

Determinación de parámetros fundamentales  
de cúmulos abiertos mediante  
espectroscopía integrada

---

Autor: Alejandro Benítez Llambay  
Directores: Andrés E. Piatti - Juan J. Clariá  
2 de marzo de 2011



**DETERMINACIÓN DE PARÁMETROS FUNDAMENTALES  
DE  
CÚMULOS ABIERTOS  
MEDIANTE  
ESPECTROSCOPIA INTEGRADA**

por Alejandro Benítez Llambay

Directores: Andrés E. Piatti / Juan J. Clariá

- Trabajo Especial de la Licenciatura en Astronomía -

- Facultad de Matemática, Astronomía y Física -

- Universidad Nacional de Córdoba -

---

Córdoba, 2 de marzo de 2011



## Resumen

Los cúmulos abiertos constituyen excelentes laboratorios para delinear parámetros fundamentales de la Vía Láctea. Los más jóvenes son muy buenos trazadores de su estructura espiral en tanto que los viejos o de edades intermedias proveen información sobre la historia temprana del disco galáctico. En las últimas décadas, la determinación de los parámetros fundamentales de estos objetos, como ser el enrojecimiento, la edad y la metalicidad, se ha basado en diagramas color-magnitud y estudios fotométricos de estrellas individuales.

Una técnica particularmente eficiente para determinar parámetros básicos de cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular es la espectroscopía integrada.

En este trabajo realizamos un análisis de la técnica de espectroscopía integrada, lo que nos permite justificarla y utilizarla para analizar una muestra de cúmulos abiertos galácticos sin estudios previos, determinando sus enrojecimientos y edades. Asimismo, damos estimaciones de sus distancias. Presentamos también avances en cuanto a la sistematización y automatización de la técnica utilizando un código computacional desarrollado para tal fin.

### Clasificación

95.75.Fg	Spectroscopy and spectrophotometry
95.85.Kr	Visible (390-750 nm)
98.20.Fk	Open clusters in the Milky Way
98.62.Ai	Origin, formation, evolution, age, and star formation

### Palabras clave:

- cúmulos abiertos - determinación - edad - enrojecimiento - extinción interestelar -  
- espectro patrón - espectroscopía integrada -



# AGRADECIMIENTOS

Me gustaría agradecer, antes que nada, a mi hermano Pablo. A pesar de que este último año nos dedicamos a temas muy distintos, ha sido por siempre mi compañero de estudio, compartiendo a mi lado toda la carrera y estando junto a mí para ayudarme en todo momento. Sin él probablemente no hubiera podido lograr todo lo que logré en estos 5 años. En segundo lugar, quiero agradecer profundamente a mis padres, las personas que quizás más han influido en mí. Sin la ayuda y el cariño que me brindaron toda la vida, hoy no podría estar en donde estoy. A ustedes, sin lugar a dudas, les dedico todo mi esfuerzo.

Quiero agradecer muy especialmente a Juan Clariá, quien me aceptó como integrante del grupo de Astrofísica Estelar. La ayuda incondicional que he recibido de su parte así como la confianza que ha depositado en mí me motivaron a trabajar de la mejor manera todos los días. Asimismo quiero agradecer al Dr. Andrés Piatti por las discusiones que hemos tenido en sus oportunos viajes a Córdoba, en las cuales me interioricé particularmente en todo lo que concierne al proceso de la reducción de los datos y la manera de medir.

Un agradecimiento muy especial es para la Asociación Argentina de Astronomía, ya que este trabajo comenzó con una beca que me otorgaron durante los meses de febrero y marzo de 2010, siendo mis directores los Dres. Andrés Piatti y Juan Clariá. De ese proyecto surgieron las observaciones que después formaron parte de la muestra presentada en este trabajo.

Me gustaría agradecer muy especialmente a todo el personal del CASLEO, quienes me atendieron de manera excelente durante mi turno de observación y trabajan para que en la Argentina podamos tener un telescopio así. En particular a Pablo Ostrov y Antonio de Franceschi, María Ramos (Doña Mari), Nélica Torres (Neli), Rubén Domínguez, Armando Roca y muy en especial a Arnaldo Casagrande.

Por otro lado, un agradecimiento muy especial es para Andrea Ahumada, quien me enseñó a observar en el CASLEO durante el mes de diciembre de 2009. Además, siempre me ha brindado su ayuda incondicional en este trabajo. Asimismo, otro agradecimiento es para Tali Palma, quien ha observado algunos objetos que en este trabajo se presentan. También me ha brindado su ayuda incondicional en todo momento, facilitándome manuales, trabajos, datos, etc.

Le agradezco a la Fundación Retama, que junto a mis padres, me ayudó económicamente durante los 5 años de la carrera, proporcionándome la tranquilidad económica necesaria para dedicarme a estudiar.

Finalmente, un agradecimiento que no puede faltar es a todos mis profesores, los que me han formado durante mi carrera, sin los cuales hoy no podría estar haciendo este

trabajo. A mis compañeros de carrera, los que me acompañaron al principio y los que me acompañaron al final. Los que siempre están ahí. A todos los que lean estas páginas y a todos los que he olvidado involuntariamente, a todos:

Muchas Gracias



# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>9</b>
1.1. Contenido del trabajo . . . . .	10
<b>2. La extinción interestelar</b>	<b>13</b>
2.1. El proceso de extinción . . . . .	13
2.1.1. Fundamentos físicos de la absorción y la dispersión . . . . .	14
2.1.2. Formulación electromagnética del problema de la absorción y la dispersión de la radiación por una partícula . . . . .	15
2.1.3. Concepto físico de la extinción . . . . .	18
2.1.4. Parámetros básicos de la teoría de extinción . . . . .	20
2.2. La extinción interestelar . . . . .	23
2.2.1. Historia . . . . .	24
2.2.2. Exceso de color . . . . .	26
2.2.3. La curva de extinción interestelar . . . . .	27
2.2.4. Curva de extinción media . . . . .	29
2.2.5. Absorción y dispersión de la luz por el medio interestelar . . . . .	32
2.2.6. Determinación de la columna de polvo necesaria para reproducir las observaciones . . . . .	34
2.2.7. Unificación matemática de la extinción . . . . .	34
2.2.8. Composición química del medio interestelar . . . . .	35
2.3. Extinción neutra . . . . .	36
2.4. Mapeo global de la extinción interestelar . . . . .	36
2.5. Polarización de la luz debida al medio interestelar . . . . .	38
2.6. Resumen . . . . .	39
<b>3. Edades de poblaciones estelares</b>	<b>41</b>
3.1. Función inicial de masa y Tasa de formación estelar . . . . .	42
3.1.1. Evolución pasiva . . . . .	44
3.1.2. Evolución estelar . . . . .	45
3.1.3. Evolución de pre-secuencia principal y post-secuencia principal . . . . .	45
3.2. Síntesis de poblaciones estelares . . . . .	49
3.3. Propiedades espectrales integradas de cúmulos estelares . . . . .	51
3.3.1. Anchos equivalentes . . . . .	51
3.3.2. El método de los anchos equivalentes . . . . .	52
3.3.3. Librería de espectros patrones . . . . .	53
3.4. Resumen . . . . .	59

<b>4. Determinación de edades y enrojecimientos</b>	<b>61</b>
4.1. Determinación del enrojecimiento	61
4.1.1. El método de media	61
4.1.2. Distribución de $E(B - V)_i$	63
4.1.3. El método $\chi^2$	68
4.2. Determinación simultánea de edad y enrojecimiento	69
4.2.1. El método de media y $\chi^2$ simultáneamente	70
4.3. Implementación de los métodos	74
4.3.1. Cómo computar la curva de extinción	74
4.3.2. Operaciones entre los espectros	74
4.3.3. Fast Integrated Spectra Analyzer ( <i>FISA</i> )	75
4.4. Resumen	77
<b>5. Observaciones espectroscópicas integradas y reducción de los datos</b>	<b>79</b>
5.1. La técnica de espectroscopía integrada	79
5.2. Selección de la muestra	81
5.3. Observaciones	84
5.4. Reducción de los datos	86
5.4.1. Imagen <i>bias</i>	87
5.4.2. Imagen <i>dark</i>	89
5.4.3. Imagen <i>flat</i>	89
5.4.4. Corrección de las imágenes	90
5.4.5. Extracción del espectro	91
5.4.6. Calibración en longitud de onda	91
5.4.7. Calibración en flujo	92
5.5. Reducción de las observaciones	94
5.6. Resumen	97
<b>6. Resultados</b>	<b>99</b>
6.1. Introducción	99
6.2. Alessi 14	100
6.3. Alessi 15	101
6.4. Alessi 16	102
6.5. Ruprecht 150	103
6.6. Ruprecht 14	105
6.7. Ruprecht 17	105
6.8. Ruprecht 38	106
6.9. NGC 2459	107
6.10. ESO 313-SC03	108
6.11. ESO 260-SC6	109
6.12. ESO 371-SC25	110
6.13. BH 72	112
6.14. ESO 315-SC14	113
6.15. ESO 502-SC19	114

6.16. Lynga 4 . . . . .	115
6.17. ESO 277-SC04 . . . . .	116
6.18. ESO 332-SC11 . . . . .	117
6.19. Breve discusión de los resultados . . . . .	118
<b>7. Conclusiones</b>	<b>123</b>



# 1 Introducción

Uno de los principales interrogantes de la Astrofísica Estelar Galáctica ha sido y continúa siendo la formación y la evolución de la Vía Láctea. En el transcurso de las últimas cuatro décadas, se ha avanzado notablemente en la comprensión de estos fenómenos, gracias principalmente a las determinaciones de abundancias químicas de estrellas y sistemas de estrellas de nuestra Galaxia. No obstante estos significativos avances, una variedad de fenómenos relacionados con la evolución química galáctica, tales como la historia de formación estelar, los procesos de enriquecimiento químico, la función inicial de masa y otros no menos importantes, no son aún del todo comprendidos en la actualidad. Teniendo esto en cuenta, cualquier esfuerzo que pueda realizarse utilizando objetos astronómicos que puedan incrementar nuestros conocimientos en estos temas, se justificará plenamente. En particular, los cúmulos estelares constituyen verdaderos laboratorios estelares en los cuales es posible dilucidar buena parte de estos problemas.

Los cúmulos estelares pueden considerarse verdaderas unidades de población estelar, en el sentido de que están caracterizados por una determinada edad y composición química. Esto es así simplemente porque se supone que todas las estrellas de un cúmulo se formaron a partir de la misma nube primigenia, aproximadamente al mismo tiempo.

Es bien sabido que las estrellas que forman parte de la gran variedad de cúmulos abiertos y globulares de nuestra Galaxia exhiben un amplio rango de edad y metalicidad. En el caso de las edades, los cúmulos galácticos (abiertos y globulares) cubren prácticamente todo el rango de edades conocidas en el Universo, mientras que, en lo que se refiere a las metalicidades, los cúmulos globulares cubren buena parte del rango de abundancias químicas conocidas. Estas razones, entre muchas otras, justifican largamente cualquier estudio que quiera llevarse a cabo considerando a estos sistemas como unidades fundamentales de población estelar, caracterizadas por determinados parámetros astrofísicos globales.

En particular, la determinación de parámetros fundamentales de cúmulos abiertos galácticos (enrojecimiento, distancia, edad, metalicidad, etc.) es de indiscutible importancia para una mejor comprensión de la estructura y evolución química del disco galáctico, ya que es en esta componente de la Vía Láctea donde se encuentra la gran mayoría de los cúmulos abiertos conocidos.

En general, la determinación de parámetros de cúmulos abiertos tales como el enrojecimiento interestelar, la distancia, la edad e incluso la metalicidad, se realiza de un modo más expeditivo y confiable que en estrellas individuales. Estos objetos son excelentes

trazadores de la historia del disco de la Vía Láctea. Los más jóvenes son muy buenos delineadores de la estructura espiral, en tanto que los viejos y/o de edades intermedias son excelentes trazadores de la historia temprana de esta componente de la Galaxia.

Por lo general, a lo largo de las últimas décadas, la determinación del enrojecimiento interestelar, la edad y la metalicidad de cúmulos galácticos, se ha basado mayoritariamente en los diagramas color-magnitud de estos sistemas y/o en estudios fotométricos de estrellas individuales. En algunos casos, sus espectros integrados han mostrado ser de gran utilidad para inferir estas propiedades, siempre que los objetos considerados presenten diámetros angulares relativamente pequeños. Las técnicas fotométricas y espectroscópicas constituyen, sin lugar a dudas, valiosas herramientas para estudiar estos objetos. Sin embargo, cuando la cantidad de estrellas a estudiar es muy grande, la obtención de espectros individuales resulta prácticamente inviable.

Una técnica particularmente eficiente para determinar parámetros básicos de cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular es la espectroscopía integrada. Esta técnica viene siendo exitosamente desarrollada en el Observatorio Astronómico de Córdoba desde hace aproximadamente una década y constituye una atractiva alternativa para la determinación de estos parámetros, usando tiempos de observación comparativamente pequeños.

Dado que cualquier esfuerzo que tienda a incrementar el volumen estadístico de datos conocidos de cúmulos abiertos galácticos usando espectroscopía integrada, además de mejorar esta técnica en sí misma, resulta más que justificado, hemos centrado este Trabajo Especial en 3 objetivos principales. Por un lado, es nuestro propósito desarrollar un método que permita sistematizar y automatizar, tanto cuanto sea posible, el análisis de muchos datos espectroscópicos integrados de cúmulos abiertos y la obtención de resultados. Esto requiere de herramientas computacionales que permitan hacerlo, por lo que el desarrollo de un algoritmo que facilite la programación de un código es necesario. Por otro lado, un segundo objetivo consiste en implementar dicho algoritmo desarrollando una aplicación que permita una rápida visualización de los resultados. Finalmente y de manera natural, el tercer objetivo consiste en utilizar las herramientas desarrolladas para analizar una muestra de cúmulos abiertos galácticos de pequeño diámetro angular sin estudios previos. Nuestro propósito, en este contexto, consiste en determinar enrojecimiento interestelar, edad y distancias aproximadas de cada uno de los objetos seleccionados.

### 1.1. Contenido del trabajo

En este trabajo se presentan las bases teóricas y los resultados obtenidos de aplicar la técnica de espectroscopía integrada a una muestra de cúmulos abiertos galácticos los cuales, en su casi totalidad, no registran estudios previos. En los capítulos 2 y 3 hemos desarrollado los fundamentos teórico-observacionales que justifican en gran medida la aplicación de la mencionada técnica a los cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular. En el capítulo 2 hemos desarrollado brevemente las ideas fundamentales sobre la

extinción interestelar, efecto éste que origina el enrojecimiento de los objetos astronómicos, en tanto que en el capítulo 3 justificamos el estudio de la luz integrada de los cúmulos abiertos. Gran parte de este trabajo se centró en mejorar, de alguna manera, el análisis de los espectros integrados. Debido a que hasta la fecha no existe ningún código computacional que permita automatizar de manera segura y confiable este análisis, el objetivo propuesto y, que creemos haber alcanzado, consistió en sistematizar y automatizar completamente la determinación de los parámetros fundamentales de cúmulos abiertos, utilizando sólo sus espectros integrados. Por esta razón, presentamos en el capítulo 4 los fundamentos teóricos que permiten implementar realmente esta automatización, formalizando, por un lado, la técnica de la determinación de edad y enrojecimiento hasta ahora utilizada y, desarrollando, por otro, un nuevo método que permite acelerar enormemente esta determinación. El resultado más importante del capítulo 4 es un código computacional en el que se implementaron los métodos allí explicados. En el capítulo 5 describimos la técnica observacional mediante la cual es posible obtener un espectro integrado de un cúmulo abierto. Describimos además los criterios a partir de los cuales se efectuó el proceso de selección de los cúmulos observados y la manera en que los datos fueron reducidos. Finalmente, en el capítulo 6 presentamos los resultados obtenidos a partir de las observaciones, juntamente con un breve análisis y discusión de los mismos.





## 2 La extinción interestelar

Quizás uno de los problemas más serios a los que se enfrenta la astronomía desde siempre lo constituye la extinción de la radiación proveniente de los objetos celestes en su viaje a través del Universo. Tanto la astronomía galáctica como la astronomía extragaláctica necesitan conocer con detalle la distribución de gas y polvo de la Vía Láctea para poder corregir de esta manera las observaciones. El desconocimiento de la cantidad de luz que se pierde debido a las inmensas columnas de material interestelar interpuesto entre el objeto de interés y nosotros produce problemas serios en la interpretación del Universo. Por dar sólo un ejemplo, produce serios problemas en la estimación de distancias, tanto galácticas como extragalácticas, afectando de esta manera nuestro entendimiento sobre la estructura galáctica. En el caso de la astronomía extragaláctica, este desconocimiento trae aparejados problemas en cuanto a la determinación precisa de parámetros cosmológicos que son determinados observando el Universo a alto "redshift". En este sentido, el problema de la determinación de mapas de extinción interestelar es prioritario para el progreso de la astronomía. Dado que gran parte del presente trabajo consiste fundamentalmente en la determinación del enrojecimiento que afecta a una muestra de cúmulos abiertos, en lo que sigue desarrollaremos con algún detalle el problema de la extinción interestelar. Presentaremos primero algunos conceptos relacionados con la interacción de la radiación con la materia, los cuales permitirán enunciar de manera más precisa los conceptos comúnmente utilizados en el problema de la extinción interestelar.

### 2.1. El proceso de extinción

La extinción de la radiación es un proceso que ocurre cuando la radiación electromagnética se propaga a través de un medio que contiene partículas pequeñas comparadas con la longitud de onda de dicha radiación. Si se piensa en un rayo de luz atravesando un medio con estas características, la intensidad de la radiación transmitida será, en general, atenuada. En efecto, se denomina extinción al proceso por el cual la radiación electromagnética es atenuada al atravesar un medio material.

Los procesos físicos involucrados en la extinción son básicamente la absorción real y la dispersión (absorción aparente) de la radiación electromagnética. En el proceso de absorción, la energía de la onda electromagnética incidente es parcialmente convertida en energía interna de la partícula responsable de la absorción. En el proceso de dispersión o absorción aparente, la distribución angular de energía de la onda incidente sufre una variación debida a la interacción con la partícula, pero la naturaleza física de la onda permanece inalterada.

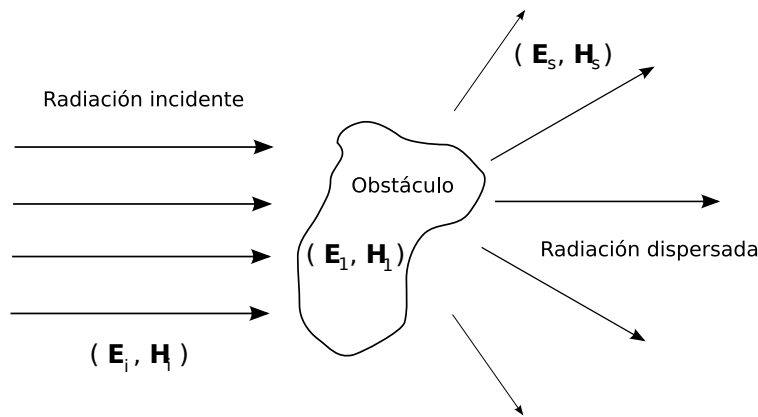


Figura 2.1: Dispersión de la luz producida por la presencia de un obstáculo dentro de un campo de radiación. Los campos  $(E_i, H_i)$ ,  $(E_1, H_1)$  y  $(E_s, H_s)$  son los campos electromagnéticos incidentes, dispersado e interno al objeto respectivamente.

En general, la extinción es una función de la longitud de onda. Por esta razón, para estudiar la variación de la extinción con la longitud de onda, lo usual es construir una curva de extinción. Por otro lado, la extinción es también función de la composición química, estructura y tamaño de las partículas responsables de la misma.

### 2.1.1. Fundamentos físicos de la absorción y la dispersión

Sin profundizar demasiado en formalismos matemáticos, podemos decir que la dispersión de las ondas electromagnéticas por un sistema físico se relaciona básicamente con la heterogeneidad del sistema. Ejemplos de esto son las heterogeneidades a escalas moleculares, heterogeneidades en un agregado de moléculas, entre otras. Dado que la materia está compuesta por un conjunto de cargas eléctricas discretas, estas heterogeneidades están siempre presentes.

Imaginemos una situación hipotética en la que un único electrón es iluminado por una onda electromagnética. Dicho electrón interactuará con la onda adquiriendo un movimiento oscilatorio, irradiando energía electromagnética en todas las direcciones debido a la aceleración que sufre durante este tipo de movimiento. Esta radiación se denomina “radiación dispersada por el electrón”. Si en lugar de un único electrón consideramos un agregado de partículas o un sólido inmerso en un campo radiante, el conjunto de cargas del mismo adquirirá un movimiento oscilatorio semejante al del electrón. El esquema básico del proceso puede verse en la Fig. 2.1. Asimismo, la radiación que incide sobre el obstáculo puede transformarse en otros tipos de energía, como ser energía térmica o energía interna, en cuyo caso se dice que la radiación ha sido absorbida realmente.

Cuando una partícula es iluminada por un rayo de luz con ciertas características (intensidad, longitud de onda, polarización, etc), tanto la cantidad de luz dispersada y

su distribución angular como la cantidad de luz absorbida por la partícula, dependen exclusivamente de la naturaleza de esta partícula (tamaño, material del que está compuesta, geometría, etc). Si bien cada caso a estudiar puede ser muy diferente, dependiendo básicamente del campo incidente y de la naturaleza de la partícula iluminada, existen características comunes en el problema de la absorción y la dispersión producidas por partículas pequeñas. Llamaremos de ahora en más partículas pequeñas a aquéllas cuya longitud característica (radio para una esfera) sea mucho menor que la longitud de onda de la onda considerada.

Si bien no es nuestro objetivo estudiar en detalle el problema físico de la dispersión y la absorción de la luz por partículas pequeñas, presentaremos a continuación la formulación general del problema y el camino a seguir para su resolución. Esto nos proporcionará algunas herramientas para comprender mejor el problema central de este capítulo: la extinción interestelar.

### 2.1.2. Formulación electromagnética del problema de la absorción y la dispersión de la radiación por una partícula

Si bien el problema de la interacción de la radiación electromagnética con una partícula arbitraria no ha sido del todo bien planteado, es en rigor sumamente complejo y su resolución no es nada sencilla. En la mayoría de los casos no es posible hallar una solución analítica, por lo que es necesario recurrir a métodos numéricos. En lo que sigue, plantearemos formalmente este problema y definiremos los parámetros comúnmente utilizados en la teoría de la extinción.

La formulación teórica del problema de extinción puede expresarse de la siguiente manera:

*“Dada una partícula de un determinado tamaño, forma y propiedades ópticas que es iluminada por una onda plana arbitrariamente polarizada, se desea determinar el campo electromagnético en todo punto del espacio, tanto dentro de la partícula como en el medio en el cual la misma se encuentra inmersa.”*

En vista del problema planteado, denotaremos, como en la Figura 2.1, con  $(\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1)$  a los campos eléctrico y magnético dentro de la partícula y con  $(\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2)$  a la superposición de los campos incidentes  $(\mathbf{E}_i, \mathbf{H}_i)$  y dispersados  $(\mathbf{E}_s, \mathbf{H}_s)$ . De este modo, tenemos que:

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_s, \quad \mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_i + \mathbf{H}_s,$$

donde

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - i\omega t}, \quad \mathbf{H}_i = \mathbf{H}_0 e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - i\omega t},$$

siendo  $\mathbf{k}$  el vector de onda apropiado al medio circundante,  $\omega$  la frecuencia de la onda considerada y  $x$  la coordenada espacial de observación.  $\epsilon$  y  $\mu$  son, respectivamente, la permitividad y la permeabilidad del medio considerado. Estos campos deben satisfacer las ecuaciones de Maxwell en todo punto donde  $\epsilon$  y  $\mu$  sean continuos. Además, deben satisfacer las condiciones de frontera apropiadas para aquellas regiones donde existan discontinuidades de  $\epsilon$  y  $\mu$ .

Debido a que existe una discontinuidad en la frontera que separa el interior de la partícula con el medio que la circunda, debemos imponer condiciones de frontera adecuadas. Estas condiciones que deben satisfacer los campos en las regiones de discontinuidad son comúnmente derivadas utilizando volúmenes y circuitos arbitrariamente pequeños que atraviesen la región discontinua (Jackson 1975). Aprovecharemos aquí para derivar las condiciones de contorno con una justificación física no rigurosa, apelando al principio de conservación de la energía (Bohren & Huffman 1983).

Como se indica en la Fig. 2.2, para obtener las condiciones de contorno, consideremos una superficie  $A$  con vector normal saliente unitario  $\mathbf{n}$ , el cual es la frontera entre la región interna y externa de la partícula. La tasa de energía electromagnética que fluye o es transferida a lo largo de la superficie cerrada arbitrariamente cerca de  $A$  en la región 1 está dada por la integral del vector de Poynting sobre dicha superficie:

$$\int_A \mathbf{S}_1 \cdot d\mathbf{A} = \int_A \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{n} \, dA = \int_A (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_1) \cdot \mathbf{n} \, dA \quad (2.1)$$

Del mismo modo, la energía electromagnética transferida a través de una superficie cerrada arbitrariamente cerca de  $A$  en la región 2 es:

$$\int_A \mathbf{S}_2 \cdot \mathbf{n} \, dA = \int_A (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_2) \cdot \mathbf{n} \, dA \quad (2.2)$$

Si fijamos como condición de contorno que, para todo  $\mathbf{x}$  perteneciente a la superficie  $A$ , se cumpla que:

$$[\mathbf{E}_2(\mathbf{x}) - \mathbf{E}_1(\mathbf{x})] \times \mathbf{n} = 0 \quad (2.3)$$

$$[\mathbf{H}_2(\mathbf{x}) - \mathbf{H}_1(\mathbf{x})] \times \mathbf{n} = 0 \quad (2.4)$$

y utilizamos la identidad vectorial:

$$\mathbf{A} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{B} \cdot (\mathbf{C} \times \mathbf{A}) = \mathbf{C} \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}), \quad (2.5)$$

podemos escribir los flujos de energía del siguiente modo:

$$\begin{aligned}
\int_A \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{n} \, dA &= \int_A (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_1) \cdot \mathbf{n} \, dA \\
&= \int_A \mathbf{H}_1 \cdot (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_1) \, dA \\
&= \int_A \mathbf{H}_1 \cdot (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_2) \, dA
\end{aligned} \tag{2.6}$$

$$\begin{aligned}
\int_A \mathbf{S}_2 \cdot \mathbf{n} \, dA &= \int_A (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_2) \cdot \mathbf{n} \, dA \\
&= \int_A \mathbf{E}_2 \cdot (\mathbf{H}_2 \times \mathbf{n}) \, dA \\
&= \int_A \mathbf{E}_2 \cdot (\mathbf{H}_1 \times \mathbf{n}) \, dA \\
&= \int_A \mathbf{H}_1 \cdot (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_2) \, dA
\end{aligned} \tag{2.7}$$

Por lo tanto, se tiene que:

$$\int_A \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{n} \, dA = \int_A \mathbf{S}_2 \cdot \mathbf{n} \, dA$$

De esta manera, el requerimiento de que las componentes tangenciales del campo electromagnético sean continuas a uno y otro lado de la frontera de discontinuidad, es una codición suficiente para que la energía se conserve.

Si bien estas son realmente las condiciones de contorno que pueden determinarse formalmente, la derivación anterior no implica que sean efectivamente las condiciones de contorno que debe satisfacer el campo en la región de discontinuidad. En efecto, sería lógico preguntarse si no existen otras condiciones de contorno además de las que fijamos aquí. La derivación formal de las mismas puede consultarse Jackson (1975).

De esta manera, haciendo uso de las ecuaciones de Maxwell y las condiciones de contorno adecuadas podemos, en principio, hallar el campo electromagnético en todo el espacio, determinando así los campos dispersado y absorbido por la partícula en función del campo incidente, de la geometría de la partícula y de sus propiedades materiales.

Un método para resolver el problema que no desarrollaremos aquí, involucra la definición del plano de dispersión, la utilización de las matrices de Muller, los parámetros de Stokes, la introducción de secciones eficaces de extinción, absorción y dispersión y la introducción del parámetro de asimetría, entre otros. El mismo se describe detalladamente en Bohren & Huffman (1983).

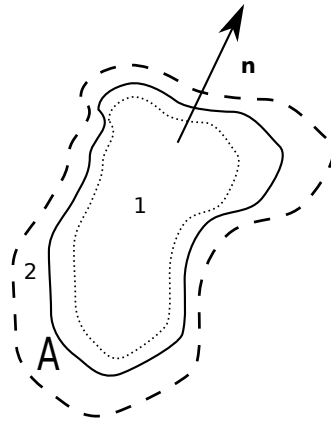


Figura 2.2: Figura esquemática en la que se indican las superficies tomadas para determinar las condiciones de contorno.

En la práctica, resulta muy complicado hallar soluciones exactas para este problema cuando la geometría de las partículas no es regular. No obstante, puede encontrarse una solución analítica considerando el problema para una esfera de radio arbitrario e índice de refracción conocido. Al problema para partículas esféricas se lo conoce normalmente como teoría de Mie. Si bien es difícil imaginar que tales partículas existan en el Universo, la teoría de Mie provee un primera descripción cuantitativa del efecto de la dispersión y la absorción de la luz. Es, si se prefiere, una descripción de primer orden de los efectos ópticos de las partículas no esféricas y describe correctamente gran cantidad de situaciones no intuitivas en las cuales se encuentran involucradas partículas pequeñas.

Con el fin de precisar desde el punto de vista físico el concepto de extinción, analizaremos la situación en la siguiente sección.

### 2.1.3. Concepto físico de la extinción

Si bien ya hemos definido la extinción como la suma de los procesos por los cuales la intensidad de la radiación electromagnética es atenuada (entre ellos los procesos de absorción y dispersión), en lo que sigue justificaremos esta definición desde el punto de vista físico.

Una vez resuelto el problema de extinción para una o varias partículas y obtenidos los campos electromagnéticos en todo punto del espacio, es posible calcular el vector de Poynting también en cualquier punto del espacio utilizando el producto vectorial  $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ . Dicho vector puede obtenerse en todo punto exterior a la partícula considerada haciendo el producto vectorial de los campos  $\mathbf{E}_2$  y  $\mathbf{H}_2$ . En la práctica, suele calcularse el valor medio temporal de este vector haciendo el producto vectorial entre el campo eléctrico  $\mathbf{E}$  y el campo magnético complejo conjugado  $\mathbf{H}^*$ :

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \text{Re} [\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_2^*], \quad (2.8)$$

lo cual es explícitamente:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \text{Re} [\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_i^*] &+ \frac{1}{2} \text{Re} [\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_s^* + \mathbf{E}_s \times \mathbf{H}_i^*] + \\ &+ \frac{1}{2} \text{Re} [\mathbf{E}_s \times \mathbf{H}_s^*] = \mathbf{S}_i + \mathbf{S}_{\text{ext}} + \mathbf{S}_s \end{aligned} \quad (2.9)$$

Queda claro que  $\mathbf{S}_i$  es el vector de Poynting asociado al campo incidente,  $\mathbf{S}_s$  es el vector de Poynting asociado al campo dispersado por la partícula mientras que, el término de interferencia  $\mathbf{S}_{\text{ext}}$ , puede interpretarse como el vector de Poynting asociado a la interferencia entre los campos incidente y dispersado. A este último lo llamaremos vector de Poynting asociado a la extinción.

Dado que estamos interesados en calcular la potencia que fluye en el espacio debido a estos campos -en general, lo que un instrumento puede medir- podemos calcular el flujo del vector de Poynting sobre una superficie arbitraria. De todas ellas, la más sencilla por la geometría del problema es la esfera. Si pensamos ahora en envolver la partícula considerada por una esfera de radio  $r$  (Fig. 2.3), podemos calcular la tasa de energía que atraviesa la superficie  $A$  de la esfera a través del vector de Poynting:

$$W_a = - \int_A \mathbf{S} \cdot \mathbf{e}_r dA, \quad (2.10)$$

Por la ecuación 2.9, tenemos que:

$$W_a = W_i - W_s + W_{\text{ext}}, \quad (2.11)$$

donde:

$$W_i = - \int_A \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{e}_r dA, \quad (2.12)$$

$$W_s = \int_A \mathbf{S}_s \cdot \mathbf{e}_r dA, \quad (2.13)$$

$$W_{\text{ext}} = - \int_A \mathbf{S}_{\text{ext}} \cdot \mathbf{e}_r dA \quad (2.14)$$

Si no existe generación de energía dentro de la partícula,  $W_a$  debe ser positivo o nulo. Si no existe absorción de energía,  $W_a$  es idénticamente nulo, pero como la existencia

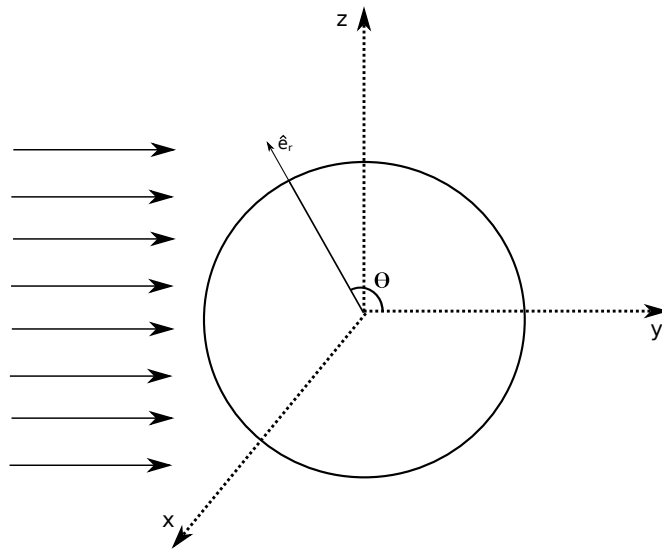


Figura 2.3: Geometría propuesta para analizar el concepto de extinción.

de una partícula interior a la esfera produce la absorción de la radiación, en general es  $W_a > 0$  y se dice que  $W_a$  es la potencia absorbida<sup>1</sup> por la partícula considerada.

Si el medio en el que está embebida la partícula es no absorbente, es evidente que  $W_i = 0$  por realizarse la integral sobre una esfera. Bajo esta suposición se tiene que:

$$W_{ext} = W_a + W_s. \quad (2.15)$$

Queda entonces claro el concepto de extinción.

*“Llamaremos extinción a la suma de los procesos de dispersión más absorción de la luz (Ecuación 2.15) producidos por partículas contenidas en un medio no absorbente. En el caso de que las partículas se encuentren inmersas en un medio absorbente, la extinción se referirá a la suma de la dispersión, la absorción y el campo incidente.”*

#### 2.1.4. Parámetros básicos de la teoría de extinción

Con el propósito de definir algunos de los parámetros que son utilizados normalmente en la teoría de extinción por partículas, consideremos el problema de extinción por partículas esféricas de radio arbitrario  $R$ , distribuidas dentro de una columna cilíndrica de longitud  $L$  y sección unitaria, con una densidad numérica  $n_d$ . En este caso, utilizando

<sup>1</sup>Para el caso en el que no hay absorción  $W_{a1} = 0$ , en tanto que si hay absorción  $W_{a2} > 0$ . La diferencia entre las dos situaciones es precisamente  $W_{a2}$ . Es ésta la razón por la que  $W_a$  se denomina potencia absorbida.



la teoría del transporte radiativo, la atenuación de la intensidad  $dI_\lambda$  que produce un elemento de la columna con altura  $dL$  será:

$$\frac{dI_\lambda}{I_\lambda} = -n_d C_{ext}(\lambda) dL, \quad (2.16)$$

en la cual  $C_{ext}(\lambda)$  es la sección eficaz de extinción y se ha explicitado que la misma depende, en general, de la longitud de onda. Integrando esta ecuación se obtiene la solución formal de la misma:

$$I_\lambda = I_0 e^{-\tau_\lambda}, \quad (2.17)$$

en la cual  $I_0$  es el valor de  $I_\lambda$  no atenuada y  $\tau_\lambda$  es:

$$\begin{aligned} \tau_\lambda &= \int_0^L n_d C_{ext} dL = C_{ext} \int_0^L n_d dL \\ &= N_d C_{ext}, \end{aligned} \quad (2.18)$$

siendo  $N_d$  la densidad de partículas en la columna cilíndrica considerada.

La ecuación 2.17 expresa que la intensidad de una onda electromagnética incidente es atenuada en su recorrido a través de la columna cilíndrica exponencialmente a medida que aumenta su profundidad óptica.

Dado que estamos estudiando la atenuación de un rayo de luz en la dirección de la columna cilíndrica, podemos expresar este resultado en magnitudes:

$$\begin{aligned} A(\lambda) &= -2,5 \log \frac{I_\lambda}{I_0} = -2,5 \log e^{-\tau_\lambda} \\ &= 1,086 N_d C_{ext}(\lambda) \end{aligned} \quad (2.19)$$

Con el objetivo de trabajar con un parámetro adimensional, comúnmente se define el parámetro  $Q_{ext}$ , denominado eficiencia de extinción. El mismo se define como la razón entre la sección eficaz de extinción y el área efectiva de la partícula:

$$Q_{ext}(\lambda) = \frac{C_{ext}(\lambda)}{\pi R^2} \quad (2.20)$$

Utilizando el coeficiente de eficiencia de extinción, la ecuación (2.19) puede escribirse de la siguiente manera:

$$A(\lambda) = 1,086 N_d \pi R^2 Q_{ext}(\lambda). \quad (2.21)$$

Relajando ahora la condición de que todas las partículas tengan el mismo radio, podemos pensar en una distribución de partículas  $n(r)$  tal que  $n(r)dr$  represente el número de partículas por unidad de volumen con radios comprendidos entre  $r$  y  $r + dr$ .

Utilizando esta distribución, podemos escribir a  $N_d$  como:

$$N_d = \int \int n(r)drdL$$

de modo que:

$$A(\lambda) = 1,086\pi \int \int r^2 Q_{ext}(r, \lambda) n(r) dr dL. \quad (2.22)$$

De esta manera, el problema de encontrar la dependencia espectral de la extinción interestelar para un dado modelo de partículas es, en esencia, el problema de hallar  $Q_{ext}$ . La eficiencia de extinción puede escribirse como la suma de los factores de eficiencia de absorción y dispersión:

$$Q_{ext} = Q_{abs} + Q_{sca}. \quad (2.23)$$

Estos factores son funciones de dos cantidades fundamentales: 1) un parámetro adimensional  $x = 2\pi r/\lambda$  y, 2) un parámetro de composición o propiedades ópticas, el cual está dado por el índice de refracción complejo del material:

$$m = n - ik \quad (2.24)$$

Las cantidades  $n$  y  $k$  son usualmente llamadas constantes ópticas a pesar de que no son estrictamente constantes. En efecto,  $n$  y  $k$  son, en general, funciones de la longitud de onda. Para un material puramente dieléctrico,  $k = 0$ . Para materiales muy absorbentes tales como los metales,  $k$  es del orden de  $n$  y puede variar fuertemente con la longitud de onda. Estos parámetros pueden, en principio, ser calculados para un determinado modelo de partículas. En realidad, el mayor problema proviene de la solución de las ecuaciones de Maxwell con condiciones de contorno apropiadas. Dado que no existen soluciones analíticas más que para geometrías muy simples, distintos modelos involucran en general cálculos computacionales.

La solución para partículas esféricas (teoría de Mie) de índice de refracción  $m = 1,5 - 0,05i$  puede verse en la Fig. 2.4.

