados por cinco cuerpos negros (línea punteada, $T_{\text{eff}}=40, 80, 120, 160$ y 200 kK) contra el continuo combinado de cinco modelos de atmósferas estelares (línea continua, $T_{\text{eff}}=50, 80, 120, 160$ y 190 kK). 124

5.22. Comparación de los continuos incidentes al DIG utilizados en los modelos de este trabajo (todos normalizados a $\Phi(\text{H}) = 3.16 \times 10^5 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$): continuo de una formación continua de 10 a $120 M_{\odot}$ sin absorción (negro), continuo anterior absorbido en un 66 % de los fotones ionizantes (magenta), combinación de un 25 % de fotones provenientes de una formación estelar continua y un 75 % de fotones provenientes de estrellas evolucionadas (verde), misma combinación pero con el continuo de las estrellas evolucionadas absorbido en un 50 % de sus fotones ionizantes (rojo) y mismo continuo que el anterior pero tomando en cuenta la disminución de metales en el gas del DIG debido a la formación de polvo (azul). 125

Bibliografía

- ABBOTT, D. C., 1982. The return of mass and energy to the interstellar medium by winds from early-type stars. *Astrophysical Journal*, **263**, 723–735.
- ANDERS, E. & GREVESSE, N., 1989. Abundances of the elements - Meteoritic and solar. *Geochim. Cosmochim. Acta*, **53**, 197–214.
- BALDWIN, J. A., PHILLIPS, M. M. & TERLEVICH, R., 1981. Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects. *Publications of the ASP*, **93**, 5–19. **BPT**.
- BEGELMAN, M. C. & FABIAN, A. C., 1990. Turbulent mixing layers in the interstellar and intracluster medium. *Monthly Notices of the RAS*, **244**, 26P–29P.
- BENVENUTI, P., D’ODORICO, S. & PEIMBERT, M., 1976. On the Ionization of the Interarm Medium of M33. *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, **2**, 3–+.
- BERKHUIJSEN, E. M. & MÜLLER, P., 2008. Densities and filling factors of the diffuse ionized gas in the Solar neighbourhood. *Astronomy and Astrophysics*, **490**, 179–187.
- BINETTE, L., CABRIT, S., RAGA, A. & CANTÓ, J., 1999. The optical spectra of atomic/ionic mixing layers in outflows from young stars. *Astronomy and Astrophysics*, **346**, 260–266.
- BINETTE, L., FLORES-FAJARDO, N., RAGA, A. C., DRISSEN, L. & MORISSET, C., 2009. Photoionized Mixing Layer Models of the Diffuse Ionized Gas. *Astrophysical Journal*, **695**, 552–560.
- BINETTE, L., MAGRIS, C. G., STASIŃSKA, G. & BRUZUAL, A. G., 1994. Photoionization in elliptical galaxies by old stars. *Astronomy and Astrophysics*, **292**, 13–19.
- BLAND-HAWTHORN, J., FREEMAN, K. C. & QUINN, P. J., 1997. Where Do the Disks of Spiral Galaxies End? *Astrophysical Journal*, **490**, 143–+.
- BLAND-HAWTHORN, J., SOKOLOWSKI, J. & CECIL, G., 1991a. Diffuse ionized medium in NGC 1068. *Publications of the ASP*, **103**, 906–910.
- BLAND-HAWTHORN, J., SOKOLOWSKI, J. & CECIL, G., 1991b. Imaging spectrophotometry of ionized gas in NGC 1068. II - Global ionization of the inner disk. *Astrophysical Journal*, **375**, 78–84.

