

Astrofísica Observacional

Prof. Juan Fabregat

1. Introducción

El texto trata sobre las técnicas fundamentales de la astronomía observacional que se aplican en los rangos óptico e infrarrojo del espectro electromagnético. Estas técnicas son la astrometría, la espectroscopía y la fotometría. Las mismas técnicas son de aplicación también en otros rangos, como el de las altas energías o el de las ondas de radio, aunque con particularidades propias de esos campos. En nuestro caso nos limitaremos a su aplicación en el rango óptico e infrarrojo.

El rango óptico corresponde a la radiación electromagnética con longitud de onda entre 300 y 1000 nanómetros. Es en ese rango donde nuestros ojos son sensibles a la radiación, y por tanto se llama también rango visible. La atmósfera de la Tierra es casi totalmente transparente en ese rango. Por estas dos razones la astronomía se ha desarrollado en el visible desde la antigüedad. Las otras regiones del espectro electromagnético no comenzaron a explorarse hasta mediados del siglo XX.

El rango infrarrojo corresponde a longitudes de onda entre una micra y un milímetro. Nuestros ojos no son sensibles a esa radiación, y por tanto la astronomía en el infrarrojo sólo se inició a partir de la segunda mitad del siglo XX, y principalmente a partir de los años 80, cuando se desarrollaron los detectores adecuados.

Además, la atmósfera no es transparente en todo el rango infrarrojo, debido a la absorción de la radiación por el vapor de agua y el CO₂. Sí existen unas pocas ventanas en que la atmósfera es casi transparente, y por eso se puede observar en infrarrojo desde la superficie de la Tierra. Pero en muchos intervalos, sobre todo en el infrarrojo más lejano, hace falta observar desde fuera de la atmósfera con observatorios espaciales.

El objetivo de la astronomía observacional es determinar la posición, movimiento, naturaleza, parámetros físicos y composición de los astros, a partir del estudio de su radiación electromagnética. Esa radiación la detectamos y registramos mediante un telescopio, equipado con la instrumentación adecuada al tipo de estudio que queremos realizar.

En general, los datos que proporciona nuestro instrumento no nos dan información directa sobre la posición y naturaleza del astro que observamos. Necesitamos aplicar una serie de procesos para transformar nuestros datos observacionales en elementos de información directamente interpretables en términos de la naturaleza y las propiedades físicas reales del astro.

El hilo conductor de estos apuntes a la hora de exponer las diferentes técnicas va a ser siempre el mismo: en primer lugar, analizar que tipo de información proporcionan nuestro telescopio e instrumento; a continuación, cómo debemos procesar y transformar esos datos para que sean directamente interpretables; y finalmente la interpretación, qué tipo de información física podemos extraer de los datos ya procesados.

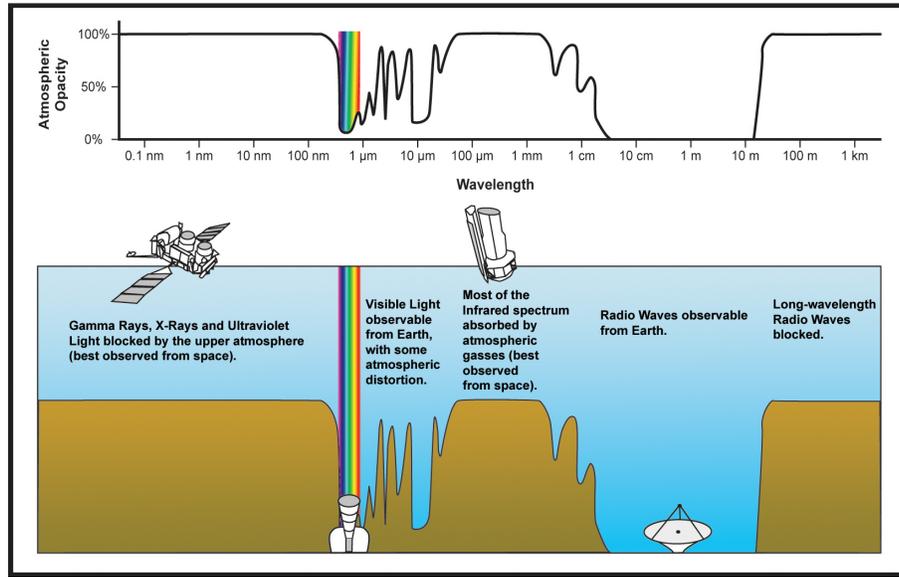


Figura 1: Regiones del espectro electromagnético, con indicación de la opacidad de la atmósfera en cada una de ellas.



Figura 2: Telescopio Herschel de la Agencia Espacial Europea, para la observación en el infrarrojo medio y lejano.

La astrometría tiene como objetivo determinar las posiciones de los astros, que deben de estar expresadas en un sistema de coordenadas astronómicas. Lo que nos proporciona el telescopio es una imagen del astro, cuya posición podemos medir en las coordenadas del detector. Es decir, en milímetros con respecto al borde de la placa

si nuestro detector es una cámara fotográfica, o en número de pixel en ambos ejes coordenados si el detector es una cámara electrónica o CCD. Las técnicas de la astrometría nos permiten convertir esas coordenadas físicas instrumentales en coordenadas astronómicas, a partir de las cuales podremos estudiar la posición del astro en el cielo, su movimiento, paralaje, distancia, etc. La fotometría y la espectroscopía ambas estudian la distribución de la radiación electromagnética en función de la longitud de onda. En general, podemos decir que la fotometría estudia dicha distribución en grandes intervalos, que son seleccionados mediante el uso de filtros, mientras que la espectroscopía hace un análisis más fino, de mayor resolución, mediante el uso de sistemas ópticos dispersores, tales como prismas o redes de difracción.

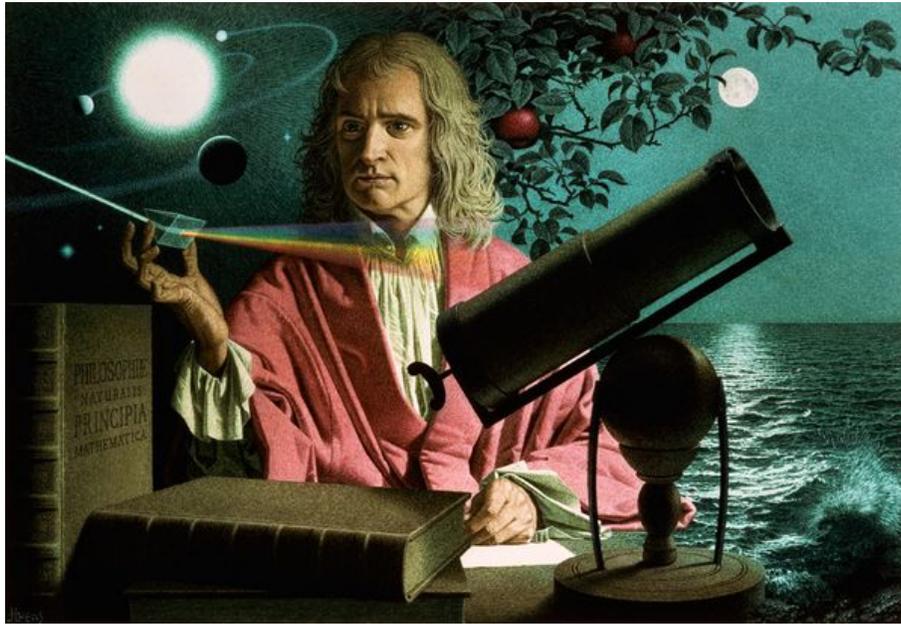


Figura 3: Representación de Isaac Newton haciendo uso de un prisma para dispersar la luz blanca.

Sin embargo, esta distinción no es muy precisa. Podemos aumentar la resolución de la fotometría haciendo uso de sistemas de filtros con bandas de paso muy estrechas, y podemos considerar espectroscopía de muy baja resolución con elementos dispersores que proporcionen poca separación de longitudes de onda. Podemos hablar también de una técnica intermedia, lo que se conoce como espectrofotometría, y que sería una fotometría de muy alta resolución o una espectroscopía calibrada en flujo de resolución muy baja.

Lo que en realidad diferencia la fotometría y la espectroscopía como técnicas distintas son los diferentes procesos que utilizamos en cada caso para pasar desde los datos observacionales hasta la interpretación astrofísica. En fotometría utilizamos las técnicas de los sistemas fotométricos y las calibraciones empíricas y teóricas, y en espectroscopía la técnica de la clasificación espectral y el análisis espectral cuantitativo.

2. Astrometría

La astrometría tiene como objeto la medida precisa de las posiciones y el movimiento de los astros. Las posiciones pueden determinarse directamente, mediante el uso de instrumentos especialmente preparados para la medida de las coordenadas locales, como los teodolitos o los círculos meridianos. La transformación de coordenadas locales a coordenadas astronómicas universales se realiza mediante las herramientas de la astronomía

esférica.