En el límite  $x \ll 1$ , lo que indica que las partículas son muy pequeñas comparadas con la longitud de onda o bien que las longitudes de onda son muy grandes comparadas con la longitud característica de las partículas, resulta según (Bohren & Huffman 1983):

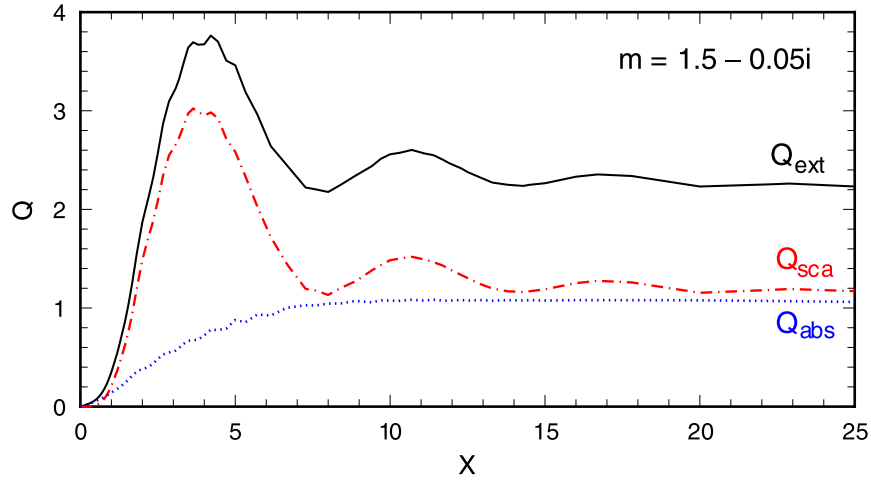


Figura 2.4: Factores de eficiencia para la absorción, dispersión y extinción en función del parámetro adimensional  $x$ . Estos factores han sido obtenidos utilizando la teoría de Mie para partículas esféricas de índice de refracción  $m = 1,5 - 0,05i$ . Figura tomada de Whittet (2003).

$$Q_{sca} \approx \frac{8}{3} \left( \frac{2\pi R}{\lambda} \right)^4 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \quad (2.25)$$

$$Q_{abs} \approx \frac{8\pi R}{\lambda} \text{Im} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \quad (2.26)$$

Para materiales puramente dieléctricos, el índice de refracción es real y casi constante con la longitud de onda. Sólo en este caso se tiene que  $Q_{sca} \propto \lambda^{-4}$  y  $Q_{abs} = 0$ . Esta situación se conoce con el nombre de dispersión de Rayleigh. En general,  $m$  no es real y depende ligeramente de la longitud de onda para materiales que no son muy absorbentes (materiales no metálicos), por lo que  $Q_{sca} \propto \lambda^{-4}$  y  $Q_{abs} \propto \lambda^{-1}$ .

Los valores obtenidos para los coeficientes de eficiencia pueden compararse con las observaciones a través de un parámetro denominado “albedo”, el cual se define como la razón entre  $Q_{sca}$  y  $Q_{ext}$ .

## 2.2. La extinción interestelar

En las secciones precedentes hemos mencionado muy brevemente algunos contenidos que hacen a la teoría de la interacción de la radiación electromagnética con partículas. Hemos definido lo que comúnmente llamamos extinción en un contexto físico y hemos presentado los elementos con los que usualmente es tratado su estudio. En esta sección presentaremos la extinción desde un punto de vista astronómico, presentando todos los

aspectos que serán posteriormente útiles para justificar nuestro trabajo desde un punto de vista teórico-observacional.

### 2.2.1. Historia

Uno de los trabajos pioneros que dan cuenta de la extinción interestelar parece haber sido el de Wilhelm Struve (Struve 1847), en el cual se realiza un análisis de conteo estelar. En este trabajo, Struve demostró que el número aparente de estrellas por unidad de volumen en el espacio disminuye en todas las direcciones al aumentar la distancia al Sol. Ésto lo condujo a suponer que la luz de las estrellas distantes estaría sufriendo una absorción proporcional a sus respectivas distancias. Lamentablemente, sus ideas no fueron tenidas en cuenta y, en consecuencia, no se hicieron mayores progresos al respecto hasta comenzado el siglo XX.

La primera evidencia de absorción en la luz debida al medio interestelar provino de la utilización de placas fotográficas para el relevamiento de nebulosas oscuras. Si bien la existencia de regiones oscuras en algunas zonas de la Vía Láctea eran bien conocidas desde los tiempos de William Herschel, fue Barnard quien realizó estudios cuidadosos de la morfología de las mismas. Dichos estudios lo llevaron a concluir que estas regiones oscuras contienen materia interestelar que absorbe y dispersa la luz de las estrellas.

La confirmación de que la hipótesis de la extinción interestelar es efectivamente correcta fue realizada por Trumpler (1930). La idea básica subyacente en el trabajo de Trumpler consistía en aceptar que la existencia de polvo en el medio interestelar atenuaba la luz de las estrellas, influenciando de esta manera la determinación de las distancias. Este efecto introducía, a su vez, un grado más de libertad al módulo de distancia. Trumpler determinó la distancia de un conjunto de cúmulos abiertos por medio de fotometría y espectroscopía de estrellas individuales. Utilizando el sistema de clasificación espectral de Harvard pudo estimar luminosidades y módulos de distancia, obteniendo de esta manera magnitudes aparentes y absolutas de las estrellas de cada cúmulo. Sin la existencia de polvo interestelar, el módulo de distancia de cada cúmulo puede escribirse de la siguiente manera:

$$V - M_V = 5 \log d' - 5, \quad (2.27)$$

en la cual  $V$  y  $M_V$  representan la magnitud aparente y absoluta en el filtro  $V$  de Johnson y  $d'$  es la distancia media aparente al cúmulo expresada en parsecs.

Habiendo determinado  $d'$  para cada cúmulo, Trumpler dedujo el correspondiente diámetro lineal de cada cúmulo a partir de mediciones de diámetros angulares. Al realizar esto, encontró que los diámetros lineales de los cúmulos crecían con la distancia al Sol. Trumpler interpretó este resultado como debido a un error sistemático en las observaciones y lo justificó apelando al oscurecimiento de la luz proveniente de las estrellas debido al medio interestelar. De esta manera, introdujo una corrección al módulo de distancia que

permitiese cancelar el efecto sistemático producido por el medio interestelar. El módulo verdadero de distancia se escribe ahora de la siguiente manera:

$$V - M_V - A(V) = 5 \log d - 5, \quad (2.28)$$

donde  $d$  es ahora la distancia verdadera <sup>1</sup>.  $A(V)$  representa la absorción o extinción interestelar en el filtro  $V$  de Johnson <sup>2</sup>. Las observaciones demuestran que  $A(V)$  tiende a crecer linealmente con la distancia en direcciones cercanas al plano galáctico. La relación media es del orden de  $1 \text{ mag kpc}^{-1}$ , por lo que, medir la extinción en las cercanías del plano galáctico, proporciona una rápida herramienta para estimar distancias:

$$\left\langle \frac{A(V)}{d} \right\rangle = 1 \text{ mag kpc}^{-1}$$

Por otro lado, el descubrimiento de la extinción interestelar condujo inmediatamente al estudio de la variación de la misma en función del color de las estrellas. De hecho, existían discrepancias entre la temperatura de las estrellas deducidas a través de la espectroscopía y la fotometría. Para comprender el origen de esta discrepancia hay que tener en cuenta que la temperatura de una estrella puede ser determinada a partir de:

1. Espectroscopía, utilizando la clasificación espectral de Harvard, la cual se basa en mediciones de intensidad relativas de líneas espectrales.
2. Fotometría, para lo cual suele utilizarse el índice de color (B-V). Este índice permite estimar la temperatura basándose en la medición del flujo estelar en dos bandas y asociar la temperatura equivalente que tendría un cuerpo negro que reproduzca ese flujo en esas bandas.

Una gran cantidad de estrellas con características típicas de objetos de alta temperatura superficial presentaban índices de color correspondientes a estrellas más frías. Este problema puede explicarse sencillamente si la luz de las estrellas es enrojecida por el polvo interestelar a lo largo de su recorrido. En efecto, dado que el ancho de las líneas espectrales es pequeño, la extinción no afecta a la intensidad o ancho equivalente de la misma. Por el contrario, cuando uno estima el índice de color ( $B - V$ ), el rango espectral considerado es mayor, notando por lo tanto, el decaimiento del continuo debido a la extinción. Dado que la temperatura efectiva se define como la temperatura de un cuerpo negro del mismo índice de color que la estrella observada, al estar absorbido el continuo, el cuerpo negro que se ajusta será, por lo general, el correspondiente a un objeto más frío.

---

<sup>1</sup>Suele llamarse al módulo de distancia corregido por extinción interestelar módulo de distancia real o verdadero, en tanto que al no corregido se lo denomina módulo aparente de distancia.

<sup>2</sup>De ahora en más nos referiremos al coeficiente  $A(V)$  como extinción interestelar ya que incluiremos en él los efectos combinados de la absorción y la dispersión de la luz.

Los primeros análisis dieron como resultado que el coeficiente de extinción interestelar, para la región visible, es aproximadamente una función lineal del número de onda, es decir,  $A(\lambda) \propto \lambda^{-1}$ , lo que implica la presencia de partículas sólidas con dimensiones comparables a la longitud de onda de la luz visible. Este resultado nos invita a expresar en adelante al coeficiente de extinción como función de  $\lambda^{-1}$ .

En fotometría es necesario definir un parámetro que cuantifique el grado de extinción en cada filtro considerado. El grado de extinción selectiva o simplemente enrojecimiento de una estrella en las bandas  $V$  y  $B$  del sistema fotométrico de Johnson, define como:

$$E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0, \quad (2.29)$$

donde  $(B - V)$  y  $(B - V)_0$  son los índices de color observado e intrínseco respectivamente. La ecuación (2.29) puede interpretarse también como un exceso de color.

De acuerdo a esta definición y a la dependencia de la extinción con la longitud de onda, el enrojecimiento debe ser siempre mayor o igual a cero. En efecto, dado que la extinción es siempre mayor en el filtro  $B$  que en el filtro  $V$ ,  $E(B - V)$  es siempre una cantidad positiva para estrellas enrojecidas y su valor será nulo para estrellas no afectadas por extinción interestelar.

En lo que sigue, mostraremos cómo el enrojecimiento o exceso de color desempeña un papel muy importante en las correcciones de las observaciones astronómicas.

### 2.2.2. Exceso de color

El color intrínseco de las estrellas puede ser, en principio, estimado a partir del tipo espectral de estrellas cercanas y estrellas ubicadas a altas latitudes galácticas donde la extinción interestelar es prácticamente nula. Si bien pueden utilizarse cualquier par de bandas fotométricas  $X$  e  $Y$  para definirlo, de ahora en más nos referiremos sólo a los filtros  $V$  y  $B$  de Johnson, de modo que el índice de color que emplearemos será  $(B - V)$ .

La relación entre la extinción total a una dada longitud de onda y el exceso de color depende de la curva de extinción. Usualmente se escribe para el sistema de Johnson que:

$$A(V) = R_V E(B - V) \quad (2.30)$$

en la cual  $R_V$  es la razón entre la extinción visual total y selectiva. La cantidad  $E(B - V)$  puede medirse directamente mientras que  $A(V)$  no.

El porqué de esta dependencia quedará claro en la sección siguiente, cuando expliquemos cómo se determina la curva de extinción empíricamente. No obstante, es importante tener presente que el parámetro  $R_V$  será muy importante, entre otras cosas, porque es el que se ha elegido históricamente para parametrizar la curva de extinción en diferentes

direcciones de observación. En efecto, el valor de la curva de extinción en el filtro  $V$  depende del enrojecimiento que se mida si se conoce el valor de  $R_V$ .

Dado que la naturaleza de  $R_V$  depende principalmente de la interacción de la radiación con la materia, se espera que  $R_V$  esté relacionado con la composición química y la distribución de los tamaños de los granos de polvo presentes en el medio interestelar. Sin embargo, en zonas de baja densidad, se ha encontrado que  $R_V$  muestra un comportamiento aproximadamente constante, siendo su valor  $R_V \approx 3,05 \pm 0,03$  (Martin & Whittet 1990). No obstante, suele adoptarse un valor  $R_V = 3,05 \pm 0,15$  para tener en cuenta la dispersión propia de  $R_V$  en distintas direcciones.

### 2.2.3. La curva de extinción interestelar

Para determinar el enrojecimiento y corregir las observaciones, resulta de vital importancia determinar la curva de extinción. Por esta razón, consideraremos el problema de la determinación de la curva de extinción observacionalmente.

El método quizás más confiable para determinar la curva de extinción interestelar es el que involucra pares de estrellas del mismo tipo espectral y clase de luminosidad, pero con distintos enrojecimientos. Vamos a suponer que la extinción para una estrella es mucho mayor que la extinción para la otra. Para dos estrellas que cumplan estos requisitos se tiene que:

$$\begin{aligned} m_1(\lambda) &= M_1(\lambda) + 5 \log d_1 + A_1(\lambda) \\ m_2(\lambda) &= M_2(\lambda) + 5 \log d_2 + A_2(\lambda) \end{aligned} \quad (2.31)$$

en las cuales  $M_i$ ,  $d_i$  y  $A_i$  son la magnitud absoluta, la distancia y la extinción de la  $i$ -ésima estrella en la longitud de onda  $\lambda$ , respectivamente.

Dado que, por hipótesis,  $M_1(\lambda) = M_2(\lambda)$ , si suponemos que  $A(\lambda) = A_1(\lambda) \gg A_2(\lambda)$ , entonces la diferencia  $m_1(\lambda) - m_2(\lambda) = \Delta m(\lambda)$  puede escribirse de la siguiente manera:

$$\Delta m(\lambda) = 5 \log \frac{d_1}{d_2} + A(\lambda) \quad (2.32)$$

El primer término del segundo miembro en la ecuación (2.32) no depende de  $\lambda$  y es una constante para cada par de estrellas. Por esta razón podemos utilizar  $\Delta m(\lambda)$  para caracterizar la curva de extinción  $A(\lambda)$ . En general, no es posible determinar el valor de la constante pues no se conocen las distancias involucradas. En la práctica, este término se elimina eligiendo dos longitudes de onda diferentes para observar las estrellas y haciendo la diferencia entre ambas observaciones. Por otro lado, es de esperar que la amplitud de las curvas de extinción pertenecientes a diferentes direcciones de la visual, sea diferente

por diversos motivos (mayor columna de polvo, por ejemplo). Si queremos comparar diferentes curvas de extinción para diferentes direcciones de la visual, debemos además, normalizar la curva de extinción. El parámetro de normalización usualmente escogido por razones históricas es el enrojecimiento. De esta forma suele escribirse:

$$\begin{aligned} E_n &= \frac{\Delta m(\lambda) - \Delta m(\lambda_2)}{\Delta m(\lambda_1) - \Delta m(\lambda_2)} = \frac{A(\lambda) - A(\lambda_2)}{A(\lambda_1) - A(\lambda_2)} \\ &= \frac{E(\lambda - \lambda_2)}{E(\lambda_1 - \lambda_2)} \end{aligned} \quad (2.33)$$

$E_n$  debería ser independiente de los parámetros estelares y debería además determinar las propiedades de la extinción del medio interestelar.

En la práctica, las curvas de extinción son normalizadas con respecto a las bandas  $B$  y  $V$  del sistema de Johnson, de modo que:

$$\begin{aligned} \frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)} &= \frac{A(\lambda) - A(V)}{E(B - V)} = \frac{A(V)}{E(B - V)} \left\{ \frac{A(\lambda)}{A(V)} - 1 \right\} \\ &= R_V \left\{ \frac{A(\lambda)}{A(V)} - 1 \right\} \end{aligned} \quad (2.34)$$

Dado que  $E_n = \frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)}$  se mide directamente a partir de las observaciones, resulta conveniente definir el parámetro:

$$\frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)} = \psi(\lambda), \quad (2.35)$$

de modo que:

$$E(\lambda - V) = \psi(\lambda)E(B - V).$$

De esta manera, la curva de extinción queda determinada de la siguiente manera:

$$A(\lambda) = \psi(\lambda)E(B - V) + A(V) = \left\{ \frac{\psi(\lambda)}{R_V} + 1 \right\} A(V) \quad (2.36)$$

Anteriormente habíamos mencionado que la cantidad  $A(V)$  no podía medirse directamente mientras que, en general  $E(B - V)$  si. Esto es así ya que, utilizando el método del par de estrellas, es posible medir la curva de extinción normalizada  $\psi(\lambda)$  y dada la factorización propuesta en la ecuación (2.34), tenemos que:



$$R_V = - \lim_{\lambda \rightarrow \infty} \psi(\lambda) = - \lim_{\lambda \rightarrow \infty} \left[ \frac{E_{\lambda-V}}{E_{B-V}} \right]. \quad (2.37)$$

De esta manera, para una curva de extinción media normalizada, tenemos bien determinados los valores de  $\psi(\lambda)$  y  $R_V$  para cualquier dirección de la visual. En la práctica, dado que estas dos cantidades son conocidas de antemano, suele determinarse por algún método el enrojecimiento  $E(B-V)$  directamente y con él determinar el valor de  $A_V = R_V E(B-V)$ .

La determinación del enrojecimiento resulta entonces fundamental para conocer la extinción absoluta en una determinada dirección. Podemos preguntarnos ahora si es válido pensar que con sólo determinar el enrojecimiento en una dirección, es posible conocer la forma de la función cuando, en general, es prácticamente imposible tener medida una curva de extinción para la región de interés. En otras palabras: ¿existe acaso una única curva de extinción interestelar que caracterice a nuestra Galaxia? En la siguiente sección mostraremos que, de hecho, es posible adoptar una curva de extinción media que reproduzca razonablemente bien los pequeños apartamientos de la ley de extinción local para diferentes regiones galácticas. De esta forma, podremos justificar el hecho de querer hallar el enrojecimiento para cada dirección de la visual para determinar la curva de extinción media en aquella dirección.

Desde el punto de vista observacional, existen algunas dificultades para llevar a la práctica este método. No obstante, el objetivo de este trabajo consiste en la determinación del enrojecimiento, por lo que no abordaremos aquí la determinación de la curva de extinción.

#### 2.2.4. Curva de extinción media

Si bien es sabido que existen apartamientos de la curva de extinción normal en ciertas regiones de la Galaxia, como por ejemplo Garcia et al. (1988), estudios de una numerosa muestra de estrellas han demostrado que ésta tiene la misma forma para casi todas las direcciones de la visual. Si bien existen variaciones principalmente en el azul y en el ultravioleta, una curva de extinción media normal se comporta muy bien para la mayoría de los casos. Si uno está interesado en determinar cómo es la forma de la curva de extinción, basta pensar que, para la longitud de onda  $\lambda$ , es posible determinar la extinción  $A(\lambda)/A(V)$  siempre que se conozca la razón  $R_V$  entre la extinción total y selectiva.

Las características más distintivas de la curva de extinción son:

1. Linealidad en la región visible entre 1 y  $2 \mu\text{m}^{-1}$ , con un cambio en la pendiente en el azul ( $\sim 2.2 \mu\text{m}^{-1}$ ) y en el infrarojo ( $\sim 0.8 \mu\text{m}^{-1}$ .)
2. Un máximo local, simétrico, en el ultravioleta medio centrado en  $\sim 4.6 \mu\text{m}^{-1}$ . Esta característica es conocida como el  $2175 \text{ \AA}$  *bump*.

Tabla 2.1: Ley de enrojecimiento para el ultravioleta UV según Seaton (1979)

Rango de $x$	Expresión para $\xi(x)$
$2,70 \leq x \leq 3,65$	$1,56 + 1,048x + 1,01/(x - 4,60)^2 + 0,280$
$3,65 \leq x \leq 7,14$	$2,29 + 0,848x + 1,01/(x - 4,60)^2 + 0,280$
$7,14 \leq x \leq 10$	$16,17 - 3,20x + 0,2975x^2$

3. Un crecimiento de la curva de extinción hacia el ultravioleta lejano para  $\lambda^{-1} > 6 \mu\text{m}^{-1}$ .

En este punto es interesante preguntarse si la curva de extinción promedio es única para todas las galaxias del Universo (al menos en galaxias del Universo actual). Dado que la extinción interestelar es producida principalmente por el polvo, parecería razonable pensar que la extinción interestelar debe crecer en galaxias con mayor cantidad de polvo que la Vía Láctea. En cuanto a la forma de la curva de extinción, la misma depende principalmente de las características ópticas y del tamaño de las partículas de polvo. En este sentido, pueden esperarse apartamientos en las curvas de extinción dependiendo de las características evolutivas del polvo para cada galaxia. En este contexto no sería suficiente dejar como parámetro libre la razón  $R_V$  entre la absorción total y selectiva para ajustar las diferentes curvas de extinción.

El medio interestelar en las galaxias es un indicador del estado evolutivo de su población estelar. Por ejemplo, la Vía Láctea (MW, por sus siglas en inglés) contiene 4 veces más elementos pesados que la Nube Mayor de Magallanes (LMC por sus siglas en inglés) y 10 veces más que la Nube Menor de Magallanes (SMC por sus siglas en inglés) (Wheeler et al. 1989). Este hecho podría explicar la diferencia entre las curvas de extinción de ambas Nubes de Magallanes y la Vía Láctea. Fuera de nuestra Galaxia, quizá las Nubes de Magallanes son las galaxias donde mejor se han estudiado las curvas de extinción. En la LMC, se han encontrado dos curvas de extinción medias ligeramente diferentes entre sí. No obstante, la dispersión y la forma de ambas son similares a la observada en la Vía Láctea (Clayton et al. 2000).

La forma de las curvas de extinción de la LMC y la Vía Láctea son muy similares, por lo que puede deducirse que los ingredientes del polvo interestelar que producen principalmente la absorción característica en  $2175 \text{ \AA}$  están presentes en ambas galaxias.

En el caso de la SMC, el polvo parece ser diferente (Rodrigues et al. 1997). En este caso, no se observa la característica de absorción en  $2175 \text{ \AA}$  como en el caso de la Vía Láctea y en la LMC, sino más bien una absorción continua lineal creciente con el número de onda. Esta diferencia podría estar relacionada directamente con la menor metalicidad de la SMC. Las curvas de extinción para las Nubes de Magallanes comparadas con la curva de extinción de la Vía Láctea pueden verse en la Fig. 2.5.

En este trabajo se utilizará la ley de extinción dada por Seaton (1979). Este autor

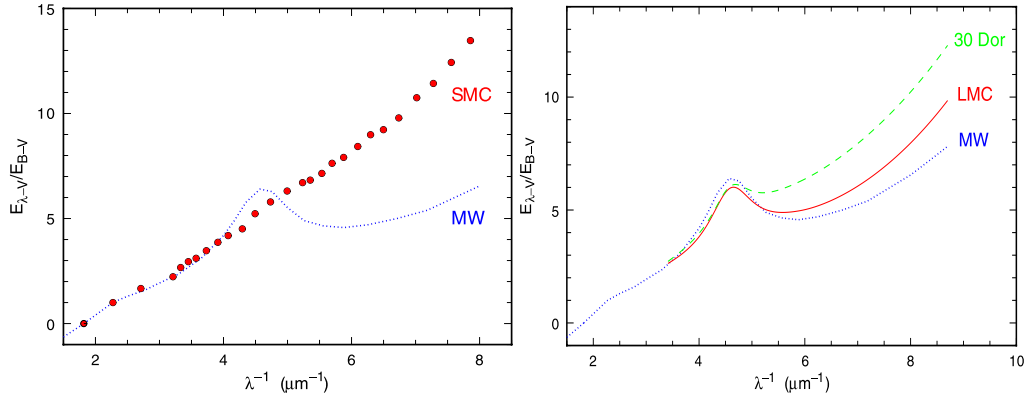


Figura 2.5: Curvas de extinción para las Nubes Mayor y Menor de Magallanes en comparación con la curva de extinción de la Vía Láctea. En el caso de la Nube Mayor de Magallanes (panel derecho), se muestran las curvas de extinción para la región 30 Dorado (verde) y el resto(rojo), donde se encuentran apartamientos importantes de la curva de extinción promedio. Se observa que la forma de la curva de extinción es muy similar a la de la Vía Láctea. En el caso de la curva de extinción de la Nube Menor de Magallanes (panel izquierdo), la misma crece monótona y linealmente con el número de onda.

determinó la curva de extinción interestelar para la región ultravioleta del espectro a partir de numerosas observaciones. Los resultados pueden verse en la Tabla 2.1.

Siguiendo la notación usualmente utilizada, se tiene que  $x = 1/\lambda$  con  $\lambda$  en micrones,  $\xi(x) = A(\lambda)/E(B - V)$ , en la cual  $A(\lambda)$  es la extinción interestelar en magnitudes y  $E(B - V) = A(B) - A(V)$ , siendo  $A(B)$  y  $A(V)$  las extinciones en las longitudes de onda de los filtros  $B$  y  $V$  de Johnson, respectivamente. La relación existente entre  $X(x)$  y  $\psi(\lambda)$  es la siguiente:

$$\xi(x) = \psi(\lambda) + R_V \quad (2.38)$$

Para  $x < 2,70$ , se dispone de unos pocos puntos medidos para los cuales no existe un buen ajuste. Por esta razón, suele utilizarse una ley de extinción interpolada entre los puntos determinados. En la Tabla 2.2 se muestran los puntos determinados por Nandy et al. (1975), renormalizados por Seaton (1979) utilizando un valor  $R_V = 3,20$ . Si bien este valor para la razón entre la absorción total y selectiva se aparta ligeramente del valor usualmente aceptado, el mismo se encuentra dentro de los errores esperados y, al ser utilizado por Seaton (1979), mantendremos en todo este trabajo dicho valor.

Tabla 2.2: Puntos de la ley de enrojecimiento para  $x < 2,70$  determinados por Nandy et al. (1975) renormalizados por Seaton (1979)

$x$	$\xi(x)$	$x$	$\xi(x)$
1.0	1.36	1.9	3.36
1.1	1.44	2.0	3.56
1.2	1.84	2.1	3.77
1.3	2.04	2.2	3.96
1.4	2.24	2.3	4.15
1.5	2.44	2.4	4.26
1.6	2.66	2.5	4.40
1.7	2.88	2.6	4.52
1.8	3.14	2.7	4.64

### 2.2.5. Absorción y dispersión de la luz por el medio interestelar

Si bien el concepto de extinción hace referencia tanto a la absorción como a la dispersión de la luz, es importante analizar ambos fenómenos por separado.

En particular, la región ultravioleta del albedo del polvo interestelar es un parámetro muy importante en el desarrollo de modelos teóricos que puedan describirlo correctamente. Para determinarlo, es necesario medir la luz estelar dispersada e interpretar los resultados utilizando modelos de transferencia radiativa apropiados (Morgan et al. 1978). Al respecto, las propiedades de dispersión del medio interestelar pueden ser estudiadas a partir de observaciones de la luz difusa de la Galaxia o a partir de observaciones de nebulosas de reflexión.

El mayor problema al momento de estudiar las propiedades de dispersión a través de los métodos mencionados radica en que la contribución al campo de radiación depende fuertemente de la geometría de los emisores de luz. En este sentido, es más sencillo estudiar el albedo de una nebulosa de reflexión que posea una única estrella inmersa en ella, ya que la geometría está más acotada. Lamentablemente, estas situaciones ocurren por lo general en regiones relativamente densas y el polvo dentro de la nebulosa no es típicamente como el del medio interestelar en su conjunto.

La determinación del albedo para diferentes sistemas puede verse en la Fig. 2.6.

En la Fig. 2.7 puede verse la contribución que tienen tanto la dispersión como la absorción de la luz producidas por el medio interestelar a la curva de extinción promedio. Esta figura demuestra claramente que el máximo en aproximadamente  $4.6 \mu m^{-1}$  es una característica puramente debida a la absorción. Se advierte inmediatamente que la dispersión de la luz es un fenómeno muy importante a tener en cuenta en todo el rango espectral considerado.

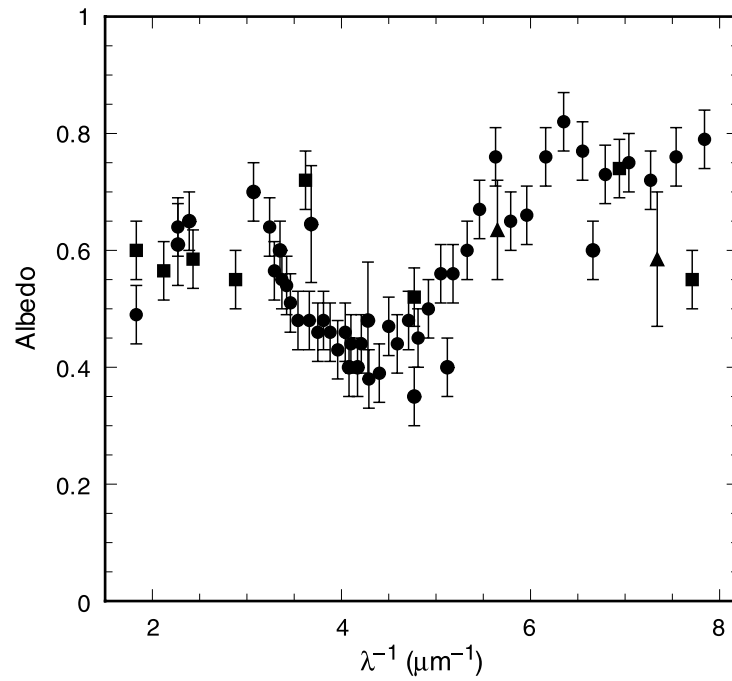


Figura 2.6: Dependencia del albedo con la longitud de onda para la luz difusa de la Galaxia y diferentes nebulosas planetarias. Figura tomada de Whittet (2003).

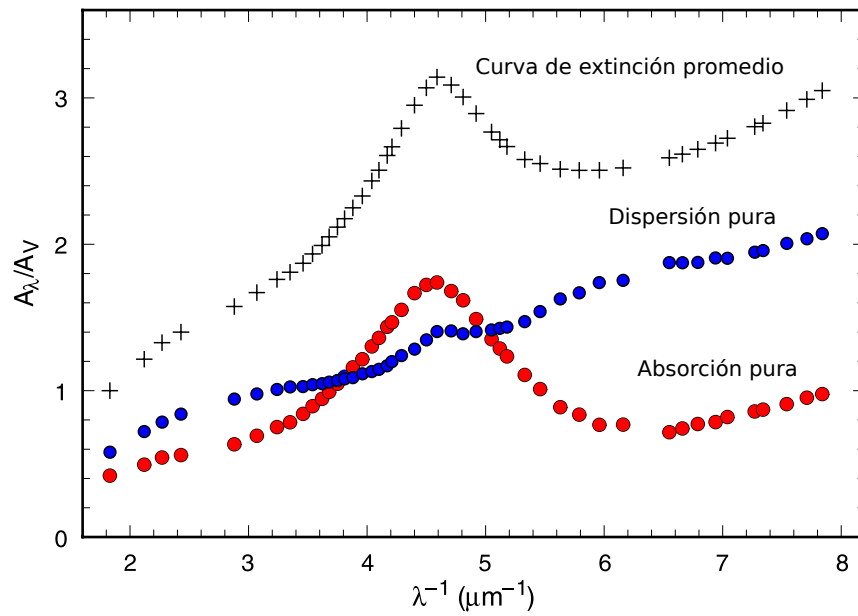


Figura 2.7: Curva de extinción construida considerando por separado la absorción pura, la dispersión pura y la suma de ambos efectos (cruces). Figura tomada de Whittet (2003).

### 2.2.6. Determinación de la columna de polvo necesaria para reproducir las observaciones

Para estimar la cantidad de partículas que se requieren para reproducir la curva de extinción observada, podemos definir la densidad de masa en una columna de longitud  $L$  como:

$$\rho_d = \frac{N_d m_d}{L}, \quad (2.39)$$

en la cual,  $N_d$  es la densidad superficial de partículas dentro de la columna considerada y  $m_d = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho$  es la masa total de las partículas consideradas, siendo  $\rho$  la densidad de las mismas.

Integrando el factor de eficiencia se tiene que:

$$\int_0^\infty Q_{ext} d\lambda = 4\pi^2 R \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \quad (2.40)$$

Dado que  $A(\lambda) = 1,086\pi R^2 N_d Q_{ext}$  resulta:

$$\rho_d \propto \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^{-1} \int_0^\infty \frac{A(\lambda)}{L} d\lambda \quad (2.41)$$

Por lo tanto, para determinar la densidad de la columna de polvo que extingue la luz de las estrellas es necesario utilizar un modelo de partículas apropiado con propiedades ópticas conocidas. La extinción por sí sola no acota correctamente el modelo de partículas a utilizar. No obstante, conjuntamente con el estudio de la polarización de la luz extinguida, es posible inferir sobre la posible composición del medio interestelar. A modo de ejemplo, si se asume que  $m = 1,50 - 0i$  y  $\rho \approx 2500 \text{kgm}^{-3}$ , es decir, un modelo para silicatos de baja densidad, se tiene que:

$$\rho_d \approx 18 \times 10^{-24} \text{Kg m}^{-3} \quad (2.42)$$

Por consiguiente, si bien la densidad estimada es muy baja, la extinción resulta igualmente importante debido a los volúmenes involucrados en escalas astronómicas.

### 2.2.7. Unificación matemática de la extinción

Numerosos autores han intentado expresar analíticamente la curva de extinción en función de diferentes parámetros que tengan un correlato físico, entre ellos Seaton (1979).

Posiblemente, el trabajo que mejor describe una expresión analítica para toda la curva de extinción es el de Cardelli et al. (1989). Estos autores encontraron que las curvas de

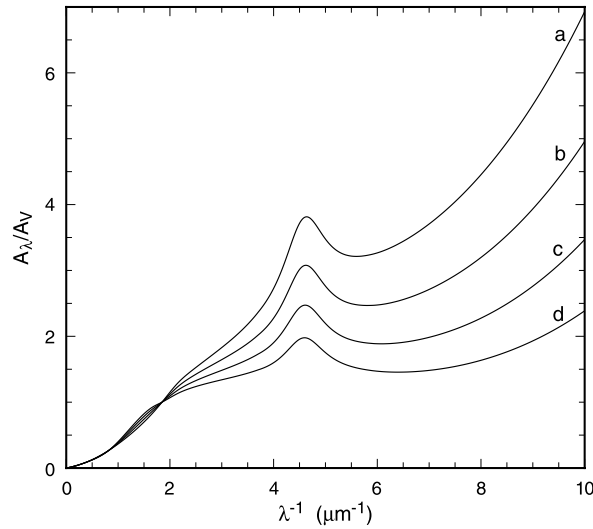


Figura 2.8: Diferentes curvas de extinción construidas variando el valor del parámetro  $R_V$ .  $R_V$  aumenta desde  $a$  hacia  $d$ . Figura tomada de Whittet (2003).

extinción pertenecientes a distintas direcciones de la visual pueden ser parametrizadas por el factor  $R_V$ . Si bien ellos aclaran que no es necesario escoger este factor para realizar la parametrización, decidieron mantenerlo por razones históricas. La forma matemática de la curva de extinción normalizada en el filtro  $V$  es la siguiente:

$$\frac{A(\lambda)}{A(V)} = a(x) + \frac{b(x)}{R_V}, \quad (2.43)$$

donde  $a(x)$  y  $b(x)$  tienen valores únicos para cada longitud de onda. Una descripción detallada de la determinación de  $a(x)$  y  $b(x)$  puede verse en el trabajo de Cardelli et al. (1989). Esta ley de extinción, parametrizada por  $R_V$ , recibe generalmente el nombre de ley de extinción CCM, por las iniciales de los autores Cardelli, Clayton y Mathis. Un ejemplo de cómo quedan parametrizadas las diferentes curvas de extinción se muestra en la Fig. 2.8.

### 2.2.8. Composición química del medio interestelar

La composición química del medio interestelar está íntimamente relacionada con las teorías de evolución estelar. Actualmente, sabemos que el medio interestelar es un medio dinámico que cambia permanentemente. Nos limitaremos a mostrar la diferencia existente entre dos modelos de granos materiales para el polvo interestelar que reproducen con mucho acierto las observaciones y con materiales coherentes para el medio interestelar. La Fig. 2.9 muestra los resultados de ambos modelos. Para el primer caso, la curva de extinción ha sido ajustada suponiendo un modelo de dos tipos de partículas mientras

que, en el segundo, se han utilizado tres tipos de partículas. En la actualidad, los modelos más aceptados son más parecidos a este último, ya que logran ajustar de mejor la curva de extinción interestelar. Un problema que aún no tiene solución es la explicación satisfactoria del *bump* en 2175 apelando a la composición química esperada en el medio interestelar. El mismo sólo es posible generarlo incluyendo grafito en los modelos. El problema fundamental radica en que se espera que el medio interestelar contenga sólo, o en su gran mayoría, carbón amorfo y no grafito. No se conoce un método para formar grafito en el medio interestelar. No obstante, es el único material capaz de reproducir la característica de absorción tan distintiva en la región del ultravioleta.

### 2.3. Extinción neutra

En caso de que el medio interestelar estuviese formado por partículas de dimensiones mayores que la longitud de onda observada, el tipo de extinción que ocurre se denomina extinción neutra. Ejemplos de este tipo de extinción pueden observarse en la Tierra en un día con niebla.

La extinción producida en el medio interestelar por partículas de dimensiones mucho mayores que  $1 \mu m^{-1}$  son indetectables. El efecto de este tipo de extinción es atenuar uniformemente el flujo recibido de cualquier objeto astronómico, por lo que constituye un serio problema en la determinación de distancias. ¿Cómo podemos estar seguros de que nuestras observaciones no están afectadas por extinción neutra? Dado que el método del par de estrellas no permite detectar si existe o no extinción neutra (en general no se conocen las distancias del par de estrellas involucradas), necesitamos un método independiente que permita evaluar la razón  $R_V$  entre la absorción total y selectiva. Esto ha sido explorado por citeHarris1973 utilizando un método que involucra diámetros de cúmulos abiertos. Este autor obtuvo un valor de  $3,15 \pm 0,20$  para  $R_V$ , en muy buen acuerdo con el encontrado por el método del par de estrellas. En consecuencia, parece razonable concluir aceptando que, de existir absorción neutra en el medio interestelar, la misma debería ser muy pequeña.

### 2.4. Mapeo global de la extinción interestelar

Quizás el anhelo de todos los astrónomos galácticos y extragalácticos sea conocer el valor de la extinción en todo punto del espacio. A pesar de que la curva de extinción media funciona bien en la mayoría de las direcciones de la visual, el problema inherente al conocimiento del enrojecimiento  $E(B - V)$  que la normaliza sigue presente. A pesar de que conozcamos muy bien la curva de extinción media, no podremos corregir las observaciones del enrojecimiento producido por el medio interestelar a menos que conozcamos efectivamente la cantidad  $E(B - V)$ .

Existe un trabajo que ha sido explotado muchísimo por los astrónomos desde 1998. Schlegel et al. (1998) han combinado datos observacionales de los satélites *IRAS* y



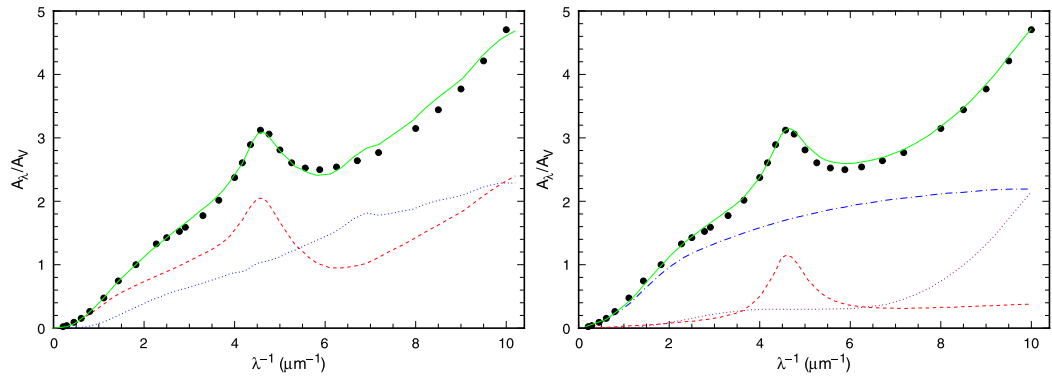


Figura 2.9: Curvas de extinción generadas para modelos de dos (izquierda) y tres (derecha) componentes del polvo interestelar. En ambos casos, la absorción en  $2175 \text{ \AA}$  es producida por grafito. Los otros materiales son silicatos y carbonos amorfos. Figura tomado de Whittet (2003).

*COBE/DIRBE* para crear un mapa de intensidades en  $100 \mu\text{m}$  de todo el cielo. Estos mapas son comúnmente utilizados para derivar, en conjunto con modelos espectrales del fondo, la temperatura del polvo interestelar, la opacidad de dicho medio y así la extinción a lo largo de la línea de la visual siempre que se asuma la ley de extinción media.