- BUZZONI, A., ARNABOLDI, M. & CORRADI, R. L. M., 2006. Planetary nebulae as tracers of galaxy stellar populations. *Monthly Notices of the RAS*, **368**, 877–894.
- CANTO, J. & RAGA, A. C., 1991. Mixing layers in stellar outflows. *Astrophysical Journal*, **372**, 646–658.
- CARROLL, B. & OSTLIE, A., 1996. *An Introduction to Modern Astrophysics*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc.
- CHEVALIER, R. A., 1974. The Evolution of Supernova Remnants. Spherically Symmetric Models. *Astrophysical Journal*, **188**, 501–516.
- COLLINS, J. A. & RAND, R. J., 2001. Ionization Sources and Physical Conditions in the Diffuse Ionized Gas Halos of Four Edge-On Galaxies. *Astrophysical Journal*, **551**, 57–71.
- DETTMAR, R.-J., 1990. The distribution of the diffuse ionized interstellar medium perpendicular to the disk of the edge-on galaxy NGC 891. *Astronomy and Astrophysics*, **232**, L15–L18.
- DETTMAR, R.-J., 1992. The ionization of diffuse ionized gas in galaxies: A comparison with the Reynolds-layer in the Milky Way. In *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 278 of *American Institute of Physics Conference Series*, 291–294.
- DETTMAR, R.-J. & ALLEN, R. J., 1993. Fabry-Perot observations of extraplanar diffuse ionized gas in NGC 891. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 25 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1323–+.
- DETTMAR, R.-J. & KORIBALSKI, B., 1990. Anomalous kinematics and the ionization of the H-alpha arm in NGC 4258. *Astronomy and Astrophysics*, **240**, L15–L18.
- DETTMAR, R. J. & SCHULTZ, H., 1992. The Ionization of the Diffuse Gas in NGC891 and the Decaying Dark Matter Theory. *Astronomy and Astrophysics*, **254**, L25+.
- DOMGOERGEN, H. & MATHIS, J. S., 1993. The ionization of the diffuse ionized gas. In G. Klare, ed., *Astronomische Gesellschaft Abstract Series*, vol. 9 of *Astronomische Gesellschaft Abstract Series*, 159–+.
- DOPITA, M. A., 1976. Optical emission from shock waves. I - Abundances in N49. *Astrophysical Journal*, **209**, 395–401.
- FERGUSON, A. M.Ñ., WYSE, R. F. G. & GALLAGHER, J. S., 1996a. The Spectacular Ionized Interstellar Medium of NGC 55. *Astronomical Journal*, **112**, 2567–+.

- FERGUSON, A. M.Ñ., WYSE, R. F. G., GALLAGHER, III, J. S. & HUNTER, D. A., 1996b. Diffuse Ionized Gas in Spiral Galaxies: Probing Lyman Continuum Photon Leakage From H II Regions? *Astronomical Journal*, **111**, 2265–+.
- FERLAND, G. J., 2003. Quantitative Spectroscopy of Photoionized Clouds. *ARA&A*, **41**, 517–554.
- FLORES-FAJARDO, N., MORISSET, C. & BINETTE, L., 2009. Analysis of the diffuse ionized gas database: DIGEDA. *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, **45**, 261–272.
- GAENSLER, B. M., MADSEN, G. J., CHATTERJEE, S. & MAO, S. A., 2008. The Vertical Structure of Warm Ionised Gas in the Milky Way. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, **25**, 184–200.
- GALARZA, V. C., WALTERBOS, R. A. M. & BRAUN, R., 1999. Spectrophotometry of H II Regions, Diffuse Ionized Gas, and Supernova Remnants in M31: The Transition from Photoionization to Shock Ionization. *Astronomical Journal*, **118**, 2775–2796.
- GOLLA, G., DETTMAR, R.-J. & DOMGOERGEN, H., 1996. Long-slit spectra of extraplanar diffuse ionized gas in NGC4631. *Astronomy and Astrophysics*, **313**, 439–447.
- GREENAWALT, B., WALTERBOS, R. A. M. & BRAUN, R., 1997. Optical Spectroscopy of Diffuse Ionized Gas in M31. *Astrophysical Journal*, **483**, 666–+.
- HAFFNER, L. M., REYNOLDS, R. J. & TUFTE, S. L., 1999. WHAM Observations of H α , [S II], and [N II] toward the Orion and Perseus Arms: Probing the Physical Conditions of the Warm Ionized Medium. *Astrophysical Journal*, **523**, 223–233.
- HAUSEN, N. R., REYNOLDS, R. J. & HAFFNER, L. M., 2002. Measurements of [O I] λ 6300/H α Line Intensity Ratios for Four O Star H II Regions. *Astronomical Journal*, **124**, 3336–3339.
- HIDALGO-GÁMEZ, A. M., 2006. Diffuse Ionized Gas in Irregular Galaxies. I. GR 8 and ESO 245-G05. *Astronomical Journal*, **131**, 2078–2088.
- HIDALGO-GÁMEZ, A. M., 2007. Diffuse Ionized Gas in the Dwarf Irregular Galaxy DDO 53. *Astronomical Journal*, **134**, 1447–1458.
- HILLS, J. G., 1972. An Explanation of the Cloudy Structure of the Interstellar Medium. *Astronomy and Astrophysics*, **17**, 155–+.
- HOOPES, C. G. & WALTERBOS, R. A. M., 2003. Optical Spectroscopy and Ionization Models of the Diffuse Ionized Gas in M33, M51/NGC 5195, and M81. *Astrophysical Journal*, **586**, 902–922.
- HOOPES, C. G., WALTERBOS, R. A. M. & GREENWALT, B. E., 1996. Diffuse Ionized Gas in Three Sculptor Group Galaxies. *Astronomical Journal*, **112**, 1429–+.