En astronomía moderna es mucho más común, sin embargo, la determinación de las posiciones de los astros a partir de imágenes astronómicas, obtenidas mediante una placa fotográfica o una cámara CCD. El análisis de las imágenes permite la obtención de coordenadas instrumentales o de placa. Esas coordenadas deben transformarse en coordenadas universales astronómicas. Para realizar la transformación, las imágenes deben contener, además de los objetos en estudio, estrellas u otros astros cuyas coordenadas sean bien conocidas. Para estos últimos dispondremos de las coordenadas astronómicas y también de las instrumentales. A partir de ambas, y mediante ajustes por mínimos cuadrados, calcularemos ecuaciones de transformación entre las coordenadas instrumentales y las astronómicas. Estas ecuaciones las aplicaremos a las coordenadas instrumentales de los objetos en estudio, para obtener sus coordenadas astronómicas.

En la actualidad el astrónomo dispone de numerosos catálogos astrométricos, que presentan listas de estrellas con coordenadas astronómicas. El de mayor precisión es el que está elaborando el observatorio espacial Gaia de la Agencia Espacial Europea. La versión EDR3 del catálogo de Gaia, publicada el 3 de diciembre de 2020, contiene información astrométrica muy precisa de más de 1.800 millones de estrellas. Catálogos de mayor precisión irán siendo publicados en fechas posteriores, a medida que Gaia vaya avanzando en su estudio del cielo.

Otros catálogos muy utilizados son el de la misión Hipparcos de la Agencia Espacial Europea, que contiene unas 120.000 estrellas brillantes, y es completo hasta la magnitud 7.3, y los catálogos USNO-A2 y USNO-B1, elaborados por el United States Naval Observatory, que contienen coordenadas para más de mil millones de objetos hasta la magnitud 21. Los catálogos astrométricos descritos, y muchos otros, son accesibles a través de la herramienta Aladin del Observatorio Virtual (<http://aladin.u-strasbg.fr/aladin.gml>).

3. Espectroscopía astronómica

La espectroscopía astronómica es la técnica que tiene como objetivo conocer la naturaleza y propiedades físicas de los astros a partir de la distribución en función de la longitud de onda de la radiación electromagnética que emiten. Llamamos espectro a la intensidad de la radiación electromagnética emitida en función de la longitud de onda.

A partir de una simple inspección visual podemos identificar en los espectros de los astros varios elementos característicos:

1. El continuo espectral. Es la distribución general de la intensidad de radiación en función de la longitud de onda, o dicho de otra forma, el aspecto global del espectro.
2. Las discontinuidades. La variación del continuo espectral a lo largo de todo el espectro es en general suave y, valga la redundancia, continua. Sin embargo, en algunas regiones el continuo varía de forma brusca, cambiando su intensidad y su pendiente. A estas regiones se les llama discontinuidades espectrales.
3. Las líneas espectrales. Son regiones poco extensas donde el continuo se interrumpe y vuelve a recuperarse. Si la línea supone una disminución de intensidad con respecto al continuo circundante, se denomina línea de absorción. En caso contrario, es una línea de emisión.
4. Las bandas espectrales. Su definición es la misma que la de las líneas, pero tienen mayor anchura.

Cada uno de estos elementos tiene su origen en un mecanismo físico concreto, que estudiamos más adelante. Es el estudio de estos elementos espectrales en relación con el proceso físico que los forma lo que nos permitirá obtener información detallada acerca de la naturaleza y propiedades físicas de los astros.

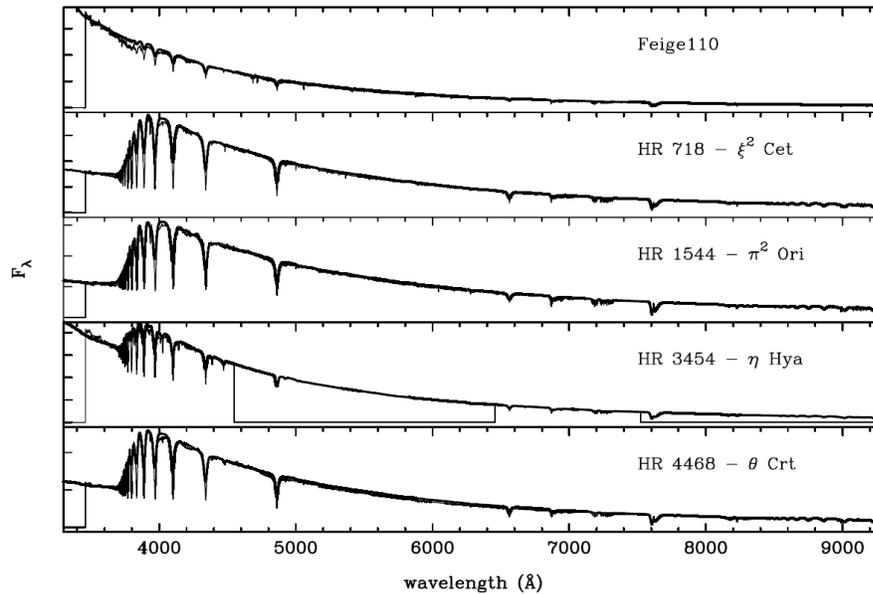


Figura 4: Espectros de varias estrellas, en los que podemos identificar el continuo espectral, las líneas espectrales y la discontinuidad de Balmer en 365 nm. (STELIB).

3.1. La adquisición de los espectros astronómicos

Como acabamos de definir, un espectro es una imagen o una gráfica en la que aparece explícitamente la distribución de la intensidad de la radiación en función de la longitud de onda. Para obtener el espectro, necesitamos en primer lugar dispersar la radiación, es decir, separar espacialmente los componentes monocromáticos que integran el haz de luz blanca que focaliza el telescopio. Estos componentes monocromáticos se registran en detectores diferentes, o en regiones diferentes de un detector con resolución espacial, como puede ser una placa fotográfica o una cámara CCD. El instrumento que realiza esta función se denomina espectrógrafo. Su parte más importante es el sistema dispersor, que separa espacialmente los componentes monocromáticos de la radiación. Los elementos dispersores más utilizados son los prismas ópticos y las redes de difracción. Para poder registrar adecuadamente la luz dispersada, el espectrógrafo debe contar además con otros elementos.

Describimos a continuación los elementos fundamentales de un espectrógrafo:

1. La rendija. Es un sistema mecánico que situamos en el plano focal del telescopio, y en el cual centramos el objeto cuyo espectro queremos obtener. La rendija impide que entre luz de otros objetos presentes en el campo, y limita la extensión espacial del objeto en el plano focal.
2. El colimador. La luz procedente del plano focal tras la rendija forma un haz divergente. El colimador es un elemento óptico, lente o espejo, que convierte ese haz en un haz paralelo para proceder a su dispersión.
3. El elemento dispersor. Es un sistema óptico, en general un prisma o una red de difracción, que separa el haz de luz blanca colimado en diferentes haces monocromáticos, cada uno de los cuales sale en una dirección distinta.
4. La cámara. Es un sistema óptico que focaliza de nuevo los haces monocromáticos paralelos procedentes del elemento dispersor.

5. El detector. Registra la luz focalizada por la cámara. La imagen que obtiene es un continuo de imágenes monocromáticas de la rendija, separadas espacialmente en función de su longitud de onda.

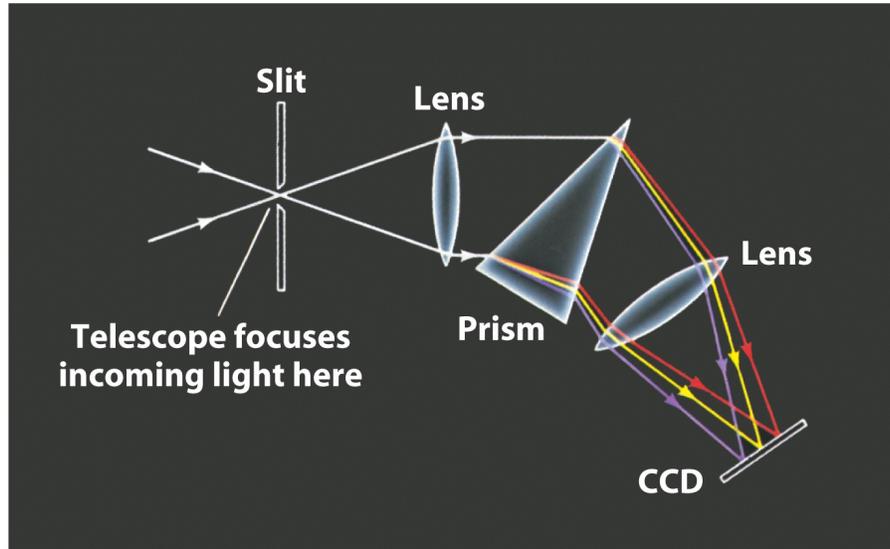


Figura 5: Esquema de un espectrógrafo cuyo elemento dispersor es un prisma óptico.

Esta descripción corresponde a un espectrógrafo clásico. La tecnología moderna permite construir espectrógrafos mucho más sofisticados, como los espectrógrafos interferenciales, los multiobjeto, los integrales de campo, etc., cuya descripción sería muy extensa.