Estos mapas son de una ayuda indiscutible en muchos casos, sobre todo en la astronomía extragaláctica. No obstante, no ocurre por lo general lo mismo en el ámbito de la astronomía galáctica. La principal razón para esto es que la intensidad medida en  $100 \mu\text{m}$  en cualquier región del cielo tiene una contribución de todos los posibles emisores en esa longitud de onda, en proyección sobre la dirección de la visual. De este modo, la extinción derivada por este mapa será válida sólo luego de cierta distancia. Sólo luego de aquella distancia en la que las emisiones de las nubes en proyección que se encuentren por detrás sean despreciables frente a las emisiones de las nubes en proyección que se encuentren por delante. Por esta razón, si realizamos observaciones de objetos galácticos a bajas latitudes, es esperable que el valor del enrojecimiento derivado por los mapas de extinción de Schlegel et al. (1998) corresponda más bien a la suma de las contribuciones que tiene el objeto tanto por delante como por detrás. En este sentido, es esperable un acuerdo entre los valores de enrojecimientos determinados por otros métodos y los derivados de los mapas de Schlegel et al. (1998) sólo para objetos de altas latitudes galácticas. En caso contrario, no se espera ningún tipo de acuerdo entre ambas determinaciones.

Por otro lado, debe tenerse especial cuidado en que la resolución efectiva de los mapas de extinción de Schlegel et al. (1998) es de algunos minutos de arco para las imágenes en  $100 \mu\text{m}$  y  $\sim 1$  grado para los mapas de temperatura, lo cual es considerablemente más grande que las estructuras observadas de las nubes moleculares en el medio interestelar. De este modo, los mapas son sólo una suerte de herramienta para estimar una extinción

media a lo largo de la línea de la visual y no una extinción detallada que represente la estructura fina del medio interestelar.

### 2.5. Polarización de la luz debida al medio interestelar

Aunque no es nuestro objetivo el estudio de la polarización, la mencionamos anteriormente como una herramienta para acotar los modelos de granos de polvo para computar la extinción interestelar. Introduciremos aquí brevemente las ideas básicas sobre la polarización de la radiación electromagnética debida al polvo interestelar.

Actualmente, no hay duda de que el medio interestelar es el responsable de una polarización plana y parcial de la luz de las estrellas. La razón de ello es que el grado de polarización se correlaciona con el enrojecimiento. La luz de las estrellas más enrojecidas se encuentra más polarizada.

El mecanismo comúnmente aceptado para la polarización lineal de la luz de las estrellas es el dicroísmo lineal, por lo cual el medio interestelar estaría formado por partículas que absorben selectivamente una de las componentes transversales del campo eléctrico. Este dicroísmo sería el resultado de la presencia de granos asimétricos alineados por el campo magnético de la Galaxia a lo largo de la línea de la visual. En el caso de que la alineación de los granos de polvo cambie a lo largo de la dirección de la visual, se observa también una birrefringencia lineal, la cual produce una ligera polarización circular. En efecto, una forma de obtener polarización circular es tener un campo magnético que varíe a lo largo de la línea de la visual.

El estudio del estado de polarización de la luz de las estrellas permite obtener información muy valiosa sobre el medio interestelar, como ser sobre el tamaño de los granos, la forma y las propiedades ópticas (índice de refracción). Por otro lado, provee suficiente información como para estudiar el campo magnético de la Galaxia en proyección (Lazarian 2007). Desde este punto de vista, si bien el polvo interestelar es un problema serio en la determinación de distancias, constituye en sí mismo una poderosa herramienta para el estudio de los campos magnéticos galácticos.

Ahora bien: ¿cómo debe ser un medio para polarizar una onda electromagnética? En general, las condiciones que debe reunir un medio compuesto por partículas de polvo para polarizar un rayo de luz son: 1) Las partículas de polvo deben ser ópticamente anisotrópicas. 2) Debe existir una alineación neta de los ejes de anisotropía. Si bien la anisotropía óptica no tiene que ver necesariamente con la asimetría en la forma de las partículas, se acepta por lo general que la anisotropía óptica del medio interestelar está fuertemente ligada a la asimetría geométrica de las partículas. La razón de esto se fundamenta en el hecho de que es muy difícil que los ejes de anisotropía óptica de las partículas estén alineados. De este modo, sería mucho más sencillo pensar que los ejes principales de cada partícula están alineados debido a una fuerza externa, como por ejemplo, el campo magnético de la Galaxia. Los modelos de granos más utilizados

son aquéllos que asumen una geometría axialmente simétrica (cilindros o esferoides), de modo que pueda extenderse para ellos la teoría de Mie.

Es bien sabido que existe una dependencia de la polarización producida por el medio interestelar con la longitud de onda. Esta dependencia, usualmente denominada ley de Serkowski, se expresa de la siguiente manera:

$$P(\lambda) = P_{max} \exp\left\{-K \ln^2\left(\frac{\lambda_{max}}{\lambda}\right)\right\}, \quad (2.44)$$

en la cual  $P$  es el grado de polarización y se expresa como:

$$P = 100 \left( \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \right), \quad (2.45)$$

donde  $I$  es la intensidad.

Un modelo completo de granos de polvo interestelar tiene que ser capaz de reproducir, además de la curva de extinción, la curva de polarización. Otro requisito que deben cumplir los modelos consiste en generar estas curvas utilizando materiales que las teorías de evolución química predicen. En este sentido, los modelos actuales, si bien son capaces de reproducir con notable precisión la curva de extinción, tienen ciertas dificultades al intentar compatibilizar sus componentes con las teorías de evolución química.

## 2.6. Resumen

En este primer capítulo hemos presentado de manera muy resumida los conceptos y las herramientas físicas que sirven al estudio de la interacción de la radiación con partículas materiales. Si bien no hemos mostrado las ideas fundamentales que permiten la resolución de las ecuaciones de Maxwell para hallar el valor de los campos electromagnéticos en todo punto del espacio, lo que constituiría la solución al problema, hemos mostrado los principales resultados que se desprenden de la teoría: la luz, al interactuar con partículas materiales, es absorbida y dispersada. La suma de estos dos fenómenos es lo que comúnmente se denomina extinción.

Las observaciones de mediados del siglo XIX daban indicios de la existencia de un material absorbente en el medio interestelar. No obstante, las mismas habían sido desestimadas hasta principios del siglo XX. Una vez aceptada la existencia de tal material interestelar, los astrónomos comenzaron a estudiar la extinción que el mismo provoca en la luz de los objetos astronómicos distantes. Utilizando las herramientas de la teoría de la interacción de la radiación con la materia y las observaciones pudo determinarse con bastante precisión la naturaleza de este medio interestelar. De este modo, mostramos que es posible caracterizar a la extinción en la mayoría de las direcciones de la visual con una curva de extinción media normal, cuyo parámetro de normalización es el enrojecimiento

$E(B - V)$ . Así, la determinación del enrojecimiento es muy importante para corregir las observaciones. Presentamos también, de manera muy resumida, en qué consiste la unificación matemática de la curva media de extinción, debida a Cardelli et al. (1989). Por otro lado, mostramos las curvas de extinción de las Nubes de Magallanes, las cuales evidencian algunas diferencias respecto a la de la Vía Láctea.

Mencionamos la indiscutible importancia que tendría conocer el valor del enrojecimiento  $E(B - V)$  en cualquier dirección de la visual aunque en la práctica es casi imposible. No obstante, una aproximación para cumplir este objetivo fue llevado a cabo por Schlegel et al. (1998), quienes mapearon las emisiones en  $100 \mu\text{m}$  en todo el cielo, lo que les permitió determinar, bajo algún modelo, la temperatura del polvo y las nubes interestelares y derivar así, la opacidad. No obstante, estos mapas tienen mayor utilidad para objetos extragalácticos u objetos galácticos ubicados a elevadas latitudes. Finalmente, presentamos algunas ideas fundamentales sobre la polarización del medio interestelar y cuál es la información que es posible obtener de ella.

Las ideas presentadas en este capítulo justifican en gran medida parte de los objetivos de este trabajo, esto es, la determinación del enrojecimiento que afecta a una muestra de cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular. La importancia que tiene la determinación del enrojecimiento  $E(B - V)$  para estos objetos es indiscutible, para poder luego derivar sus parámetros fundamentales, entre ellos la edad, tema que desarrollaremos en el próximo capítulo.

### 3 Edades de poblaciones estelares

Actualmente, la evolución estelar es un proceso relativamente bien comprendido y es posible calcular con bastante detalle la distribución espectral de energía de las estrellas a partir de las teorías de atmósferas estelares. Si consideramos una cierta cantidad de estrellas por unidad de volumen en una región del espacio cualquiera y, para cada estrella, conocemos la masa, la composición química y el estado evolutivo, es posible, en principio, determinar cómo es la luz emitida individualmente por cada estrella y, por lo tanto, cómo es la luz integrada de todas ellas. De esta manera, es posible contruir un espectro integrado con la luz de cada una de las estrellas. En la práctica, al realizar observaciones, la teoría que sustenta esta aditividad de la luz de las estrellas para fuentes en las cuales no es posible resolver sus componentes individuales, es la teoría de Síntesis de Poblaciones Estelares. En efecto, esta teoría tiene por objetivo interpretar los espectros de galaxias formadas por numerosas estrellas que no pueden ser resueltas. En general, esta teoría puede aplicarse a cualquier fuente luminosa en la que no sea posible resolver sus componentes individuales.

Dentro de este escenario, debe tenerse en cuenta que la distribución inicial de estrellas en una cierta región del espacio va cambiando con el tiempo, ya que las estrellas de mayor masa abandonan la secuencia principal mucho antes que las menos masivas. Con el tiempo, esto produce una disminución en la cantidad de estrellas azules de un determinado agregado. Por esta razón, la distribución espectral integrada de energía también constituye un parámetro que cambia con el tiempo. Desde este punto de vista, parece razonable aceptar que la distribución espectral integrada puede, de algún modo, indicar la edad del objeto en cuestión. Para el caso de los cúmulos abiertos, la distribución espectral integrada refleja de alguna manera el tiempo de existencia del mismo en el sentido que hemos comentado. Con el transcurso del tiempo y, en líneas generales, el color integrado del cúmulo en cuestión se irá enrojeciendo. Esto nos lleva a pensar inmediatamente que sería posible construir una librería de espectros integrados de cúmulos estelares en diferentes estados evolutivos. Bajo ciertas hipótesis, todos los cúmulos del espacio deberían estar, en algún punto temporal de su historia, caracterizados sólo por su luz integrada. En realidad, como veremos más adelante, existen ciertas limitaciones en cuanto a las hipótesis que debemos satisfacer para que la luz integrada refleje en su totalidad el estado evolutivo del cúmulo en cuestión.

Lo expresado precedentemente justifica, de alguna manera, la construcción de espectros integrados patrones (templates) para cúmulos de diferentes edades los cuales permitan caracterizar el estado evolutivo de los mismos. Existen básicamente dos maneras de construir espectros integrados patrones. La primera consiste en la construcción de los

mismos en forma sintética, basándose en la teoría de evolución estelar. La idea en ese caso consiste en construir una base de espectros integrados para cúmulos abiertos en distintos estados evolutivos, en los cuales sus estrellas hayan evolucionado conforme indica la teoría. La segunda manera, más directa, consiste en muestrear observacionalmente una gran cantidad de cúmulos abiertos con edades determinadas por métodos directos y armar, de este modo, la librería.

Antes de abordar la justificación teórica de las líneas precedentes, en lo que sigue definiremos algunos parámetros comúnmente utilizados en las teorías de formación estelar y de Síntesis de Poblaciones Estelares.

### 3.1. Función inicial de masa y Tasa de formación estelar

Si bien en la actualidad la evolución de las estrellas es un tema relativamente bien entendido, no ocurre lo mismo con su formación, ya que, entre otros problemas, resulta imposible computar el espectro de masas de un grupo de estrellas formadas en una misma nube molecular. Es bien sabido que las estrellas de diferentes masas nacen juntas y se forman por lo general en cúmulos abiertos. El espectro de masas de estas estrellas suele determinarse empíricamente a partir de las observaciones.

Al estudiar objetos que evolucionan temporalmente, es importante establecer sus propiedades en tiempos pasados. En otras palabras, necesitamos conocer alguna propiedad del objeto en un tiempo  $t' < t$ , si queremos conocer la misma propiedad en un tiempo  $t$ . Dado que todo tiempo anterior  $t'$  necesita a su vez información de un tiempo todavía anterior, en definitiva, lo que necesitamos conocer son las propiedades del objeto en el momento de su formación.

Dado que la evolución de las estrellas depende básicamente de sus masas, debemos determinar de alguna manera cómo es la distribución de masas con la que las estrellas nacen en las nubes moleculares. Para cuantificar esto suele utilizarse la *Función Inicial de Masa* (IMF, por sus siglas en inglés), usualmente denotada  $\phi(m)$  y definida como la distribución inicial de masa de un cúmulo tal que  $\phi(m)dm$  representa el número de estrellas con masas comprendidas entre  $m$  y  $m + dm$ . La distribución puede normalizarse de diferentes maneras. Nosotros utilizaremos el siguiente criterio:

$$\int_0^{\infty} \phi(m)m \, dm = 1M_{\odot} \quad (3.1)$$

de modo que el número de estrellas  $dN$  con masas comprendidas en el intervalo  $(m, m+dm)$  es:

$$dN(m) = \phi(m)dm \quad (3.2)$$

Dado que los límites de masas no están bien definidos, suele integrarse entre  $0,1M_{\odot}$  y  $100M_{\odot}$ . En otras palabras, necesitamos que  $\phi(m)$  tienda a cero suficientemente rápido entre  $0,1M_{\odot}$  y  $100M_{\odot}$ . Ahora bien: ¿existen acaso estrellas de masas superiores a  $100M_{\odot}$ ? La vida media de una estrella depende fundamentalmente de su masa y composición química. Para una determinada composición química, las estrellas más masivas evolucionan más rápido que las menos masivas. Si existieran estrellas con masas superiores a  $100M_{\odot}$ , sus vidas serían muy cortas y, por ende, resultaría improbable observarlas. A partir de estudios de cúmulos abiertos jóvenes, se ha obtenido que la IMF es (Salpeter 1955):

$$\phi(m) \propto m^{-2,35}, \quad (3.3)$$

en la cual las constantes de proporcionalidad se eligen adecuadamente para que la IMF cumpla el criterio de normalización.

La distribución (3.3) se conoce con el nombre de Función Inicial de Masa de Salpeter.

Otro parámetro clave para comprender cómo se forman las estrellas en las nubes moleculares es la *Tasa de Formación Estelar* (SFR, por sus siglas en inglés). En las nubes moleculares, durante la etapa de formación estelar, se convierte materia en estado gaseoso en estrellas. La SFR es precisamente el parámetro que cuantifica esta transformación. Formalizando, la *Tasa de Formación Estelar* se define como la masa de gas por unidad de tiempo que se convierte en estrellas. En otras palabras, es la masa que adquiere propiedad de estrella por unidad de tiempo.

En virtud del principio de conservación de la masa, es evidente que, al formarse las estrellas a partir del gas, la masa de las estrellas en formación debe ser:

$$\psi(t) = -\frac{dM_{gas}}{dt} \quad (3.4)$$

en la cual  $M_{gas}$  es la masa de gas que se transforma en estrellas.

A su vez, la metalicidad de las estrellas en formación estará determinada por la metalicidad del medio interestelar del cual se estén formando. Si existiera algún mecanismo por el cual las estrellas de un cúmulo pudieran reintegrar material procesado al medio interestelar, debería esperarse que la metalicidad del medio aumente con el tiempo, incrementándose así la metalicidad de las estrellas que pudieran seguirse formando.

Sea  $S_{\lambda}(t - t')$  la luminosidad monocromática por unidad de masa  $M_{\odot}$  de todas las estrellas de edad  $\tau = t - t'$  pertenecientes a un cúmulo. De acuerdo a esto,  $S_{\lambda}(\tau)$  puede escribirse de la siguiente manera:

$$S_{\lambda}(t - t') = \frac{1}{M_{\odot}} \int_{M_{min}}^{M_{max}} \mathcal{L}_{\lambda}(m, \tau) \phi(m) dm \quad (3.5)$$

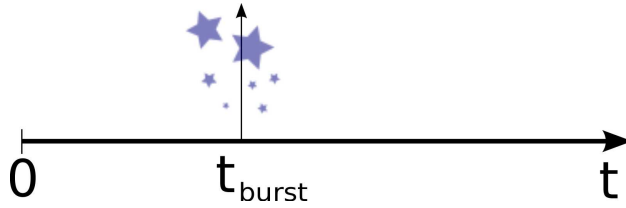


Figura 3.1: Escenario de evolución pasiva. Existe un estallido de formación estelar que puede ser modelado con una delta de Dirac.

en la cual  $\mathcal{L}_\lambda(m, \tau)$  es la luminosidad de una estrella de edad  $\tau$  y masa  $m$ .

La luminosidad total del cúmulo puede hallarse integrando sobre todas las posibles edades de las estrellas pertenecientes al cúmulo, teniendo en cuenta la cantidad de estrellas que hayan podido formarse:

$$\begin{aligned} L_\lambda(t) &= \int_0^t S_\lambda(t-t')\psi(t')dt' \\ &= \frac{1}{M_\odot} \int_0^t \left( \int_{M_{min}}^{M_{max}} \mathcal{L}_\lambda(m, \tau)\phi(m) dm \right) \psi(t') dt' \end{aligned} \quad (3.6)$$

Vemos entonces que, para hallar la luminosidad total de un cúmulo estelar en un tiempo  $t$ , necesitamos conocer tanto la IMF como la SFR. Para ganar intuición en el problema, en lo que sigue simplificaremos la ecuación (3.6) de una manera razonable.

### 3.1.1. Evolución pasiva

Un caso de interés que simplifica la forma de la ecuación (3.6), es la denominada *evolución pasiva* (Fig. 3.1). La hipótesis básica de la *evolución pasiva* consiste en asumir que el tiempo de formación de las estrellas en un cúmulo es despreciable frente a la edad del mismo. Este escenario puede ser modelado diciendo que la *Tasa de Formación Estelar* es proporcional a una delta  $\delta(t' - t_{burst})$ , de manera que:

$$L_\lambda(t) = S_\lambda(t - t_{burst}) \quad (3.7)$$

La ecuación (3.7) indica que, para el caso de cúmulos cuyos tiempos de formación puedan considerarse despreciables en comparación con sus tiempos de vida, la luminosidad integrada del mismo es directamente proporcional a la luminosidad de cada una de sus componentes, cada una con la misma edad. Dado que la luminosidad integrada de un cúmulo no es otra cosa que la luminosidad sumada de todas las estrellas que le pertenecen, resulta natural preguntarse si la luminosidad monocromática del cúmulo evoluciona siguiendo algún camino fijado.



En la siguiente sección describiremos resumidamente algunas características de la evolución de las estrellas, las cuales nos permitirán asegurar que la luminosidad integrada de un cúmulo puede verdaderamente indicar su estado evolutivo.

#### 3.1.2. Evolución estelar

Si bien no desarrollaremos en profundidad el tema de la evolución estelar, creemos pertinente introducir este tema mostrando lo que comúnmente se conoce como “track” o *camino evolutivo*.

Como ya hemos anticipado, la evolución de una estrella queda completamente determinada por la masa y su composición química (metalicidad) inicial.

Dada una determinada masa y metalicidad iniciales, las propiedades de esa masa pueden, en principio, ser descritas en cualquier instante por un modelo de evolución estelar. La pregunta que uno puede ahora formularse es: ¿Cuáles son las propiedades fundamentales de las estrellas que interesa conocer? Dado que sólo podemos medir el campo de radiación que llega de las mismas, una buena respuesta sería la luminosidad  $L$  y la temperatura efectiva  $T_e$ . De esta manera, la evolución de una estrella queda representada por un determinado *camino evolutivo* en el diagrama  $T_e - L$ . Dado que estos dos parámetros se relacionan con el color y la magnitud absoluta, este *camino evolutivo* provee las bases para comprender los diagramas HR observados.

En la literatura existen numerosos códigos computacionales disponibles para resolver modelos de evolución estelar. Entre otras cosas, los modelos proveen los *caminos evolutivos* (tracks) de las estrellas en el diagrama HR o  $T_e - L$ . Un ejemplo puede verse en Girardi et al. (2000). En lo que sigue, mencionaremos brevemente las distintas etapas evolutivas que sufren las estrellas desde su nacimiento hasta su muerte.

#### 3.1.3. Evolución de pre-secuencia principal y post-secuencia principal

Si bien no profundizaremos acá sobre el tema de la formación estelar, podemos aseverar que las observaciones de alta resolución espacial realizadas en nuestra Galaxia y en galaxias cercanas, demuestran que la formación de las estrellas se produce principalmente en nubes moleculares densas. Este proceso de formación estelar, sin embargo, no se conoce aún en detalle. Si bien pueden existir numerosos mecanismos de formación estelar, siguiendo a de Boer & Seggewiss (2008), podemos decir que existen básicamente dos:

1. Formación estelar espontánea, la cual puede darse a través de la inestabilidad gravitatoria generada en la nube molecular debido a fluctuaciones en la densidad.
2. Formación estelar estimulada. En este caso, la formación estelar es disparada por alguna condición externa, como ser, ondas de choque producidas en los brazos de galaxias espirales, colisiones entre nubes, vientos de estrellas masivas, supernovas, etc.

Sea cual fuere el mecanismo, resulta claro que la formación estelar se produce por un colapso de la nube protoestelar.

El nacimiento propiamente dicho de las estrellas se produce en el último estadio del colapso protoestelar, cuando la temperatura en el núcleo de la protoestrella es lo suficientemente elevada como para que puedan comenzar las reacciones nucleares. La evolución entre el nacimiento y el momento en que la estrella alcanza la secuencia principal de edad cero (ZAMS, por sus siglas en inglés) se denominada *evolución de pre-secuencia principal*.

Los caminos evolutivos que siguen las estrellas de diferentes masas pueden verse en la Fig. 3.2. Para estrellas de baja masa ( $0,08M_{\odot} \leq M \leq 0,3M_{\odot}$ ), estos caminos evolutivos se denominan *líneas de Hayashi* y son prácticamente verticales en el plano  $T_e - L$ . Esto se debe a que, en las estrellas de pre-secuencia principal de baja masa, el mecanismo predominante de transporte de energía es la convección.

En el caso de estrellas más masivas, el mecanismo predominante de transporte durante la pre-secuencia principal es, en general, el transporte radiativo. Se observa que el último estadio de las estrellas en la pre-secuencia principal se caracteriza por una contracción, manteniéndose la luminosidad prácticamente constante.

Para el caso de las estrellas con masas por debajo de  $0,08M_{\odot}$ , las mismas no pueden comenzar la combustión del hidrógeno en sus núcleo y evolucionan a lo que se denominan *enanas marrones*.

En general, la energía liberada por las estrellas en la pre-secuencia principal tiene origen en la contracción gravitatoria y en la combustión del deuterio. Esto tiene como consecuencia que la misma sea mucho más pequeña que la energía liberada durante la evolución de las estrellas en la secuencia principal. Teniendo en cuenta este hecho, lo que usualmente se hace es desprestigiar la contribución en luminosidad de las estrellas de la pre-secuencia principal para caracterizar, por ejemplo, la distribución de radiación de cúmulos o galaxias en donde se aprecie claramente una secuencia principal bien constituida o estrellas muy evolucionadas.

Una vez que las estrellas alcanzan la secuencia principal, permanecen allí gran parte de sus vidas variando muy poco su posición en el plano  $T_e - L$ . La permanencia de las estrellas en esta secuencia se caracteriza principalmente por la continua combustión de hidrógeno en sus núcleos. El momento en que la estrella abandona la secuencia principal ocurre cuando se agota en el núcleo una fracción crítica de su masa hidrogénica. Cuando esto ocurre, la estrella ha alcanzado el límite de Chandrasekhar-Shoemberg.

El tiempo de permanencia ( $t_{ms}$ ) de una estrella en la secuencia principal depende fundamentalmente de su masa. Puede verse que el mismo es  $t_{ms} \propto M_s/L_s \propto M_s^3$ , siendo  $M_s$  y  $L_s$  la masa y la luminosidad de la estrella sobre la secuencia principal. Para estrellas como el Sol, se espera que el tiempo medio de permanencia en la secuencia principal sea

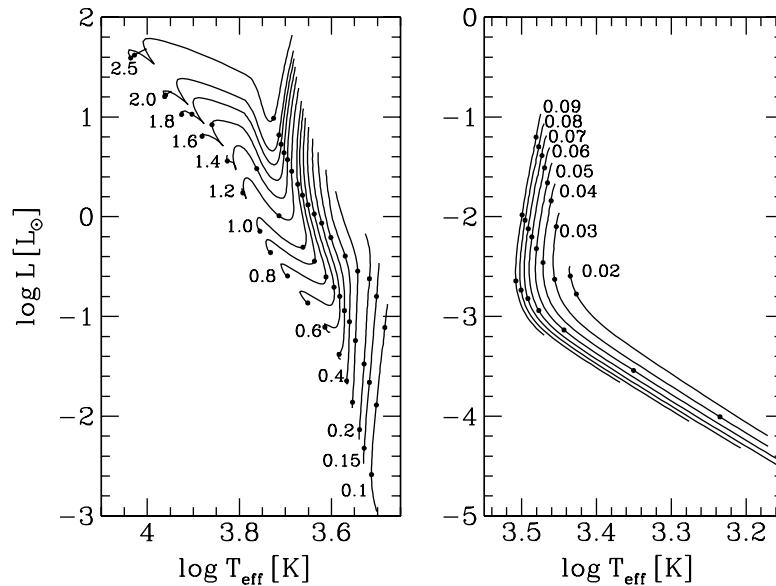


Figura 3.2: Caminos evolutivos de la pre-secuencia principal para estrellas con metalicidad solar. Con puntos se marcan las posiciones que ocupa una dada estrella en 1, 10 y 100 millones de años. Gráfico tomado de Mo et al. (2010). El mismo ha sido construido tomando datos de D'Antona & Mazzitelli (1994).

del orden de  $10^{10}$  años. Para una estrella de, por ejemplo,  $10M_{\odot}$ , se espera un tiempo de permanencia  $t_{ms} \sim 10^7$  años. Por otro lado, para una determinada masa, se espera que  $t_{ms}$  disminuya para estrellas de menor metalicidad, ya que la luminosidad aumenta al decrecer la metalicidad. No obstante esto, para calcular correctamente el tiempo de permanencia de las estrella en la secuencia principal suelen utilizarse modelos detallados de evolución estelar.

Obsevando la Fig. 3.3 se advierte que, a medida que una estrella evoluciona fuera de la secuencia principal, su color integrado se va enrojeciendo. Esto se debe a que su temperatura superficial disminuye, desplazando el máximo de su luminosidad monocromática hacia la parte roja del espectro. Si bien fuera de la secuencia principal la luminosidad permanece aproximadamente constante en un intervalo de temperatura bastante grande, no ocurre lo mismo con la luminosidad monocromática, ya que la temperatura decrece.

Dado un determinado modelo de evolución estelar, puede verse que, para estrellas con masas iniciales menores que  $1.5 M_{\odot}$ , la energía total liberada en la fase de gigante roja es más grande que la irradiada en la fase de secuencia principal. Como el tiempo medio de permanencia en la secuencia principal para estrellas de estas masas suele ser mayor a  $2,5 \times 10^9$  años, podríamos pensar que la radiación de un cúmulo con una edad mayor a este tiempo está dominada por estrellas de la rama gigante roja, antes que por estrellas de la secuencia principal. Esto está representado en la Fig. 3.4. Vemos allí que, de algún

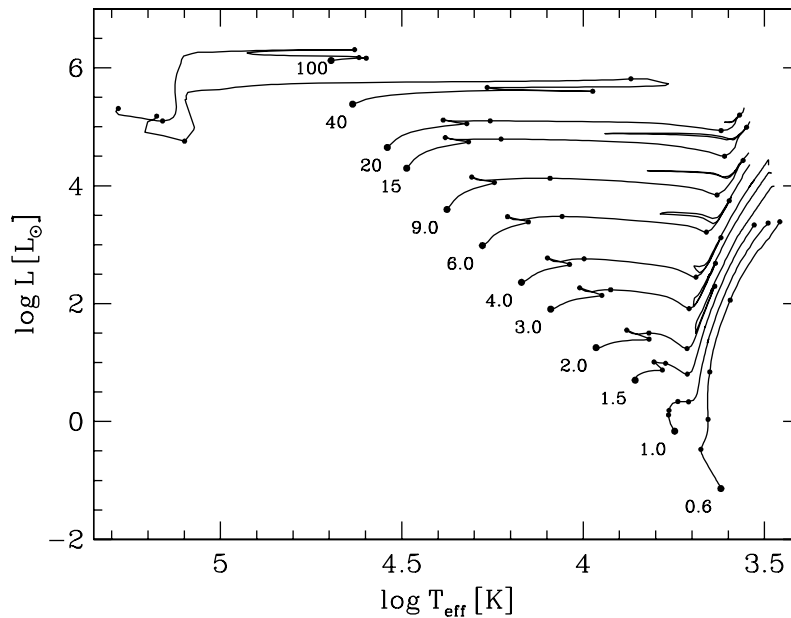


Figura 3.3: Caminos evolutivos para estrellas con metalicidad solar y diferentes masas a partir de la secuencia principal. Gráfico tomado de Mo et al. (2010). El mismo ha sido construido tomando datos de Girardi et al. (2000).

modo, la distribución de energía puede caracterizar verdaderamente a la edad de un cúmulo.

Suponiendo que la IMF, la metalicidad y la SFR de diferentes cúmulos no sean muy diferentes, es posible caracterizar completamente la edad relativa de los mismos analizando la distribución de radiación integrada de cada uno. De existir discrepancias en alguno de estos tres parámetros, es esperable que la evolución de cada cúmulo sea diferente con el tiempo, debido a que la evolución estelar depende fundamentalmente de la masa y la composición química. Como hemos mencionado anteriormente, la metalicidad desempeña un papel muy importante en el tiempo de vida de las estrellas. En líneas muy generales, la opacidad de las atmósferas estelares es función de su metalicidad. Esto afecta directamente la temperatura interior de las estrellas acelerando o retardando las reacciones nucleares, condicionando así sus tiempos de vida. Cálculos detallados de síntesis poblacionales muestran que dos poblaciones estelares cuyo producto de edad  $\tau$  y metalicidad  $Z$  ( $\tau Z^{3/2}$ ) sea igual, tienen colores iguales. Esto constituye lo que comúnmente se conoce como la “degeneración edad-metalicidad”. En este sentido no es del todo cierto que la distribución de radiación refleje sólo el estado evolutivo de la unidad poblacional, sino más bien, refleja su edad y su metalicidad simultáneamente. No obstante, podemos asegurar que, para todas las unidades poblacionales que posean la misma metalicidad, su distribución de radiación integrada refleja efectivamente su edad. Prácticamente todos los cúmulos abiertos de la Vía Láctea presentan una dispersión muy baja de metalicida-

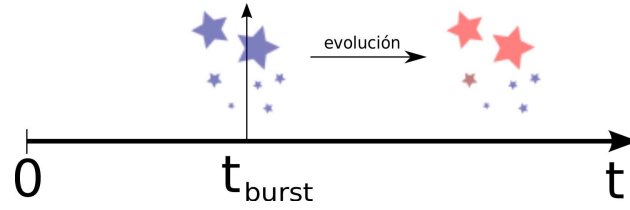


Figura 3.4: Representación de un estallido de formación estelar y su posterior evolución. Se muestra que el color integrado de las estrellas más masivas se enrojece, en tanto que el de las menos masivas permanece prácticamente invariante.

des, por lo que podemos considerar que el efecto de la degeneración edad-metalicidad no es muy apreciable. En efecto, si se tiene que para dos poblaciones estelares el producto  $\tau_0 Z_0^{3/2} = C$ , donde  $C$  es una constante, entonces una variación  $\delta Z$  en la metalicidad producirá una variación  $\delta\tau$  en la edad de la siguiente manera:

$$\tau_0 + \delta\tau = C (Z_0 + \delta Z)^{-3/2}, \quad (3.8)$$

Debido a que  $\delta Z$  es pequeño, podemos desarrollar a primer orden el lado derecho de la ecuación anterior alrededor de  $\delta Z = 0$ :

$$\tau_0 + \delta\tau = C \left( Z_0^{-3/2} - \frac{3}{2} Z_0^{-5/2} \delta Z \right). \quad (3.9)$$

Esta última ecuación indica que:

$$\left| \frac{\delta\tau}{\tau} \right| = \frac{3}{2} \left| \frac{\delta Z}{Z_0} \right|, \quad (3.10)$$

mostrando así que las variaciones en la metalicidad producen, a primer orden, variaciones lineales en la edad. De este modo, siempre que podamos suponer que  $\delta Z \ll Z_0$ , podremos asegurar que el flujo integrado de un objeto realmente puede caracterizar su edad independientemente de la metalicidad.

En lo que sigue, desarrollaremos el concepto de Síntesis de Poblaciones Estelares, una idea que permite abordar el estudio de la luz integrada de fuentes astronómicas, cuyas componentes puedan o no ser resueltas.

## 3.2. Síntesis de poblaciones estelares

La teoría de Síntesis de Poblaciones Estelares afirma que la distribución de radiación de un conjunto de fuentes que no pueden resolverse individualmente, es el resultado de las

contribuciones individuales de cada una de ellas. En particular, si se supone el escenario de *evolución pasiva* para un cúmulo abierto de pequeño diámetro angular, podemos hacer uso de los *camino evolutivos* mencionados anteriormente para caracterizar la edad del mismo a partir del estudio de su distribución de radiación integrada.

Existen fundamentalmente cuatro aproximaciones diferentes al problema de hallar el espectro integrado de un conjunto de fuentes no resueltas:

1. La primera aproximación consiste en utilizar una muestra de estrellas cercanas con sus magnitudes absolutas bolométricas  $M_{bol}$ , temperaturas efectivas  $T_e$  y metalicidades  $Z$  conocidas. Se necesita además conocer los espectros de las mencionadas estrellas. El espectro de una determinada estrella de parámetros  $M_{bol}$ ,  $T_e$  y  $Z$  puede entonces obtenerse interpolando o extrapolando la muestra de estrellas conocidas. En la práctica, las estrellas observadas son caracterizadas por su tipo espectral y su clase de luminosidad. El tipo espectral puede relacionarse inmediatamente con su temperatura efectiva, en tanto que la clase de luminosidad es una medida de la gravedad superficial  $g$ . Así, una interpolación en el plano  $T_e - g$  puede utilizarse para predecir el espectro de la estrella de interés utilizando un modelo estelar cuyas entradas sean la temperatura efectiva y la gravedad superficial. Ejemplos de este procedimiento pueden verse, por ejemplo, en Le Borgne et al. (2003). La principal dificultad del método es que sólo se tienen espectros detallados para las estrellas de la vecindad solar, las cuales constituyen una muestra limitada en metalicidades. Esta aproximación empírica puede utilizarse para modelar el espectro integrado de un cúmulo simplemente buscando una combinación lineal de los espectros modelados de diferentes estrellas individuales de una dada metalicidad.
2. La segunda aproximación consiste en modelar teóricamente los espectros estelares. Para hacer esto se requieren modelos detallados de atmósferas estelares. La principal ventaja de esta aproximación es la posibilidad de barrer un conjunto de parámetros muy grandes y generar espectros sintéticos para todas las condiciones que uno requiera. En la práctica, se utilizan códigos de atmósferas estelares muy sofisticados como, por ejemplo en Bessell et al. (1998) o Kurucz (1992). Una vez que se dispone de la librería sintética de espectros, puede intentar ajustarse el espectro integrado del cúmulo en cuestión con una combinación lineal de los espectros sintéticos de la librería.
3. La tercera aproximación al problema de intentar caracterizar la edad de un cúmulo utilizando espectroscopía integrada fue explorada por Bica & Alloin (1986a). Estos autores encontraron relaciones existentes entre los anchos equivalentes de las líneas de la serie de Balmer en el espectro integrado de un determinado cúmulo y su edad. Lamentablemente, advirtieron que no existe una relación unívoca entre estos dos parámetros en la mayoría de los casos considerados. Esta es la principal razón por la que este método no es confiable para caracterizar completamente la edad de los cúmulos.

4. Finalmente, la última aproximación consiste en observar poblaciones estelares propiamente dichas y caracterizarlas por una edad. La idea fundamental es, para el caso de los cúmulos abiertos, crear una base de espectros patrones a partir de observaciones de cúmulos abiertos de edades conocidas. Dado que la distribución de la radiación integrada de los cúmulos determina el estado evolutivo de los mismos, es posible caracterizar la edad de diferentes cúmulos mediante la comparación de la distribución de la radiación integrada de cada uno, con la distribución de radiación integrada de otro de edad conocida. Esta fue la aproximación adoptada, por ejemplo, por Santos & Bica (1993), quienes comenzaron a construir una base de espectros patrones que permitiera caracterizar el estado evolutivo de diferentes cúmulos galácticos o extragalácticos.

En el transcurso de los últimos 10 años se han publicado numerosos trabajos utilizando este método para determinar edades y enrojecimientos de una gran cantidad de cúmulos abiertos (Ahumada et al. 2000; Piatti et al. 2005; Palma et al. 2008; Ahumada et al. 2009) y se han actualizado las librerías de espectros patrones existentes (Piatti et al. 2002; Ahumada et al. 2007).

En este trabajo adoptaremos la última de las aproximaciones mencionadas para determinar edades. Utilizaremos también la aproximación mencionada en tercer término como un segundo método para verificar los resultados obtenidos. Desarrollaremos a continuación ambas aproximaciones para clarificar luego cómo éstas se llevan a la práctica para determinar la edad de un cúmulo abierto de pequeño diámetro angular.

### 3.3. Propiedades espectrales integradas de cúmulos estelares

Basados en la Teoría de Síntesis de Poblaciones Estelares y en las justificaciones dadas en las secciones precedentes, podemos asegurar que deben existir propiedades espectrales inherentes a diferentes poblaciones estelares. A estas propiedades se las denomina, por lo general, “propiedades espectrales integradas” ya que reflejan, en efecto, las propiedades inherentes al objeto estudiado considerándolo un único conjunto, una verdadera unidad poblacional. En lo que sigue, mostraremos algunos resultados que se han obtenido teniendo en mente esta hipótesis. En particular, resumiremos, por un lado, el trabajo que refleja el comportamiento de los anchos equivalentes de las líneas de la serie de Balmer en función de la edad de los cúmulos estelares y, por otro, el trabajo que produjo una librería de espectros patrones para caracterizar la distribución de radiación también de cúmulos estelares. Debido a que necesitaremos una noción del concepto de ancho equivalente, explicaremos esto muy brevemente a continuación.

#### 3.3.1. Anchos equivalentes

El ancho equivalente de una línea espectral proporciona información de su intensidad. Mientras más grande es esta cantidad, más absorbido se encontrará el continuo del espectro para el caso en el que se consideren líneas de absorción o, por el contrario, más

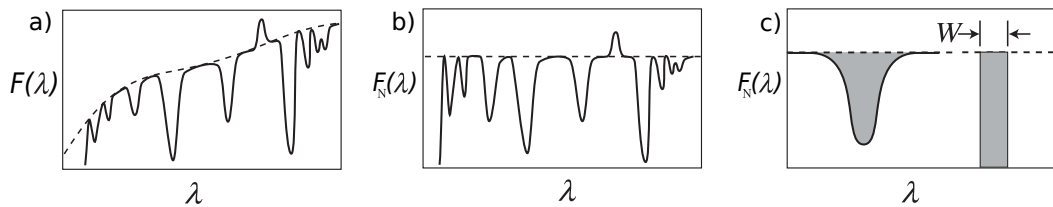


Figura 3.5: En **a)** se aprecia el espectro  $F(\lambda)$  en el que se muestra, con líneas punteadas, un ajuste suave al continuo. Este ajuste sirve para normalizar luego todo el espectro al valor del continuo punto a punto, como se muestra en **b)**. Finalmente, es posible medir el ancho equivalente  $W$ , como se muestra en **c)**. Diagramas tomados del libro de Chromey (2010).

brillante para el caso en el que se consideren líneas de emisión. El ancho equivalente  $W$  se define de la siguiente manera:

$$W = \left| \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (1 - F_N(\lambda)) d\lambda \right|, \quad (3.11)$$

en la cual  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$  son los límites entre los que está comprendida la línea de emisión o absorción y  $F_N(\lambda)$  es el valor del flujo normalizado al continuo. A pesar de que las unidades de  $W$  son de longitud de onda<sup>1</sup>, queda claro de la misma definición que  $W$  representa el área de la línea debajo del continuo. De esta manera, mientras más grande sea  $W$ , podemos decir que más intensa es la línea y viceversa.