- HOOPES, C. G., WALTERBOS, R. A. M. & RAND, R. J., 1999. Diffuse Ionized Gas in Edge-on Spiral Galaxies: Extraplanar and Outer Disk H α Emission. *Astrophysical Journal*, **522**, 669–685.
- HOWK, J. C. & SAVAGE, B. D., 2000. The Multiphase Halo of NGC 891: WIYN H α and BVI Imaging. *Astronomical Journal*, **119**, 644–667.
- HOYLE, F. & ELLIS, G. R. A., 1963. On the Existence of an Ionized Layer about the Galactic Plane. *Australian Journal of Physics*, **16**, 1–+.
- HUMMER, D. G. & MIHALAS, D., 1970. Model atmospheres for the central stars of planetary nebulae. *Monthly Notices of the RAS*, **147**, 339–354.
- HUNTER, D. A. & GALLAGHER, III, J. S., 1990a. Ionized interstellar froth in irregular galaxies. *NASA Conference Publication*, **3084**, 149–150.
- HUNTER, D. A. & GALLAGHER, III, J. S., 1990b. Properties of ionized interstellar froth in irregular galaxies. *Astrophysical Journal*, **362**, 480–490.
- KAHN, F. D., 1980. Turbulent mixing of stellar winds and interstellar gas. *Astronomy and Astrophysics*, **83**, 303–311.
- KENNICUTT, JR., R. C. & HODGE, P. W., 1986. H II regions and star formation in the Magellanic Clouds. *Astrophysical Journal*, **306**, 130–141.
- KNIAZEV, A. Y., PUSTILNIK, S. A. & ZUCKER, D. B., 2008. Spectroscopy of two PN candidates in IC10. *Monthly Notices of the RAS*, **384**, 1045–1052.
- KREGEL, M. & VAN DER KRUIT, P. C., 2005. Structure and kinematics of edge-on galaxy discs - IV. The kinematics of the stellar discs. *Monthly Notices of the RAS*, **358**, 481–502.
- LYON, J., 1975. UV stars and the interstellar medium - A statistical time-dependent model. *Astrophysical Journal*, **201**, 168–178.
- MADSEN, G. J., REYNOLDS, R. J. & HAFFNER, L. M., 2006. A Multiwavelength Optical Emission Line Survey of Warm Ionized Gas in the Galaxy. *Astrophysical Journal*, **652**, 401–425.
- MARTIN, C. L., 1997. The Impact of Star Formation on the Interstellar Medium. I. The Excitation of Diffuse, Warm Ionized Gas in Dwarf Galaxies. *Astrophysical Journal*, **491**, 561–+.
- MARTIN, C. L. & KENNICUTT, JR., R. C., 1997. Measurements of He I λ 5876 Recombination-Line Radiation from the Diffuse, Warm Ionized Medium in Irregular Galaxies. *Astrophysical Journal*, **483**, 698–+.

- MATHIS, J. S., 1986. The photoionization of the diffuse galactic gas. *Astrophysical Journal*, **301**, 423–429.
- MCCAMMON, D., BURROWS, D.Ñ., SANDERS, W. T. & KRAUSHAAR, W. L., 1983. The soft X-ray diffuse background. *Astrophysical Journal*, **269**, 107–135.
- MCKEE, C. F. & OSTRICKER, J. P., 1977. A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. *Astrophysical Journal*, **218**, 148–169.
- MILLER, S. T. & VEILLEUX, S., 2003. Extraplanar Emission-Line Gas in Edge-On Spiral Galaxies. I. Deep Emission-Line Imaging. *Astrophysical Journal*, Supplement, **148**, 383–417.
- NORIEGA-CRESPO, A., GARNAVICH, P. M., RAGA, A. C., CANTO, J. & BOEHM, K.-H., 1996. HH 110 Jet Near-Infrared Imaging: The Outflow Mixing Layer. *Astrophysical Journal*, **462**, 804–+.
- OTTE, B., GALLAGHER, III, J. S. & REYNOLDS, R. J., 2002. Emission-Line Ratios and Variations in Temperature and Ionization State in the Diffuse Ionized Gas of Five Edge-on Galaxies. *Astrophysical Journal*, **572**, 823–837.
- PANAGIA, N. & TERZIAN, Y., 1984. Ultraviolet radiation from white dwarfs and the carbon ionization in the Galactic halo. *Astrophysical Journal*, **287**, 315–319.
- PARESCHE, F. & JAKOBSEN, P., 1980. The diffuse UV background. *Nature*, **288**, 119–126.
- PILDIS, R. A., BREGMAN, J.Ñ. & SCHOMBERT, J. M., 1994. Extraplanar emission-line gas in NGC 891. *Astrophysical Journal*, **423**, 190–195.
- RAND, R. J., 1997. A Very Deep Spectrum of the Diffuse Ionized Gas in NGC 891. *Astrophysical Journal*, **474**, 129–+.
- RAND, R. J., 1998. Further Spectroscopy of the Diffuse Ionized Gas in NGC 891 and Evidence for a Secondary Source of Ionization. *Astrophysical Journal*, **501**, 137–+.
- RAND, R. J., BENJAMIN, R. A. & WOOD, K., 2006. Spitzer IRS Observations of the Gaseous Halo of NGC 891. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 917–+.
- RAND, R. J., KULKARNI, S. R. & HESTER, J. J., 1990. The distribution of warm ionized gas in NGC 891. *Astrophysical Journal*, Letters, **352**, L1–L4.
- RAND, R. J., KULKARNI, S. R. & HESTER, J. J., 1992. Warm ionized gas in the edge-on galaxies NGC 4565 and NGC 4631. *Astrophysical Journal*, **396**, 97–103.