Las propiedades fundamentales que caracterizan un espectro son las siguientes:

1. La resolución espectral: Es la capacidad de distinguir la diferencia entre las intensidades referidas a dos longitudes de onda separadas $\Delta\lambda$ en torno de una λ central. Se la define como $R = \lambda/\Delta\lambda$. Se habla de resolución baja cuando $R < 100$. La resolución es media si $100 < R < 1000$, intermedia para $1000 < R < 10000$ y es alta si $R > 10000$.
2. Relación señal/ruido: Se trata de la relación entre la intensidad de la señal luminosa propiamente dicha, $F(\lambda)$ y la intensidad del ruido introducido por el sistema de detección FR. La relación se expresa $\Gamma = F(\lambda)/FR$. Un valor $\Gamma \sim 1$ implica que el espectro registrado refleja mal las propiedades de la fuente luminosa. Generalmente se habla de buena relación “señal/ruido” cuando $\Gamma \geq 100$.
3. La cobertura o rango espectral : Es el dominio espectral que el espectrógrafo puede registrar en una sola exposición. Se habla de cobertura total cuando en diferentes exposiciones el dominio espectral es extendido por cambios efectuados en el espectrógrafo. Generalmente, si la resolución pedida es elevada, la cobertura espectral resulta restringida.
4. La transmisión o rendimiento: Es la relación entre la energía entrante a un telescopio y la energía saliente eficaz sobre la cual se operan las mediciones en el espectrógrafo:

$$t(\lambda) = F(\lambda, \text{saliente}) / F(\lambda, \text{entrante})$$

Debido a las diferentes reflexiones y absorciones que tienen lugar inevitablemente en el sistema óptico, se tiene generalmente que $t(\lambda) \sim 2$ a 5 % solamente.

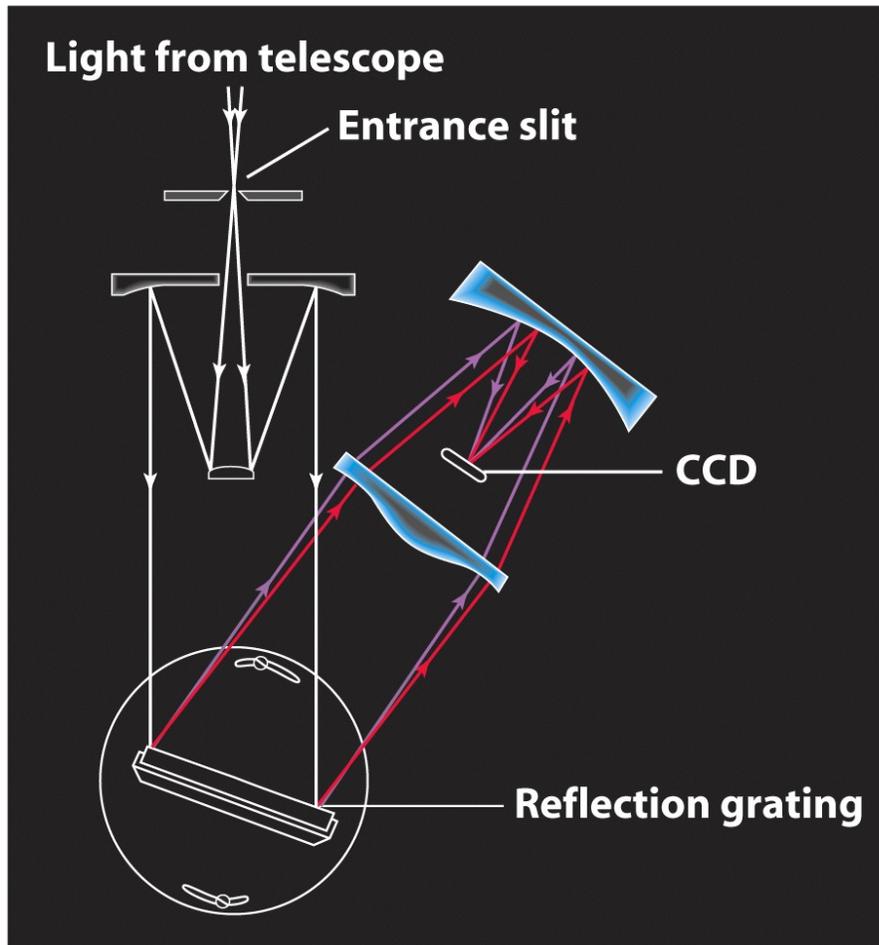


Figura 6: Esquema de un espectrógrafo cuyo elemento dispersor es una red de difracción.

A partir de la imagen del detector, y mediante las técnicas adecuadas, extraemos el espectro instrumental. En dicho espectro ya podemos identificar todas las componentes descritas anteriormente: continuo, discontinuidades, líneas y bandas. Es importante tener en cuenta, sin embargo, que la forma del continuo instrumental no tiene una relación directa con la forma real del continuo emitido por el objeto que observamos. El continuo instrumental depende de la transmisión del telescopio y de los sistemas ópticos del espectrógrafo, y en mayor medida de las características del detector, de su respuesta para diferentes longitudes de onda.

La transformación del continuo instrumental en el continuo real de la radiación que llega a la Tierra procedente del astro es un proceso complejo, que se denomina “calibración en flujo”, y que debe realizarse tanto en la planificación de las observaciones como en el tratamiento posterior de los datos.

La calibración en flujo incluye dos procesos consecutivos.

1. La corrección de la extinción atmosférica. Se realiza de forma similar a como se hace en fotometría, tal y como describimos con detalle en la sección correspondiente. Para corregir la extinción, a lo largo de la noche de observación debemos obtener espectros de una o varias estrellas no variables observadas a diferentes alturas.

2. La calibración en flujo. Debemos obtener espectros de una o varias estrellas estándar espectrofotométricas. Estas son estrellas para las cuales conocemos bien su continuo real. Comparando ese continuo real con el obtenido con nuestra instrumentación podemos calcular ecuaciones de transformación que conviertan el flujo observado en flujo real, y aplicarlas al resto de los espectros observados. Estas observaciones las tenemos que realizar con la rendija muy abierta, para asegurarnos que el espectrógrafo recoge toda la luz de la estrella. Esto implica que perderemos resolución espectral, pues las imágenes monocromáticas de la rendija tendrán una mayor anchura.

El proceso de calibración en flujo es complejo, e impone restricciones severas a la hora de planificar la observaciones y en su tratamiento posterior. En muchas ocasiones este esfuerzo no es necesario, pues podemos obtener la información astrofísica relevante a partir del análisis de las líneas espectrales, prescindiendo de la forma del continuo. En este caso, para eliminar el continuo instrumental que no tiene relevancia física, aplicamos la técnica denominada “rectificación del continuo”.

Para aplicar esta técnica, ajustamos por mínimos cuadrados una función analítica al continuo espectral. Generalmente usamos un polinomio de grado bajo, entre dos y cinco. A continuación dividimos el espectro por la función de ajuste, obteniendo lo que llamamos “espectro rectificado”, un espectro cuyo continuo es una línea horizontal de valor igual a la unidad. El espectro rectificado es muy útil para comparar entre sí la profundidad relativa de las líneas espectrales, lo cual constituye un criterio fundamental en la técnica de la clasificación espectral que describimos más adelante.

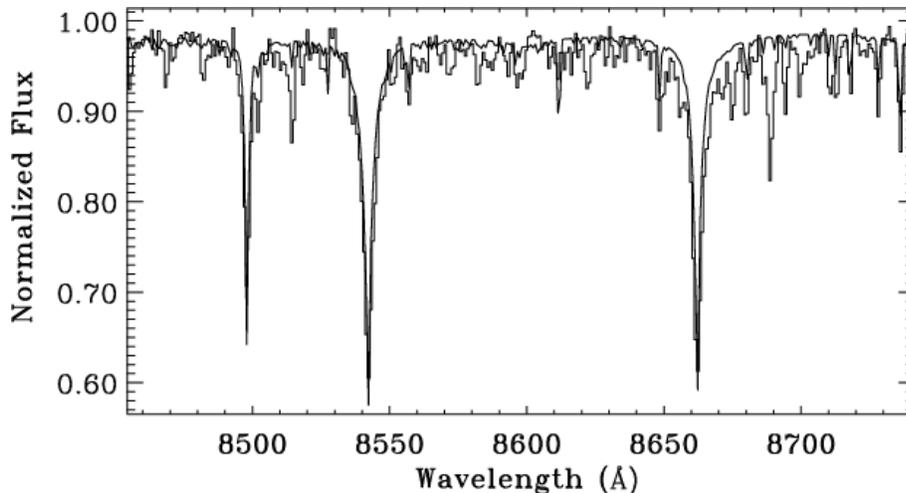


Figura 7: Espectro con el continuo normalizado a la unidad.

3.2. La formación de los espectros

En esta sección vamos a describir de forma cualitativa los mecanismos físicos que contribuyen a la formación de los espectros estelares. Esto supone una cierta limitación, ya que además de las estrellas también nos interesan los espectros de los planetas, las nebulosas, galaxias, etc. Pero tengamos en cuenta que los espectros planetarios, en el rango óptico, los constituye luz del Sol reflejada, con algunas características de absorción propias del planeta. En el rango infrarrojo sí que observamos la emisión propia del planeta, pero con ciertas salvedades esta se puede describir de forma similar a la de las estrellas. En el caso de las galaxias, la contribución principal a su espectro es la luz procedente de su componente estelar. La emisión de las nebulosas requeriría una descripción específica, pero entrar en ella en detalle queda fuera de los objetivos y la extensión de este texto.