Queda claro que la determinación del continuo en la determinación de  $W$  es crucial. Las mayores incertezas en la determinación de  $W$  provienen justamente de la determinación del continuo. Mientras mayor sea la dispersión en la medición del continuo, mayor será la dispersión hallada en  $W$ . El ancho equivalente debería ser en principio independiente del instrumento utilizado siempre que las líneas analizadas sean lo suficientemente intensas. Por este motivo,  $W$  suele ser un parámetro muy utilizado para caracterizar diferentes propiedades astrofísicas de los objetos astronómicos, una de las cuales mostraremos a continuación. El esquema básico de cómo determinar el ancho equivalente se muestra en la Fig. 3.5

### 3.3.2. El método de los anchos equivalentes

Bica & Alloin (1986a) estudiaron las características espectrales de 63 cúmulos estelares, incluyendo una gran variedad de poblaciones estelares, utilizando sólo espectros integrados. La muestra que utilizaron incluyó espectros de cúmulos de la Vía Láctea y de las Nubes de Magallanes cuyos parámetros básicos (enrojecimiento, edad y metalicidad)

<sup>1</sup>Si se considera a  $W$  simplemente como una longitud, el mismo representaría el largo de la base de una caja rectangular de altura unitaria.



eran conocidos. Estos autores dividieron el rango espectral considerado en 70 ventanas espectrales de amplitud variable y definieron, para cada una de ellas, un parámetro  $W/\Delta\lambda$  que representa el cociente entre el ancho equivalente medio medido en todos los cúmulos para esa ventana y el ancho espectral de esa misma ventana. De esa manera, pudieron utilizar ese parámetro para constatar si detectaban o no la característica espectral presente en esa ventana. Como se mencionó anteriormente, estos autores encontraron relaciones existentes entre los anchos equivalentes de las líneas de la serie de Balmer y la edad del cúmulo estudiado. Por otro lado, constataron que esta relación no es unívoca para la mayoría de los casos considerados. Un ejemplo del comportamiento aquí mencionado se observa en la Fig. 3.6, en la cual se muestran los anchos equivalentes medidos para la muestra original de Bica & Alloin (1986a) en función de la edad, para las ventanas que contienen las características espectrales de  $H\alpha$  (#60),  $H\beta$  (#27),  $H\gamma$  (#15) y  $H\delta$  (#9). No obstante el comportamiento observado en la Fig. 3.6, las incertezas involucradas en la calibración final presentada por Bica & Alloin (1986b) son demasiado elevadas.

Dado el pequeño ancho espectral que presentan las líneas de la serie de Balmer, puede considerarse que la determinación de la edad a través de esta calibración es independiente del enrojecimiento que afecta al cúmulo debido a la extinción interestelar. En general, ninguna aproximación de las mencionadas anteriormente es independiente del enrojecimiento. Este hecho representa quizás la mayor ventaja del método. No obstante, las incertezas inherentes al mismo son elevadas, lo que de alguna manera resta solidez a los resultados. Este método, juntamente con el que describiremos a continuación (comparación con una librería de espectros patrones), constituyen adecuadas herramientas para determinar la edad, tanto de cúmulos globulares como cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular.

### 3.3.3. Librería de espectros patrones

Como se mencionó en la sección anterior, en este trabajo utilizaremos la aproximación número cuatro para estimar la edad de diferentes cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular. Por esta razón, en esta sección desarrollaremos y presentaremos las bases sobre las que se funda el método de la determinación de edades a partir de comparaciones con librerías de espectros patrones (templates) de cúmulos abiertos.

Para comenzar, resulta oportuno recalcar que el estudio de espectros integrados de cúmulos estelares constituye un vínculo muy importante entre el estudio de poblaciones estelares, de galaxias y de estrellas individuales. Bajo este punto de vista, el mismo estudio de la radiación integrada de fuentes puramente estelares no resueltas tiene una importancia indiscutible. Por otro lado, el estudio de espectros integrados de cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular permite determinar parámetros tales como enrojecimiento, edad y metalicidad de una manera mucho más expeditiva que en estrellas individuales.

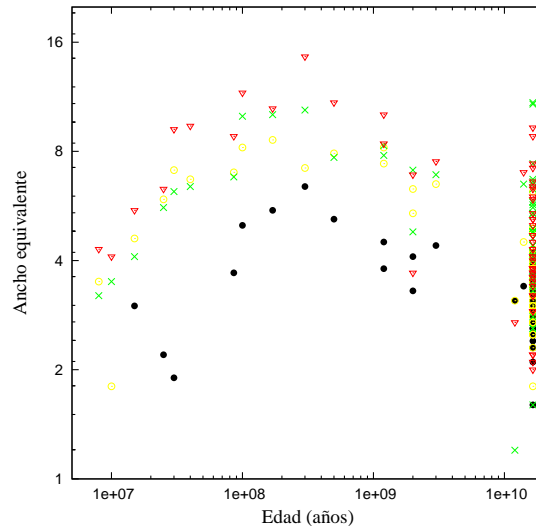


Figura 3.6: Anchos equivalentes en función de la edad para las ventanas #60 (círculos llenos), #27 (círculos vacíos), #15 (cruces) y #9 (triángulos) de la muestra de Bica & Alloin (1986a). Gráfico con datos proporcionados por Bica & Alloin (1986b).

Piatti et al. (2002) construyeron una librería de espectros patrones para caracterizar distintas poblaciones estelares. El método con el que construyeron estos espectros patrones consistió fundamentalmente en formar grupos de espectros de cúmulos con la misma edad  $\tau$ , dentro de una cierta tolerancia  $\Delta\tau$ . Todos los espectros estuvieron corregidos por la extinción que produce el medio interestelar. Luego de agruparlos por edad, los espectros se promediaron de modo de obtener un único espectro integrado promedio con una relación señal/ruido (S/N) mayor. Al momento de construirlos, tuvieron la precaución de que la distribución de energía del continuo y las características espectrales de todos los cúmulos fuesen comparables. Dado que, por lo general, no todos los espectros tienen la misma relación S/N, los promediaron pesándolos por su relación S/N cuadrática. El resultado final que obtuvieron fue un espectro patrón cuya edad es aproximadamente  $\tau \pm \Delta\tau$ .

Piatti et al. (2002) definieron un conjunto de 20 espectros patrones en el rango de edades comprendido entre  $(2 - 4) \times 10^6$  años y  $(3 - 4) \times 10^9$  años (ver Fig. 3.7, 3.8, 3.9 y 3.10). Estos templates se contruyeron a partir de 47 espectros integrados de cúmulos abiertos observados, en su mayoría, en el Complejo Astronómico el Leoncito (CASLEO), Argentina. El rango espectral cubierto por los espectros patrones es  $3600 < \lambda < 7400 \text{ \AA}$ . Los espectros patrones resultantes se muestran en la Tabla 3.1.

La nomenclatura de los espectros patrones fue escogida por Piatti et al. (2002) de modo que los espectros integrados que representen edades entre 2 y 500 millones de años comiencen con la letra Y (young), lo que indica que el espectro patrón pertenece al grupo

Tabla 3.1: Espectros patrones de cúmulos abiertos de distintas edades utilizados en el presente trabajo

Nombre	Rango de edades [Millones de años]	Miembros del grupo
Ya1	2 - 4	NGC3293, Pismis17, NGC6611
Ya2	2 - 4	NGC3293, Pismis17, NGC6611
Ya3	2 - 4	NGC3293, Pismis17, NGC6611
Ya1.WR	2 - 4	Westerlund2, NGC3293, Pismis17, NGC3603, NGC6611
Ya2.WR	2 - 4	Westerlund2, NGC3293, Pismis17, NGC3603, NGC6611
Ya3.WR	2 - 4	Westerlund2, NGC3293, Pismis17, NGC3603, NGC6611
Yb1	5 - 10	vdB-RN80, Hogg11, NGC5606
Yb2	5 - 10	vdB-RN80, Hogg11, NGC5606
Yb3	5 - 10	vdB-RN80, Hogg11, NGC5606
Yb1.WRSG	5 - 10	vdB-RN80, Hogg11, NGC4755, NGC5606, Westerlund1, NGC6231
Yb2.WRSG	5 - 10	vdB-RN80, Hogg11, NGC4755, NGC5606, Westerlund1, NGC6231
Yb3.WRSG	5 - 10	vdB-RN80, Hogg11, NGC4755, NGC5606, Westerlund1, NGC6231
Yc	20	Hogg15, Ruprecht119, BH217, NGC6318, BH245
Yd	40	Pismis22, NGC6178, NGC6216
Ye	45 - 75	NGC2368, Ruprecht83, Hogg3, Bochum12, Ruprecht130
Yf	100 - 150	Haffner7, ESO429-SC13, BH87, BH132, Ruprecht120, Ruprecht144
Yg	200 - 350	Melotte105, NGC5999, NGC6031, NGC6520, NGC6603, NGC6705, NGC6756
Yh	500	Ruprecht115, Lynga11
Ia	1000	NGC2635, NGC2660, UKS2, Pismis18
Ib	3000 - 4000	NGC2158, Berkeley75, ESO93-SC8, NGC6253

de los cúmulos jóvenes. Los espectros de más de 500 millones de años comienzan con la letra I (intermediate), indicando que el espectro patrón pertenece al grupo de los cúmulos de edad intermedia. Asimismo, existen espectros patrones a los que se les agregaron las letras WR y/o SG, indicando que en el espectro patrón existen características de estrellas WR o SG.

¿Cómo se utilizan los espectros patrones para determinar la edad de un cúmulo abierto de pequeño diámetro angular? En la práctica, siguiendo a Clariá (2008), podemos decir que los pasos a seguir son los siguientes: (1) Se calibra el espectro observado en longitud de onda, en unidades de flujo y luego se lo normaliza en una determinada longitud de onda. (2) Se miden anchos equivalentes en varias ventanas espectrales (incluyendo las líneas de la serie de Balmer), para estimar un primer valor de la edad, prácticamente independiente del enrojecimiento. (3) En base a esta edad, se seleccionan los espectros patrones que más se asemejan al espectro observado. (4) Utilizando la ley de extinción, se corrige el espectro integrado observado por distintos valores de enrojecimiento hasta lograr el mejor ajuste posible con ese espectro patrón. (5) Se asigna al cúmulo observado la edad del espectro patrón con el cual se logró el mejor ajuste.

Vemos aquí que si bien en la práctica se utiliza la comparación con espectros patrones, el método que utiliza la relación hallada por Bica & Alloin (1986a) sigue subyacente. Esto se hace así ya que, de no conocer “a priori” la edad de un cúmulo, la tarea de comparar su espectro integrado con cada uno de los espectros patrones de una cierta librería, puede resultar agotadora. Por otro lado, como veremos en el Capítulo 3, el método propuesto por Clariá (2008) involucra la minimización de una función. El método de medir anchos equivalentes de las ventanas que contienen las características espectrales de la serie de Balmer permite, de alguna manera, saber donde comenzar a buscar este mínimo y acotar así mucho la búsqueda. No obstante, la edad final adoptada para el cúmulo en cuestión es la dada por el método de ajuste de espectros patrones. Como veremos más adelante, en este trabajo logra salvarse de algún modo este paso, automatizando la búsqueda del espectro patrón que mejor ajusta al espectro observado corregido por enrojecimiento.

¿Cuándo puede considerarse que la utilización de los espectros patrones integrados de Piatti et al. (2002) es acertada? Para responder esto necesitamos tener en mente dos hipótesis fundamentales que dan validez a la caracterización del estado evolutivo de una unidad poblacional a partir de su distribución de radiación integrada. La primer hipótesis fundamental es que la tanto la IMF, la metalicidad y la SFR deben ser iguales para todas las unidades consideradas. Mencionamos antes que los cúmulos abiertos de la Vía Láctea exhiben una dispersión muy baja en sus metalicidades, por lo que el efecto de la degeneración edad-metalicidad, de existir, no debería ser muy pronunciado. Esto los convierte en muy buenos candidatos para ser observados según esta técnica. Por este motivo, la hipótesis quizás más restrictiva que valida la técnica, la constituye la aceptación de una IMF y una SFR universales en la Vía Láctea.

¿Puede considerarse que la IMF es universal en la Vía Láctea? La respuesta a este interrogante parece hallarse en las galaxias vecinas. En efecto, la posibilidad de estudiar

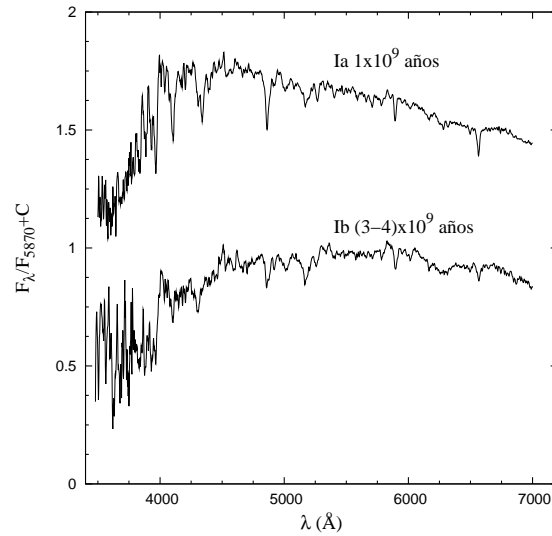


Figura 3.7: Espectros integrados patrones de cúmulos abiertos galácticos para el grupo de edad de  $1 \times 10^9$  y  $(3 - 4) \times 10^9$  años. Los espectros están normalizados en  $\lambda = 5870 \text{ \AA}$  y desplazados por una constante arbitraria para permitir su comparación. Datos de Piatti et al. (2002).

regiones muy extensas sólo existe en galaxias vecinas. Las observaciones actuales son consistentes con la idea de que la IMF es, en efecto, universal en escalas más grandes que regiones individuales de formación estelar. No obstante, las incertezas son elevadas. Por otro lado, existen trabajos que muestran evidencias de variaciones locales de la IMF dentro de nuestra galaxia (Herbig 1962; Solomon et al. 1985). No obstante, siempre que se consideren regiones normales de la Galaxia, que no se aparten demasiado de las propiedades medias, no deben esperarse grandes cambios en la IMF.

Respecto a la SFR, la misma es un parámetro que bien puede suponerse distinto en distintas regiones de la Galaxia. Por ejemplo, es bien sabido que la SFR es superior en los brazos espirales de la Vía Láctea que en el bulbo. No obstante, dado que la gran mayoría de los cúmulos estelares se encuentran justamente en los brazos espirales, no se esperan grandes variaciones de la SFR.

Así, bajo ciertas hipótesis, es razonable aceptar que la espectroscopía integrada de cúmulos abiertos permite estimar sus edades. No obstante esto, la misma tiene muchas otras aplicaciones. En realidad, siempre que se trabaje con fuentes no resueltas, lo único que puede hacerse es trabajar con espectros integrados. En general, los espectros integrados proporcionan información muy valiosa sobre la naturaleza astrofísica de los objetos. Típicos ejemplos de aplicaciones astrofísicas estelares de la espectroscopía integrada se muestran en Clariá (2008).

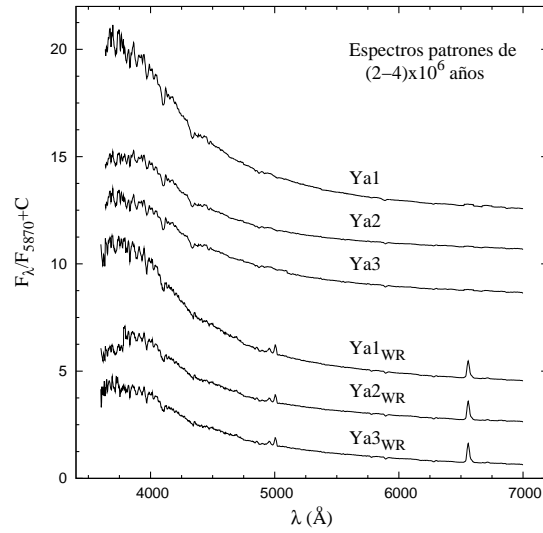


Figura 3.8: Espectros integrados patrones de cúmulos abiertos galácticos para el grupo de edad de  $(2 - 4) \times 10^6$  años. Los espectros están normalizados en  $\lambda = 5870$  Å y desplazados por una constante arbitraria para permitir su comparación. Datos de Piatti et al. (2002).

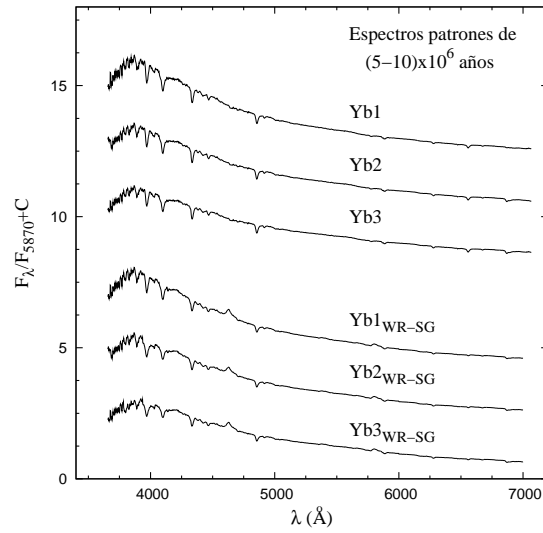


Figura 3.9: Espectros integrados patrones de cúmulos abiertos galácticos para el grupo de edad de  $(5 - 10) \times 10^6$  años. Los espectros están normalizados en  $\lambda = 5870$  Å y desplazados por una constante arbitraria para permitir su comparación. Datos de Piatti et al. (2002).

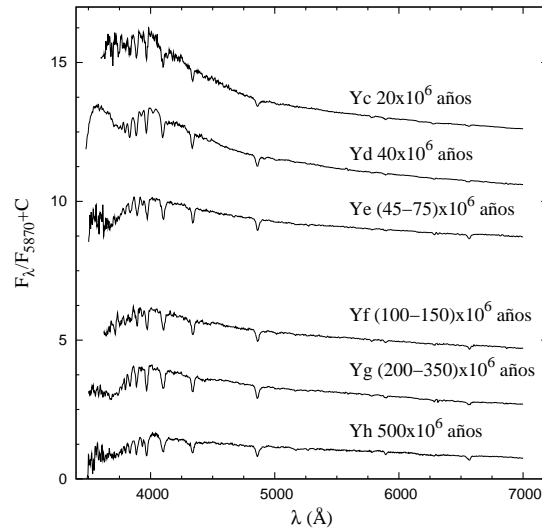


Figura 3.10: Espectros integrados patrones de cúmulos abiertos galácticos para el grupo de edad de 20, 40, 45-75, 100-150, 200-350 y  $500 \times 10^6$  años. Los espectros están normalizados en  $\lambda = 5870 \text{ \AA}$  y desplazados por una constante arbitraria para permitir su comparación. Datos de Piatti et al. (2002).

### 3.4. Resumen

En este capítulo hemos mostrado porqué es razonable la idea de que la distribución de radiación de una unidad poblacional representa de alguna manera su estado evolutivo. Dado que los cúmulos abiertos pueden considerarse verdaderas unidades poblacionales en el sentido de que todas sus estrellas se han formado al mismo tiempo y tienen, en principio la misma metalicidad, parece también razonable suponer que sus espectros integrados proporcionen información sobre su edad. Asimismo, hemos desarrollado los conceptos fundamentales que permiten estudiar las poblaciones estelares, como son, por ejemplo la Tasa de Formación Estelar y la Función Inicial de Masa. Por otro lado, hemos presentado y descrito 4 aproximaciones distintas al problema de la determinación de las edades de distintas poblaciones estelares, utilizando sólo su distribución de luz integrada. En particular, hemos profundizado en la aproximación que utiliza la medición de anchos equivalentes, desarrollada por Bica & Alloin (1986a) y en la que utiliza la librería de espectros patrones de Piatti et al. (2002). Hemos intriducido el concepto de ancho equivalente, explicando brevemente su significado. Asimismo, hemos presentado los argumentos necesarios que avalan la utilización de la librería de Piatti et al. (2002). Mostramos también que, debido a la baja dispersión existente en la metalicidad de los cúmulos abiertos galácticos, los mismos constituyen excelentes objetos para ser analizados según esta librería de espectros patrones.

En lo que sigue, mostraremos cómo utilizar la distribución integrada de radiación de cúmulos abiertos para poder así estimar su edad y su enrojecimiento.





## 4 Determinación de edades y enrojecimientos

De acuerdo a lo expresado en los capítulos precedentes, parece razonable aceptar que verdaderamente es posible caracterizar el estado evolutivo de un cúmulo abierto a partir de la distribución de su radiación integrada. Si bien no hemos justificado aún de qué manera es posible derivar también el enrojecimiento utilizando su espectro integrado, esto quedará claro en el presente capítulo. En rigor, la determinación del enrojecimiento y la edad de un cúmulo abierto utilizando alguna librería de espectros patrones, representa la determinación de un único parámetro. En efecto, al utilizar una determinada librería de espectros patrones para derivar la edad y el enrojecimiento de un cúmulo, el parámetro que en realidad se deriva puede considerarse como uno sólo al que bien podríamos llamar “edad-enrojecimiento”. Si bien físicamente la edad de un cúmulo abierto nada tiene que ver con su enrojecimiento, en esencia, al utilizar la librería de espectros patrones, lo único que puede derivarse es la combinación más probable entre ambos parámetros (edad y enrojecimiento). Tener presente esta dependencia aparente entre los dos parámetros mencionados nos ayudará, como veremos a continuación, a establecer un criterio robusto para la determinación más probable de edad y enrojecimiento de cúmulos abiertos, utilizando espectroscopía integrada.

### 4.1. Determinación del enrojecimiento

En esta sección describiremos una manera de determinar el enrojecimiento o exceso de color  $E(B - V)$  que afecta al flujo original integrado de un cúmulo estelar <sup>1</sup>. El método que expondremos a continuación, al que denominaremos “método de media”, ha sido desarrollado en el transcurso del presente trabajo y es particularmente atractivo porque permite automatizar de manera segura la tarea de derivar edades y enrojecimientos. Por esta razón, junto a otro método que también explicaremos, constituirá la base escogida en este trabajo para la determinación de edades y el enrojecimientos de cúmulos estelares.

#### 4.1.1. El método de media

En líneas generales, el “método de media” que proponemos a continuación consiste en hallar un enrojecimiento medio en el sentido que se precisará más adelante. Se trata, en rigor, de un método muy poderoso, ya que la cantidad de operaciones requeridas para determinar este enrojecimiento medio son pocas, en comparación con otros métodos,

---

<sup>1</sup>En realidad también es válido para cualquier objeto astronómico.

proporcionando a su vez buenos resultados. Esto lo hace particularmente útil para analizar una muestra grande de espectros integrados de cúmulos estelares. En lo que sigue desarrollaremos las ideas fundamentales.

Consideremos una fuente de luz (estrella o cúmulo estelar) ubicada en algún lugar de la Galaxia. Supongamos además que medimos el flujo monocromático proveniente de dicha fuente con ayuda de algún instrumento. Si la mencionada fuente se encuentra por detrás de una región capaz de atenuar su luz, el flujo monocromático medido será:

$$F(\lambda) = F_0(\lambda)10^{-0,4\xi(\lambda)E(B-V)}, \quad (4.1)$$

en la cual, en este trabajo,  $\xi(\lambda)$  es la ley de extinción interestelar de Seaton (1979),  $F(\lambda)$  el flujo observado,  $F_0(\lambda)$  el flujo original del objeto<sup>2</sup> y  $E(B - V)$  el enrojecimiento o exceso de color (parámetro que normaliza la curva media de extinción).

Por razones prácticas y de seguridad al momento de operar, suele normalizarse el flujo observado dividiéndolo por el flujo observado en una determinada longitud de onda<sup>3</sup>. De esta manera, la ecuación (4.1) normalizada, se escribe ahora de la siguiente manera:

$$F'(\lambda) = \frac{F(\lambda)}{F(\lambda_0)} = \frac{F_0(\lambda)10^{-0,4\xi(\lambda)E(B-V)}}{F_0(\lambda_0)10^{-0,4\xi(\lambda_0)E(B-V)}} \quad (4.2)$$

Compactando la expresión anterior resulta:

$$F'(\lambda) = F'_0(\lambda)10^{-0,4\xi'(\lambda)E(B-V)}, \quad (4.3)$$

en la cual ahora es:  $F'(\lambda) = \frac{F(\lambda)}{F(\lambda_0)}$ ,  $F'_0(\lambda) = \frac{F_0(\lambda)}{F_0(\lambda_0)}$  y  $\xi'(\lambda) = \xi(\lambda) - \xi(\lambda_0)$ .

La forma de la ecuación (4.1) resulta inalterada para  $F'(\lambda)$ ,  $F'_0(\lambda)$  y  $\xi'(\lambda)$ .

A partir de (4.3), se advierte inmediatamente que, si se conoce el flujo original del objeto, es posible hallar el valor de  $E(B - V)$  y viceversa. Supongamos ahora que conocemos  $F'_0(\lambda)$ . En este caso, el enrojecimiento  $E(B - V)$  es:

$$E(B - V) = -\frac{2,5}{\xi'(\lambda)} \log \frac{F'(\lambda)}{F'_0(\lambda)} \quad (4.4)$$

El primer miembro de esta ecuación es ciertamente una constante, en tanto que el segundo no lo es. No obstante, las variaciones de  $F'_0(\lambda)$ ,  $F'(\lambda)$  y  $\xi'(\lambda)$  deben ser tales

---

<sup>2</sup>En el Capítulo 3 se ha mostrado que, aún desconociendo el flujo original del objeto, es posible utilizar una librería de espectros patrones para aproximarlos. Por el momento lo supondremos conocido.

<sup>3</sup>Si bien la longitud de onda  $\lambda_0$  de normalización es arbitraria, suele escogerse 5870 Å. El porqué de la normalización de los espectros quedará claro en el Capítulo 5.

que el enrojecimiento  $E(B - V)$  resulte una constante. Inmediatamente notamos que el punto de normalización es singular, ya que no tiene sentido definir el enrojecimiento en el mismo. Esto es así porque tanto el flujo enrojecido como el intrínseco pivotean sobre este punto.

Es esperable que el enrojecimiento tenga algún ruido producido por el proceso de medición en sí mismo debido principalmente al conteo fotónico. En este sentido sería correcto, desde un punto de vista físico, escribir la siguiente igualdad:

$$E(B - V)_i = -\frac{2,5}{\xi'(\lambda_i)} \log \frac{F'(\lambda_i)}{F'_0(\lambda_i)} \quad (4.5)$$

La ecuación (4.5) indica que para cada  $\lambda_i$ , corresponde un enrojecimiento  $E(B - V)_i$  distinto. Por otro lado, dado que la diferencia entre los diferentes enrojecimientos asociados a diferentes longitudes de onda proviene sólo del ruido introducido en el proceso de medición, es esperable que los mismos no se distribuyan de cualquier manera. Más bien, es esperable tener una distribución predecible de enrojecimientos  $E(B - V)_i$ . La cuestión que nos atañe es entonces determinar la forma que tiene esta distribución en ausencia de errores sistemáticos.

#### 4.1.2. Distribución de $E(B - V)_i$

Antes de determinar la distribución de enrojecimientos esperable, es conveniente analizar nuevamente, con algún detalle, la ecuación (4.3).

Es bien sabido que, para cada  $\lambda$ , el ruido asociado al flujo observado sigue una distribución de Poisson ya que, el proceso de medición del flujo se lleva a cabo mediante conteo de fotones. Por otro lado, para tiempos de integración muy largos, la frecuencia esperada de detección de fotones resulta muy grande, con lo que el ruido puede aproximarse muy bien por una distribución normal. De esta manera, es razonable pensar que  $F'(\lambda) \sim N(\mu, \sigma)$ . En otras palabras, la variable aleatoria producida por la medición pertenece a la siguiente función de distribución de probabilidad:

$$f(F'_\lambda; \mu_\lambda, \sigma_\lambda) = \frac{1}{\sigma_\lambda \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(F'_\lambda - \mu_\lambda)^2}{2\sigma_\lambda^2}} \quad (4.6)$$

y, en principio, se tiene una función de distribución de probabilidad normal con parámetros  $\mu_\lambda$  y  $\sigma_\lambda$  para cada  $\lambda$ .

Por lo tanto, para cada  $\lambda$  y en ausencia de errores sistemáticos,  $F'(\lambda)$  puede considerarse una variable aleatoria perteneciente a una distribución de probabilidad gaussiana. Si bien esta información es suficiente para derivar la forma de la distribución a la que pertenece el enrojecimiento medido en cada longitud de onda, adoptaremos aquí una manera un poco más intuitiva para derivarla. Podemos escribir de otra forma la ecuación (4.3):

$$G_\lambda = e^{-\gamma_\lambda E(B-V)}, \quad (4.7)$$

en la cual  $G_\lambda = \frac{F'(\lambda)}{F'_0(\lambda)}$  es una nueva variable aleatoria perteneciente a cierta función de distribución y  $\gamma_\lambda = 0,4 \ln(10) \xi'(\lambda)$ .

De la ecuación (4.7) puede despejarse muy fácilmente el enrojecimiento, siempre que supongamos que la relación entre  $G_\lambda$  y  $e^{-\gamma_\lambda}$  sea tal que  $E(B - V)$  resulte una constante de valor  $E(B - V)_0$ . En efecto:

$$E(B - V)_0 = -\frac{\ln(G_\lambda)}{\gamma_\lambda}. \quad (4.8)$$

En general, no es cierto que la relación entre  $G_\lambda$  y  $e^{-\gamma_\lambda}$  sea de esta naturaleza. Debido al proceso de medición, existen ruidos asociados a la determinación del flujo observado y del flujo intrínseco. Estos ruidos tienen como consecuencia que el valor de  $E(B - V)$  no sea una constante y difiera para cada longitud de onda. En otras palabras, es esperable que tengamos una distribución de enrojecimientos que dependa de la longitud de onda. Para simplificar un poco el análisis, podemos suponer que la determinación de  $G_\lambda$  tiene asociada una incerteza  $\delta G_\lambda$  que puede considerarse como la dispersión típica de la distribución a la cual  $G_\lambda$  pertenece. De esta manera,

$$E(B - V)_\lambda = -\frac{1}{\gamma_\lambda} \ln \left[ G_\lambda \left( 1 + \frac{\delta G_\lambda}{G_\lambda} \right) \right]. \quad (4.9)$$

Suponiendo que  $\frac{\delta G_\lambda}{G_\lambda} \sim 0$ , podemos desarrollar la ecuación anterior, de manera que:

$$E(B - V)_\lambda \sim -\frac{\ln(G_\lambda)}{\gamma_\lambda} - \frac{\delta G_\lambda}{\gamma_\lambda G_\lambda}. \quad (4.10)$$

Utilizando la ecuación (4.7) tenemos inmediatamente que:

$$E(B - V)_\lambda \sim E(B - V)_0 - \frac{\delta G_\lambda}{G_\lambda} \frac{1}{\gamma_\lambda}. \quad (4.11)$$

En la región visible del espectro electromagnético, la curva de extinción  $\xi(\lambda) \propto \frac{1}{\lambda}$ , de manera que el enrojecimiento más probable para cada  $\lambda$  es:

$$E(B - V)_\lambda = E(B - V)_0 - \frac{\delta G_\lambda}{G_\lambda} \frac{\lambda \lambda_0}{K(\lambda_0 - \lambda)} \quad (4.12)$$

donde  $K$  es la constante de proporcionalidad, cuyo valor es  $K \sim 10^4 \text{ \AA/mag}$ .

Hemos mostrado así que, para cada longitud de onda, el valor del enrojecimiento  $E(B - V)$  que esperamos medir escala proporcionalmente a  $\frac{\delta G_\lambda \lambda_0}{G_\lambda K}$  y sigue la curva  $\frac{\lambda}{\lambda_0 - \lambda}$ .

De esta manera,  $E(B - V)_0$  puede determinarse simplemente haciendo:

$$\begin{aligned} \lim_{\lambda \rightarrow \pm\infty} E(B - V)_\lambda &= - \lim_{\lambda \rightarrow \pm\infty} \frac{\delta G_\lambda}{G_\lambda} \frac{\lambda \lambda_0}{K(\lambda_0 - \lambda)} + E(B - V)_0 \\ &= - \lim_{\lambda \rightarrow \pm\infty} \frac{\delta G_\lambda}{G_\lambda} \frac{\lambda_0}{K} + E(B - V)_0 \end{aligned} \quad (4.13)$$

Para la región visible del espectro,  $\lambda_0 \sim 10^3 \text{ \AA}$ , en tanto que  $K \sim 10^4 \text{ \AA/mag.}$ , con lo que  $\frac{\lambda_0}{K} \sim 10^{-1} \text{ mag.}$  y el enrojecimiento medido para cada longitud de onda es:

$$\lim_{\lambda \rightarrow \pm\infty} E(B - V)_\lambda \sim E(B - V)_0 + O\left(\frac{\delta G_\lambda}{G_\lambda}\right) 10^{-1}. \quad (4.14)$$

De este modo, vemos que el valor del enrojecimiento  $E(B - V)_0$  determinado a través de este método está principalmente limitado por el valor de  $\frac{\delta G_\lambda}{G_\lambda}$ . Si, por ejemplo,  $O\left(\frac{\delta G_\lambda}{G_\lambda}\right) \sim 10^{-2} \text{ mag.}$ , cometeremos un error de al menos  $10^{-3} \text{ mag.}$  en la determinación del enrojecimiento  $E(B - V)$ . Si la dispersión típica de  $G_\lambda$  es pequeña, entonces podremos decir que:

$$\lim_{\lambda \rightarrow \pm\infty} E(B - V)_\lambda \sim E(B - V)_0 \quad (4.15)$$

La distribución teórica y observada para un espectro enrojecido por un  $E(B - V)$  arbitrario de 0.5 mag. se ilustra en la Fig. (4.1). Para obtener este gráfico, se ha determinado un enrojecimiento  $E(B - V)_\lambda$  para cada  $\lambda$  del espectro en cuestión. Se aprecia efectivamente que el valor más probable de  $E(B - V)_\lambda$  depende de la longitud de onda. La forma funcional de la dependencia está dada por la ecuación (4.12). Dado que la distribución de puntos medidos concuerda muy bien con la distribución hallada teóricamente, disponemos así de un nuevo método para determinar el enrojecimiento  $E(B - V)_0$  que afecta a un objeto astronómico, siempre que conozcamos el flujo original del mismo y la ley de extinción.

Una forma práctica de aplicar este método sería utilizar, por ejemplo, el algoritmo de Levenberg-Marquardt para ajustar los parámetros  $\delta G_\lambda / G_\lambda$  y  $E(B - V)_0$ . No es necesario ajustar el punto  $\lambda_0$  ya que es conocido. A pesar de que este escenario luce bien, no es muy recomendable seguir este camino, ya que no es posible lograr la convergencia fácilmente para este tipo de función, la cual tiene claramente una singularidad en el punto  $\lambda_0$ .

Una forma más estable de aplicar este método consiste en definir un enrojecimiento medio  $\langle E(B - V)_\lambda \rangle$ . Esto queda justificado de la siguiente manera:

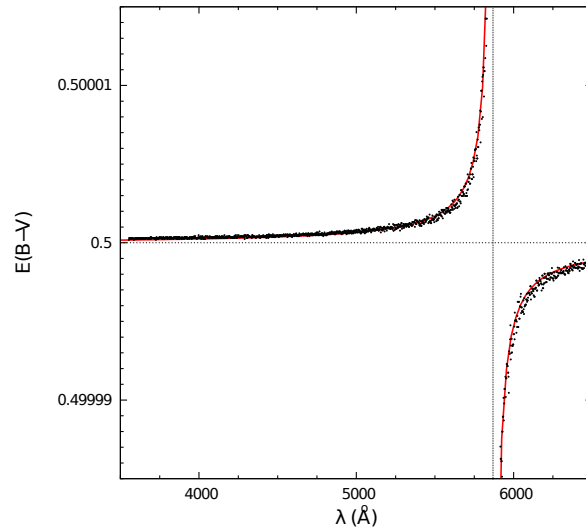


Figura 4.1:  $E(B - V)$  en función de la longitud de onda. El hecho de que no exista un único  $E(B - V)$  para cada  $\lambda$ , se debe a que el valor más probable de la distribución de  $E(B - V)$  depende de la longitud de onda considerada. En puntos negros se muestran los puntos medidos, en tanto que con línea roja se muestra la curva del máximo de probabilidad para el  $E(B - V)$ , en función de la longitud de onda esperada.

Por definición, el valor medio de  $\langle E(B - V) \rangle$  es:

$$\langle E(B - V)_{\lambda} \rangle = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{\int_{-t}^t d\lambda} \int_{-t}^t E(B - V)_{\lambda} d\lambda, \quad (4.16)$$

lo cuál explícitamente es:

$$\langle E(B - V)_{\lambda} \rangle \sim \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{2t} \int_{-t}^t \left[ -10^{-1} \frac{\delta G_{\lambda}}{G_{\lambda}} \frac{\lambda}{\lambda_0 - \lambda} + E(B - V)_0 \right] d\lambda. \quad (4.17)$$

Si bien es esperable que  $\frac{\delta G_{\lambda}}{G_{\lambda}}$  dependa ligeramente de la longitud de onda debido a la sensibilidad instrumental, podemos pensar que es constante y de valor  $\frac{\delta G}{G}$ . Evidentemente, en ausencia de errores sistemáticos,  $\delta G$  producirá que los puntos medidos se encuentren por encima y por debajo de la curva  $\frac{1}{\gamma_{\lambda}}$  de manera aleatoria. Esto tendrá como consecuencia que la integración se realice efectivamente sobre la curva  $\frac{1}{\gamma_{\lambda}}$ . Teniendo esto en cuenta, podemos escribir que:

$$\int -10^{-1} \frac{\delta G}{G} \frac{\lambda}{\lambda_0 - \lambda} d\lambda \sim \beta [\lambda_0 \ln(\lambda - \lambda_0) + \lambda], \quad (4.18)$$

en la cual  $\beta$  es el producto de la constante de proporcionalidad de la curva de extinción, la longitud de onda de normalización y el error típico que puede cometerse por apartamientos sistemáticos de  $\frac{\delta G}{G}$ . El otro término de la integral es:

$$\int E(B - V)_0 d\lambda = E(B - V)_0 \lambda. \quad (4.19)$$

Evaluando cuidadosamente estas integrales, se obtiene que para errores no sistemáticos en  $G$ :

$$\begin{aligned} \langle E(B - V)_\lambda \rangle &= E(B - V)_0 + \beta \\ &\sim E(B - V)_0 + 10^{-1} O\left(\frac{\delta G}{G}\right), \end{aligned} \quad (4.20)$$

en la cual nuevamente  $O\left(\frac{\delta G}{G}\right)$  indica el error producido por apartamientos sistemáticos de  $G$ .

Hemos entonces demostrado que la determinación del valor medio de  $\langle E(B - V)_\lambda \rangle$  produce el mismo resultado que intentar hallar los parámetros de la función, siempre que el intervalo de integración sobre el cual se tome el valor medio sea simétrico. Si  $\frac{\delta G}{G} \sim 0$ , entonces  $\langle E(B - V)_\lambda \rangle \sim E(B - V)_0$ . El procedimiento de tomar el valor medio es más sencillo, es estable y requiere menor cantidad de cuentas que la utilización de cualquier algoritmo de ajuste. Por esta razón, este es el método que adoptaremos para determinar el exceso de color intrínseco  $E(B - V)_0$ .