- RAND, R. J., WOOD, K. & BENJAMIN, R. A., 2008. Infrared Spectroscopy of the Diffuse Ionized Halo of NGC 891. *Astrophysical Journal*, **680**, 263–275.
- RAND, R. J., WOOD, K. & BENJAMIN, R. A., 2009. Mid-IR Spectroscopy of the Diffuse Ionized Halo of NGC 891. In *The Evolving ISM in the Milky Way and Nearby Galaxies*.
- RAUCH, T., 1997. Implication of light metals (Li-Ca) on NLTE model atmospheres of compact hot stars. *Astronomy and Astrophysics*, **320**, 237–248.
- RENZINI, A. & BUZZONI, A., 1986. Global properties of stellar populations and the spectral evolution of galaxies. In C. Chiosi & A. Renzini, ed., *Spectral Evolution of Galaxies*, vol. 122 of *Astrophysics and Space Science Library*, 195–231.
- REYNOLDS, R. J., 1977. Pulsar dispersion measures and H-alpha emission measures - Limits on the electron density and filling factor for the ionized interstellar gas. *Astrophysical Journal*, **216**, 433–439.
- REYNOLDS, R. J., 1984. A measurement of the hydrogen recombination rate in the diffuse interstellar medium. *Astrophysical Journal*, **282**, 191–196.
- REYNOLDS, R. J., 1991. Ionized disk/halo gas - Insight from optical emission lines and pulsar dispersion measures. In H. Bloemen, ed., *The Interstellar Disk-Halo Connection in Galaxies*, vol. 144 of *IAU Symposium*, 67–76.
- REYNOLDS, R. J., HAUSEN, N. R., TUFTE, S. L. & HAFFNER, L. M., 1998. Detection of [O I] lambda 6300 Emission from the Diffuse Interstellar Medium. *Astrophysical Journal, Letters*, **494**, L99+.
- REYNOLDS, R. J., SCHERB, F. & ROESLER, F. L., 1973. Observations of Diffuse Galactic HA and [n II] Emission. *Astrophysical Journal*, **185**, 869–876.
- REYNOLDS, R. J., TUFTE, S. L., KUNG, D. T., MCCULLOUGH, P. R. & HEILES, C., 1995. A Comparison of Diffuse Ionized and Neutral Hydrogen Away from the Galactic Plane: H alpha - emitting H I Clouds. *Astrophysical Journal*, **448**, 715–+.
- SALPETER, E. E., 1978. Planetary nebulae and the interstellar medium. In Y. Terzian, ed., *Planetary Nebulae*, vol. 76 of *IAU Symposium*, 333–338.
- SCIAMA, D. W., 1990. Dark matter decay and the ionization of H I regions in the Galaxy. *Astrophysical Journal*, **364**, 549–554.
- SHULL, J. M. & MCKEE, C. F., 1979. Theoretical models of interstellar shocks. I - Radiative transfer and UV precursors. *Astrophysical Journal*, **227**, 131–149.