La casi totalidad de la radiación que nos llega de las estrellas procede de la región que llamamos fotosfera. La fotosfera es una zona de transición donde la materia de la estrella pasa del estado de plasma al estado gaseoso. El plasma está formado por partículas cargadas, principalmente electrones, protones y átomos ionizados. El plasma es opaco a la radiación, la luz no viaja libremente en su interior, y por tanto no sale luz del interior de la estrella: no podemos observar directamente el interior del Sol ni del resto de estrellas.

La fotosfera es la región donde el plasma da paso al gas atómico (y al gas molecular en el caso de las estrellas más frías). Los gases atómicos y moleculares son transparentes a la radiación, y por tanto la luz de la fotosfera puede escapar, viajar por el espacio y ser detectada en nuestro telescopio. La emisión de la fotosfera es lo que constituye el continuo del espectro.

Las características de la emisión fotosférica dependen de la temperatura de la fotosfera. Por tanto, esa radiación se distribuye como una curva de emisión de cuerpo negro, de acuerdo con la Ley de Plank. En consecuencia, el continuo espectral es básicamente una curva de emisión de cuerpo negro a la temperatura de la fotosfera. La forma del continuo es, por lo tanto, un indicador de la temperatura efectiva de la estrella.

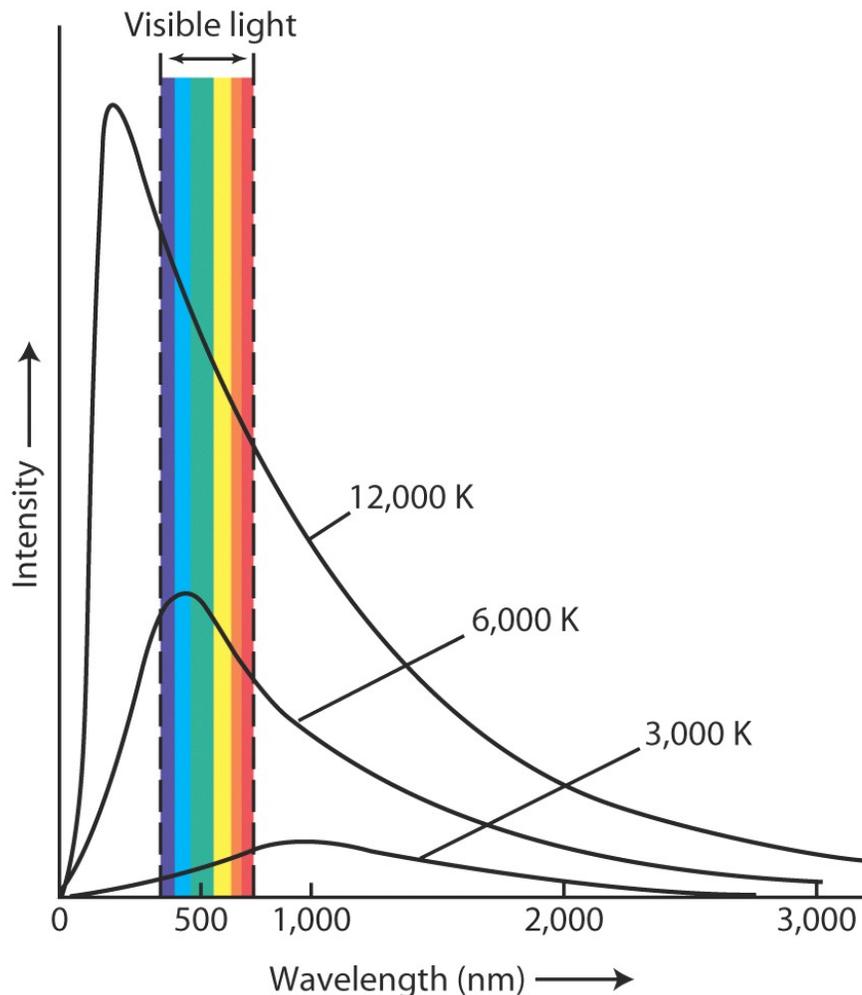


Figura 8: Curvas de cuerpo negro a diferentes temperaturas, y su relación con el rango visible. Nótese como la pendiente en el visible varía con la temperatura.

La región inmediatamente por encima de la fotosfera es la atmósfera estelar. Está compuesta básicamente por gas atómico y molecular. La radiación atraviesa la atmósfera antes de abandonar la estrella. En general, la luz no interacciona con la materia que forma la atmósfera, pero en algunos casos, para radiación de una determinada longitud de onda, sí que tienen lugar interacciones que resultan en procesos de absorción. Estas interacciones se producen entre los fotones que forman el campo de radiación y los electrones ligados a los átomos y moléculas. Podemos clasificar estas interacciones según el estado inicial del electrón antes de producirse la interacción, y su estado final tras la misma.

3.2.1. Interacción ligado-ligado: las líneas espectrales

El fotón interacciona con un electrón ligado a un átomo, que continúa ligado tras producirse la interacción. Los electrones están ligados a los núcleos con una energía de ligadura determinada. Cada átomo tiene unos niveles de energía definidos, en los cuales pueden encontrarse los electrones. El nivel de energía más bajo se denomina estado fundamental. Si el electrón se encuentra en un nivel más alto, decimos que ocupa un estado excitado, y en general que el átomo está excitado. Cada especie atómica tiene sus niveles energéticos bien definidos, que caracterizan dicha especie.

En general los fotones no interaccionan con los átomos, y por eso los gases atómicos son transparentes. Ahora bien, si la energía del fotón es exactamente igual a la diferencia entre las energías de dos niveles del átomo, el átomo absorbe el fotón, cuya energía se invierte en promocionar un electrón de un estado de energía inicial E_i más bajo a un estado final E_f de energía más alta.

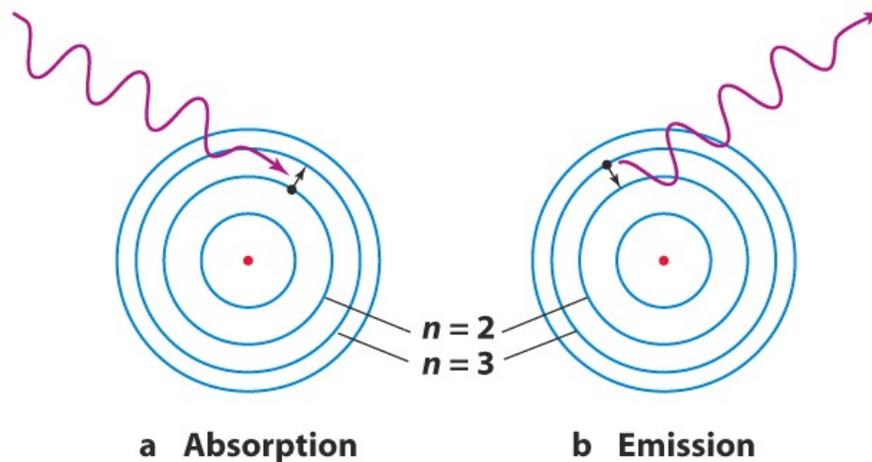


Figura 9: Representación esquemática de los procesos de absorción y emisión de un fotón por un átomo. Los círculos alrededor del núcleo representan los niveles de energía del electrón.

Por tanto, sólo serán absorbidos los fotones cuya energía sea igual a $E_f - E_i$, siendo E_i y E_f la energía de ligadura del electrón antes y después de la interacción. Como la energía del fotón depende de su frecuencia (ν), o de su longitud de onda (λ), podemos calcular la frecuencia o longitud de onda de los fotones que serán absorbidos por una determinada transición (diferencia de niveles) atómica:

$$h\nu = hc/\lambda = E_f - E_i$$

h es la constante de Planck y c la velocidad de la luz. Recordemos que la energía de un fotón es:

$$E = h\nu = hc/\lambda$$

En consecuencia, la atmósfera estelar es transparente excepto para fotones cuya longitud de onda corresponda a la diferencia entre dos niveles de energía en átomos presentes en la atmósfera. Los fotones de esa longitud de onda son absorbidos y se quedan en la atmósfera, y por tanto no los encontramos en el espectro estelar. El defecto de radiación a la longitud de onda correspondiente constituye una línea espectral.

Cada átomo tiene unos niveles de energía característicos. Cada línea espectral corresponde a una transición concreta en un átomo concreto. Las líneas nos permiten identificar los átomos presentes en la atmósfera de la estrella, y por tanto su composición química.

Los átomos excitados son inestables, ya que la naturaleza siempre tiende a los estados de menor energía. El electrón que se encuentra en un estado de energía alto, espontáneamente desciende a ocupar uno de energía menor. Cuando se produce esta transición, el átomo emite un fotón, cuya longitud de onda es la correspondiente a la diferencia de energías entre los estados inicial y final. La emisión de fotones por este mecanismo origina en el espectro líneas de emisión, es decir, líneas cuya energía es superior a la del continuo circundante.