La deducción anterior fue realizada teniendo en cuenta que disponemos de una distribución continua de valores de  $E(B - V)_\lambda$ . Para el caso de una distribución discreta, definimos el enrojecimiento medio  $\langle E(B - V) \rangle$  de la siguiente manera:

$$\langle E(B - V) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E(B - V)_i \quad (4.21)$$

donde el subíndice  $i$  indica al enrojecimiento medido utilizando la  $i$ -ésima longitud de onda según la ecuación (4.5) y  $N$  es la cantidad de puntos espectrales analizados.

El algoritmo básico para determinar el enrojecimiento siguiendo este método sería entonces el siguiente:

- Normalizar el espectro observado y el espectro original en el punto medio  $\langle \lambda \rangle = \frac{\lambda_{min} + \lambda_{max}}{2}$  de modo que la cantidad de puntos a un lado y otro del punto de normalización sea la misma.

- Computar la curva de extinción  $\xi'(\lambda) = \xi(\lambda) - \xi(\langle \lambda \rangle)$
- Determinar, para cada longitud de onda, el enrojecimiento  $E(B-V)_i = -\frac{2,5}{\xi'(\lambda_i)} \log \frac{F'(\lambda_i)}{F'_0(\lambda_i)}$ , donde  $F'(\lambda_i)$  y  $F'_0(\lambda_i)$  son los flujos observado y original, correspondientemente normalizados en  $\langle \lambda \rangle$ .
- Determinar  $\langle E(B-V)_\lambda \rangle$  y adoptar este valor como el enrojecimiento que afecta al espectro en cuestión, siempre y cuando  $\sigma_\lambda$  sea pequeño.

En la próxima sección presentaremos otro método para determinar el enrojecimiento que afecta a un objeto astronómico, el cual juntamente con el “método de media”, proporcionará una poderosa herramienta para la determinación de edades y enrojecimientos de cúmulos estelares de pequeño diámetro angular.

### 4.1.3. El método $\chi^2$

Consideremos nuevamente la ecuación (4.3), la cual vincula el flujo observado de un objeto astronómico enrojecido con su flujo original, la ley de extinción y el enrojecimiento:

$$F'(\lambda) = F'_0(\lambda)e^{-\gamma_\lambda E(B-V)_0}$$

Debido a la forma de esta ecuación, el flujo original o intrínseco del objeto es:

$$F'_0(\lambda) = F'(\lambda)e^{\gamma_\lambda E(B-V)}. \quad (4.22)$$

Dado que la forma de las ecuaciones que expresan el flujo observado<sup>4</sup> y original del objeto en función del flujo original y observado respectivamente es la misma, es posible pensar que para hallar el valor de  $E(B-V)$  podemos construir una sucesión de flujos, cuyos términos resulten de la aplicación de diferentes enrojecimientos al flujo observado. La idea básica es calcular tantos términos como sea posible hasta lograr que el flujo observado sea igual al flujo original del objeto, el cual puede suponerse por el momento conocido o dado por un espectro patrón. Podemos entonces construir la sucesión del siguiente modo:

$$\begin{aligned} F'(\lambda) &= F'_0(\lambda)e^{-\gamma(\lambda)E(B-V)} \\ F_1(\lambda) &= F'(\lambda)e^{-\gamma(\lambda)E(B-V)_1} \\ F_2(\lambda) &= F'(\lambda)e^{-\gamma(\lambda)E(B-V)_2} \\ &\vdots \\ F_N(\lambda) &= F'(\lambda)e^{-\gamma(\lambda)E(B-V)_N}. \end{aligned} \quad (4.23)$$

Si hallamos algún  $E(B-V)_N$  para el cual se cumpla que:

---

<sup>4</sup>Bien podríamos nombrar al flujo observado “flujo enrojecido”.



$$F_N(\lambda) = F'_0(\lambda),$$

habremos solucionado el problema de hallar el enrojecimiento  $E(B - V)$  que afecta al flujo observado. En efecto,  $E(B - V) = -E(B - V)_N$

La manera más directa de determinar si el  $N$ -ésimo flujo de la sucesión es igual al flujo original del objeto, desafectado de extinción interestelar, es analizar la suma cuadrática de los residuos correspondientemente normalizada:

$$\chi^2(E(B - V)_j) = \sum_{i=1}^m \frac{(F_j(\lambda_i) - F_0(\lambda_i))^2}{F_0(\lambda_i)} \quad (4.24)$$

La función  $\chi^2$  debería tener un mínimo en un intervalo cerrado de enrojecimientos. Dado que no mostraremos que el mínimo es global y único, debemos justificar, de alguna manera, en qué dominio de  $E(B - V)$  debemos buscarlo. Esto lo justificaremos más adelante cuando expliquemos el método finalmente adoptado para determinar el enrojecimiento. Podemos dar ahora el algoritmo del método  $\chi^2$  para hallar el enrojecimiento  $E(B - V)$ :

- Normalizar el espectro observado y el espectro original en una longitud de onda  $\lambda_0$  arbitraria
- Computar la curva de extinción  $\xi'(\lambda) = \xi(\lambda) - \xi(\lambda_0)$
- Construir la sucesión propuesta, enrojeciendo el flujo observado por distintos valores de  $E(B - V)_j$
- Computar el valor de la función  $\chi^2(E(B - V)_j)$
- Adoptar como enrojecimiento  $E(B - V)$  el valor de  $-E(B - V)_N$ , siendo  $E(B - V)_N$  el enrojecimiento que minimiza la función  $\chi^2(E(B - V)_j)$

## 4.2. Determinación simultánea de edad y enrojecimiento

En las secciones anteriores vimos cómo determinar el enrojecimiento que afecta a un objeto astronómico utilizando espectroscopía. No obstante, habíamos supuesto que conocíamos de antemano el flujo original del objeto. En esta sección veremos que, en realidad, la determinación del enrojecimiento no puede realizarse independientemente de la determinación del flujo original del objeto en cuestión. Matemáticamente, el enrojecimiento depende del flujo original del objeto que se utilice y viceversa, aunque físicamente tal degeneración no exista. Debemos entonces establecer un criterio que permita determinar sin ambigüedad el flujo original del objeto y el enrojecimiento  $E(B - V)$  que lo afecta.

En el contexto de los cúmulos abiertos, como se mostró en el capítulo 3, la determinación del flujo original del objeto puede hacerse utilizando los espectros patrones

existentes, llevando inmediatamente a la estimación de su edad y, a su vez, al conocimiento del enrojecimiento que lo afecta <sup>5</sup>.

Bajo estas consideraciones, veamos cómo se aplicarían el “método de media” y el método  $\chi^2$  para determinar simultáneamente la edad y el enrojecimiento de un cúmulo abierto.

#### 4.2.1. El método de media y $\chi^2$ simultáneamente

Antes de considerar las hipótesis del “método de media”, necesitamos de antemano que la ecuación (4.3) sea cierta. En otras palabras, si consideramos que el flujo observado del objeto se relaciona con el enrojecimiento  $E(B - V)$ , el cual está bien definido y es único para el objeto considerado a través de un  $k$ -ésimo espectro patrón erróneamente seleccionado de la siguiente manera:

$$F'(\lambda) = F'_{0k}(\lambda)e^{-\gamma_\lambda E(B-V)}, \quad (4.25)$$

estaremos cometiendo un error sistemático en la determinación individual de  $E(B - V)$ , ya que no será cierto que, en ausencia de ruido:

$$E(B - V) = -\frac{\ln(G_\lambda)}{\gamma_\lambda}.$$

Esto es así ya que no existirá una relación entre  $G_\lambda$  y  $\gamma_\lambda$  que permita que  $E(B - V)$  sea una constante, con lo que, a pesar de que el ruido en la determinación del flujo observado sea pequeño,  $E(B - V)_\lambda$  no seguirá la distribución (4.12) pues la gran componente sistemática presente en  $G_\lambda$  la distorcionará. La distribución será más diferente a la teóricamente hallada mientras más alejado esté el  $k$ -ésimo espectro patrón del flujo original del objeto. Este comportamiento, evidenciado en la Fig. 4.3, nos proporciona una manera de detectar si el espectro patrón adoptado es o no correcto. Si la distribución de enrojecimientos observada puede ser ajustada por la distribución hallada teóricamente dentro de ciertos márgenes, es ciertamente aceptable pensar que el espectro patrón adoptado es correcto. Si no es posible hacer esto, el espectro patrón debe descartarse y, por lo tanto, el enrojecimiento  $E(B - V)_0$  determinado mediante el “método de media” no tendrá sentido físico alguno.

Anteriormente habíamos mencionado que descartaríamos el intento de ajustar y determinar los parámetros de la distribución de enrojecimientos, ya que en general no es fácil hacerlo. Si a esto se agrega el hecho de que al elegir un espectro patrón equivocado, se produce la deformación de la distribución, la mejor opción es sin duda combinar el “método de media” con el método  $\chi^2$ .

---

<sup>5</sup>Esto es cierto siempre que la ley de extinción utilizada sea correcta en la dirección de observación.

El método  $\chi^2$ , para el caso en el que el espectro patrón correcto es desconocido, se basa en hallar el mínimo de la función:

$$\chi^2(E(B-V)_j; F'_{0k}) = \chi_{jk}^2 = \sum_{i=1}^m \frac{(F_j(\lambda_i) - F'_{0k}(\lambda_i))^2}{F'_{0k}(\lambda_i)}, \quad (4.26)$$

donde  $F'_{0k}$  es el  $k$ -ésimo espectro patrón..

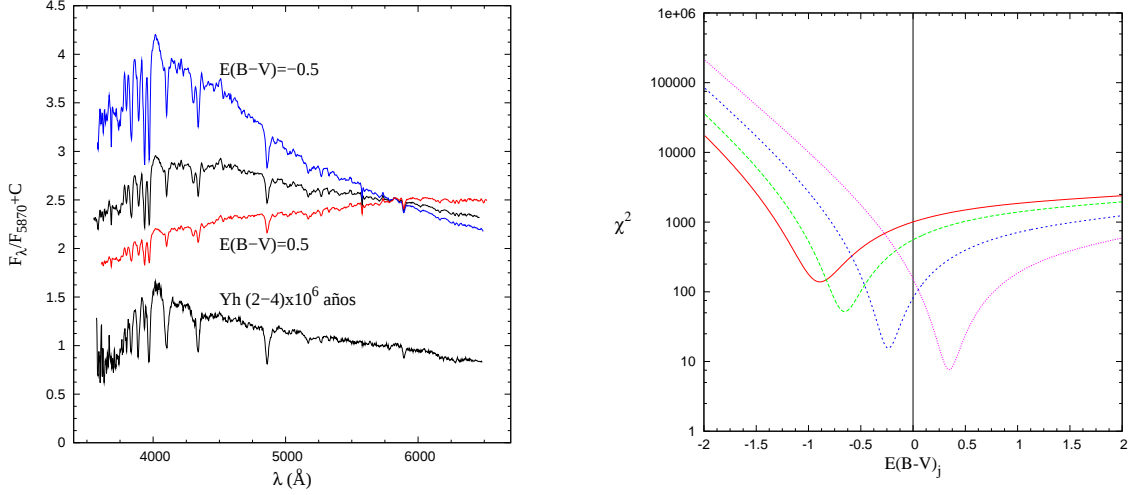


Figura 4.2: (Izquierda) Espectro integrado típico de un cúmulo abierto desafectado por distintos valores de  $E(B-V)$ , comparado con un espectro template de  $(2-4) \times 10^8$  años. (Derecha) Variación de  $\chi^2$  en función de  $E(B-V)_j$  para diferentes espectros templates, o bien distintos valores de  $k$ .

La determinación de la combinación más probable entre el espectro patrón y el enrojecimiento tiene entonces dos grados de libertad:  $j$  y  $k$ . No obstante ello, dada la naturaleza del problema, es posible fijar  $k$  y variar  $j$  hasta que  $F_{j\lambda} \sim F_{0k\lambda}$ . En este contexto, la combinación de los valores de  $j$  y  $k$  más adecuados al problema en cuestión se encuentra minimizando  $\chi_{jk}^2$ . Este procedimiento se ilustra en la Fig. 4.2.

Siguiendo este procedimiento es muy sencillo minimizar la función  $\chi_{jk}^2$  fijando  $k$  y variando  $j$ . Para cada  $k$  tendremos un mínimo dentro del dominio barrido de  $E(B-V)_j$ . Realizando el mismo procedimiento para todos los  $k$  disponibles, es decir, para todos los espectros patrones existentes, podremos caracterizar cada  $k$  con un valor de  $\chi^2$  y elegir finalmente de entre todos ellos el mínimo. Si bien este método parece fácilmente aplicable, persiste aún el problema de elegir el valor inicial desde el que debemos comenzar a buscar el mínimo para cada  $k$ . Está claro que podemos barrer el intervalo de enrojecimientos desde valores muy grandes negativos hasta valores muy grandes positivos y quedarnos con el valor negativo que minimice la función (siempre que podamos asegurar que no

existe ningún otro mínimo en dicho intervalo). Hacer esto no es probablemente una buena idea, ya que el procedimiento puede resultar bastante lento cuando se considera una muestra muy grande de espectros patrones. Una mejor opción es utilizar el “método de media” combinado con el método  $\chi^2$ . En efecto, el “método de media” involucra al menos la evaluación de uno o dos términos de la sucesión que genera el método  $\chi^2$ , con lo que se obtiene muy rápidamente un valor de  $E(B - V)$ , el cual puede servir como punto de partida para buscar el mínimo. Basta hallar el enrojecimiento  $\langle E(B - V) \rangle$  y buscar el mínimo de la función  $\chi^2$  dentro de un entorno comprendido entre  $\langle E(B - V) \rangle - \delta$  y  $\langle E(B - V) \rangle + \delta$ . ¿Qué ocurrirá con los espectros patrones equivocados o incorrectamente seleccionados? Ciertamente que los valores del enrojecimiento que producirán en este caso el “método de media” como el método  $\chi^2$  estarán equivocados. No obstante, esto no debe ser motivo de preocupación, ya que si bien esos espectros patrones pueden ser caracterizados por un valor de  $\chi^2$  encontrado a partir del “método de media”, a la hora de hallar el mínimo de entre todos los espectros patrones, éstos serán ignorados. En otras palabras, no es esperable que un espectro patrón que produzca resultados equivocados utilizando el “método de media”, pueda ser caracterizado con un valor de  $\chi^2$  inferior al que caracterizaría a uno que produzca resultados correctos. Los únicos espectros patrones relevantes son aquéllos en los que realmente el “método de media” funciona correctamente. Justamente, son estos espectros en los cuales se encontrará el mínimo de la función  $\chi_{jk}^2$ .

Teniendo en cuenta los argumentos anteriores, estableceremos finalmente el método adoptado en este trabajo para la determinación de la edad y el enrojecimiento, utilizando espectroscopía integrada. Los pasos a seguir son:

- Normalizar el espectro observado y el espectro patrón en el punto medio  $\langle \lambda \rangle = \frac{\lambda_{min} + \lambda_{max}}{2}$  de modo que la cantidad de puntos a uno y otro lado del punto de normalización sea la misma.
- Computar la curva de extinción  $\xi'(\lambda) = \xi(\lambda) - \xi(\langle \lambda \rangle)$ .
- Determinar, para cada longitud de onda, el enrojecimiento  $E(B-V)_i = -\ln(G_\lambda)/\gamma_\lambda$ , donde  $G_\lambda$  es el cociente entre el espectro observado y el espectro patrón, correspondientemente normalizados en  $\langle \lambda \rangle$  y  $\gamma_\lambda = 0,4 \ln(10)\xi'(\lambda)$
- Determinar  $\langle E(B - V)_\lambda \rangle$  y adoptar este valor como el enrojecimiento inicial para comenzar a evaluar la función  $\chi^2(E(B - V)_j)$ .
- Adoptar un intervalo comprendido entre  $\langle E(B - V) \rangle - \delta$  y  $\langle E(B - V) \rangle + \delta$ , en el cual  $\delta$  puede ser, por ejemplo,  $\sim 1$ .
- Finalmente, adoptar como enrojecimiento el valor  $E(B - V)_N$  que minimice la función  $\chi^2(E(B - V)_j)$ .

Este procedimiento mixto es mucho más veloz que aquél que resulta de aplicar sólo el método  $\chi^2$ , dado que el intervalo de búsqueda puede ser mucho más pequeño. A su vez,

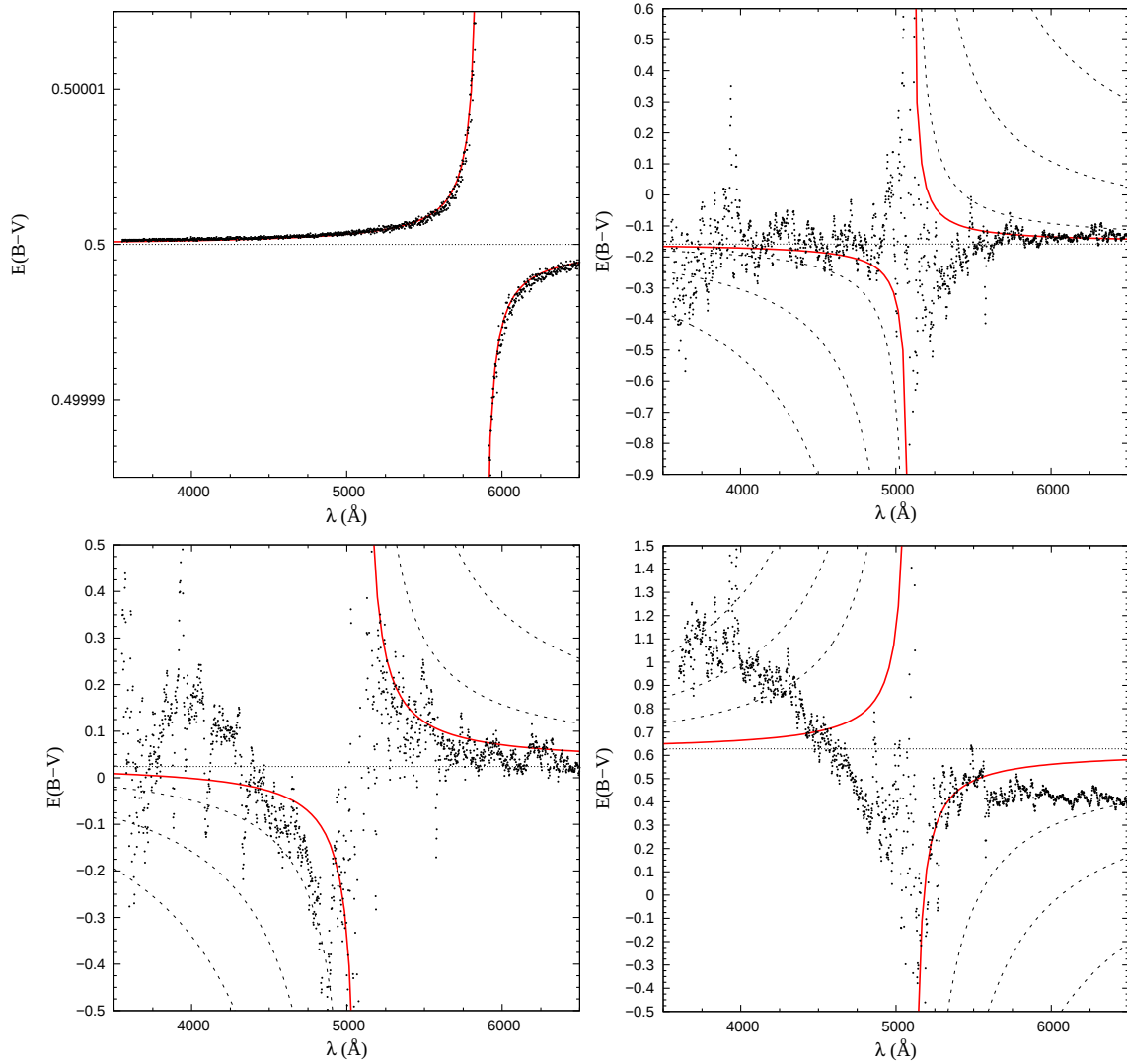


Figura 4.3: En esta figura se ilustra cómo se altera la forma de la distribución hallada para diferentes espectros patrones. La distribución teórica se logra utilizando el espectro original como espectro patrón (arriba izquierda). En el caso de las 3 figuras restantes, cada una se obtiene con un espectro patrón diferente. La distribución resulta más distorsionada cuanto más equivocado está el espectro patrón. En líneas rojas se muestra la distribución teórica esperada en tanto que en líneas de puntos horizontales se indica la media obtenida para cada caso. Las distintas curvas punteadas indican la forma de la distribución esperada para distintos valores de  $\frac{\delta G}{G}$ .

es mucho más seguro en cuanto podemos asegurar que el mínimo buscado está realmente muy cerca del valor  $\langle E(B - V) \rangle$ . Es, además, más confiable que el “método de media” porque la búsqueda del mínimo de la función  $\chi^2$  involucra un análisis global del espectro, no influyendo en el resultado final efectos muy localizados, realmente problemáticos a la hora de tomar un enrojecimiento medio. Por estas razones, creemos que éste debe ser el método a adoptar, sin lugar a dudas, para caracterizar una muestra muy grande de espectros patrones y determinar las edades y los enrojecimientos de cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular.

La implementación computacional del método es particularmente sencilla y permite automatizar por completo la determinación de la edad y el enrojecimiento, utilizando las librerías de espectros patrones existentes. En el presente trabajo, se han implementado ambos métodos en conjunto, lo que permite una completa sistematización y automatización de la determinación de edades y enrojecimientos de cúmulos abiertos, utilizando espectroscopía integrada.

### 4.3. Implementación de los métodos

La completa implementación de los métodos requiere algunos pasos intermedios, no mencionados en los algoritmos de este capítulo, necesarios cuando se construye un código capaz de ejecutarlos. Si bien no entraremos en los detalles de la programación de este código, creemos pertinente mencionar brevemente dos puntos que deben ser tomados con precaución y que son fuentes de incertezas.

#### 4.3.1. Cómo computar la curva de extinción

Debido a que los espectros integrados patrones de Piatti et al. (2002) y Ahumada et al. (2007) han sido corregidos por enrojecimiento interestelar utilizando la ley de extinción dada por Seaton (1979), en este trabajo mantendremos la misma ley. Debido a que la ley de Seaton posee unos pocos puntos medidos en la región visible, es necesario ajustar una curva suave a este conjunto de puntos para poder obtener una curva definida en los puntos en los que el espectro original ha sido observado. Si bien hay muchas maneras de hacer esto, hemos optado por utilizar splines cúbicos. La manera de implementarlos puede verse en Press (2002). De esta manera, logramos construir una función suave que represente la curva de extinción interestelar. Para hacer el código eficiente, la curva de extinción se determina sólo en los puntos necesarios.

#### 4.3.2. Operaciones entre los espectros

Tanto el “métodos de media” como el método  $\chi^2$  involucran operaciones entre los espectros observado y patrón, por lo que es necesario que esta operación esté bien definida para cada longitud de onda. Para operar entre los espectros es necesario determinar la intersección útil entre ambos. Debido a que, por lo general, el muestreo en longitudes de onda de ambos espectros no es el mismo, es necesario también determinar el valor del

flujo del espectro patrón en las longitudes de onda observadas efectivamente. Para hacer esto hemos optado, al igual que con la curva de extinción, por splines cúbicos, los cuales interpolan muy bien el valor del flujo. Esto logra, si se quiere, que ambos espectros se encuentren homologados para poder operar entre ellos.

### 4.3.3. Fast Integrated Spectra Analyzer (*FISA*)

La implementación de los métodos anteriormente explicados, el de media y el método  $\chi^2$ , se llevó a cabo construyendo un código en *FORTRAN 90*, utilizando *DISLIN*, una librería de ploteo de alto nivel para visualización de datos desarrollada por el *Max Planck Institute for Solar System Research*<sup>6</sup>. Utilizando esta librería, desarrollamos una aplicación, llamada *Fast Integrated Spectra Analyzer* o, simplemente *FISA* por sus siglas en inglés. Esta aplicación cuenta con un entorno gráfico que facilita la entrada de datos y la visualización de las salidas. *FISA* puede automatizar completamente la tarea de hallar el enrojecimiento y la edad más probable de un cúmulo abierto, utilizando espectroscopía integrada y una determinada librería de espectros patrones.

*FISA* permite principalmente encontrar rápidamente el enrojecimiento y la edad más probables de un cúmulo abierto, dado su espectro integrado en la región óptica del espectro. Funciona básicamente caracterizando, de forma manual o automática, cada espectro integrado observado con un enrojecimiento que minimice la función  $\chi^2$  para cada espectro patrón, seleccionando de entre todos los espectros patrones aquél que minimice globalmente la función  $\chi^2$ . El resultado es la estimación del enrojecimiento  $E(B - V)$  y la edad más probables para el cúmulo observado. Para que el usuario verifique la calidad del ajuste realizado para cada espectro patrón, *FISA* proporciona salidas gráficas inmediatas y los valores del enrojecimiento y la función  $\chi^2$  para los 10 espectros patrones cuyos valores de  $\chi^2$  sean más pequeños. *FISA* provee estas 10 salidas previendo que el usuario puede no conformarse con el mínimo y puede desear analizar otros posibles buenos ajustes, que en general pueden ser comparables con el mínimo global, existiendo variaciones mínimas en el valor de  $\chi^2$ . En el caso de que existan, por ejemplo, 3 espectros patrones que tengan valores cercanos de  $\chi^2$ , se espera que sea el usuario quien tome la decisión final. Si se desea comparar el espectro observado con los espectros patrones uno a uno, *FISA* permite hacer esto utilizando el modo manual, el cual permite a su vez la visualización inmediata de los resultados, mostrando simultáneamente el espectro observado corregido por enrojecimiento, el espectro patrón y el correspondiente flujo residual de manera que el usuario pueda valorar los resultados.

*FISA* permite también que el usuario elija entre el “método de media” o el método  $\chi^2$  para determinar el enrojecimiento más probable para cada espectro patrón, mostrando inmediateamente también, para el “método de media”, la distribución de enrojecimientos obtenida. Si bien no es recomendable la utilización del “método de media” por sí sólo, hemos permitido que el usuario visualice la distribución de enrojecimientos que con él se

<sup>6</sup>Disponible en <http://www.mps.mpg.de/dislin/>

obtiene, para permitirle valorar si es razonable pensar que el espectro integrado observado se relacione con el espectro patrón a través de la curva de extinción. Recordemos que de ser así, tenemos muy bien caracterizada la distribución de enrojecimientos esperada. De no observarse la distribución hallada teóricamente, es esperable que existan apartamientos sistemáticos entre los espectros y que el ajuste encontrado utilizando el método  $\chi^2$  no sea físicamente correcto.

Para el caso de la determinación automática de enrojecimientos, hemos permitido que el usuario elija el método con el que se buscará el mínimo de la función  $\chi^2$  para cada espectro patrón. A saber, existen dos posibilidades: la primera consiste en buscar el mínimo barriando un espacio de enrojecimientos suficientemente grande para hallar el mínimo, en tanto que la segunda utiliza como punto de partida el enrojecimiento hallado según el método de media, barriando un espacio mucho más pequeño. Obviamente, la segunda elección ahorra mucho tiempo de cómputo y la convierte en una solución atractiva para caracterizar un gran número de espectros. Los resultados obtenidos deberían ser los mismos.

Hemos decidido no dotar a *FISA* de la capacidad de exportar los datos directamente en formato de gráficos. Se ha escogido, sin embargo, exportar los resultados en un único archivo de salida, separado por índices, con un formato completamente compatible con *Gnuplot*. Se han reservado las primeras 14 líneas de cada archivo exportado para la cabecera o *header* del mismo. Esta cabecera permite consultar la información más relevante sobre el análisis realizado por *FISA*, como ser el nombre del objeto analizado, la fecha del análisis, la hora, el enrojecimiento hallado, el espectro patrón adoptado, y el número del índice que poseen los datos.

Para facilitar la tarea de escoger un espectro patrón de entre los muchos espectros patrones de la librería, se ha creado una lista interactiva en la que el usuario puede elegir aquel espectro patrón con el que desea trabajar, dejando 60 lugares disponibles para futuros espectros patrones. Esta lista puede actualizarse en cualquier momento sin necesidad de acceder al código.

Respecto a la ley de extinción, si bien en todo este trabajo hemos utilizado la ley de Seaton (1979), hemos dejado abierta la posibilidad de que se utilicen, en el futuro, leyes de extinción determinadas con posterioridad como, por ejemplo, la ley de extinción denominada CCM, mencionada en el capítulo 2. Las leyes de extinción pueden también cargarse en *FISA*, sin necesidad de acceder al código, permitiendo así que cualquier persona lo actualice en el futuro.

*FISA* permite, finalmente, escoger diferentes espectros patrones promediados con el fin de obtener una mejor resolución temporal. Tiene incluido en su base de datos el promedio de todos los espectros patrones publicados hasta el momento. Por otro lado, si se desea utilizar un espectro patrón diferente de los espectros patrones de cúmulos abiertos, *FISA* permite cargar un espectro externo que puede cumplir esta función. Asimismo, *FISA*



provee una herramienta para promediar diferentes espectros por si esto fuese necesario en algún momento.

## 4.4. Resumen

En este capítulo hemos presentado dos métodos fundamentales para la determinación del enrojecimiento  $E(B - V)$  y la edad de cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular, utilizando la técnica de espectroscopía integrada y espectros integrados patrones. El “método de media” demuestra ser muy útil para determinar un punto de partida para hallar el enrojecimiento de un cúmulo. No obstante, hemos mostrado que por sí sólo no constituye un método muy poderoso, ya que en la práctica son esperables muchos apartamientos sistemáticos entre los espectros integrados patrones y los espectros integrados observados. Hemos mostrado que este efecto sistemático puede salvarse medianamente utilizando el método  $\chi^2$ , el cual tiene en cuenta la forma global del espectro, sin influir demasiado apartamientos locales. Concluimos que la opción más segura para hallar el enrojecimiento de un cúmulo es, sin lugar a dudas, una combinación de ambos métodos. La utilización del “método de media” permite acelerar mucho los cálculos requeridos, por lo que constituye una aproximación muy interesante para el análisis de una gran cantidad de cúmulos. Finalmente hemos mencionado brevemente cómo se implementan estos métodos en la práctica, interpolando tanto la curva de extinción como el espectro patrón en las longitudes de onda observadas. Estas interpolaciones pueden ser fuentes de error que uno debe tener en cuenta. Finalmente, presentamos las características fundamentales que posee la herramienta computacional desarrollada (*FISA*) para automatizar completamente la determinación de la edad y el enrojecimiento de un cúmulo abierto de pequeño diámetro angular utilizando espectroscopía integrada y las librerías de espectros patrones existentes.



# 5 Observaciones espectroscópicas integradas y reducción de los datos

En los capítulos anteriores hemos presentado los fundamentos teóricos que justifican el estudio de la luz integrada de los cúmulos estelares de pequeño diámetro angular. Hemos mostrado también el modo de implementar los resultados obtenidos para determinar fundamentalmente la edad y el enrojecimiento de estos objetos. Sin embargo, nada hemos mencionado aún sobre cómo obtener los datos necesarios para realizar estas determinaciones. En el presente capítulo abordaremos este tema, focalizando nuestra atención en la técnica observacional que permite abordar este tipo de estudios. Presentaremos también los fundamentos de nuestro plan de observación. Explicaremos brevemente algunos aspectos básicos de la reducción de los datos y finalmente describiremos la manera en la que se aplicaron a nuestras observaciones.

## 5.1. La técnica de espectroscopía integrada

La espectroscopía integrada es una técnica mediante la cual se obtiene el espectro de la luz integrada de un conjunto de fuentes luminosas resueltas o no. En el contexto de lo presentado en el capítulo 3, es de interés en el presente trabajo obtener espectros integrados de cúmulos estelares. Esto es así porque hemos mostrado que el espectro integrado de un cúmulo puede caracterizar su estado evolutivo. Dicho espectro es simplemente la distribución de la radiación neta del cúmulo. Mientras más viejo sea el objeto en cuestión, en líneas generales, se espera que la distribución de su radiación integrada tenga un exceso hacia el rojo<sup>1</sup>.

En esencia, un espectro integrado se obtiene haciendo incidir sobre la ranura de un espectrógrafo la luz proveniente de un objeto compuesto por fuentes resueltas o no. Por lo general, esto no puede lograrse debido a que el diámetro angular de la ranura proyectada sobre el cielo, suele ser algo menor que el diámetro angular del objeto en cuestión. Para resolver este problema, suele barrerse por partes el objeto extenso, procurando que la cantidad de luz por unidad de tiempo que ingresa a la ranura sea la misma para cada sector del objeto extenso observado. Por esta razón, esta técnica es particularmente aplicable a cúmulos estelares de pequeño diámetro angular. En efecto, cuanto más pequeño sea un objeto extenso, más sencillo y seguro será el procedimiento de obtener el espectro integrado. La observación se realiza de manera de permitir que el detector integre en

---

<sup>1</sup>Rigurosamente hablando, esta aseveración es cierta siempre y cuando la rama gigante roja del cúmulo esté suficientemente poblada. Si el cúmulo es demasiado viejo, puede no ser cierta.

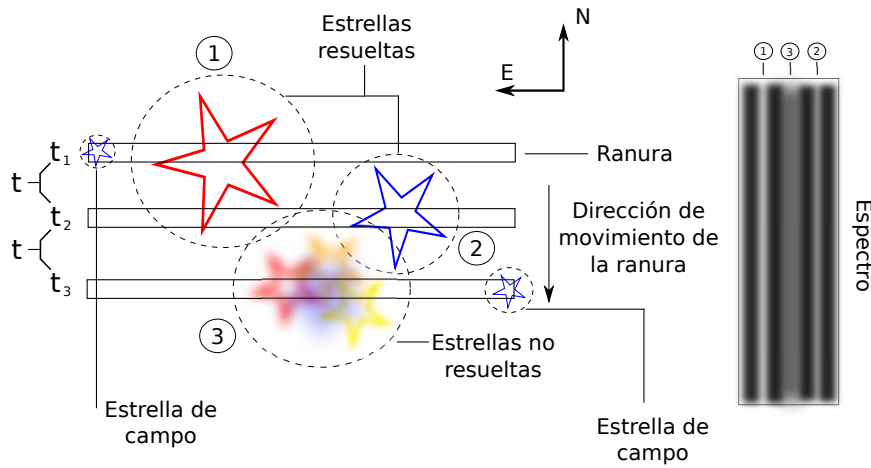


Figura 5.1: Esquema de la adquisición de un espectro integrado de un cúmulo abierto con algunas fuentes resueltas y no resueltas. Se muestran además estrellas del campo que pueden contaminar el espectro. Los espectros resultantes luego de desplazar la ranura en la dirección norte-sur, se muestran a la derecha, indicando a qué región del objeto extenso corresponde cada uno.

la misma imagen las contribuciones de cada sector del objeto. Esto se ilustra en el esquema de la Fig. 5.1, en el cual se muestra claramente un cúmulo abierto con algunas componentes resueltas, otras no resueltas y algunas inevitables estrellas de campo. Esto es típicamente lo que se presenta al observador en el momento de adquirir el espectro. En el transcurso de cada integración, los comandos del movimiento fino del telescopio permiten desplazar la ranura en el sentido de la declinación (norte-sur), permitiendo que el espectro de la ranura iluminada por el objeto extenso quede impreso sobre el detector. En la Fig. 5.1, la ranura barre 3 regiones diferentes del cúmulo en los tiempos  $t_1$ ,  $t_2$  y  $t_3$  de modo que  $t_2 - t_1 = t$  y  $t_3 - t_1 = 2t$ . Esto produce como resultado el espectro observado a la derecha del esquema, en el cual pueden verse las contribuciones de las dos componentes resueltas y, en el medio, más tenue, la contribución de las componentes no resueltas. En los bordes de la imagen del espectro pueden verse pequeñas contribuciones de las estrellas del campo que no deben ser tenidas en cuenta. Según el esquema de la Fig. 5.1, el tiempo neto de integración es  $2t$ .

En la práctica, suele elegirse el tiempo neto de integración  $t$  de manera que la relación señal/ruido ( $S/N$ ) sea lo suficientemente elevada como para permitir realizar los análisis posteriores. Si la ranura tiene un diámetro angular  $\alpha$  proyectado en el cielo y el diámetro angular (en la dirección norte-sur) del objeto es  $\beta$ , de modo que  $\beta \sim n\alpha$ , siendo  $n$  un entero (por ejemplo 3 ó 4), elegiremos como tiempo característico  $t_n$  para desplazar la ranura el siguiente:

$$t_n \sim \frac{t}{n}, \quad (5.1)$$

de modo que al desplazar la ranura  $n$  veces en la dirección norte-sur, hayamos cubierto el cúmulo por completo, una sola vez cada sector. Este procedimiento nos asegurará que, si el objeto observado es un cúmulo, estaremos dentro de las hipótesis presentadas en el capítulo 3, las cuales dan validez a la técnica. Cuando se observan fuentes extensas cuyos tamaños son del orden de 3 o 4 veces la ranura, debemos ser sumamente cuidadosos en respetar los tiempos de integración parciales  $t_n$  para cada sector del objeto. En efecto, si esta precaución no se tiene en cuenta, podríamos introducir serios errores sistemáticos en el espectro observado, produciéndose excesos de color en el mismo, debido principalmente a haberle dado más importancia a ciertas regiones del cúmulo. Esto puede ocurrir con frecuencia cuando en el cúmulo hay algunas estrellas rojas o azules, comparativamente brillantes. En este contexto, sería por supuesto deseable que el diámetro angular del cúmulo observado sea lo más pequeño posible o bien que el diámetro angular de la ranura proyectado sobre el cielo sea del mayor tamaño posible. De esta manera, no habría que mover demasiado la ranura, evitando posibles errores sistemáticos. De los dos parámetros libres mencionados, podemos sólo modificar el segundo. Dado que el tamaño de la ranura condiciona la resolución espectral, tenemos también un límite en este sentido.

En este trabajo hemos adoptado un tamaño fijo para la ranura el cual, juntamente con la red de difracción utilizada, nos proporciona una resolución útil para nuestros propósitos. Para disminuir entonces los errores sistemáticos, hemos realizado una cuidadosa selección de cúmulos abiertos que posean principalmente un pequeño diámetro angular (típicamente por debajo de los 3 minutos de arco).

## 5.2. Selección de la muestra

Por lo expresado precedentemente, nuestro trabajo comenzó con una cuidadosa selección de los cúmulos que serían observados. Las observaciones se llevaron a cabo durante un turno de observación en el Complejo Astronómico El Leoncito (*CASLEO*), Argentina, durante el mes de febrero de 2010. Consecuentemente, el primer criterio de selección consistió en elegir observables desde el *CASLEO* para esa fecha. Esto significa que las respectivas declinaciones no deberían superar típicamente los 10 grados en el hemisferio norte, en tanto que las ascenciones rectas deberían estar comprendidas entre  $\sim 6^h$  y  $\sim 16^h$ .

El segundo criterio consistió en seleccionar de entre aquellos objetos observables en el *CASLEO* en el mes de febrero, aquéllos con un diámetro típicamente menor o igual que  $3'$ .

Un tercer criterio, esencial desde el punto de vista astrofísico, es que los objetos seleccionados en base a los 2 criterios anteriores, no registren estudios previos o, al menos, que carezcan de información sobre enrojecimiento y edad. Un criterio adicional importante al momento de seleccionar los objetos fue la factibilidad de que los mismos fuesen cúmulos abiertos genuinos. Esta posibilidad se evaluó en base a la experiencia acumulada en muchos años de observación teniendo en cuenta, entre otras cosas, el tipo morfológico de Trumpler (1930). Es bien sabido que algunos objetos consignados como cúmulos abiertos

Tabla 5.1: Muestra de cúmulos abiertos observados.