- SIVAN, J.-P., STASIŃSKA, G. & LEQUEUX, J., 1986. Excitation in the ionized diffuse interstellar medium. *Astronomy and Astrophysics*, **158**, 279–287.
- SLAVIN, J. D., SHULL, J. M. & BEGELMAN, M. C., 1993. Turbulent mixing layers in the interstellar medium of galaxies. *Astrophysical Journal*, **407**, 83–99.
- SOKOLOWSKI, J., 1993. Massive Stars and Galactic Halos: Photoionization in the Halo of NGC 891. In J. P. Cassinelli & E. B. Churchwell, eds., *Massive Stars: Their Lives in the Interstellar Medium*, vol. 35 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 540–+.
- SOKOLOWSKI, J. & BLAND-HAWTHORN, J., 1991. Photoionization of high-latitude gas in NGC 891. *Publications of the ASP*, **103**, 911–915.
- SPITZER, JR., L. & JENKINS, E. B., 1975. Ultraviolet studies of the interstellar gas. *ARA&A*, **13**, 133–164.
- STASIŃSKA, G., CID FERNANDES, R., MATEUS, A., SODRÉ, L. & ASARI, N. V., 2006. Semi-empirical analysis of Sloan Digital Sky Survey galaxies - III. How to distinguish AGN hosts. *Monthly Notices of the RAS*, **371**, 972–982.
- STASIŃSKA, G., VALE ASARI, N., CID FERNANDES, R., GOMES, J. M., SCHLICKMANN, M., MATEUS, A., SCHOENELL, W. & SODRÉ, JR., L., 2008. Can retired galaxies mimic active galaxies? Clues from the Sloan Digital Sky Survey. *Monthly Notices of the RAS*, **391**, L29–L33.
- TERZIAN, Y., 1974. On the ultraviolet radiation in the Galaxy. *Astrophysical Journal*, **193**, 93–95.
- TORRES-PEIMBERT, S., LAZCANO-ARAUJO, A. & PEIMBERT, M., 1974. Ionization of the Low-Density Interstellar Medium. *Astrophysical Journal*, **191**, 401–410.
- TÜLLMANN, R. & DETTMAR, R.-J., 2000. Spectroscopy of diffuse ionized gas in halos of selected edge-on galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, **362**, 119–132.
- TÜLLMANN, R., DETTMAR, R.-J., SOIDA, M., URBANIK, M. & ROSSA, J., 2000. The thermal and non-thermal gaseous halo of NGC 5775. *Astronomy and Astrophysics*, **364**, L36–L41.
- VEILLEUX, S. & OSTERBROCK, D. E., 1987. Spectral classification of emission-line galaxies. *Astrophysical Journal, Supplement*, **63**, 295–310.
- VOGES, E. S., 2006. *The ionization sources of the diffuse ionized gas in nearby disk galaxies*. Ph.D. thesis, New Mexico State University.
- VOGES, E. S. & WALTERBOS, R. A. M., 2006. Detection of [O I] λ 6300 and Other Diagnostic Emission Lines in the Diffuse Ionized Gas of M33 with Gemini-North. *Astrophysical Journal, Letters*, **644**, L29–L32.

- WALTERBOS, R., BRAUN, R. & NORMAN, C., 1993. The disk-halo interface in edge-on spirals. In *Evolution of Galaxies and their Environment*, 326–327.
- WALTERBOS, R. A. M., 1991. Diffuse ionized gas in nearby Galaxies. In H. Bloemen, ed., *The Interstellar Disk-Halo Connection in Galaxies*, vol. 144 of *IAU Symposium*, 223–232.
- WALTERBOS, R. A. M. & BRAUN, R., 1994. Diffused ionized gas in the spiral galaxy M31. *Astrophysical Journal*, **431**, 156–171.
- WALTERBOS, R. A. M., BRAUN, R. & KENNICUTT, R. C., 1989. Diffuse Ionized Gas in Spiral Galaxies. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 21 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1212–+.
- WANG, J., HECKMAN, T. M. & LEHNERT, M. D., 1997. On the Dynamical and Physical State of the “Diffuse Ionized Medium” in Nearby Spiral Galaxies. *Astrophysical Journal*, **491**, 114–+.
- WOOD, K. & MATHIS, J. S., 2004. Monte Carlo photoionization simulations of diffuse ionized gas. *Monthly Notices of the RAS*, **353**, 1126–1134.
- YORK, D. G., 1982. Gas in the galactic halo. *ARA&A*, **20**, 221–248.
- ZURITA, A., ROZAS, M. & BECKMAN, J. E., 2000a. Density Bounded H II Regions: Ionization of the Diffuse Interstellar and Intergalactic Media. In S. J. Arthur, N. S. Brickhouse & J. Franco, eds., *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, vol. 9 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 290–291.
- ZURITA, A., ROZAS, M. & BECKMAN, J. E., 2000b. The origin of the ionization of the diffuse interstellar medium in spiral galaxies. I. Photometric measurements. *Astronomy and Astrophysics*, **363**, 9–28.