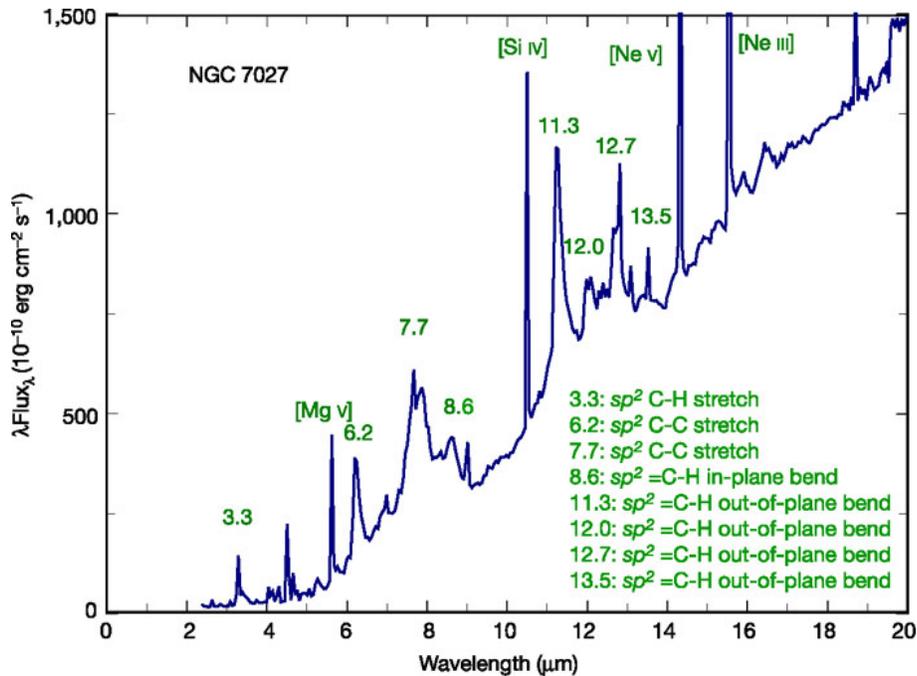


Figura 10: Espectro de una nebulosa planetaria, con numerosas líneas de emisión.

3.2.2. Interacción ligado-libre: las discontinuidades espectrales

Llamamos energía de ionización a la energía necesaria para arrancar un electrón de un átomo. La energía de ionización depende del estado energético del electrón. A un electrón en un estado de energía baja hará falta aportarle una gran cantidad de energía para sacarlo del átomo. Para un electrón en un nivel de energía alto en un átomo excitado, el aporte de energía necesaria para la ionización será menor.

Cuando un fotón atraviesa una atmósfera estelar, si su energía es superior a la energía de ionización de alguna especie atómica allí presente, el fotón puede ser absorbido, y su energía se emplea en ionizar el átomo.

Esta absorción es continua, ya que el fotón no debe tener una energía concreta como en el caso de las líneas, sino sólo superar un valor determinado, la energía de ionización. Todos los fotones cuya energía sea mayor que la de ionización son susceptibles de ser absorbidos.

La presencia de absorción continua debida a la ionización produce una disminución de energía en el continuo espectral. Esta disminución se manifiesta de forma brusca, a partir de la longitud de onda correspondiente a la energía de ionización. La absorción continua da lugar a las denominadas discontinuidades espectrales.

En el rango óptico, los espectros estelares presentan dos discontinuidades notables. La discontinuidad de Balmer, en 365 nm., corresponde a la energía de ionización del hidrógeno atómico en su primer estado excitado. La discontinuidad de Paschen, en 820 nm., corresponde a la ionización del hidrógeno en su segundo estado excitado.

3.2.3. Interacción libre-libre

Electrones libres en la atmósfera, procedentes de procesos de ionización, también pueden interaccionar con los átomos sin ser absorbidos, siendo frenados cuando pasan por sus proximidades. La pérdida de energía del electrón debido a este frenado da lugar a la emisión de un fotón cuya energía es igual a la que ha perdido el electrón al ser frenado.

3.2.4. Saturación

Hemos visto que cuando un átomo absorbe un fotón, se excita. El estado excitado es inestable, y por tanto el átomo se desexcita espontáneamente emitiendo de nuevo el fotón. Ese fotón es a su vez vuelto a absorber por otro átomo, y vuelto a emitir, y así sucesivamente. Los fotones quedan de esta forma atrapados en la atmósfera.

Como la fotosfera sigue aportando luz en todas las longitudes de onda, llegaría un momento en que los fotones capturados por una transición serían tantos que mantendrían todos los átomos excitados. Los nuevos fotones emitidos por la fotosfera en esa longitud de onda ya no serían absorbidos, pues no tendríamos electrones en el nivel de energía bajo del inicio de la transición. Los fotones saldrían de la atmósfera, formarían parte del espectro, y la línea desaparecería. Este fenómeno se denomina saturación de la línea.

La saturación no llega a producirse, como demuestra el hecho de que los espectros efectivamente tienen líneas de absorción. Esto se debe a que los fotones capturados en la atmósfera sufren interacciones que cambian su energía. De esta forma ya no son absorbidos, y escapan de la atmósfera libremente formando parte del continuo espectral fuera de la línea, y disminuyendo la población de fotones con la energía de la transición capturados en la atmósfera. Los nuevos fotones que llegan de la fotosfera siempre pueden, por tanto, ser absorbidos y dar lugar a la línea.

3.3. Análisis espectral

Llamamos análisis espectral al conjunto de técnicas que nos permiten obtener información física de los astros a partir del estudio de sus espectros. Podemos obtener esta información a partir del estudio del continuo, del espectro de líneas, o del análisis numérico del espectro en su conjunto.

3.3.1. El espectro continuo

Como hemos visto, el continuo se forma por la emisión de la fotosfera de la estrella, y su distribución de energía corresponde a una curva de cuerpo negro. En su paso por la atmósfera, la distribución de energía se

modifica debido a las absorciones en el continuo y en las líneas. Aún así, aunque distorsionado, la forma del continuo mantiene su similaridad con la curva de cuerpo negro, y por tanto la pendiente del continuo espectral nos da información sobre la temperatura efectiva de la estrella.

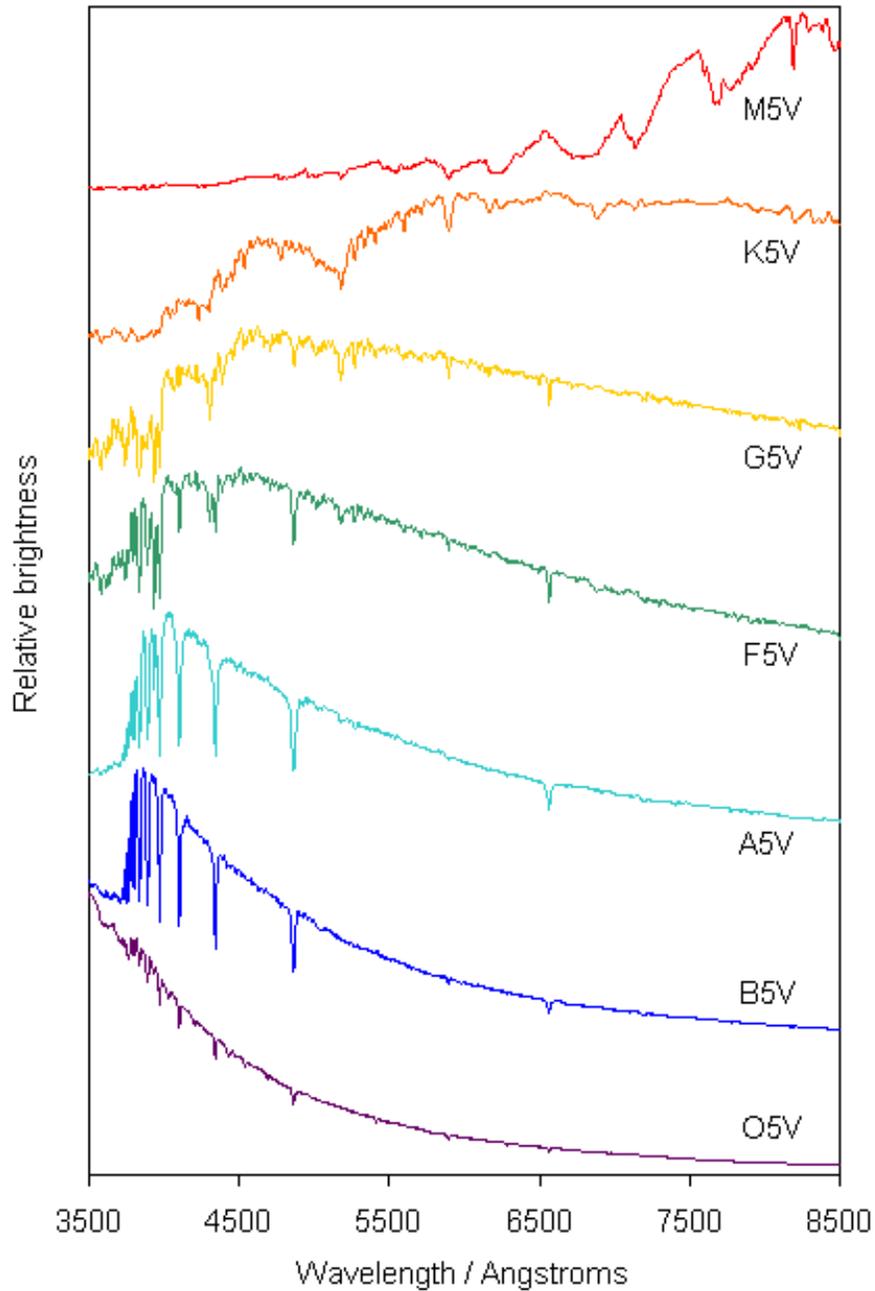


Figura 11: Variación de la pendiente del continuo en estrellas de diferente temperatura. En los espectros de la gráfica la temperatura disminuye hacia arriba. (STELIB).