Nombre	$\alpha_{2000,0}$	$\delta_{2000,0}$	I	b	D
Alessi 14	6 : 30 : 27	+09 44,5	201,9	-0,2	1,4'
Alessi 15	6 : 43 : 04	+01 40,3	210,5	-1,1	0,9'
Alessi 16	6 : 43 : 35	+02 10,4	210,1	-0,8	0,5'
Ruprecht 5	6 : 55 : 14	-18 36,0	230,0	-7,6	2'
Ruprecht 150	7 : 05 : 55	-28 24,5	240,0	-9,6	2'
Ruprecht 14	7 : 14 : 55	-31 21,6	243,6	-9,2	3'
Ruprecht 17	7 : 23 : 35	-23 11,3	237,1	-3,7	3'
Ruprecht 38	7 : 50 : 30	-20 11,0	237,6	+3,2	2'
NGC 2459	7 : 52 : 02	+09 33,0	211,1	+17,8	1'
ESO 313-SC03	8 : 31 : 41	-41 47,0	260,4	-1,3	2,5'
ESO 260-SC6	8 : 46 : 15	-47 42,0	266,7	-2,8	2'
ESO 371-SC25	8 : 53 : 00	-35 29,0	258,0	+5,9	3'
ESO 211-SC09	9 : 16 : 44	-50 17,0	271,9	-0,8	2'
vdB-Hagen 72	9 : 31 : 24	-53 03,0	275,3	-1,2	2'
vdB-Hagen 73	9 : 31 : 56	-50 13,0	273,6	1,0	1,5'
ESO 315-SC14	9 : 35 : 25	-39 32,0	266,8	+9,2	3'
ESO 502-SC19	11 : 08 : 07	-26 43,8	276,0	+30,7	3'
Danks 2	13 : 12 : 54	-62 40,0	305,4	+0,1	1,5'
Lynga 4	15 : 33 : 19	-55 14,0	324,6	+0,7	3'
ESO 277-SC04	16 : 40 : 33	-43 45,2	340,4	+1,9	1,5'
ESO 332-11	16 : 56 : 43	-40 46,8	344,5	+1,6	3'

en viejos trabajos de catalogación, lejos de constituir auténticos sistemas físicos, son en realidad fluctuaciones al azar de la densidad estelar del campo de determinadas regiones del cielo (Piatti & Clariá 2001). Con relación a este aspecto, se procuró que los objetos seleccionados pertenecieran preferentemente a los tipos morfológicos I y II de Trumpler (1930), de acuerdo a la clasificación de Archinal & Hynes (2003).

Al consultar las bases de datos *WEBDA*<sup>2</sup>, *SIMBAD*<sup>3</sup> y el catálogo de Dias et al. (2002)<sup>4</sup>, pudimos constatar que un número apreciable de cúmulos abiertos verificaban todos los criterios antes mencionados, por lo que estaban en condiciones de ser observados desde el *CASLEO* en febrero de 2010. De un total de 58 cúmulos abiertos seleccionados como posibles candidatos, establecimos además un criterio de prioridad de observación, teniendo en cuenta principalmente la existencia o no de bibliografía sobre el objeto en cuestión y su diámetro angular.

Los cúmulos abiertos finalmente observados desde el *CASLEO* se presentan en la Tabla 5.1 y sus correspondientes fotografías (tomadas del *Digitized Sky Survey*) en las Fig. 5.2 y 5.3.

<sup>2</sup>Disponible en línea en <http://www.univie.ac.at/webda/>

<sup>3</sup>Disponible en línea en <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

<sup>4</sup>Disponible en línea en <http://www.astro.iag.usp.br/~wilton/>

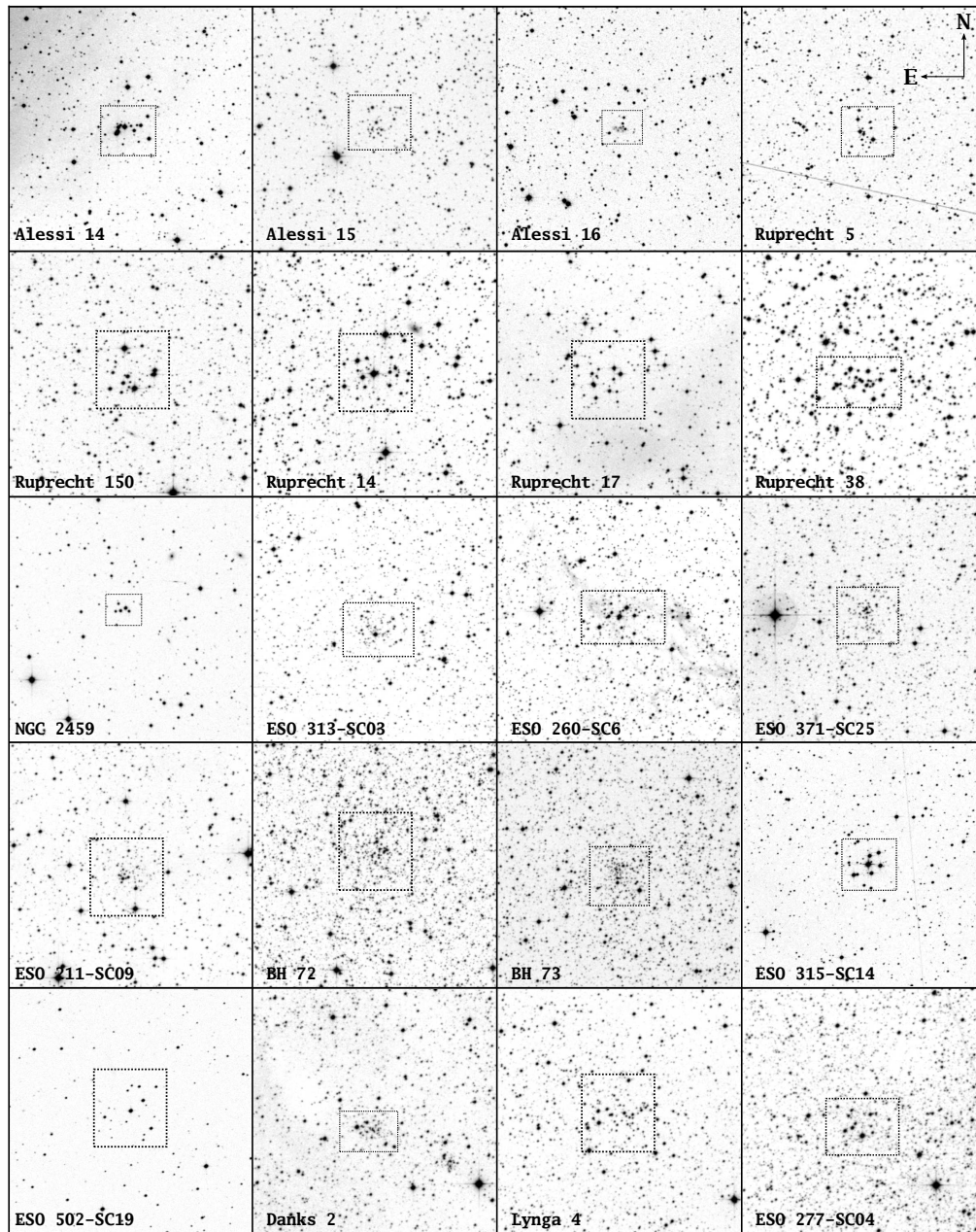


Figura 5.2: Cúmulos abiertos observados. El campo de cada fotografía es de  $10' \times 10'$ .

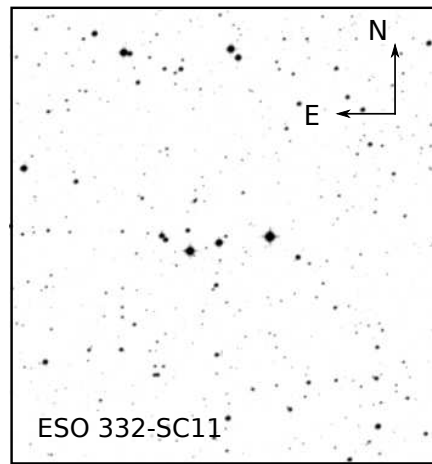


Figura 5.3: Cúmulo abierto ESO 332-SC11. El campo de la fotografía es de  $10' \times 10'$ .

### 5.3. Observaciones

Las observaciones consistieron en la aplicación de la técnica de espectroscopía integrada explicada anteriormente, usando una determinada configuración instrumental en el *CASLEO*.

Las observaciones fueron realizadas utilizando el espectrógrafo *REOSC* instalado en el telescopio *Jorge Sahade* de 2.15 m, por lo que a continuación mencionaremos algunos detalles técnicos del mismo.

Siguiendo los datos proporcionados por el *CASLEO*<sup>5</sup>, el espectrógrafo *REOSC* es un instrumento capaz de trabajar efectivamente entre 3500 Å y 7500 Å y que puede operar en dos modos: en dispersión cruzada (*DC*) y en dispersión simple (*DS*). Si bien fue diseñado para trabajar como un espectrógrafo echelle, el modo *DS* es muy utilizado. Para operar en este modo, simplemente se reemplaza la red echelle por un espejo plano.

El detector utilizado fue un *CCD TEK* de 1024x1024 pixeles adelgazado, sin recubrimiento e iluminado por detrás. Las características principales del mismo pueden verse en la tabla 5.2.

Las observaciones se llevaron a cabo utilizando el modo *DS*, con la red #270 de 300 l/mm y un ángulo de  $4^\circ$ . La razón de la elección de este ángulo se fundamenta en que necesitábamos tomar espectros comprendidos entre los 3500 y 7000 Å aproximadamente. Esto se debe a que los espectros patrones a utilizar cubren este rango de longitudes de onda. Por otro lado, la elección de una red de 300 l/mm se fundamenta en que, para estudiar el espectro integrado de un cúmulo abierto, una resolución típica del orden de 15 Å es suficiente. Para lograr esta resolución se utilizó una ranura de 400  $\mu\text{m}$ . La resolución obtenida con esta configuración fue del orden de los 14 Å para la región central

<sup>5</sup>Disponibles en línea en: <http://www.casleo.gov.ar>.



Tabla 5.2: Características del CCD

filas x columnas	1024 x 1024
tamaño del pixel	24 x 24 $\mu\text{m}$
dimensiones del chip	25 mm x 25 mm
ganancia 1	$7,97e^-/\text{ADU}$
ruido de lectura 1	$0,40e^-$
ganancia 4	$1,98e^-/\text{ADU}$
ruido de lectura 4	$7,40e^-$
corriente oscura	$0,4e^-/\text{hora/pixel}$
temperatura de trabajo	$-120^\circ\text{C}$

del espectro. Esto fue determinado midiendo el ancho a mitad de altura (*FWHM*, por sus siglas en inglés) de las líneas de emisión de la lámpara de comparación. La cobertura espectral efectiva resultó estar comprendida entre 3500 Å y 6900 Å aproximadamente. El ruido de lectura del detector, al trabajar con ganancia 1, fue de  $7,97e^-/\text{ADU}$ .

El procedimiento estándar seguido durante cada noche de observación fue el siguiente:

- Planificación diurna de los objetos y estrellas estándares espectrofotométricas a observar corrigiendo, para cada objeto, sus coordenadas ecuatoriales absolutas, llevándolas a la fecha de observación (2010,1). Las estándares utilizadas se tomaron del catálogo de Stone & Baldwin (1983).
- Verificación del funcionamiento general del telescopio y de las computadoras de adquisición de datos, algunas horas antes de la obtención de los *flats*.
- Obtención de una serie de imágenes de calibración *bias* y adquisición de *flats* de cielo (cuando resultó posible) y *flats de cúpula*. En todos los casos se tomaron 10 imágenes de cada calibrador para facilitar la posterior reducción de los datos.
- Adquisición de los espectros de los objetos seleccionados y de las estándares adecuadas, además de la obtención de espectros de la lámpara de comparación de Cobre-Neón-Argón adosada al espectrógrafo *REOSC*.
- Análisis rápido de los datos adquiridos a fin de verificar la necesidad o no de repetir la integración de acuerdo a la relación *S/N* obtenida.
- Verificación permanente de la temperatura de operación del detector *CCD* a fin de asegurar su estabilidad.

Esta rutina se siguió muy cuidadosamente todas las noches para evitar errores sistemáticos.

La espectroscopía integrada de cada cúmulo se realizó barriendo con el el cielo con el telescopio en declinación (dirección norte-sur), de modo que en cada espectro la dirección

espacial siempre coincidiera con la dirección este-oeste. Se tuvo especial cuidado en la manera de barrer el cúmulo para permitir que todas sus componentes iluminaran la ranura, siguiendo el procedimiento explicado anteriormente. De esta manera, se logró que el espectro integrado refleje la luz integrada de la gran mayoría de las estrellas del cúmulo<sup>6</sup>.

Para aumentar la relación  $S/N$  de los espectros, optamos por realizar, en la mayoría de los casos, varias integraciones de cada cúmulo. Por lo general, nunca se realizaron integraciones superiores a los 45 minutos, ya que la contaminación por rayos cósmicos es un problema siempre presente en integraciones largas. Sólo en algunos casos se decidió realizar integraciones de 60 minutos, procurando en general no exceder este tiempo.

Como ya se mencionara, al desarrollar durante cada noche el procedimiento antes descrito, se observaron estrellas estándares del catálogo de Stone & Baldwin (1983) para poder realizar luego la calibración de los flujos.

Por lo general, antes y después de cada integración, se tomó siempre un espectro de la lámpara de comparación de Cobre-Neón-Argón. Esto se hizo para permitir la calibración de cada espectro en longitud de onda. No resultó necesario obtener *flats de lámpara* e imágenes *dark* en ninguna de las noches de observación.

Del total de 7 noches asignadas, 2 se perdieron completamente por razones climáticas, en tanto que de las restantes, sólo se perdieron algunas horas por fallas en la configuración instrumental. El tiempo efectivo en el que se realizaron todas las observaciones fue 31,5 horas.

El registro de las observaciones realizadas de cada objeto se muestra en la Tabla 5.3.

### 5.4. Reducción de los datos

Antes de explicar cuales fueron los procesos de reducción llevados a cabo en este trabajo, creemos necesario mencionar algunos aspectos básicos que hacen a la reducción de los datos astronómicos en general y, en particular, a los datos espectroscópicos.

En líneas muy generales, podemos decir que la reducción de datos hace referencia al mismo significado de la palabra “reducción”. El proceso de reducción se refiere precisamente a reducir el volumen o la cantidad de información que los datos contienen. Con mucha frecuencia, la cantidad de información que produce una observación astronómica la mayoría de las veces es inútil para nuestros propósitos, por lo que es necesario descartarla. En la práctica, una gran cantidad de pasos llevados a cabo durante el proceso de

---

<sup>6</sup>Rígorosamente hablando, no es posible evitar que el espectro integrado refleje también el espectro de las estrellas de campo que se encuentran por delante y por detrás del cúmulo. El pequeño diámetro de los cúmulos, sin embargo, minimiza este efecto.

Tabla 5.3: Detalles de la observación de cada cúmulo

Nombre	Fecha	Int. (seg.)	Nombre	Fecha	Int. (seg.)
Alessi 14	16/02/10	1 × 1800	ESO 371-SC25	20/02/10	1 × 2700
		1 × 2700			1 × 3600
Alessi 15	17/02/10	1 × 1200	ESO 211-SC09	22/02/10	1 × 3000
		1 × 2400			2 × 1800
Alessi 16	18/02/10	1 × 2700	vdB-Hagen 72	21/02/10	2 × 1800
		2 × 3000			1 × 2400
Ruprecht 5	19/02/10	2 × 1800	vdB-Hagen 73	19/02/10	1 × 2400
		1 × 2100			1 × 2400
Ruprecht 150	21/02/10	2 × 1200	ESO 315-SC14	16/02/10	1 × 1800
Ruprecht 14	22/02/10	2 × 1200	ESO 502-SC19	17/02/10	1 × 2700
		1 × 2700			1 × 3600
Ruprecht 17	16/02/10	1 × 1800	Danks 2	16/02/10	1 × 2700
		1 × 2700			1 × 3600
Ruprecht 38	18/02/10	1 × 1800	Lynga 4	18/02/10	1 × 2100
		2 × 1800			1 × 1800
NGC 2459	17/02/10	1 × 1800		19/02/10	1 × 1800
		1 × 2400			2 × 3600
ESO 313-SC03	22/02/10	1 × 1800	ESO 277-SC04	21/02/10	1 × 2700
		1 × 2700			1 × 2400
ESO 260-SC6	21/02/10	1 × 1800	ESO 332-11	22/02/10	1 × 2400
		1 × 1200			1 × 1200

reducción se han automatizado. De hecho, existen numerosas aplicaciones computacionales que pueden llevar a cabo gran parte de las tareas necesarias.

Una vez finalizado el proceso de reducción, comienza el análisis propiamente dicho de los datos recogidos y su interpretación astrofísica.

El primer paso consiste en remover las imperfecciones inherentes a la imagen adquirida. En otras palabras, se necesita que los datos obtenidos reflejen las propiedades astrofísicas de la fuente y no las imperfecciones instrumentales, como, por ejemplo, la inhomogénea sensibilidad del detector, las imperfecciones del espejo del telescopio, etc. Por este motivo, a este primer paso de la reducción con frecuencia se lo denomina “calibración”.

Existen fundamentalmente 3 imperfecciones comunes a toda observación astronómica realizada con un *CCD* que deben ser tenidas en cuenta. Las mismas se analizarán muy brevemente a continuación:

#### 5.4.1. Imagen *bias*

Una imagen *bias* representa el nivel de precarga del *CCD*, expresado en unidades analógicas digitales <sup>7</sup> (ADU, por sus siglas en inglés). Este nivel de precarga está presente

<sup>7</sup>Las unidades analógicas digitales consisten en la salida del convertor analógico a digital de los *CCD*. Las mismas representan un número proporcional a la cantidad de electrones que son almacenados en

en cualquier imagen adquirida, independientemente del tiempo de integración utilizado. Normalmente se dice que es el nivel de carga cero u “*offset*” que posee el detector *CCD*. Este nivel cero que está presente en cada pixel del *CCD* tiene pequeñas fluctuaciones que, en estado estacionario, pueden considerarse gaussianas. Dado que el *bias* es una imperfección inherente exclusivamente al detector, es necesario corregirlo o eliminarlo en cada una de las imágenes adquiridas. En la práctica es conveniente tomar muchas imágenes con tiempo de integración nulo, para poder luego combinarlas y reducir las incertezas del valor obtenido pixel a pixel. Por lo general, si las condiciones en las que se encuentra el detector no varían mucho y puede considerarse que el *CCD* se encuentra en estado estacionario, las imágenes *bias* no deberían variar significativamente en el tiempo.

Existen numerosas maneras de combinar las imágenes *bias*, entre ellas hacer un promedio, tomar la mediana, establecer algoritmos de rechazo, etc. Cada método suele utilizarse con diferentes propósitos. Para tomar una decisión es necesario analizar antes la calidad de las imágenes. La imagen resultante luego de la combinación de los *bias* es:

$$Z = C(z_1, z_2, \dots, z_N), \quad (5.2)$$

en la cual  $Z$  es la imagen *bias* resultante y  $C$  es la función que devuelve la combinación de  $z_1, z_2, \dots, z_N$ , donde  $z_i$  es la  $i$ -ésima imagen *bias*.

Cuando el valor del *bias* cambia a lo largo de la noche, suele utilizarse un indicador de este cambio, denominado *overscan*. El *overscan* consiste en la información proporcionada generalmente por los últimos pixeles de las últimas columnas físicas del *CCD*. Esto produce algunas columnas adicionales en la imagen final, la cual contiene la respuesta de los pixeles no expuestos y guarda el nivel del *bias* durante el proceso de lectura del *CCD*. De este modo, aunque no se tome una imagen *bias* a lo largo de la noche de observación, cada imagen del programa tiene sus propias columnas dedicadas al *overscan*.

Si  $Z$  es la imagen *bias* combinada,  $\omega_i$  es la porción del *overscan* de la  $i$ -ésima imagen en la cual el nivel de *bias* ha cambiado y  $\Omega_Z$  es la porción del *overscan* del *bias* combinado  $Z$ , entonces la imagen *bias* por la cual debe corregirse a la  $i$ -ésima imagen es:

$$Z_i = Z + M(\omega_i - \Omega_Z), \quad (5.3)$$

en la cual  $M$  es la función que toma la mediana de  $\omega_i - \Omega_Z$ .

Muchas veces no es necesario realizar las correcciones por *overscan* si el *CCD* se mantiene estable durante toda la observación.

---

cada pixel del detector.

### 5.4.2. Imagen *dark*

Cuando los detectores *CCD* se encuentran integrando, aún en ausencia de iluminación, producen una señal de salida. Esta señal es llamada “corriente oscura” y es producida principalmente por un efecto termoiónico. Es, en general, distinta para cada pixel debido a inhomogeneidades en la fabricación del detector. En la mayoría de los *CCD* modernos, el valor de la “corriente oscura” es muy bajo para los tiempos de integración normales, por lo que suele obviarse esta corrección. No obstante, de querer realizarla, la manera usual de hacerlo es tomando una exposición prolongada con el “*shuter*” del detector cerrado. La imagen resultante suele denominarse imagen *dark* y se denota con  $d$ . En general, las integraciones prolongadas están afectadas por el impacto de rayos cósmicos en el detector, los que producen la saturación de los pixeles que han sido impactados. Para corregir esto, suelen tomarse varias imágenes *dark* para producir una imagen representativa de la corriente oscura:

$$d = C(d_1, d_2, \dots, d_M) \quad (5.4)$$

Si la imagen *dark*  $d$  ha sido tomada a partir de  $M$  imágenes *dark* cuyo tiempo de integración es  $t$ , entonces suele definirse una imagen  $D$  llamada “*dark rate*” o *tasa de corriente oscura* de la siguiente manera:

$$D = \frac{d - Z}{t}. \quad (5.5)$$

$D$  proporciona información acerca de la cantidad de *ADUs* por unidad de tiempo y, para cada pixel, que son debidas a la contribución de la “corriente oscura”. En la mayoría de los *CCD* modernos, esta tasa es menor que una fracción de electrón por hora.

### 5.4.3. Imagen *flat*

Una imperfección inherente al detector en sí mismo es el hecho de que idénticas señales, por lo general no producen idénticas respuestas en todos los pixeles del detector. En otras palabras, no todos los pixeles responden con igual eficiencia al ser iluminados por la misma fuente. En general, este defecto se debe a que la eficiencia cuántica pixel a pixel sufre variaciones. Por otro lado, existen también otros defectos instrumentales que pueden producir una respuesta “aparente” no uniforme de todos los pixeles del detector, como, por ejemplo, el “viñeteo”, problemas del sistema óptico, suciedad, etc. Las imágenes denominadas *flat* son las encargadas de corregir esta imperfección en las imágenes del programa de observación.

Las imágenes *flat* pueden obtenerse observando, con la configuración instrumental utilizada para realizar las observaciones, una fuente perfectamente uniforme. Luego de corregir la imagen resultante utilizando el *bias* y el *dark*, deberían observarse idénticas salidas en cada pixel. Cualquier apartamiento de esta uniformidad en la imagen *flat*

corregida permitirá mapear una función de sensibilidad en el sentido de que los pixeles más sensibles registrarán una mayor cantidad de  $ADU$  que los menos sensibles.

Si bien no explicaremos cómo se toma cada una de las imágenes *flat*, ni cuáles son sus virtudes y defectos, podemos mencionar que existen básicamente cuatro: *flat de cielo*, *flat de cúpula*, *flat de lámpara* y *flat de cielo oscuro*.

Por razones de seguridad, suelen tomarse también numerosas imágenes *flat* para corregir posibles errores presentes en cada una.

Si  $f_i$  es la imagen *flat* adquirida, entonces la corrección de la misma por todos los defectos inherentes al detector es:

$$f'_i = f_i - Z - t_i D, \quad (5.6)$$

siendo  $D$  el “*dark rate*”,  $t_i$  el tiempo de integración del *flat* y  $Z$  la imagen *bias*. Dado que, por lo general, las imágenes *flat* se encuentran demasiado expuestas, suele normalizarse  $f'_i$  de modo que el valor de todos los pixeles sea  $\sim 1 ADU$ :

$$F_i = \frac{f'_i}{M(f'_i)}, \quad (5.7)$$

en la cual  $M(f'_i)$  es la mediana de  $f'_i$ .

Finalmente, pueden combinarse todas las imágenes  $F_i$  para obtener una imagen *flat* combinada de buena calidad:

$$F_C = C(F_1, F_2, \dots, F_N), \quad (5.8)$$

en la cual  $C$  representa nuevamente la operación de combinar las diferentes imágenes.

A continuación mostraremos resumidamente cómo debe corregirse una imagen del programa de observación de las imperfecciones que hemos mencionado.

#### 5.4.4. Corrección de las imágenes

El paso siguiente a la obtención de las imágenes *bias*, *dark* y *flat* es la corrección propiamente dicha de las imágenes del programa. Esto suele hacerse de la siguiente manera:

Si  $R'_i$  es una imagen de algún objeto astronómico del programa de observación, entonces la imagen libre de las imperfecciones mencionadas es:

$$R_i = \frac{R'_i - Z - t_i D}{F_C}, \quad (5.9)$$

en la cual  $Z$  es la imagen *bias*,  $t_i$  es el tiempo de integración de la  $i$ -ésima imagen del programa de observación,  $D$  es la imagen *dark* y  $F_C$  es la imagen *flat*. De esta manera, se obtiene una imagen libre de una gran cantidad de imperfecciones lista para ser procesada según las técnicas de reducción espectroscópica.

#### 5.4.5. Extracción del espectro

Una vez adquirida y calibrada la imagen del espectro de interés, el siguiente paso antes de poder analizar los datos es la extracción del espectro.

Usualmente, distorsiones de la cámara dentro del espectrógrafo pueden producir una curvatura de la imagen del espectro sobre el detector. Cuando se extrae el espectro, debe tenerse especial cuidado en esta deformación. La forma correcta de extraer el espectro consiste en trazar con una curva suave la variación de la línea del centroide del espectro a lo largo de la dirección de la dispersión y, promediar el valor de los píxeles sobre la dirección espacial. El resultado de ello es una función  $A(x)$ , la cual, para cada  $x$ , representa la intensidad media de la estrella más el cielo. Por lo general, suele extraerse por separado el cielo, haciendo un trazado similar a la porción del cielo adyacente al espectro obteniendo una nueva función  $B(x)$ , la cual representa, para cada  $x$ , la intensidad media del cielo. De esta manera, puede obtenerse una nueva función:

$$I(x) = A(x) - B(x), \quad (5.10)$$

la cual es verdaderamente el espectro del objeto de interés. Cuando se trabaja con objetos extendidos, como ser un cúmulo abierto o una galaxia, debe tenerse especial cuidado en las regiones del espectro que se promedian en la dirección espacial, para no contaminar el espectro de una región de interés con el de otra. Para poder extraer espectros de diferentes regiones en donde no pueda ajustarse fácilmente una función suave que trace la trayectoria del centroide del espectro, una opción puede ser utilizar el espectro de una estrella brillante, la cual tiene bien definido su centroide y utilizar posteriormente este trazado para los objetos del programa de observación.

Claramente, el espectro  $I(x)$  se encuentra afectado de extinción atmosférica, un aspecto que debe ser tenido en cuenta, dependiendo del estudio que se quiera realizar con los datos obtenidos.

#### 5.4.6. Calibración en longitud de onda

El siguiente paso antes de analizar el espectro obtenido es la calibración en longitud de onda. La función  $I(x)$  es el espectro del objeto en función de la posición  $x$  en el *CCD*. El proceso por el cual se encuentra una transformación que vincula la posición  $x$  con su correspondiente longitud de onda recibe el nombre de calibración en longitud de onda. La manera más usual de hacer esto consiste en tomar un espectro de una lámpara de comparación, cuyas líneas de emisión tengan sus longitudes de onda conocidas. Para

asegurar que la dispersión sea la misma que la del espectro del objeto de estudio, suele instalarse la lámpara de modo que el camino óptico que sigue su luz sea exactamente el mismo que sigue la luz del objeto a estudiar. Debido a la posibilidad de introducir errores sistemáticos producidos por movimientos del espectrógrafo - los cuales pueden traducirse en desplazamientos de la escala durante el tiempo de integración del objeto - es común tomar espectros de la lámpara de comparación al principio y al final de cada integración. El espectro de la lámpara se extrae de la misma manera que se extrajo el espectro del objeto. Una vez identificadas las líneas de la lámpara de comparación, se les asocia, a cada una su longitud de onda, estableciendo así un vínculo entre su posición  $x$  sobre la imagen y su correspondiente longitud de onda  $\lambda$ . De esta manera, suele interpolarse algún polinomio  $P$  de modo que  $P(x) = \lambda$ . Aplicando  $P$  a la dispersión del espectro, es posible obtener la función  $I(\lambda)$ , la cual es el espectro en función de la longitud de onda.

#### 5.4.7. Calibración en flujo

Dado que el espectro  $I(\lambda)$  se encuentra expresado en  $ADU$  por unidad de longitud de onda y representa la distribución de radiación del objeto combinada con la extinción atmosférica, debemos todavía seguir corrigiendo el espectro para obtener realmente información astrofísica del mismo. Por otro lado, el espectro sufre aún de imperfecciones debidas a la eficiencia cuántica del detector y a la transmisión instrumental, ambas funciones de la longitud de onda. En el proceso de calibración de flujo se intenta minimizar al máximo estas imperfecciones, además de llevar el flujo instrumental a unidades de flujo del sistema estándar. Por este motivo, para transformar los datos en unidades de flujo, es necesario observar estrellas estándares espectrofotométricas. Para el hemisferio sur puede utilizarse el catálogo de estrellas estándar espectrofotométricas de Stone & Baldwin (1983).

El procedimiento básico para calibrar los espectros en flujo consiste en remover el efecto de extinción atmosférica del espectro del objeto del programa de observación y de la estrella estándar y luego transformar el flujo instrumental en unidades de flujo del sistema estándar.

El flujo observado del objeto del programa de observación es:

$$I(\lambda) = \phi(\lambda)d\lambda A_T Q(\lambda) T(\lambda) S(\lambda) t, \quad (5.11)$$

en la cual  $\phi(\lambda)$  es el flujo monocromático por unidad de área y tiempo del objeto,  $t$  es el tiempo de integración,  $A_T$  es el área efectiva del telescopio,  $Q(\lambda)$  es la eficiencia cuántica del detector,  $T(\lambda)$  es la transmisión instrumental y  $S(\lambda)$  es la transmisión atmosférica.

De la misma manera:

$$I_s(\lambda) = \phi_s(\lambda)d\lambda A_T Q(\lambda) T(\lambda) S_s(\lambda) t_s \quad (5.12)$$

es el espectro de la estrella estándar. Suele definirse la función de sensibilidad  $R(\lambda)$  de la siguiente manera:



$$R(\lambda) = d\lambda A_T Q(\lambda) T(\lambda) = \left( \frac{I_s(\lambda)}{t_s \phi_s(\lambda)} \right) \frac{1}{S_s(\lambda)}, \quad (5.13)$$

de modo que:

$$I_i(\lambda) = \phi_i(\lambda) R(\lambda) S_i(\lambda) t_i. \quad (5.14)$$

De esta manera se vincula una cantidad que tiene que ver sólo con las características del detector con cantidades que son medibles directamente. En efecto, la cantidad encerrada entre paréntesis en la ecuación (5.13) puede determinarse utilizando la estrella estándar. La observación de esta estrella proporciona los valores de  $\phi_s$  y  $t_s$ , en tanto que el valor de  $I_s$  se encuentra tabulado. El valor de la transmisión atmosférica suele ser calculado a partir de los coeficientes medios de extinción del sitio de observación.

No siempre es posible calcular el valor de la función de sensibilidad para cada pixel, ya que los perfiles de las líneas de absorción en el espectro de la estrella estándar tienen diferentes formas que dependen del perfil instrumental. Además, los datos de la estrella estándar suelen encontrarse tabulados sólo para algunas longitudes de onda. Por estos motivos, es necesario ajustar una función suave a  $R(\lambda)$ , utilizando sólo aquellos puntos en los que se haya podido computar realmente la función de sensibilidad.

Si las condiciones instrumentales y las condiciones de la noche pueden considerarse estables,  $R(\lambda)$  debería ser una función estacionaria, por lo que la observación de numerosas estrellas estándar ayuda a determinar de mejor manera la función  $R(\lambda)$ .

El espectro calibrado en flujo del objeto en cuestión puede entonces determinarse haciendo:

$$\phi(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{tR(\lambda)} S(\lambda), \quad (5.15)$$

en la cual necesitamos conocer además la masa de aire para computar la transmisión atmosférica. Para integraciones largas, suele computarse una masa de aire efectiva, existiendo diferentes criterios para definirla. Quizás el más sencillo sea corregir la observación por la masa de aire que posea el objeto en el tiempo igual a la mitad del tiempo de integración.

De no poder asegurar que  $R(\lambda)$  sea una función estacionaria, deben realizarse las correcciones utilizando estrellas estándares, en lo posible tomadas en grupos o individualmente, a lo largo de la noche.

En la práctica, es muy complicado poder recobrar efectivamente el valor original del flujo del objeto en cuestión. No obstante, es menos complicado recobrar el valor del flujo

relativo a alguna longitud de onda. En efecto, con sólo normalizar todo el espectro al valor de flujo en una determinada longitud de onda, se obtiene un espectro libre de posibles constantes multiplicativas que puedan afectar el espectro por diversos motivos (nubes, problemas instrumentales involuntarios, etc.). De esta manera, un espectro normalizado se encuentra calibrado en unidades de flujo relativas al flujo de una determinada longitud de onda. Esto es en la mayoría de las situaciones y, particularmente para nosotros, suficiente.

Una vez que el espectro se encuentra calibrado en flujo, las tareas que restan son la combinación de diferentes espectros para poder aumentar la relación  $S/N$  y la usualmente denominada “cosmética”. A través de tareas de “cosmética”, se eliminan todas las características espectrales que hubieren podido quedar luego del proceso de reducción. A continuación mencionaremos cómo se ha realizado el proceso de reducción para los objetos de nuestro programa de observación.

### 5.5. Reducción de las observaciones

Gran parte de las tareas de reducción que mencionamos en la sección precedente han sido aplicadas a los objetos de nuestro programa de observación. Esta reducción de los datos se llevó a cabo en el Observatorio Astronómico de Córdoba, utilizando el paquete IRAF<sup>8</sup> desarrollado por NOAO. La reducción de las observaciones consistió básicamente en:

- Preparación de las imágenes *bias* y *flat*: antes de corregir las observaciones individualmente, se analizaron cuidadosamente las imágenes *bias* y *flat* adquiridas durante cada noche de observación. La verificación de las imágenes *bias* consistió en examinar (visualmente) cada imagen para corroborar la inexistencia de defectos notorios. Luego se utilizó la tarea *imstatistics* para verificar la dispersión característica de cada imagen. El valor medio sobre todos los píxeles de la imagen resultó ser del orden de los 1012 ADU, con una desviación estándar típica de 3 ADU. Una vez corroborada la calidad de cada *BIAS*, se utilizó la tarea *zerocombine* para combinar los 10 *BIAS* de cada noche (o los que hubieran sido seleccionados como buenos). Para el *bias* resultante, se obtuvo un valor medio del orden de los 1012 ADU y una dispersión estándar del orden de 0.7 ADU. Cabe mencionar que el *CCD* utilizado evidenció un comportamiento estable a lo largo de todas las noches, por lo que la sola corrección de las imágenes utilizando el *bias* fue suficiente.

Si bien se tomaron *flats* de cielo y de cúpula, en el proceso de reducción sólo se usaron los *flats* de cúpula. Aunque usualmente se utiliza la tarea *illumination* para corregir el perfil de iluminación de la ranura en la dirección espacial, no pareció necesario realizar esta calibración en las observaciones debido a que se corroboró que, luego de la corrección por *flat*, el cielo lucía plano a uno y otro lado del objeto en cuestión, no evidenciando ningún perfil. Al igual que los *bias*, cada una de las imágenes *flat* se inspeccionó visualmente, además de analizar individualmente

---

<sup>8</sup>Disponible en línea en: <http://iraf.noao.edu/>

distintos cortes de cada una con la tarea *implot*. La combinación de todos los *flats* de una determinada noche se realizó corrigiendo cada frame por el *bias* antes adoptado, utilizando la tarea *flatcombine*.

- Corrección de las imágenes de los espectros de los objetos del programa y de las estrellas estándares utilizadas: para corregir estas imágenes se utilizó la tarea *ccdproc*, la cual realiza el procedimiento estándar de corrección por *flat*, *bias*, *overscan*, *trimming*, etc.
- Eliminación de rayos cósmicos: es bien sabido que las integraciones largas se ven afectadas por muchos impactos de rayos cósmicos sobre el detector. Por lo general, el efecto de estos rayos cósmicos es saturar los píxeles del *CCD*. Como mencionamos anteriormente, cuando se realiza espectroscopía, suele ajustarse una función al cielo en las adyacencias del objeto con el fin de poder sustraerlo completamente del espectro. Con la aparición de píxeles que alteren la estadística de dicho ajuste, se corre el riesgo de caracterizar al cielo equivocadamente. Por esta razón, es de gran importancia examinar visualmente la imagen del espectro del objeto a estudiar. De existir rayos cósmicos que hayan impactado sobre la región del cielo, es ciertamente necesario eliminarlos para ayudar de esta manera a la estadística que se realiza posteriormente sobre el cielo. Este procedimiento se llevó a cabo con la tarea *imedit*. Se verificó la calidad de la extracción del cielo con y sin la eliminación de rayos cósmicos, constatándose que la calidad resultó superior al extraerlos. En ningún caso se efectuaron correcciones por los efectos de rayos cósmicos impactados sobre los espectros.
- Sustracción del cielo: para extraer el cielo de cada imagen, una vez corregida la misma por rayos cósmicos, se utilizó la tarea *background*, ajustando el cielo por funciones de orden 1 ó, 2 cuando resultó necesario. Claramente, el ajuste del cielo resultó mucho peor en la región más azul del espectro por problemas de sensibilidad del detector. No obstante, en la mayoría de los casos, el trabajo previo de extracción de rayos cósmicos permitió realizar un trabajo muy limpio de extracción del cielo, eliminando de los espectros prácticamente todas las características atmosféricas.
- Extracción del espectro unidimensional: finalmente se extrajo el espectro unidimensional  $I(x)$  de cada imagen utilizando la tarea *apsum*. Para ello, se determinaron las zonas (aperturas) de las cuales se extraerían los espectros. Dado que al hacer espectroscopía integrada se analiza la luz de todas las estrellas ubicadas dentro de la ranura, es poco confiable realizar el trazado del centroide de la apertura sobre el espectro del cúmulo en cuestión. Por esta razón, se utilizaron las estrellas estándares de cada noche para hacer 3 trazados distintos, uno por cada estándar, los cuales pudieran luego utilizarse como referencia para cada cúmulo. Se refirió el trazado de la apertura de cada cúmulo a la estándar más cercana temporalmente que haya tenido. De esta manera, pudo tenerse certeza de que el espectro extraído correspondió realmente al sector espacial en el que se definió la apertura.

Si bien estamos interesados en la espectroscopía integrada, se extrajeron individualmente otras aperturas correspondientes a regiones de los cúmulos, de manera de poder analizar sus espectros individualmente y examinar la contribución de cada sector al espectro integrado.

- **Calibración por longitud de onda:** un paso fundamental en la reducción de los datos espectroscópicos consiste en una buena calibración por longitud de onda. Para ello, se utilizaron los espectros de las lámparas de comparación obtenidos. El procedimiento seguido consistió en calibrar en longitud de onda la lámpara de comparación para referir cada espectro al espectro de su lámpara de comparación. Para calibrar cada espectro de lámpara en longitud de onda, se utilizó el atlas de líneas de la lámpara de Cobre-Neón-Argón para la red #270 de 300  $l/mm$  proporcionada por el *CASLEO*. Se identificó cada línea y se le asoció la longitud de onda correspondiente con la tarea *identify*. Dicha tarea permite ajustar, al finalizar el reconocimiento de líneas, una función para la dispersión que relaciona el número del pixel con la longitud de onda correspondiente. Luego se utilizó la tarea *reidentify* para identificar automáticamente las líneas de cada lámpara, verificándose los residuos de dicho ajuste.

Una vez calibrados correctamente los espectros de las lámparas de comparación, se refirió cada uno de ellos al espectro del cúmulo para el que se tomó. Esto se llevó a cabo con la tarea *refspectra*. Finalmente, se utilizó la tarea *dispcor* para corregir la dispersión de cada espectro. En esta etapa, se realizó un remuestreo del espectro pidiendo que la muestra se diera utilizando 2 Å por píxel.

- **Calibración por flujo y extinción atmosférica:** dado que nuestra intención es estudiar parámetros que tienen que ver con la distribución de flujo del espectro, es necesario calibrar los espectros correctamente en unidades de flujo. Para esto se utilizaron las estrellas estándares. Típicamente se observaron 3 estrellas estándares durante cada noche, de manera de poder realizar estadística sobre todas ellas y caracterizar cada noche con una función de sensibilidad que permita corregir el flujo observado.

Una vez calibrados por longitud de onda los espectros de las estrellas estándares, se utilizó la tarea *standard*, la cual asocia puntos del continuo observado con puntos de la estándar catalogada. Esto permite determinar los puntos que se utilizarán para ajustar la función de sensibilidad para corregir los espectros observados. La tarea con la que se determina la función de sensibilidad es *sensfunction*. Una vez determinada esta función utilizando las 3 estrellas estándar típicas de cada noche, se calibró en flujo y se corrigió por extinción atmosférica cada espectro con la tarea *calibrate*. En la Tabla 5.4 se consignan las estrellas estándares utilizadas durante el turno de observación.

- Finalmente, se recortaron adecuadamente los espectros calibrados y se promediaron cuando existían más de uno por cúmulo. Esto se llevó a cabo con la tarea *scombine*. Si luego de la combinación se observaron características espectrales relacionadas con rayos cósmicos o se advirtió la presencia de alguna línea del cielo no corregida

Tabla 5.4: Estrellas estándares utilizadas durante el programa de observación

Nombre	$\alpha_{2000,0}$	$\delta_{2000,0}$	$B - V$	$V$	Tipo
LTT 2415	05 56 24.2	-27 51 26	+0.40	12.21	-
LTT 3864	10 32 13.8	-35 37 42	+0.50	12.17	f
LTT 4816	12 38 50.7	-49 47 58	+0.17	13.79	DA
CD-32 9927	14 11 46.3	-33 03 15			A0
LTT 6248	15 38 59.8	-28 35 34	+0.49	11.80	a

adecuadamente, se optó por comparar el espectro final con los espectros individuales para determinar cuáles características eran inherentes al objeto y cuáles no. Mediante tareas de “cosmética” se eliminaron todas aquellas características no pertenecientes al espectro. Este último paso es muy importante pues al determinar la edad y el enrojecimiento, como hemos mencionado anteriormente, debemos tener en cuenta todos los puntos del espectro, por lo que apartamientos sistemáticos en algunas regiones del mismo pueden conducirnos a valores incorrectos de edad y enrojecimiento.

## 5.6. Resumen

En este capítulo hemos explicado cómo obtener un espectro integrado de un cúmulo abierto, utilizando un espectrógrafo de ranura larga. Hemos también mencionado algunos aspectos que deben ser tenidos en cuenta al momento de realizar las observaciones, como ser el control del tiempo de integración de cada sector de un cúmulo abierto que tenga un diámetro angular algo mayor que el diámetro angular proyectado en el cielo de la ranura. También presentamos el algoritmo básico a seguir para tomar espectros integrados de cúmulos abiertos que sean útiles para determinar posteriormente edad y enrojecimiento, utilizando las librerías de espectros patrones de Piatti et al. (2002) y Ahumada et al. (2007). Hemos justificado los criterios utilizados para seleccionar la muestra de cúmulos abiertos observados. Asimismo, mencionamos cuál fue la rutina de observación seguida durante cada una de las noches de la comisión de observación. Por otro lado, hemos hecho una breve presentación de las tareas involucradas en la reducción de datos, focalizando nuestra atención en los datos espectroscópicos, explicando porqué son necesarias estas tareas. Finalmente, mencionamos cómo llevamos a cabo la tarea de la reducción de los datos utilizando *IRAF*.



# 6 Resultados

## 6.1. Introducción

En este capítulo presentaremos los resultados obtenidos a partir de las observaciones espectroscópicas, juntamente con el análisis y una breve discusión de los mismos. En todos los casos, cuando nos refiramos a la catalogación de los cúmulos, haremos referencia principalmente al catálogo de Dias et al. (2002)<sup>1</sup> y a las bases de datos *WEBDA* y *SIMBAD*. La existencia o no de estudios previos para cada objeto se constató siempre utilizando estas tres fuentes.

No obstante los problemas mencionados en el capítulo 1, en el presente capítulo compararemos los enrojecimientos derivados en este trabajo con aquéllos obtenidos a partir de los mapas de extinción de Schlegel et al. (1998). Si bien, como veremos, en la mayoría de los casos el acuerdo es más bien pobre o directamente no existe un buen acuerdo, creemos importante realizar esta comparación para extraer conclusiones relacionadas con la conveniencia o no de utilizar en el futuro estos mapas para objetos ubicados a distintas latitudes galácticas.

Todas las determinaciones de edad y enrojecimiento del presente trabajo han sido realizadas utilizando el código *FISA*, la herramienta desarrollada específicamente para este propósito. Por otro lado, hemos estimado también la edad de cada cúmulo observado aplicando el método de los anchos equivalentes de Bica & Alloin (1986a). En la Tabla 6.1 se consignan los anchos equivalentes acá medidos de las líneas de la serie de Balmer.

Hemos estimado también la distancia heliocéntrica aproximada de cada objeto, teniendo en cuenta el hecho de que, en las proximidades del plano galáctico, la extinción en el visual disminuye aproximadamente una magnitud por cada kpc. Efectivamente, estimando el exceso de color  $E(B - V)$  y adoptando para  $R_V$  (razón entre la absorción total y selectiva) el valor de 3.2, resulta inmediatamente la distancia al Sol del cúmulo en cuestión.

A continuación, presentaremos y discutiremos brevemente los resultados obtenidos en cada uno de los cúmulos observados en el CASLEO, mostrando en las Fig. 6.1 a 6.17 los espectros integrados obtenidos de cada objeto con su correspondiente comparación con el espectro patrón que mejor ajusta en cada caso. En dichas figuras se muestra, de abajo hacia arriba: el flujo residual, el espectro integrado observado, el espectro integrado corregido de enrojecimiento y el espectro patrón que mejor ajusta al espectro integrado corregido.

---

<sup>1</sup>Disponible en línea en: <http://www.astro.iag.usp.br/~wilton/>

## 6.2. Alessi 14

Este candidato a cúmulo estelar es un objeto extremadamente compacto absolutamente desconocido hasta el presente, ya que no existen observaciones previas del mismo, ni fotométricas ni menos aún espectroscópicas. Si Alessi 14 es efectivamente un cúmulo abierto genuino, como suponen quienes lo incluyeron en algunos trabajos de catalogación (ej. Archinal & Hynes 2003), en ese caso, las presentes determinaciones de enrojecimiento y edad constituyen las primeras en su especie. Resulta oportuno aclarar, sin embargo, que en la última versión del catálogo de Dias et al. (2002), Alessi 14 ha sido eliminado por ser considerado probablemente un asterismo. Más allá de estos comentarios, Alessi 14 fue seleccionado en este estudio con una elevada prioridad de observación en virtud de su pequeño diámetro angular de apenas  $\sim 1.4'$  (Archinal & Hynes 2003). Si bien este objeto no ha sido aún clasificado en el sistema morfológico de Trumpler (1930), su apariencia en el cielo revela la presencia de al menos una decena de estrellas que bien podrían formar parte del agregado. Observaciones fotométricas de este objeto realizadas recientemente en el Observatorio de Cerro Tololo (Chile) por Clariá y Palma, serán de gran utilidad para confirmar o negar la realidad física de Alessi 14.

Aplicando el método de ajuste de espectros patrones para determinar edad y enrojecimiento, obtuvimos para este probable cúmulo abierto una edad aproximada de 500 millones de años y un enrojecimiento  $E(B - V) = 0.05 \pm 0.02$ . El mejor ajuste del espectro observado se logró con el template Yh de la base de Piatti et al. (2002), de allí la edad inferida. Si aceptamos que la extinción interestelar en la dirección de Alessi 14 disminuye a razón de una magnitud por kpc, el enrojecimiento derivado implica que este objeto se encuentra a una distancia aproximada de 160 pc del Sol.

Utilizando los mapas de extinción de Schlegel et al. (1998) se obtiene que el enrojecimiento medio para la región donde se encuentra Alessi 14 es  $E(B - V) = 1.27 \pm 0.52$ , valor éste considerablemente mayor que el estimado a partir del espectro integrado. La enorme discrepancia se explica si se tiene en cuenta que Alessi 14 se encuentra ubicado claramente por delante de las nubes de gas y polvo existentes en la dirección considerada.

Debe notarse que, de acuerdo a los anchos equivalentes medidos, la edad de Alessi 14 debería ser  $\sim (1950 \pm 770)$  millones de años, esto es, mucho mayor que la inferida mediante el ajuste de espectros patrones. En realidad, sin embargo, esta gran diferencia es de esperar si se tiene en cuenta el flujo residual proveniente del mencionado ajuste. En dicho flujo residual, se advierte claramente un exceso muy grande en la región de las líneas de la serie de Balmer. Los anchos equivalentes medidos son más pequeños que los esperados para un cúmulo de 500 millones de años. No obstante esta discrepancia, adoptaremos como edad más probable de Alessi 14 la determinada por el método de ajuste de espectros templates. Concluimos entonces aceptando que Alessi 14 es un cúmulo moderadamente viejo, con una edad aproximadamente similar a la de las Hyades.



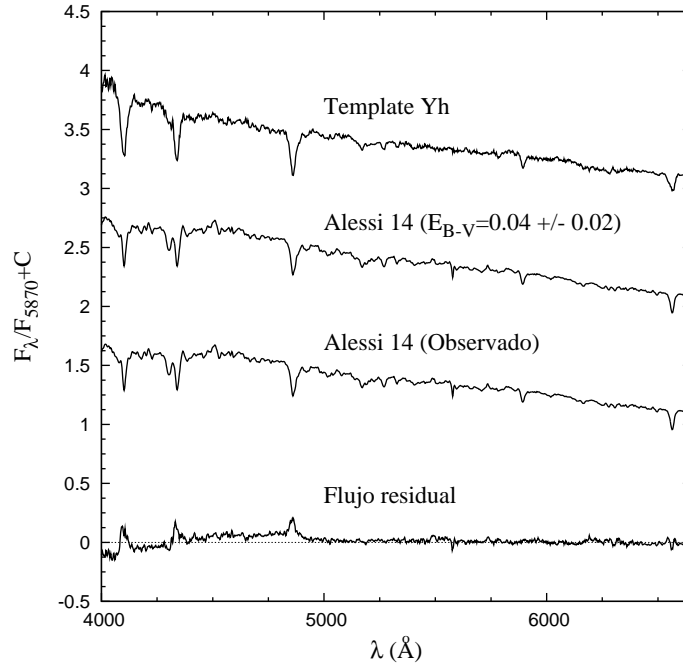


Figura 6.1: Resultados de aplicar el método de espectros templates para Alessi 14.

### 6.3. Alessi 15

Al igual que el objeto anterior, Alessi 15 no registra ningún estudio previo de ninguna naturaleza, por lo que las presentes determinaciones de enrojecimiento y edad también son las primeras en su especie. Alessi 15 es un objeto muy compacto, de allí la prioridad asignada para su observación. Tampoco ha sido clasificado en el sistema de Trumpler (1930), no obstante lo cual se trata claramente de un objeto muy concentrado, relativamente pobre en estrellas y de moderada luminosidad.

El mejor ajuste del espectro observado, corregido por  $E(B - V) = 0.08 \pm 0.02$ , se logra con el template Ia de Piatti et al. (2002). Por esta razón, la edad adoptada para este objeto es de  $\sim 1000$  millones de años. De aceptar este enrojecimiento, su distancia heliocéntrica aproximada sería del orden de los 260 pc. La edad inferida es mucho menor que la sugerida por las líneas de Balmer ( $\sim 5000$  millones de años), hecho éste compatible con el visible exceso de flujo residual. Más allá de las limitaciones del método de los anchos equivalentes, esta fuerte discrepancia puede estar influenciada por la comparativamente baja razón  $S/N$  del espectro integrado de Alessi 15. En este caso, parece más razonable asignar mayor peso a la forma del continuo espectral que a las mismas características espectrales. Concluimos aceptando que Alessi 15 es un cúmulo de edad intermedia escasamente enrojecido.

El enrojecimiento medio en la dirección de Alessi 15, de acuerdo a los mapas de ex-

tinción de Schlegel et al. (1998), es  $E(B - V) = 0.94 \pm 0.03$ , en absoluto desacuerdo con el valor inferido a partir del espectro integrado. Esto se debe con seguridad a que el gas y el polvo en la dirección de Alessi 15 es mucho mayor que el existente entre este objeto y el Sol. Resulta evidente que, cuando los objetos se encuentran a muy bajas latitudes galácticas, los mencionados mapas no permiten inferir de manera confiable el enrojecimiento asociado a estos objetos.

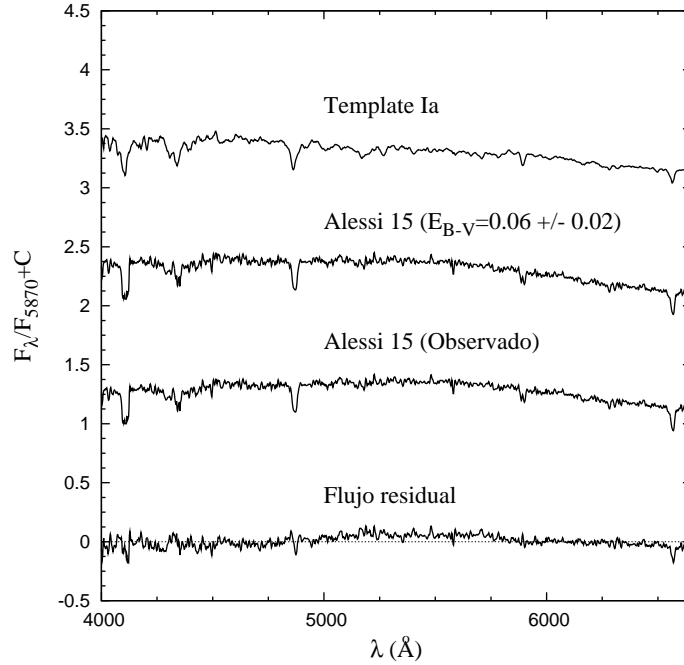


Figura 6.2: Resultados de aplicar el método de espectros templates para Alessi 15.

## 6.4. Alessi 16

Tampoco Alessi 16 registra estudios previos, de allí la importancia de poder obtener por vez primera en este estudio valores aproximados de su enrojecimiento y su edad. Alessi 16 se presenta como un objeto muy compacto y difuso en el cielo, con poco más de 15 estrellas que aparentemente pueden ser resueltas. Su diámetro aparente es del orden de  $0.5'$  (Lynga & Palous 1987), es decir, se trata de un objeto extremadamente compacto y absolutamente desconocido hasta el momento. Al igual que los dos objetos anteriores, tampoco ha sido clasificado morfológicamente por autor alguno.

El espectro integrado observado de Alessi 16 presenta características típicas de los cúmulo viejos. El template que mejor ajusta este espectro es una combinación de los templates Ia e Ib de Piatti et al. (2002), previa corrección por un exceso de color  $E(B - V) = 0.26 \pm 0.02$ . En consecuencia, la edad que le correspondería a este objeto debería ser

$\sim 2500$  millones de años, en muy buen acuerdo con la inferida a partir de los anchos equivalentes de las líneas de Balmer ( $2900 \pm 200$  millones de años). De acuerdo a estos resultados, Alessi 16 debería considerarse parte del selecto y reducido grupo de cúmulos viejos de nuestra Galaxia. La determinación de su metalicidad será particularmente importante en el contexto del gradiente galáctico de abundancia metálica en el disco.

Usando los mapas de extinción de Schlegel et al. (1998), inferimos para Alessi 16 un exceso de color  $E(B - V) = 1.20 \pm 0.09$ , mucho mayor que el obtenido a partir del espectro integrado. La explicación a esta fuerte discrepancia es la misma que en los dos casos anteriores. Finalmente, si adoptamos para este objeto el valor  $E(B - V) = 0.26 \pm 0.02$  y aceptamos la conocida variación aproximada del enrojecimiento con la distancia, entonces Alessi 16 debería estar ubicado a una distancia aproximada de 830 kpc del Sol.

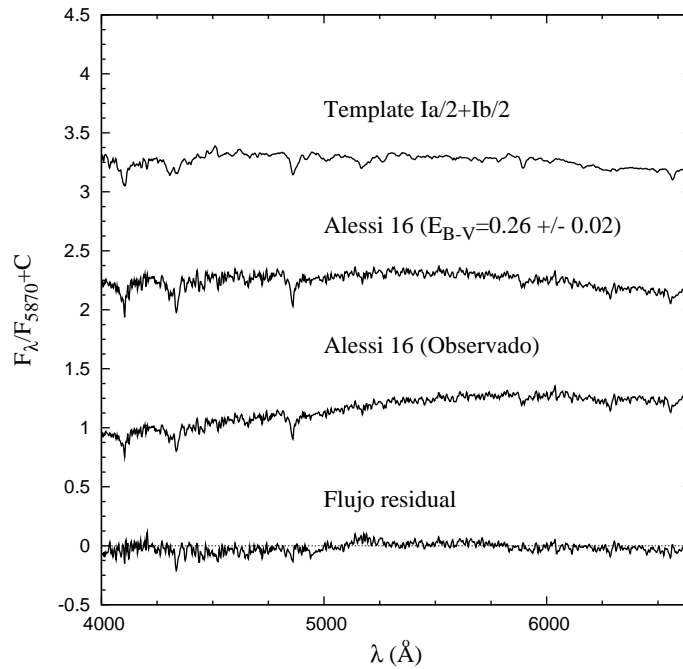


Figura 6.3: Resultados de aplicar el método de espectros templates para Alessi 16.

## 6.5. Ruprecht 150

Este objeto presenta en el cielo el aspecto de un agregado medianamente concentrado con un número comparativamente reducido de miembros brillantes, de allí su tipo morfológico II2p. Su diámetro aparente de  $\sim 2'$  (Archinal & Hynes 2003) lo hace particularmente atractivo para su observación con la técnica de espectroscopía integrada. Ruprecht 150 registra un único estudio previo relativamente reciente realizado por Vázquez et al. (2008). De acuerdo al mismo, este objeto debería considerarse un cúmulo moderada-

mente joven de  $\sim 100$  millones de años, afectado por un exceso de color medio  $E(B - V) = 0.35 \pm 0.05$ .

El análisis del espectro integrado de Ruprecht 150 muestra sólo acuerdo parcial con los resultados obtenidos por Vázquez et al. (2008). En efecto, el template que mejor ajusta el espectro observado es el Ia de Piatti et al. (2002), asociando un enrojecimiento  $E(B - V) = 0.37 \pm 0.02$ . Este último valor prácticamente coincide con el obtenido por Vázquez et al. (2008), no así en cambio con el valor inferido a partir de los mapas de Schlegel et al. (1998). Sin embargo, llama poderosamente la atención que la edad del template Ia (1000 millones de años) que mejor ajusta el espectro de Ruprecht 150 sea mucho mayor que la inferida por Vázquez et al. (2008). Sobre este aspecto, cabe mencionar que las líneas de Balmer sugieren una edad aproximada de 5000 millones de años, con una enorme incerteza de  $\sim 4000$  millones de años. Si bien, en este caso, este último método probablemente no debería tenerse en cuenta en virtud de la enorme imprecisión inherente a la edad, sirve en todo caso para reforzar la idea de que Ruprecht 150 puede no ser un cúmulo tan joven como proponen Vázquez et al. (2008). Para explicar la discrepancia en edad, podría lógicamente argumentarse que el espectro integrado de Ruprecht 150 podría encontrarse contaminado por la presencia de alguna estrella brillante no miembro o, tal vez, por varias estrellas del campo. De ser así, resultaría difícil explicar porqué existe entonces un excelente acuerdo con el enrojecimiento. Es evidente que se necesitan nuevas observaciones para dilucidar el origen de esta fuerte discrepancia en edad.

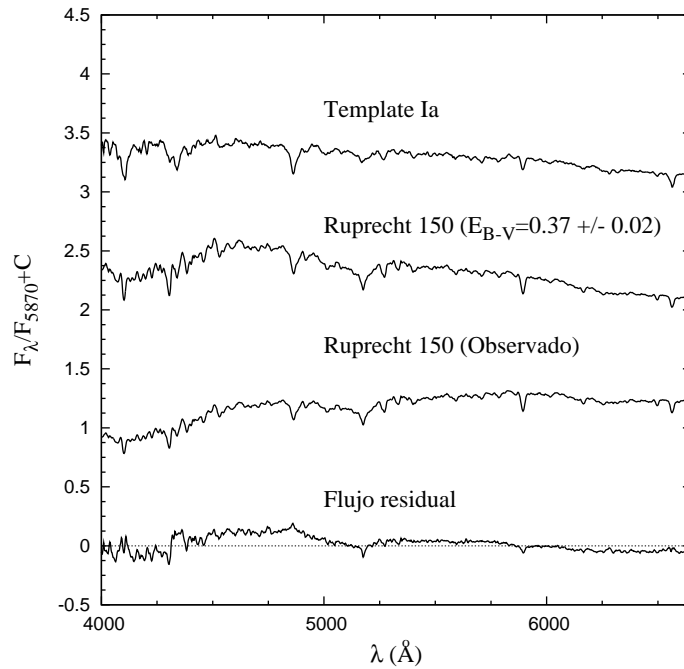


Figura 6.4: Resultados de aplicar el método de espectros templates para Ruprecht 150.

## 6.6. Ruprecht 14

Tampoco Ruprecht 14 presenta estudios previos, motivo principal por el que fue seleccionado. Contrariamente a los objetos discutidos anteriormente, Ruprecht 14 presenta el aspecto de un cúmulo poco concentrado, con un número relativamente pequeño de estrellas. Por esta razón, fue clasificado por Archinal & Hynes (2003) como perteneciente al tipo IV1p en el sistema de Trumpler (1930). El brillo integrado de Ruprecht 14 está dominado por una estrella central, motivo por el cual su espectro integrado debe analizarse con precaución. Ruprecht 14 tiene un diámetro aparente del orden de los 3', lo que lo hace interesante para ser estudiado mediante espectroscopía integrada, aunque se encuentra quizás en el límite de las dimensiones tolerables para la configuración instrumental utilizada.

El espectro integrado del cúmulo presenta intensas líneas características de las estrellas tardías. Un análisis detallado sugiere que estas características serían muy probablemente producidas por la estrella central de brillo dominante. El espectro integrado, excluyendo la contribución de esta estrella, demuestra que el template que mejor lo ajusta es el Ib de Piatti et al. (2002), con un enrojecimiento  $E(B - V) = 0.46 \pm 0.02$ .

Si se considera el espectro total incluyendo la contribución de la estrella central, el mejor ajuste se logra con el espectro patrón M0III del catálogo de Silva y Cornell (1992), aunque con un enrojecimiento negativo. Esto último puede quizás deberse a la contaminación del espectro por estrellas azules miembros o no del cúmulo. No podemos definir si la estrella brillante, ciertamente muy tardía, es una gigante roja perteneciente o no al objeto. Para definir cuál de estas dos alternativas es la correcta, habría que tomar un espectro individual de esta estrella. Con los datos disponibles hasta el momento, nos inclinamos a pensar que se trata de una estrella gigante roja de tipo espectral M0, dado que las líneas ajusta muy bien.

El método de los anchos equivalente indica que Ruprecht 14 debería ser un cúmulo joven con una edad de  $\sim 225 \pm 200$  millones de años. Si bien este resultado se contrapone al hallado por el método de ajuste de templates, la degeneración existente en el método de los anchos equivalentes puede ser la causa de esta discrepancia. Dado que la estrella central puede estar causando problemas, recomendamos fuertemente observar nuevamente este objeto.

## 6.7. Ruprecht 17

Ruprecht 17 es un cúmulo poco concentrado tipo III1p en el sistema de Trumpler (1930), relativamente pobre en estrellas, el cual no registra estudios previos. Como en los casos anteriores, la sola determinación del enrojecimiento y la edad es importante porque estos valores serán los primeros en su especie. Este objeto no parece incluir en el campo estrellas brillantes que puedan contaminar seriamente el espectro integrado. Su pequeño diámetro aparente de aproximadamente 3' (Archinal & Hynes 2003), lo hace interesante

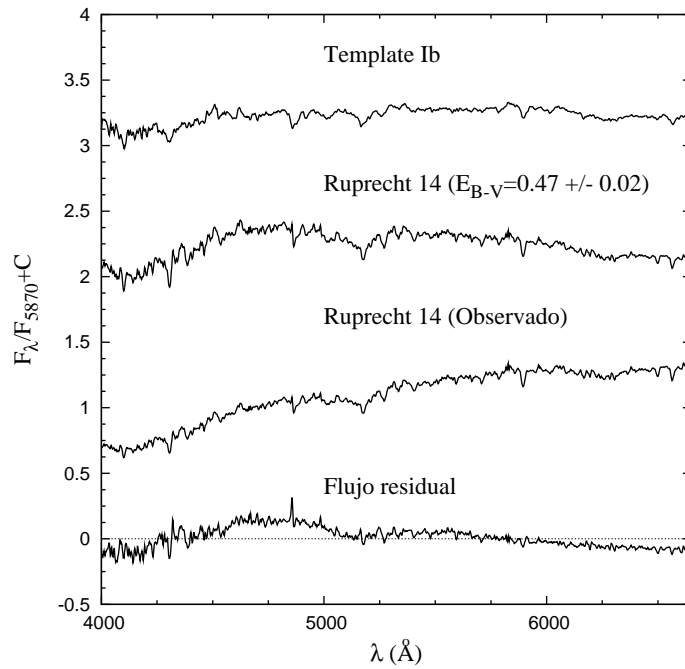


Figura 6.5: Resultados de aplicar el método de espectros templates para Ruprecht 14.

para ser estudiado mediante espectroscopía integrada, aunque como en casos anteriores, este objeto yace en los límites impuestos por la configuración intrumental utilizada.

El espectro integrado de Ruprecht 17 presenta las características típicas de los cúmulos moderadamente jóvenes. En efecto, el mejor ajuste de este espectro se logra con el template Yh de 500 millones de años de Piatti et al. (2002), corrigiendo por  $E(B - V) = 0.11 \pm 0.02$ . Los anchos equivalentes de las líneas de Balmer sugieren una edad de  $480 \pm 20$  millones de años, en excelente acuerdo con la edad inferida con los templates.

Por lo expresado, llegamos a la conclusión de que Ruprecht 17 es un objeto ligeramente más joven que las Hyades, medianamente enrojecido por un exceso de color  $E(B - V) = 0.11 \pm 0.02$  y ubicado aproximadamente a uno 350 pc del Sol. El exceso de color que le correspondería de acuerdo a los mapas de Schlegel et al. (1998) es  $E(B - V) = 1.5$ , esto es, mucho mayor que el aceptado para este objeto.

## 6.8. Ruprecht 38

Ruprecht 38 es otro objeto interesante desde el punto de vista astrofísico por carecer de estudios previos. Este es un cúmulo medianamente concentrado, aunque comparativamente pobre en estrellas de tipo morfológico III2p (Archinal & Hynes 2003). No se aprecian en el campo estrellas brillantes que puedan dominar la luz integrada de este objeto de apenas  $2'$  de diámetro angular.

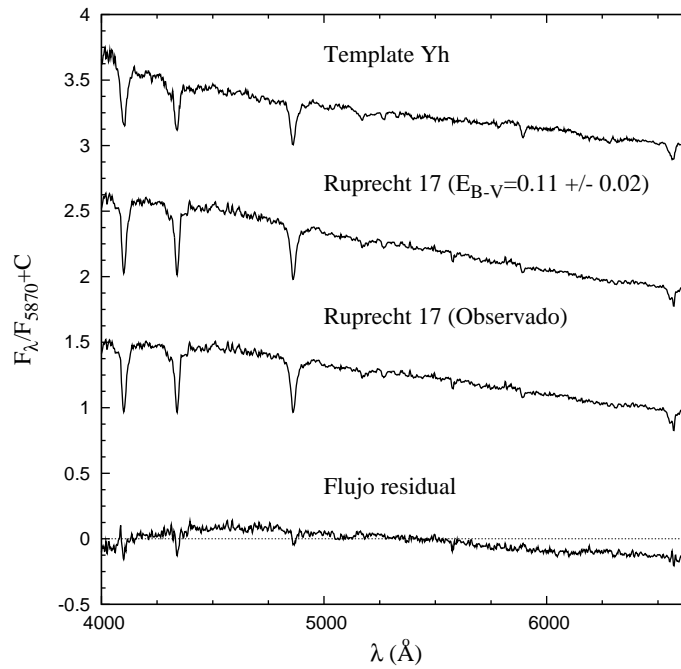


Figura 6.6: Resultados de aplicar el método de espectros templates para Ruprecht 17.

De acuerdo al método de ajuste de templates, Ruprecht 38 debería ser un objeto de unos 1000 millones de años, afectado por un pequeño enrojecimiento de apenas  $E(B - V) = 0.02 \pm 0.02$ . Si bien los anchos equivalentes de las líneas de Balmer sugieren una edad mucho mayor ( $\sim 5400$  millones de años), la baja razón S/N del espectro integrado de este objeto no permite confiar mayormente en esta última estimación. En cualquier caso, el presente análisis indica que Ruprecht 38 es un cúmulo de edad intermedia con una edad igual o mayor que 1000 millones de años, prácticamente no afectado por enrojecimiento interestelar. Contrariamente al método de los templates, los mapas de Schlegel et al. (1998) sugieren un enrojecimiento apreciable  $E(B - V) = 0.37$ . La explicación para esta gran diferencia con el enrojecimiento antes derivado, ha sido dada ya en algunos casos anteriores. Si se acepta la variación del enrojecimiento en una magnitud por cada kpc, entonces Ruprecht 38 debería estar ubicado a unos 64 pc del Sol.

## 6.9. NGC 2459

NGC 2459 es un candidato a cúmulo abierto, aparentemente compacto y de apenas  $1'$  de diámetro aparente (Lynga & Palous 1987). Sus características, en el caso de que se trate de un cúmulo genuino, son completamente desconocidas. Su apariencia en el cielo es la de un agregado estelar pobre, compuesto por apenas una decena de estrellas. Este objeto ha sido eliminado de algunos catálogos por ser considerado un asterismo y no un cúmulo abierto genuino (Archinal & Hynes 2003). Del análisis de su espectro integra-

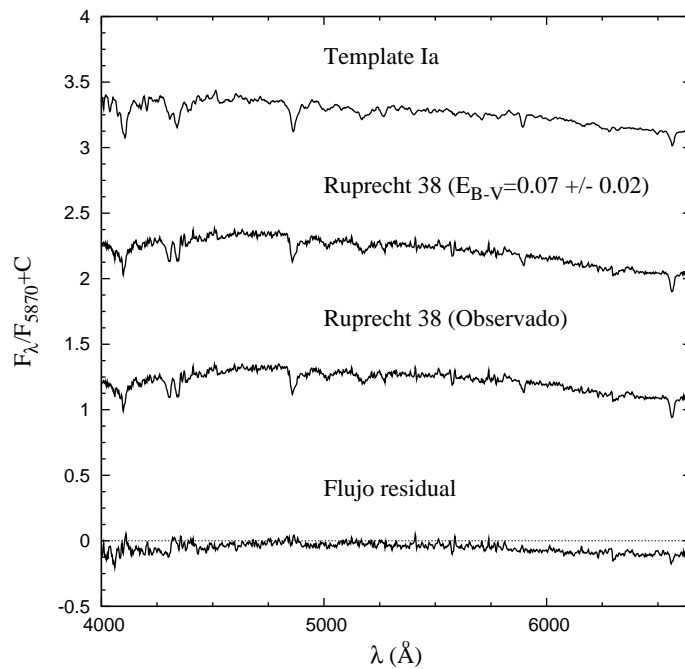


Figura 6.7: Resultados de aplicar el método de espectros templates para Ruprecht 38.

do, sin embargo, parecería que NGC 2459 es una unidad poblacional de edad intermedia ( $\sim 1000$  millones de años), prácticamente no enrojecido ( $E(B - V) = 0.01 \pm 0.02$ ). Si bien las líneas de Balmer sugieren una edad aún mayor, el flujo residual muestra residuos importantes restando confiabilidad a los resultados inferidos a partir de los anchos equivalentes de las líneas de Balmer. Más allá de las discrepancias mencionadas, todo parecería indicar que NGC 2459 es una única unidad poblacional de edad intermedia. Los mapas de Schlegel et al. (1998) demuestran que este objeto prácticamente no está afectado por enrojecimiento, en buen acuerdo con el valor antes inferido a partir del espectro integrado. En cualquier caso, creemos que son necesarias observaciones, particularmente fotométricas, para sacar conclusiones más confiables respecto de este objeto.

## 6.10. ESO 313-SC03

ESO 313-SC03 se encuentra catalogado como un candidato a cúmulo abierto y no posee ningún estudio previo. Este es un objeto en el que sus componentes se encuentran bastante dispersas. Según Archinal & Hynes (2003), su tipo morfológico es II3 en el sistema de Trumpler (1930), siendo su diámetro aparente en el cielo del orden de los  $2.5'$  (Archinal & Hynes 2003).

El análisis de su espectro integrado muestra claramente que, de tratarse efectivamente de una única unidad poblacional genuina, estaríamos en presencia de un objeto muy



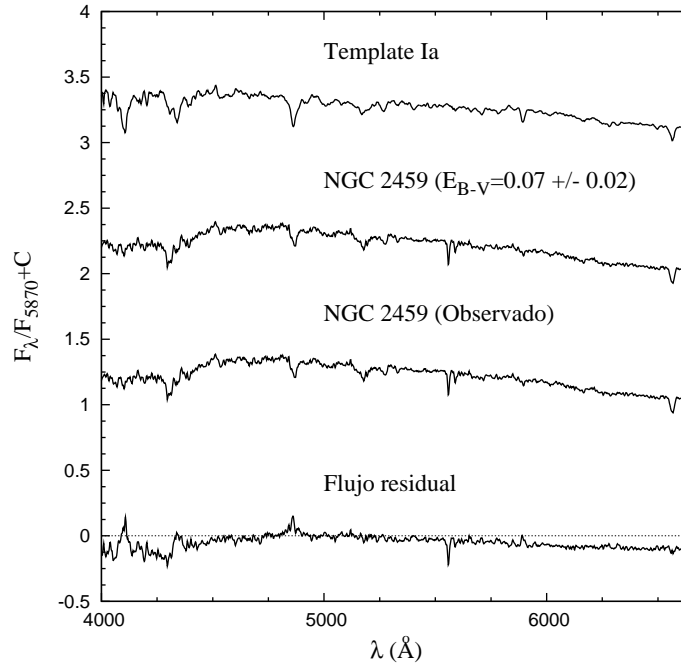


Figura 6.8: Resultados de aplicar el método de espectros templates para NGC 2459.

enrojecido de edad intermedia. En efecto, en base al método de los templates, el mejor ajuste del espectro observado se logra con un promedio de los espectros patrones Ia e Ib de Piatti et al. (2002), con un elevado exceso de color  $E(B-V) = 0.98 \pm 0.02$ . De ser este ajuste correcto, este objeto sería definitivamente viejo, con una edad comprendida entre 1000 y 4000 millones de años. Los anchos equivalentes medidos también sugieren una edad elevada, mayor aún que la antes indicada. En suma, el análisis espectral demuestra que ESO 313-SC03 es un cúmulo abierto viejo y altamente enrojecido. Dado que este objeto yace en las inmediaciones del plano galáctico, su distancia al Sol debería ser del orden de 3000 pc.

De acuerdo a los mapas de extinción de Schlegel et al. (1998), el enrojecimiento medio para la región de ESO 313-SC03 es  $E(B-V) = 1.8 \pm 0.1$ , ciertamente mayor que el exceso de color antes determinado. Esto se debe casi con seguridad a que el cúmulo se encuentra proyectado sobre una región medianamente densa de gas y polvo interestelar.

## 6.11. ESO 260-SC6

Clasificado como del tipo III2 por Archinal & Hynes (2003), ESO 260-SC06 aparenta ser un cúmulo pobre y disperso, dominado por estrellas brillantes y de pequeño diámetro angular ( $2'$ ). Tampoco este objeto registra estudios previos de ninguna naturaleza. El análisis de su espectro integrado revela inmediatamente que se trata de un objeto de edad

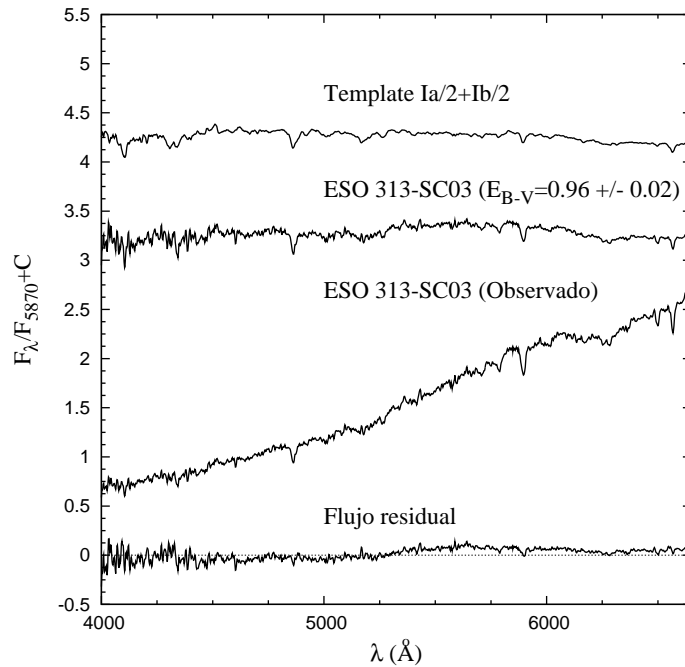


Figura 6.9: Resultados de aplicar el método de espectros templates para ESO 313-SC03.

avanzada, medianamente enrojecido. En efecto, la ausencia de características típicas de estrellas tempranas en el espectro integrado indica que ESO 260-SC6 debe ser un objeto comparativamente viejo. Esto queda de manifiesto por el hecho de que el espectro patrón que mejor ajusta el espectro observado es una combinación de los templates Ia y Ib de Piatti et al. (2002). El enrojecimiento derivado en base al método de ajuste es  $E(B - V) = 0.55 \pm 0.02$ , lo que implica que este objeto se encuentra a poco más de 1700 pc del Sol. El flujo residual no parece ser importante en las líneas de la serie de Balmer, por lo que no se deberían esperar grandes discrepancias con la edad determinada a partir de los anchos equivalentes. En efecto, los mencionados anchos equivalentes sugieren que éste es un objeto realmente viejo, con una edad aproximada de 8000 millones de años. La discrepancia entre ambos métodos bien puede deberse a la falta de espectros patrones en este rango de edades. En cualquier caso, parecerían existir pocas dudas de que ESO 260-SC6 es un cúmulo abierto viejo y moderadamente enrojecido. Los mapas de Schlegel et al. (1998) sugieren un exceso de color  $E(B - V) = 0.97$ , prácticamente el doble del valor adoptado para el cúmulo.