Las discontinuidades espectrales también nos aportan información de tipo físico. Por ejemplo, la profundidad

de la discontinuidad de Balmer, es decir, la diferencia entre el nivel del continuo de Balmer (a la izquierda de la discontinuidad) y el de Paschen (a la derecha) es un indicador de temperatura efectiva para las estrellas calientes, y de luminosidad para las frías.

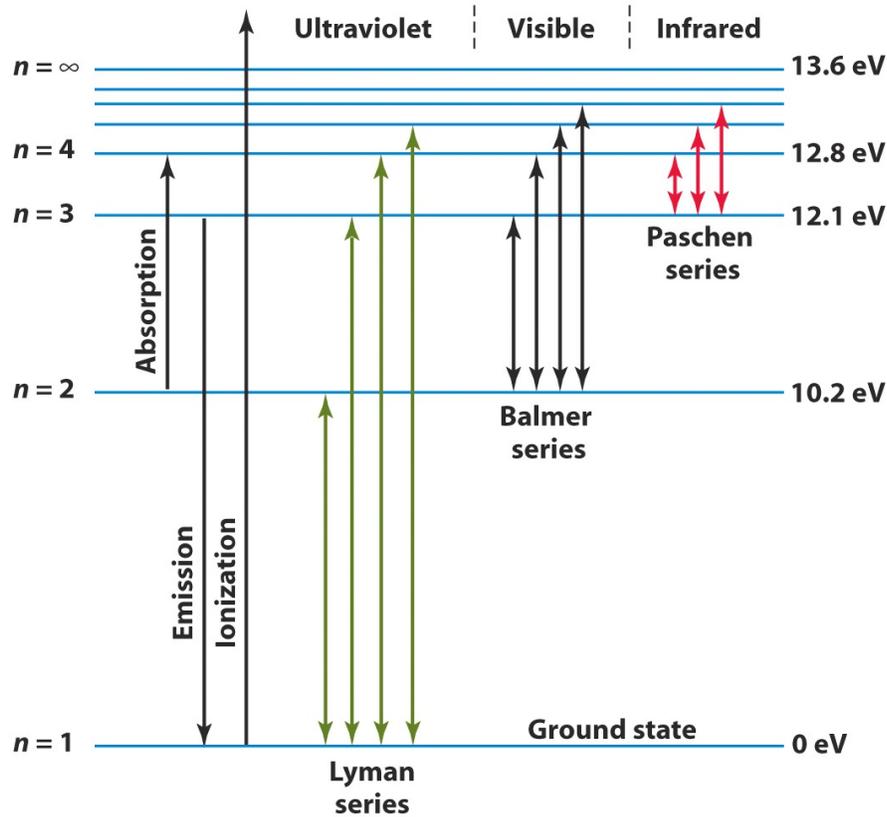


Figura 12: Esquema de las transiciones entre los diferentes niveles de un átomo de hidrógeno.

3.3.2. Las líneas espectrales

El análisis de las líneas espectrales proporciona gran cantidad de información acerca de las condiciones físicas de la atmósfera estelar. Los aspectos a analizar son, en primer lugar, la presencia o ausencia de líneas, y en segundo lugar el perfil de esas líneas, su profundidad y anchura. Cada línea espectral es característica de una transición entre dos niveles concretos de un átomo dado. Por tanto, la presencia de la línea nos indica la presencia de la especie atómica correspondiente en la atmósfera. De esta forma, a partir de las líneas podemos conocer la composición química de la atmósfera, y por ende de la estrella. Ahora bien, la ausencia de la línea no implica que esa especie no se encuentre en la atmósfera, sino que no hay átomos en el estado de excitación adecuado para que se produzca la transición.

Explicamos esto último con un ejemplo. Las líneas de la serie de Balmer del hidrógeno son las características más notables en el espectro de las estrellas de tipo intermedio, con temperaturas fotosféricas entre 8.000 y 15.000 grados. Para estrellas más calientes, y también para las más frías, estas líneas son menos notables, e incluso no aparecen en el espectro.

¿Quiere esto decir que esas estrellas no tienen hidrógeno en sus atmósferas? Obviamente no, pues sabemos

que el hidrógeno es el elemento más abundante del Universo, y todas las estrellas (con excepción de algunas muy peculiares) contienen aproximadamente un 70 % de hidrógeno en su composición.

Recordemos que la serie de Balmer del hidrógeno incluye las transiciones desde el segundo nivel de energía (primer estado excitado), en el caso de las líneas de absorción, y hasta el segundo estado en el caso de las de emisión. Por tanto, para que una estrella muestre las líneas de Balmer en su espectro no basta con que su atmósfera contenga hidrógeno -todas lo contienen- sino que además una parte significativa de ese hidrógeno debe estar en el primer estado excitado. En las estrellas más frías la mayoría de los átomos de hidrógeno están en el estado fundamental, y por tanto tienen lugar las transiciones desde ese estado, correspondientes a la serie de Lyman, cuyas líneas están en el ultravioleta. En las estrellas más calientes, los átomos están en niveles de excitación más altos, debido a colisiones entre átomos más frecuentes y energéticas en una atmósfera caliente. Las líneas del hidrógeno que aparecen son las de las series de Paschen o de Brackett, ambas en el infrarrojo.

Como todas las estrellas tienen aproximadamente la misma composición química, la presencia o ausencia de líneas depende del estado de excitación de las especies químicas presente en su atmósfera, lo cual a su vez depende de la temperatura de esa atmósfera. La estructura del espectro de líneas, por tanto, es un indicador de la temperatura efectiva de la estrella.

La forma y estructura de las líneas también nos aporta una información muy valiosa sobre la física de la atmósfera estelar. Antes de investigar como extraemos esa información, debemos preguntarnos por qué las líneas tienen forma, por qué tienen una anchura y profundidad características. En efecto, hemos visto que las líneas se forman porque los átomos absorben fotones cuya energía es exactamente igual a la diferencia de energías entre dos niveles del átomo. Esto implicaría que para cada línea sólo se absorben fotones de una energía dada, y por tanto las líneas serían muy estrechas, prácticamente sólo quitarían un punto del continuo, sin anchura. Matemáticamente se podrían describir como funciones delta de Dirac invertidas.

Sin embargo, sabemos que esto no es así. La inspección visual de los espectros nos muestra que las líneas pueden ser muy anchas, y tienen estructura. Hay varios mecanismos físicos que contribuyen a que las líneas sean anchas. Los describimos a continuación, indicando la información que podemos extraer de cada uno de ellos.

1. El ensanchamiento natural. Los electrones en los átomos ocupan un estado de energía bien definido. Sin embargo la energía de cada estado no puede determinarse con una precisión infinita. La vida media de un electrón en un estado -es decir, el tiempo típico que tarda en abandonar ese estado y pasar a otro- está relacionada con la energía del propio estado mediante el principio de incertidumbre de Heisenberg. Este principio indica que no podemos conocer a la vez, y con precisión infinita, el tiempo de vida en un estado y la energía de este. Ambas incertidumbres se relacionan entre sí mediante la expresión

$$\Delta E \Delta t \geq h$$

donde h es la constante de Planck. Por tanto, los niveles de energía en los átomos tienen cierta anchura, por lo que la diferencia entre dos niveles no es un valor exacto, sino un intervalo alrededor de la diferencia de las energías medias. Fotones con energías en ese intervalo pueden ser absorbidos y contribuir a la formación de la línea.

El ensanchamiento natural es un fenómeno físico fundamental que afecta a todas las transiciones en cualquier situación física, y por tanto no da información acerca de los parámetros físicos de la atmósfera estelar en que la línea se forma.

2. El ensanchamiento Doppler. Los átomos presentes en la atmósfera estelar están en movimiento continuo, en todas direcciones, debido a que el gas que la forma es un gas caliente. Si un átomo, en virtud de esta agitación térmica, está moviéndose hacia la fotosfera, verá los fotones procedentes de ésta desplazados hacia el azul, debido al efecto Doppler. En esta situación no absorberá los fotones correspondientes a las diferencias de energía entre sus niveles, porque en su sistema de referencia serán demasiado energéticos.

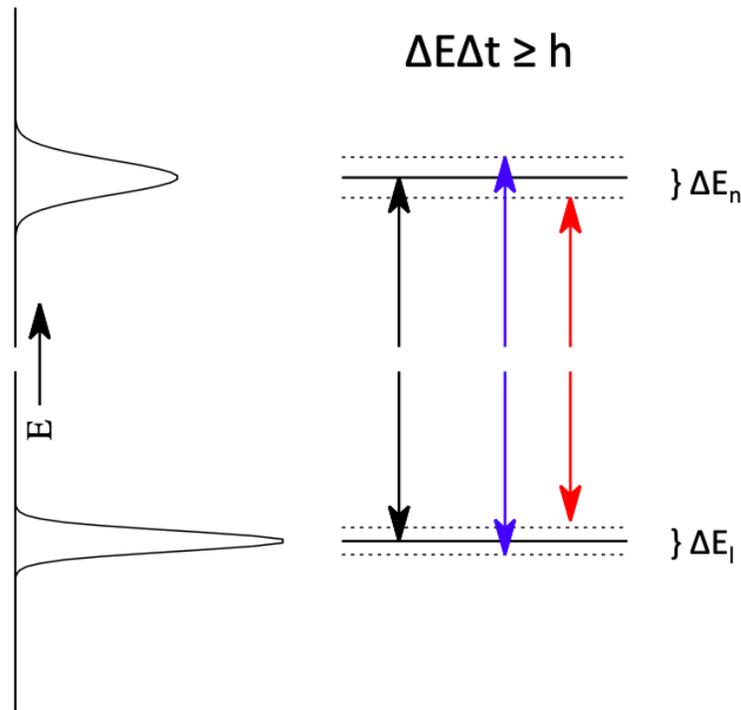


Figura 13: Ilustración de la anchura de los niveles de energía en el átomo.