## 6.12. ESO 371-SC25

ESO 371-SC25 ha sido catalogado como un cúmulo abierto de tipo I2 en el sistema de clasificación de Trumpler (1930). Su diámetro aparente es del orden de los 3' (Lynga & Palous 1987) y su apariencia en el cielo es la de un objeto de alta densidad de estrellas

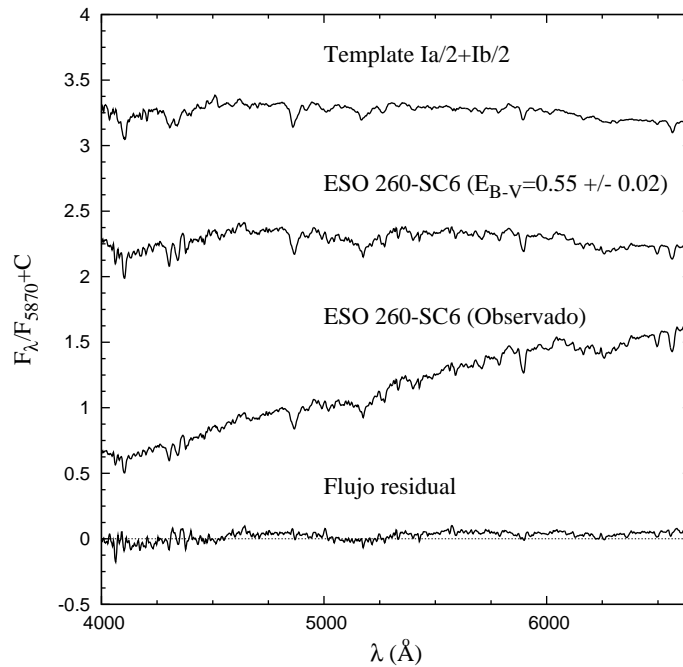


Figura 6.10: Resultados de aplicar el método de espectros templates para ESO 260-SC6.

de mediano brillo, lo que justifica su clasificación morfológica. Este objeto aparenta contener aproximadamente medio centenar de estrellas, motivo por el cual nos parece más apropiado clasificarlo como del tipo I2m.

Dado que la mayor cantidad de estrellas yacen en la parte central del objeto, el espectro integrado se tomó teniendo en cuenta esta característica. De esta manera, esperamos que dicho espectro refleje bastante bien las propiedades de esta unidad poblacional. El espectro patrón que mejor ajusta el espectro observado es el template Yb1 de Piatti et al. (2002), lo que indica que ESO 371-SC25 es un agregado joven, con una edad comprendida entre 5 y 10 millones de años. Si aceptamos que el enrojecimiento aumenta en una magnitud por cada kpc, entonces el exceso de color derivado en el ajuste ( $E(B - V) = 1.04 \pm 0.02$ ), equivale a una distancia aproximada de 3300 pc.

Midiendo los anchos equivalentes de las líneas de la serie de Balmer se obtiene una edad del orden de  $\sim 30 \pm 10$  millones de años. Si bien este valor es algo mayor al antes inferido a partir del ajuste de templates, revela nuevamente que el cúmulo es ciertamente joven. Los mapas de Schlegel et al. (1998) sugieren un exceso de color  $E(B - V) = 0.48$ , prácticamente la mitad del valor adoptado para el cúmulo. Esto puede evidenciar la falta de resolución que poseen estos mapas. Parecería entonces que en la dirección de ESO 371-SC25 no existe una cantidad importante de gas y polvo que atenúe la luz. Es probable, sin embargo, que existan pequeñas estructuras de alta densidad capaces de producir el enrojecimiento tan elevado determinado para este cúmulo.

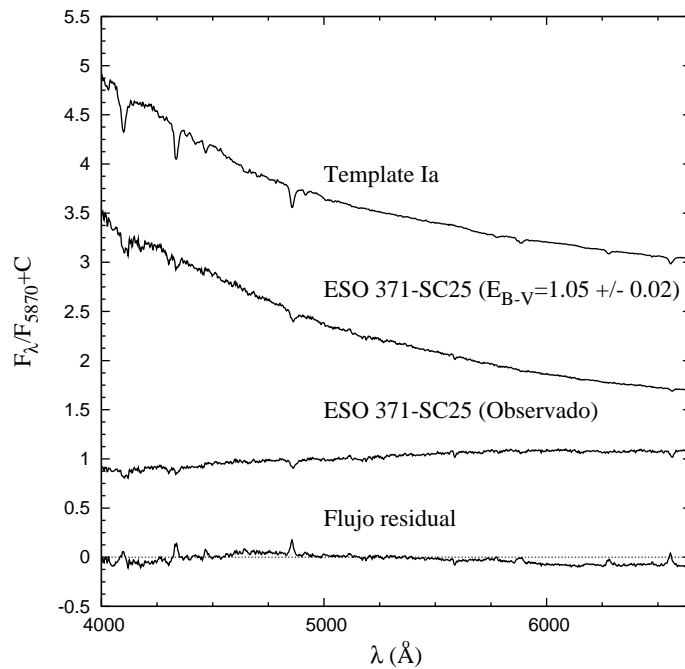


Figura 6.11: Resultados de aplicar el método de espectros templates para ESO 371-SC25.

### 6.13. BH 72

Este candidato a cúmulo abierto primeramente detectado como tal por van den Bergh & Hagen (1975), tampoco presenta estudios previos, por lo que la determinación de su edad y de su enrojecimiento resulta particularmente importante. BH 72, clasificado IIIp por Archinal & Hynes (2003), luce como un objeto de al menos un centenar de estrellas de mediano brillo, dispersas dentro de un radio angular de  $\sim 1'$ . Su espectro integrado revela con claridad que se trata de un cúmulo abierto moderadamente joven. En efecto, el espectro patrón que mejor ajusta este objeto es el Yh de Piatti et al. (2002), con el que se deriva un enrojecimiento  $E(B - V) = 0.05 \pm 0.02$ . BH 72 es entonces un cúmulo de unos 500 millones de años aproximadamente. Si bien existen pequeños apartamientos sistemáticos en la región del continuo, el flujo residual en las líneas de Balmer es relativamente pequeño.

El método de los anchos equivalentes sugiere una edad del orden de los  $100 \pm 10$  millones de años. No obstante la diferencia encontrada entre las edades sugeridas por uno y otro método, es posible concluir que efectivamente BH 72 es un objeto moderadamente joven, con una edad del orden o menor que 500 millones de años. El enrojecimiento derivado no tiene correlato con el proporcionado por los mapas de extinción interestelar de Schlegel et al. (1998), los cuales indican para la región un exceso de color mucho mayor,  $E(B - V) = 1.8 \pm 0.1$ . De aceptar el enrojecimiento antes obtenido con el ajuste de templates, BH 72 se ubicaría entonces muy aproximadamente a unos 160 pc del Sol.

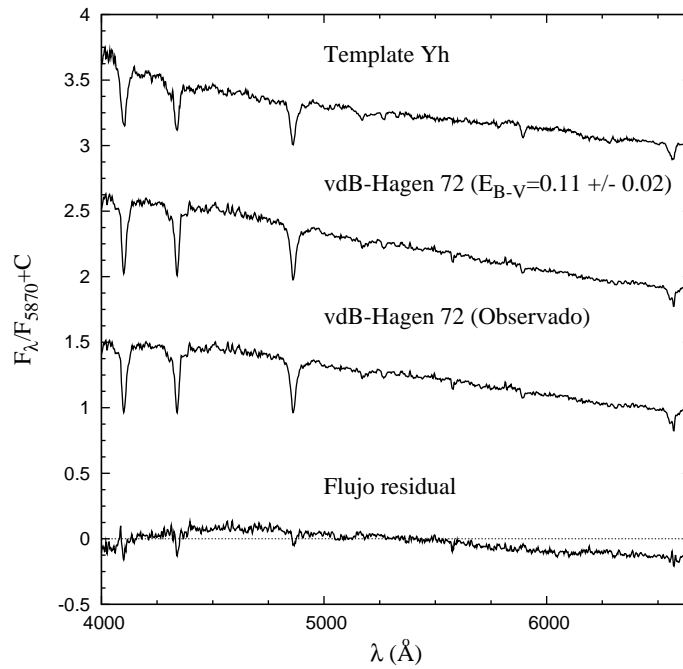


Figura 6.12: Resultados de aplicar el método de espectros templates para BH 72.

## 6.14. ESO 315-SC14

Este objeto de características desconocidas incluye aproximadamente una decena de estrellas comparativamente brillantes distribuidas dentro de un radio de aproximadamente  $1.5'$ . Si bien no ha sido hasta el momento clasificado morfológicamente, de su apariencia en el cielo lo consideramos un objeto tipo III3p.

El espectro integrado de ESO 315-SC14 luce claramente como el de un cúmulo abierto moderadamente joven. En efecto, el mismo presenta intensas líneas de la serie de Balmer, indicando la presencia de estrellas tempranas. El template que mejor ajusta el espectro integrado observado es el Yh ( $\sim 500$  millones de años) de Piatti et al. (2002), con un leve exceso de color  $E(B - V) = 0.06 \pm 0.02$ . Analizando el flujo residual, se advierte un exceso en las líneas de la serie de Balmer, lo que indica “a priori” una posible discrepancia con la edad determinada por el método anterior. En efecto, de los anchos equivalentes la edad es  $\sim 2000$  millones de años. La discrepancia con el valor anterior puede deberse a la bien conocida degeneración existente entre los anchos equivalentes y la edad. La forma del continuo del espectro integrado, sin embargo, parece más compatible con la de un objeto joven y no uno de edad intermedia. Creemos razonable concluir aceptando que, de ser efectivamente un agregado físico, ESO 315-SC14 debería ser considerado un cúmulo con una edad ligeramente menor que las Hyades, escasamente enrojecido.

Tampoco en este caso el exceso de color hallado para el cúmulo concuerda con el infe-

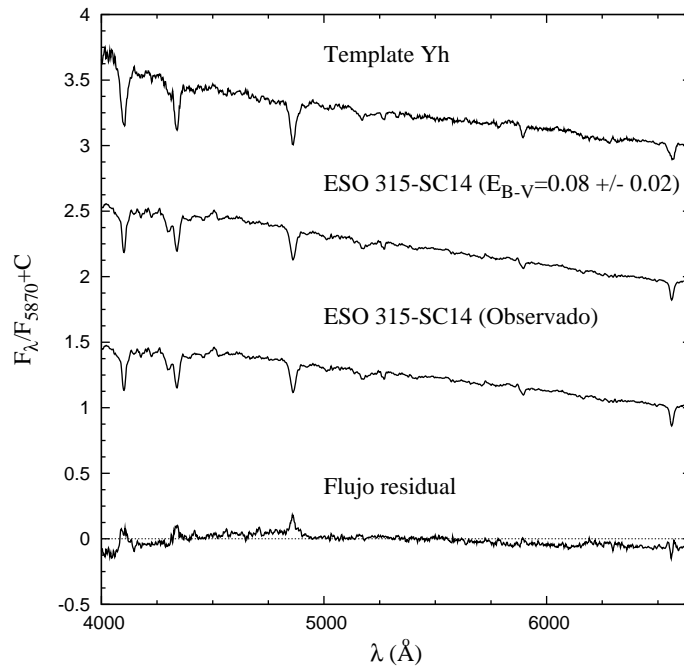


Figura 6.13: Resultados de aplicar el método de espectros templates para ESO 315-SC14.

rido a partir de los mapas de Schlegel et al. (1998). Queda claro que, a bajas latitudes galácticas, no es recomendable utilizar los mencionados mapas para estimar el enrojecimiento. Todo lo contrario ocurre precisamente para objetos ubicados a elevadas latitudes galácticas.

## 6.15. ESO 502-SC19

Contrariamente a lo que ocurre con casi todos los objetos antes analizados, ESO 502-SC19 ha sido estudiado previamente por Bica et al. (2001). En este trabajo, los autores presentan evidencias en favor de un candidato a cúmulo en estado de aparente disolución. Estos autores proporcionan algunos parámetros de este objeto, midiendo básicamente sobre las imágenes del *Digitized Sky Survey*<sup>2</sup> sus coordenadas, el diámetro aparente tanto del semieje mayor como del semieje menor, entre otros. El enrojecimiento por ellos derivado a partir de los mapas de Schlegel et al. (1998) es  $E(B - V) = 0.05$ . Conforme a lo que hemos venido mostrando hasta acá, este valor del enrojecimiento debería ser tomado con precaución. Independientemente del estudio mencionado, ESO 502-SC19 no ha sido antes estudiado ni fotométricamente ni espectroscópicamente.

El espectro integrado de ESO 502-SC19 presenta las características típicas de un cúmulo de edad intermedia. En efecto, el template que mejor lo ajusta es el Ia de Piatti et al.

<sup>2</sup>Disponibile en línea en: <http://archive.eso.org/dss/dss>

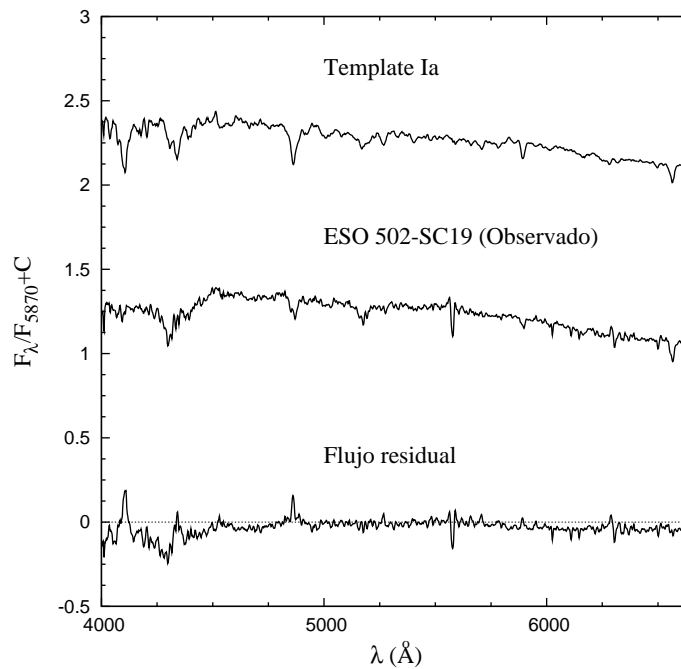


Figura 6.14: Resultados de aplicar el método de espectros templates para ESO 502-SC19.

(2002), lo que indica que se trata de un objeto de aproximadamente 1000 millones de años. El enrojecimiento derivado por este método es nulo, en bastante buen acuerdo con el valor proporcionado por los mapas de Schlegel et al. (1998). Analizando el flujo residual, se advierte claramente un exceso en las líneas de la serie de Balmer, lo que explica porqué estas líneas sugieren una edad mucho mayor que la del template.

## 6.16. Lynga 4

Lynga 4 fue estudiado en otras oportunidades por diferentes autores. En particular, el primer estudio, utilizando fotometría fotoeléctrica UBV, lo realizaron Moffat & Vogt (1975). El pequeño número de estrellas por ellos observadas, sin embargo, no permitió establecer a ciencia cierta que Lynga 4 sea un cúmulo. Estudios más recientes, como el llevado a cabo por Bonatto & Bica (2007), permitieron confirmar la naturaleza de Lynga 4. Este objeto de aproximadamente  $3'$  de diámetro angular y tipo II2m (Archinal & Hynes 2003), es un muy buen candidato para ser estudiado mediante la técnica de espectroscopía integrada. Bonatto et al. (2007) mostraron que Lynga 4 es efectivamente un cúmulo abierto de  $(1300 \pm 200)$  millones de años, afectado por un enrojecimiento  $E(B - V) = 0.70 \pm 0.07$  y ubicado a  $1.1 \pm 0.1$  kpc del Sol.

Nuevamente, el template que mejor ajusta el espectro observado es el Ia de Piatti et al. (2002), en excelente acuerdo con la edad estimada por Bonatto et al. (2007). Por su

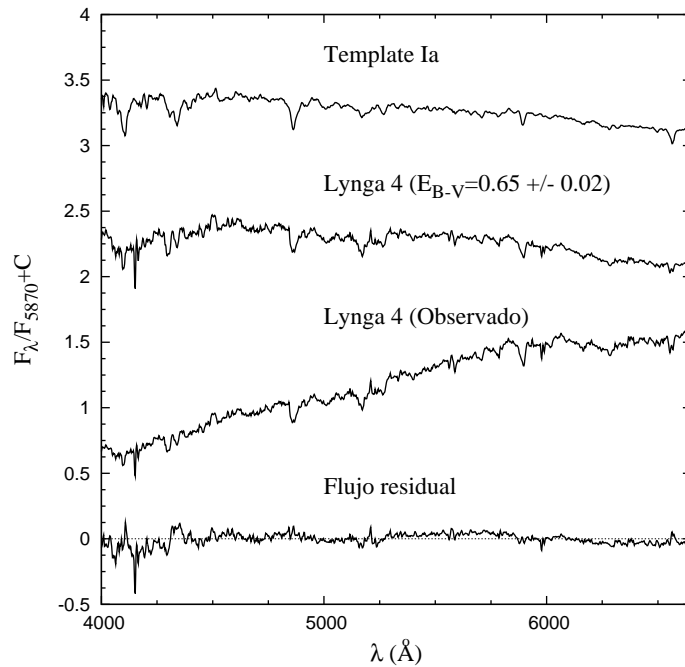


Figura 6.15: Resultados de aplicar el método de espectros templates para Lynga 4.

parte, el exceso de color estimado a partir del espectro es  $E(B - V) = 0.63 \pm 0.02$ , valor éste que también muestra un muy buen acuerdo con el hallado fotométricamente por Bonatto et al. (2007). El exceso de color derivado de los mapas de Schlegel et al. (1998) es considerablemente mayor y no guarda relación alguna con el del cúmulo. En el caso de Lynga 4, la existencia previa de valores confiables de la edad y el enrojecimiento nos permite chequear la bondad del método espectroscópico utilizado en este estudio.

## 6.17. ESO 277-SC04

Si bien ESO 277-SC04 es considerado un candidato a cúmulo abierto en varios catálogos, Archinal & Hynes (2003) lo cataloga como un posible asterismo. En cualquier caso, dado que no existe hasta la fecha ningún estudio previo realizado sobre este objeto, los parámetros derivados en el presente estudio constituyen los primeros en su especie.

ESO 277-SC04, clasificado como del tipo I3, luce en el cielo como una agrupación de una decena de estrellas brillantes muy dispersas en una región de al menos  $1,5'$  de diámetro. De su espectro integrado y en base al método de ajuste de templates, se deriva una edad de  $\sim 1000$  millones de años y un exceso de color  $E(B - V) = 0.09 \pm 0.02$ . Este último valor es unas tres veces más pequeño que el inferido a partir de los mapas de Schlegel et al. (1998). La edad sugerida por las líneas de Balmer ( $2000 \pm 1000$  millones de años), es compatible con el valor anterior. En conclusión, quedan pocas dudas respecto a que



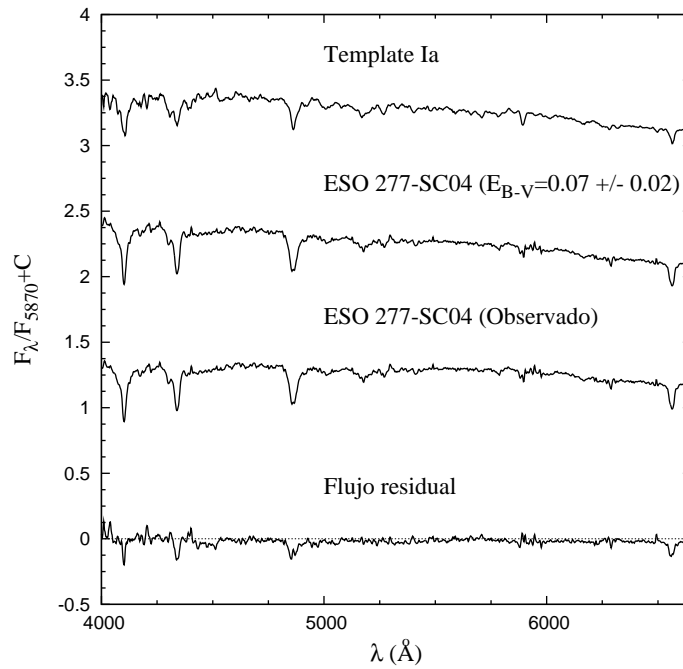


Figura 6.16: Resultados de aplicar el método de espectros templates para ESO 277-SC04.

ESO 277-SC04 es un cúmulo de edad intermedia escasamente enrojecido. Probablemente, al igual que ESO 502-SC19, podría tratarse de un cúmulo en estado de disgregación.

## 6.18. ESO 332-SC11

ESO 332-SC11, clasificado por Archinal & Hynes (2003) como del tipo III3, no presenta hasta la fecha ningún estudio previo. Su diámetro angular de  $3'$  permite que este objeto sea estudiado mediante espectroscopía integrada. El brillo integrado de ESO 332-SC11 parece estar dominado por estrellas de tipos espectrales O y B, lo que obviamente indica que estamos en presencia de un objeto muy joven. El mejor ajuste del espectro observado se logra con una combinación lineal de los templates Yb2 e Yb3 de Piatti et al. (2002), previa corrección por un exceso de color  $E(B - V) = 0.30 \pm 0.02$ . Esto significa que ESO 332-SC11 es un cúmulo con una edad comprendida entre 5 y 10 millones de años. Si bien la edad sugerida por las líneas de Balmer es levemente mayor ( $30 \pm 10$  millones de años), preferimos adoptar la consignada en primer término. Tampoco en este caso hay acuerdo entre el enrojecimiento derivado y el inferido a través de los mapas de extinción de Schlegel et al. (1998).

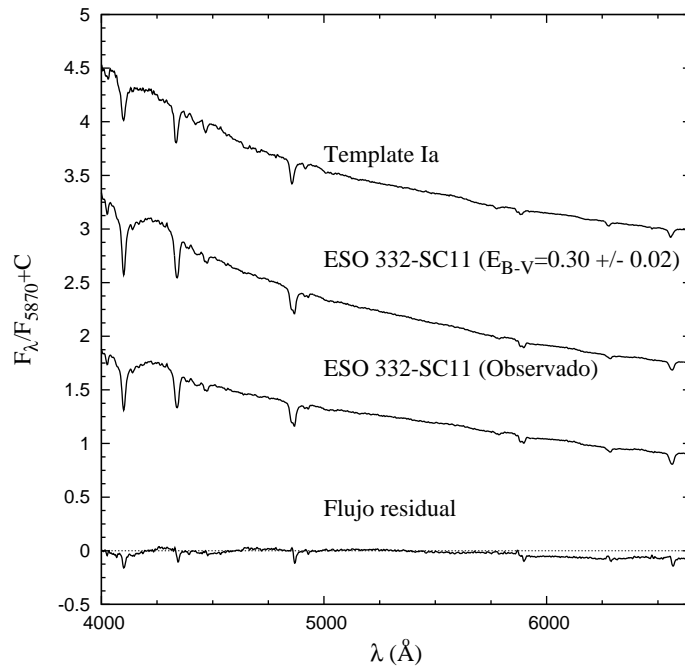


Figura 6.17: Resultados de aplicar el método de espectros templates para ESO 332-SC11.

### 6.19. Breve discusión de los resultados

Los resultados obtenidos luego de analizar los espectros integrados de cada cúmulo se presentan en la Tabla 6.2. Nótese que la mayoría de los objetos son viejos o de edades intermedias. En efecto, 11 cúmulos tienen edades mayores que 1000 millones de años, en tanto que sólo 2 aparentan ser claramente jóvenes o muy jóvenes, con edades comprendidas entre 5 y 10 millones de años. Los 4 objetos restantes presentan las características típicas de los cúmulos de edad comparable a las Hyades ( $\sim 500$  millones de años). En general, cuando resultó posible efectuar comparaciones con estudios previos, las comparaciones mostraron buen acuerdo, validando de paso la técnica observacional utilizada. Prácticamente ningún objeto de la presente muestra posee hasta la fecha determinaciones independientes de distancia, por lo que resultó imposible testear nuestras estimaciones. Creemos importante aclarar que las distancias consignadas en este trabajo deben tomarse con mucha precaución, ya que se trata sólo de gruesas estimaciones las cuales, en algunos casos, pueden estar bastante alejadas de la realidad.

Por otro lado, hemos constatado, en general, un acuerdo relativamente pobre entre las determinaciones de edad usando el método de los templates y los anchos equivalentes de las líneas de Balmer, respectivamente. Creemos conveniente relativizar estos pobres acuerdos y asignar mayor peso al ajuste de templates, en virtud del hecho bien conocido de que los anchos equivalentes, además del inconveniente de la falta de unicidad, sólo apuntan a una estimación grosera de la edad.

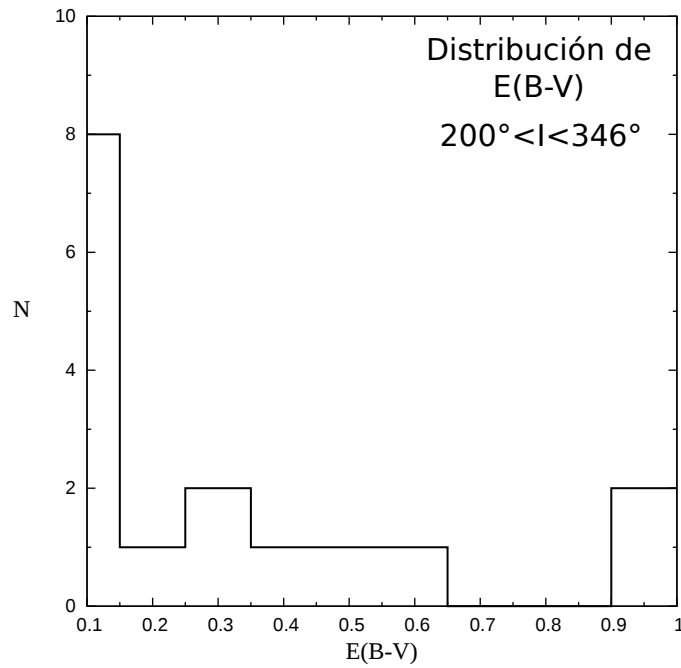


Figura 6.18: Distribución de enrojecimientos determinados para la región galáctica  $200^\circ < I < 346^\circ$ .

La distribución de enrojecimientos determinados para la región galáctica estudiada, comprendida aproximadamente entre  $200^\circ < I < 346^\circ$  se muestra en la Fig. 6.18. Nótese que prácticamente la mitad de los cúmulos abiertos observados están poco enrojecidos. Estos bajos valores de los enrojecimientos son, en principio, esperables para los cúmulos NGC 2459 y ESO 502-SC19, los cuales se encuentran bastante por encima del plano galáctico. Para estos dos cúmulos existe muy buen acuerdo entre el enrojecimiento hallado mediante el método de ajuste de templates y el derivado a partir de los mapas de Schlegel et al. (1998). Parecería razonable concluir aceptando que estos mapas son útiles para estimar el enrojecimiento sólo de objetos ubicados bien por encima del plano de la Galaxia.

Tabla 6.1: Mediciones de anchos equivalentes correspondientes a las ventanas que contienen las características espectrales de la serie de Balmer

Cúmulo	$H\alpha$ (6540 – 6586)	$H\beta$ (4846 – 4884)	$H\gamma$ (4318 – 4364)	$H\delta$ (4082 – 4124)
Alessi14	$4.30 \pm 0.01$	$6.6 \pm 0.3$	$5.7 \pm 0.1$	$5.30 \pm 0.2$
Alessi15	$3.1 \pm 0.6$	$5.6 \pm 0.6$	$5 \pm 1$	$4.8 \pm 0.8$
Alessi16	$3.4 \pm 0.3$	$6.4 \pm 0.5$	$5.0 \pm 0.3$	$4.5 \pm 0.8$
Ruprecht 150	$2.8 \pm 0.2$	$5.5 \pm 0.1$	$4 \pm 1$	$3.6 \pm 0.3$
Ruprecht 14	$2.2 \pm 0.6$	-	-	$2 \pm 1$
Ruprecht 17	$6.0 \pm 0.5$	$9.6 \pm 0.8$	$10.3 \pm 0.6$	$10.4 \pm 0.1$
Ruprecht 38	$4.2 \pm 0.3$	$5.3 \pm 0.2$	$3.1 \pm 0.6$	$3.3 \pm 0.2$
NGC 2459	$3.3 \pm 0.3$	$3.4 \pm 0.5$	$1.9 \pm 0.7$	$1.5 \pm 0.2$
ESO 313-03	$2.0 \pm 0.2$	$4.4 \pm 0.3$	$3 \pm 1$	$3.0 \pm 1.7$
ESO 260-06	$2.4 \pm 0.3$	$5.9 \pm 0.3$	$2 \pm 1$	$2.7 \pm 0.7$
ESO 371-25	$2.8 \pm 0.2$	$5.5 \pm 0.7$	-	-
ESO 211-09	$3.8 \pm 0.7$	$3.4 \pm 1.4$	$4.9 \pm 0.9$	$3.5 \pm 1.1$
vdB-Hagen 72	$6.3 \pm 0.4$	$12.2 \pm 1.1$	$10.34 \pm 0.38$	$10.1 \pm 0.1$
vdB-Hagen 73	$2.7 \pm 0.5$	$7.6 \pm 0.6$	-	-
ESO 315-14	$4.1 \pm 0.3$	$5.8 \pm 0.3$	$6.0 \pm 0.2$	$6.1 \pm 0.2$
ESO 502-SC19	$3.6 \pm 0.4$	$3.3 \pm 0.4$	-	-
Lynga4	-	$4.6 \pm 0.2$	$2.1 \pm 0.2$	$2.1 \pm 0.3$
ESO 277-04	$5.6 \pm 0.3$	$8.6 \pm 0.2$	$7.8 \pm 0.9$	$9.8 \pm 0.3$
ESO 332-11	$4.1 \pm 0.2$	$5.6 \pm 0.1$	$5.8 \pm 0.2$	$6.8 \pm 0.4$

Tabla 6.2: Primeras determinaciones de enrojecimiento y edad (en millones de años) y distancia (en pc) para los cúmulos observados

Cúmulo	$E(B - V)$	Edad	Distancia	Cúmulo	$E(B - V)$	Edad	Distancia
Alessi 14	$0,05 \pm 0,02$	500	160	ESO 260-SC6	$0,55 \pm 0,02$	1000 – 4000	1760
Alessi 15	$0,08 \pm 0,02$	1000	260	ESO 371-SC25	$1,04 \pm 0,02$	5 – 10	3328
Alessi 16	$0,26 \pm 0,02$	1000 – 4000	830	vdB-Hagen 72	$0,05 \pm 0,02$	500	160
Ruprecht 150	$0,37 \pm 0,02$	2000	...	ESO 315-SC14	$0,06 \pm 0,02$	500	...
Ruprecht 14	$0,46 \pm 0,02$	4000	...	ESO 502-SC19	0	1000	...
Ruprecht 17	$0,11 \pm 0,02$	500	350	Lynga 4	$0,63 \pm 0,02$	1000	2020
Ruprecht 38	$0,02 \pm 0,02$	1000	64	ESO 277-SC04	$0,09 \pm 0,02$	1000	288
NGC 2459	$0,01 \pm 0,02$	1000	...	ESO 332-11	$0,30 \pm 0,02$	5 – 10	960
ESO 313-SC03	$0,98 \pm 0,02$	1000 – 4000	3140				



## 7 Conclusiones

Uno de los objetivos que nos propusimos al iniciar este trabajo fue la formalización de la técnica de espectroscopía integrada de cúmulos estelares de pequeño diámetro angular, técnica que se ha venido desarrollando y utilizando exitosamente en el Observatorio Astronómico de Córdoba desde hace aproximadamente una década. Creemos que este objetivo se ha logrado cumplir. En efecto, los capítulos 2 y 3 presentan las ideas fundamentales que justifican, por un lado, la necesidad de corregir las observaciones por el efecto de enrojecimiento causado por la extinción interestelar y, por otro, la posibilidad de caracterizar el estado evolutivo de una población estelar con su distribución de luz integrada. Al conocer la ley de extinción  $y$ , suponiendo que la misma puede ser correctamente parametrizada por el parámetro  $R_V$  en las direcciones observadas, hemos mostrado cómo la misma afecta a las observaciones. Dado que conocemos muy bien cómo son afectadas las observaciones por la extinción interestelar, hemos podido desarrollar el "método de media" para poder corregir por enrojecimiento. Además, hemos formalizado el método  $\chi^2$ , el cual se ha venido utilizando activamente. Con estos dos métodos, hemos podido construir un algoritmo seguro para determinar rápidamente el enrojecimiento que afecta al objeto en cuestión. Al conocer cómo evolucionan las estrellas y al suponer cierta universalidad local para la Función Inicial de Masa (IMF) y la Tasa de Formación Estelar (SFR), hemos además podido concluir que, en efecto, la edad relativa entre distintos cúmulos abiertos puede caracterizarse por su distribución integrada de luz. Esto nos condujo inmediatamente a presentar la idea de la construcción de espectros patrones.

Otro objetivo fundamental planteado en este estudio y que creemos haber alcanzado fue el poder sistematizar y automatizar por completo la tarea de la determinación de la edad y el enrojecimiento de un cúmulo de pequeño diámetro angular utilizando su espectro integrado. Las ideas desarrolladas en los capítulos 2 y 3, además de los algoritmos presentados en el capítulo 4, han permitido construir una aplicación computacional que facilita enormemente la tarea de determinar tanto la edad como el enrojecimiento de un cúmulo estelar de pequeño diámetro angular, utilizando las librerías de espectros patrones existentes. Creemos que esta nueva herramienta representa un paso hacia adelante en la evolución natural de la técnica de espectroscopía integrada. La misma permitirá en el futuro analizar volúmenes mayores de datos en tiempos muy breves. Tenemos la íntima convicción de que hemos logrado facilitar y simplificar considerablemente la determinación de edades y enrojecimientos utilizando la mencionada técnica. El mayor esfuerzo a partir de ahora debería concentrarse en las observaciones, las cuales requieren un tiempo considerable para cada objeto. De ahora en más, el tiempo a invertir en la determinación de los parámetros fundamentales de cúmulos abiertos (enrojecimiento y edad), usando espectroscopía integrada, debería ser sensiblemente menor al tiempo que requerirán las

observaciones e incluso el proceso de reducción de los datos.

Nuestro último objetivo consistió en verificar la bondad de los métodos propuestos. Todo el trabajo concentrado en los 3 primeros capítulos de este trabajo, nos permitió, sin lugar a dudas, abordar nuestro propio estudio de cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular. Los resultados obtenidos pueden considerarse verdaderamente alentadores, existiendo un muy buen acuerdo entre nuestros valores y los determinados por otros autores, usando otras técnicas. Por otro lado, hemos utilizado los anchos equivalentes de las líneas de la serie de Balmer para estimar también la edad de los cúmulos. Si bien hemos encontrado acuerdos razonables en algunos casos, hemos también obtenido fuertes discrepancias en otros. Si bien, en general, no encontramos fuertes desacuerdos en la edad inferida por el método de los templates y el de los anchos equivalentes, los valores hallados en muchos casos no se encontraron dentro de las incertezas. En todos los casos decidimos asignar mayor peso al método de comparación con espectros patrones. Con estas observaciones, creemos haber cumplido con holgura este último objetivo, mostrando que la aplicación desarrollada funciona muy bien y que estaría lista para comenzar a utilizarse con muestras más grandes. Por otro lado, hemos logrado caracterizar por primera vez con parámetros básicos tales como edad y enrojecimiento a una muestra de cúmulos abiertos que no habían sido estudiados hasta la fecha, lo que contribuye de esta manera a un aumento del volumen de datos disponibles actualmente sobre cúmulos abiertos.

Finalmente, dado que el estudio que llevamos a cabo se realizó utilizando cúmulos abiertos ubicados preferentemente sobre el plano galáctico, hemos utilizado el hecho de que la distancia se correlaciona con el enrojecimiento para estos objetos, por lo que pudimos también estimar, para cada uno, una posible distancia. De este modo, sumaríamos a los datos conocidos de cada cúmulo, 3 parámetros básicos (edad, enrojecimiento y distancia). Si bien el valor estimado para la distancia es muy incierto, hasta la fecha es lo único que se dispone para estos objetos. Hemos hallado que prácticamente todos los cúmulos observados son de edad intermedia, con edades  $\geq 1000$  millones de años, lo que permitirá ciertamente analizar con mayor detalle sus espectros y mejorar las librerías de espectros patrones en el futuro para este rango de edades.



# Bibliografía

- Ahumada, A. V., Clariá, J. J., & Bica, E. 2007, *A&A*, 473, 437
- Ahumada, A. V., Clariá, J. J., Bica, E., Parisi, M. C., & Pavani, D. B. 2009, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, vol. 27, Vol. 35, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, 297–+
- Ahumada, A. V., Clariá, J. J., Bica, E., & Piatti, A. E. 2000, *A&AS*, 141, 79
- Archinal, B. A. & Hynes, S. J. 2003, *Star clusters*, ed. Archinal, B. A. & Hynes, S. J.
- Bessell, M. S., Castelli, F., & Plez, B. 1998, *A&A*, 333, 231
- Bica, E. & Alloin, D. 1986a, *A&A*, 162, 21
- Bica, E. & Alloin, D. 1986b, *A&AS*, 66, 171
- Bohren, C. F. & Huffman, D. R. 1983, *Absorption and scattering of light by small particles*, ed. Bohren, C. F. & Huffman, D. R.
- Bonatto, C. & Bica, E. 2007, *MNRAS*, 377, 1301
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Chromey, R. F. 2010, *To Measure the Sky, An Introduction to Observational Astronomy*, ed. Chromey, R. Freferick
- Clariá, J. J. 2008, *Anales de las Primeras Jornadas de Astrofísica Estelar*, OAC, Eds. J.J. Clariá y M.G. Abadi, p. 39.
- Clayton, G. C., Gordon, K. D., & Wolff, M. J. 2000, *ApJS*, 129, 147
- D'Antona, F. & Mazzitelli, I. 1994, *ApJS*, 90, 467
- de Boer, K. & Seggewiss, W. 2008, *Stars and Stellar Evolution*, ed. de Boer, K. & Seggewiss, W.
- Dias, W. S., Alessi, B. S., Moitinho, A., & Lépine, J. R. D. 2002, *A&A*, 389, 871
- Garcia, B., Claria, J. J., & Levato, H. 1988, *Ap&SS*, 143, 317
- Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, *A&AS*, 141, 371
- Herbig, G. H. 1962, *Advances in Astronomy and Astrophysics*, 1, 47

- Jackson, J. D. 1975, *Classical electrodynamics*, ed. Jackson, J. D.
- Kurucz, R. L. 1992, in *IAU Symposium, Vol. 149, The Stellar Populations of Galaxies*, ed. B. Barbuy & A. Renzini, 225–+
- Lazarian, A. 2007, *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 106, 225
- Le Borgne, J., Bruzual, G., Pelló, R., et al. 2003, *A&A*, 402, 433
- Lynga, G. & Palous, J. 1987, *A&A*, 188, 35
- Martin, P. G. & Whittet, D. C. B. 1990, *ApJ*, 357, 113
- Mo, H., van den Bosch, F. C., & White, S. 2010, *Galaxy Formation and Evolution*, ed. Mo, H., van den Bosch, F. C., & White, S.
- Moffat, A. F. J. & Vogt, N. 1975, *A&AS*, 20, 155
- Morgan, D. H., Nandy, K., & Thompson, G. L. 1978, *MNRAS*, 185, 371
- Nandy, K., Thompson, G. I., Jamar, C., Monfils, A., & Wilson, R. 1975, *A&A*, 44, 195
- Palma, T., Ahumada, A. V., Clariá, J. J., Santos, Jr., J. F. C., & Bica, E. 2008, *Acta Astron.*, 58, 359
- Piatti, A. E., Bica, E., Clariá, J. J., Santos, J. F. C., & Ahumada, A. V. 2002, *MNRAS*, 335, 233
- Piatti, A. E. & Clariá, J. J. 2001, *A&A*, 379, 453
- Piatti, A. E., Santos, Jr., J. F. C., Clariá, J. J., et al. 2005, *A&A*, 440, 111
- Press, W. H. 2002, *Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing*, ed. Press, W. H.
- Rodrigues, C. V., Magalhaes, A. M., Coyne, G. V., & Piirola, V. 1997, *ApJ*, 485, 618
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Santos, Jr., J. F. C. & Bica, E. 1993, *MNRAS*, 260, 915
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73
- Solomon, P. M., Sanders, D. B., & Rivolo, A. R. 1985, *ApJ*, 292, L19
- Stone, R. P. S. & Baldwin, J. A. 1983, *MNRAS*, 204, 347
- Struve, W. 1847, *Etudes d'astronomie stellaire.*, ed. Struve, W.
- Trumpler, R. J. 1930, *Lick Observatory Bulletin*, 14, 154

van den Bergh, S. & Hagen, G. L. 1975, AJ, 80, 11

Wheeler, J. C., Sneden, C., & Truran, Jr., J. W. 1989, ARA&A, 27, 279

Whittet, D. C. B., ed. 2003, Dust in the galactic environment