Absorberá en cambio fotones de menos energía, que al verlos corridos al azul en su sistema de referencia tendrán la energía adecuada.

Algo similar sucederá para átomos que se alejen de la fotosfera. Éstos verán la radiación corrida al rojo, y absorberán fotones más energéticos, que en su sistema de referencia tendrán la energía adecuada. Integrando esto a toda la atmósfera, tenemos que no sólo se absorbe la radiación correspondiente a la transición del átomo en reposo, sino también fotones con energía ligeramente mayor o menor. Esto contribuye a ensanchar la línea.

Como la velocidad del movimiento de los átomos debida a la agitación térmica depende de la temperatura, el ensanchamiento Doppler es un indicador de la temperatura efectiva. Por eso se llama también ensanchamiento térmico.

3. El ensanchamiento colisional. Puede darse el caso de que el átomo que va a absorber un fotón no esté aislado, sino que en el momento de la absorción tenga otro átomo muy cerca, con el que esté colisionando. En el momento de la colisión, los niveles del átomo que absorbe son perturbados por la presencia del átomo cercano, y su energía se modifica. La transición del átomo perturbado tiene una energía diferente a la del átomo en reposo, y por eso es capaz de absorber fotones cuya energía sea diferente a la diferencia de los niveles propios del átomo en reposo.

El ensanchamiento colisional depende de la velocidad a la que se mueven los átomos, y por tanto de la temperatura. También depende de la densidad de la atmósfera, a mayor densidad mayor probabilidad de colisión. Se da la circunstancia de que las estrellas gigantes y supergigantes tienen atmósferas muy extensas, y por tanto muy tenues, mientras que las estrellas de la secuencia principal tienen atmósferas densas. En estas últimas las líneas son anchas y profundas, debido al ensanchamiento colisional, mientras que en las primeras son mucho más estrechas. El ensanchamiento colisional nos indica por tanto la luminosidad de

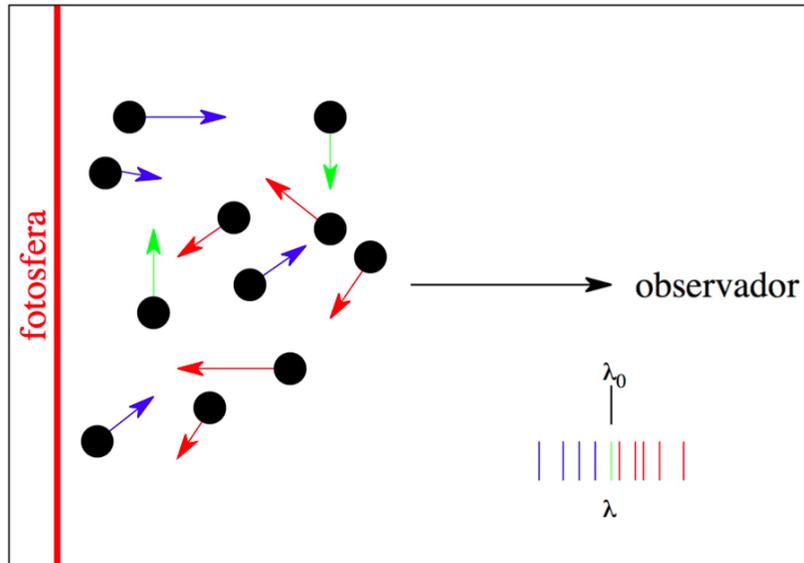


Figura 14: Ilustración del ensanchamiento térmico.

la estrella.

Luminosity Effects at A0

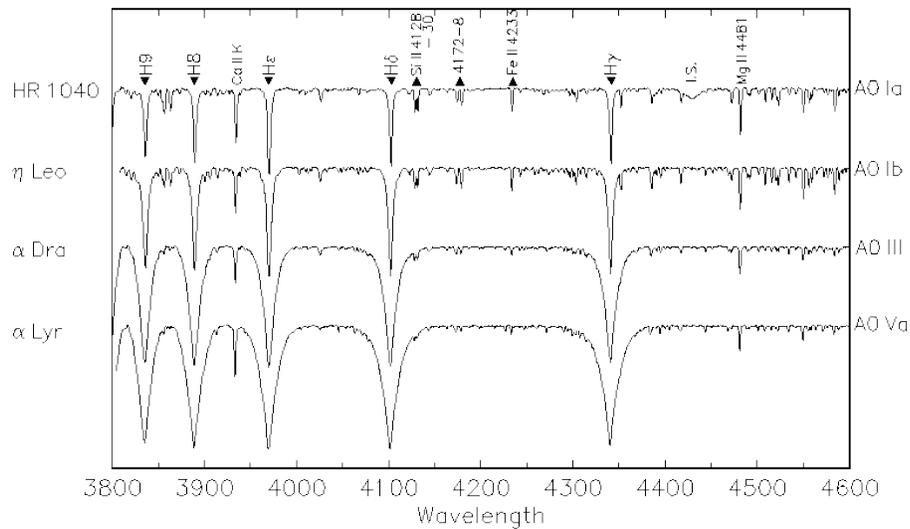


Figura 15: Efecto de la luminosidad en la anchura de las líneas, en estrellas de la misma temperatura. La luminosidad aumenta hacia arriba en la gráfica. (Gray, Spectral Atlas).

4. Abundancias químicas. Como hemos visto, la anchura y profundidad de las líneas depende principalmente de la temperatura y la luminosidad de la estrella. Para estrellas de igual temperatura y luminosidad, las diferencias en anchura equivalente de las líneas metálicas -recordemos que en astrofísica metal es todo

aquello que no hidrógeno ni helio- está relacionada con la abundancia de dicho metal.

Por tanto, a partir del espectro de líneas podemos conocer la abundancia relativa de metales en la estrella, determinando previamente la temperatura y la luminosidad.

- Bandas moleculares. Cuando el átomo que absorbe un fotón forma parte de una molécula, sus niveles de energía están siempre perturbados con respecto a los de un átomo aislado de la misma especie, y esa perturbación es muy variable debido a los diferentes estados en que se puede encontrar la molécula. De esta forma, el rango de energías del fotón que puede ser absorbido es mucho más grande, y la línea mucho más ancha. También da lugar a bandas moleculares la absorción de fotones cuya energía se invierte en cambiar la estructura o configuración de los enlaces moleculares.

Debido a su anchura, a las líneas formadas por transiciones de átomos en moléculas se les denomina “bandas espectrales”. Su presencia en el espectro revela la existencia de especies moleculares en la atmósfera estelar.

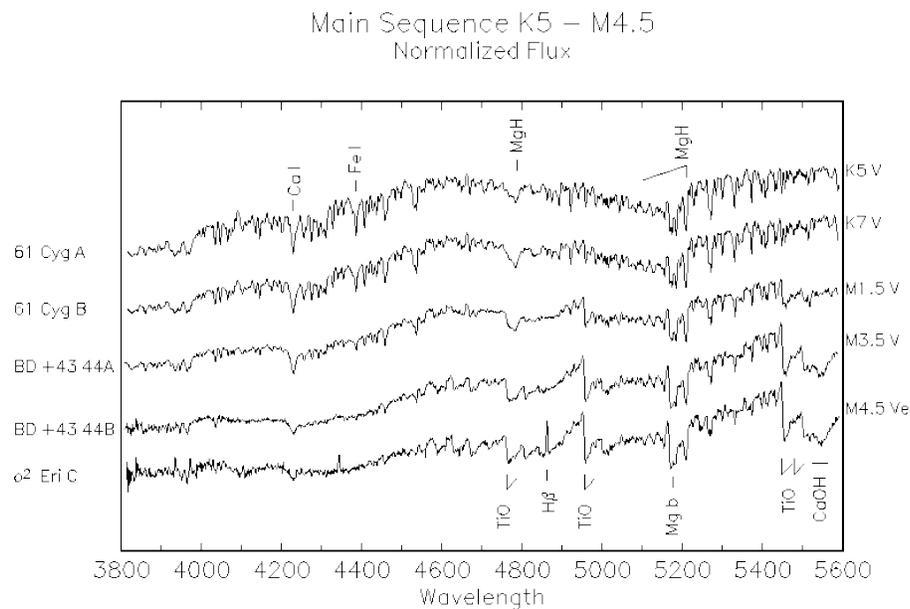


Figura 16: Espectros de estrellas frías, mostrando las bandas moleculares de TiO, MgH y CaOH. (Gray, Spectral Atlas).

- Líneas de emisión. En las estrellas normales las atmósferas se encuentran en equilibrio radiativo. Esto quiere decir que a medida que nos alejamos de la fotosfera, la temperatura disminuye. En estas condiciones, en la atmósfera estelar se forman líneas de absorción, mediante el mecanismo que hemos explicado en secciones anteriores.

En algunas ocasiones, ciertas regiones de la atmósfera reciben un aporte de energía no térmico. Por ejemplo, energía transportada por campos magnéticos, ondas acústicas producidas en las regiones de afloramiento de células de convección, etc. Estos aportes de energía excitan los átomos, sin necesidad de que éstos absorban radiación. Al desexcitarse, los átomos emiten en las longitudes de onda correspondientes a sus transiciones atómicas, dando lugar a líneas de emisión.

Tenemos por tanto líneas de emisión cuando existe un mecanismo de aporte de energía no térmico. Esto sucede en algunos tipos de estrellas, pero también en nebulosas, núcleos de galaxias, etc. Las líneas en emisión son indicadores muy poderosos de las condiciones físicas en entornos astrofísicos extremos.

Wolf-Rayet Stars

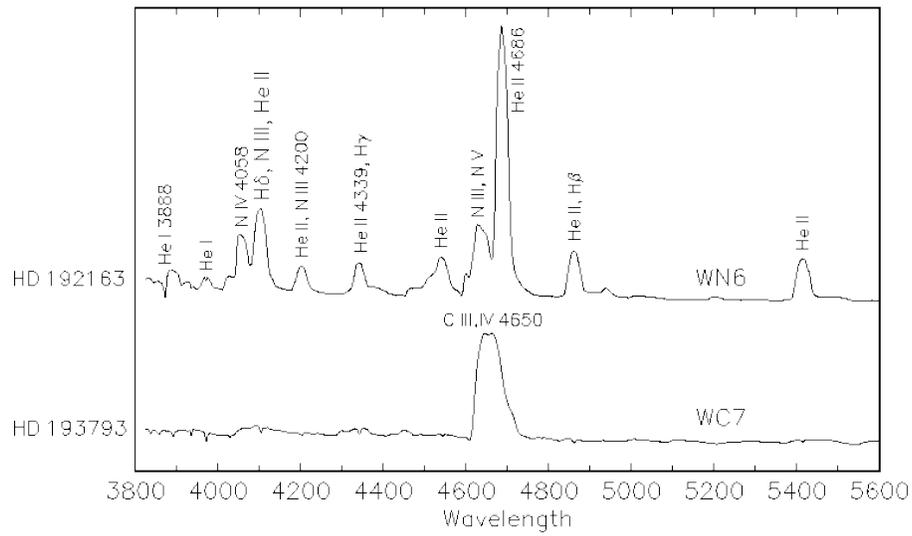


Figura 17: Espectros de estrellas de Wolf-Rayet mostrando líneas de emisión. (Gray, Spectral Atlas).

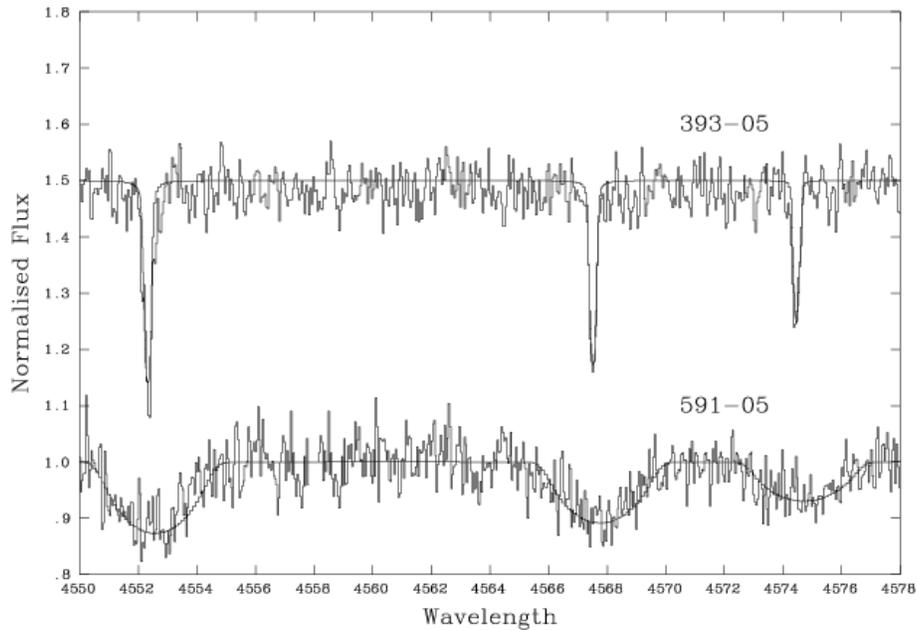


Figura 18: Espectros de dos estrellas del mismo tipo espectral, con baja velocidad (arriba) y alta velocidad de rotación (bajo). (Munn et al. 2004).

7. El ensanchamiento rotacional. Todos los mecanismos de ensanchamiento de líneas que hemos descrito hasta ahora son procesos intrínsecos a la atmósfera estelar donde se forma las líneas. El ensanchamiento rotacional es un mecanismo externo, de tipo geométrico.

Las líneas que encontramos en los espectros se forman a lo largo de todo el hemisferio visible de la estrella. Cuando una estrella tiene una alta velocidad de rotación, la contribución a la línea que se forma en el limbo que se acerca al observador aparece corrida al azul por efecto Doppler. La que se forma en el limbo que se aleja, aparece corrida al rojo. Como esto varía gradualmente a lo largo de todo el hemisferio visible, el efecto es que las líneas se ensanchan debido a la rotación estelar. El área entre la línea y el continuo, caracterizada por la anchura equivalente, no varía, pues la energía que la línea resta al continuo se mantiene constante. Por lo tanto, el efecto de la rotación es ensanchar la línea y disminuir su profundidad.

A partir de la anchura de la línea podemos determinar la velocidad de rotación de la estrella, proyectada sobre el ángulo de inclinación de su eje de rotación.

3.3.3. Análisis espectral cuantitativo

El análisis espectral cuantitativo es una técnica para determinar de forma simultánea los parámetros físicos fundamentales de las estrellas, a partir de su espectro. Se hace a partir de modelos teóricos que describen las atmósferas estelares.

Los modelos de atmósfera son códigos informáticos que incorporan los procesos físicos que dan lugar a la formación de los espectros. A partir de unos parámetros físicos dados, el modelo de atmósfera nos permite calcular el espectro que produciría una estrella con esos parámetros, y que llamamos espectro sintético. El proceso de análisis consiste en calcular espectros sintéticos con diferentes conjuntos de parámetros de entrada, y compararlos con el espectro real observado. Los parámetros físicos del espectro sintético que más se asemeje al observado los consideramos como parámetros físicos reales de la estrella con cuyo espectro trabajamos. Para poder aplicarse con precisión, la espectroscopía cuantitativa necesita disponer de espectros de muy alta resolución y relación señal/ruido.

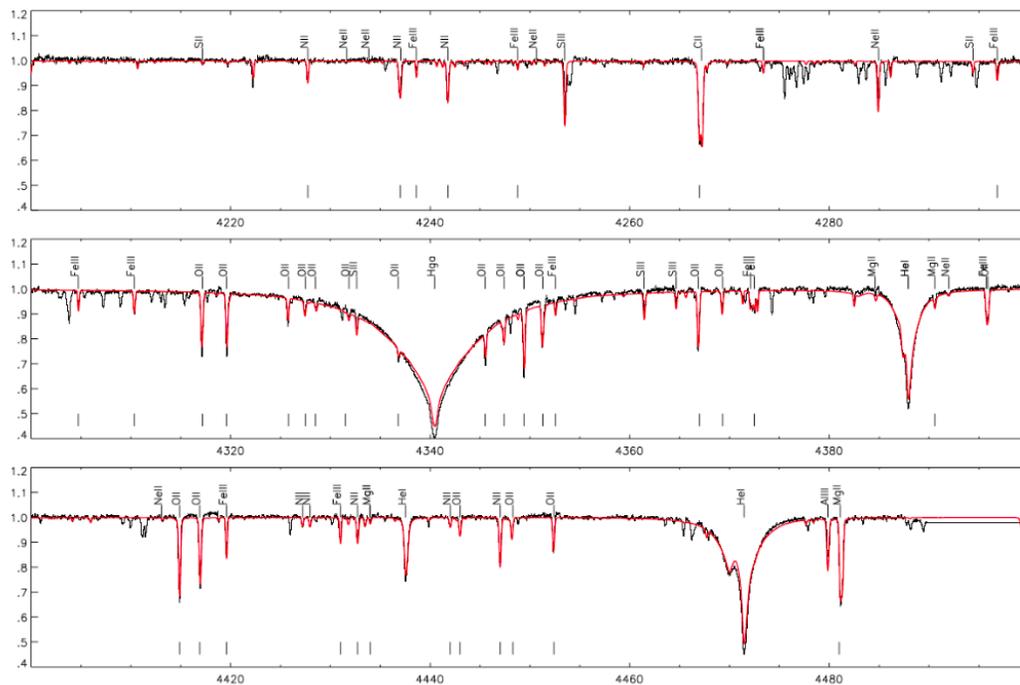


Figura 19: Análisis espectral cuantitativo: comparación entre el espectro observado (línea negra) y el espectro sintético que mejor ajusta (línea roja). (Nieva y Simón-Díaz 2011).

3.4. Clasificación espectral

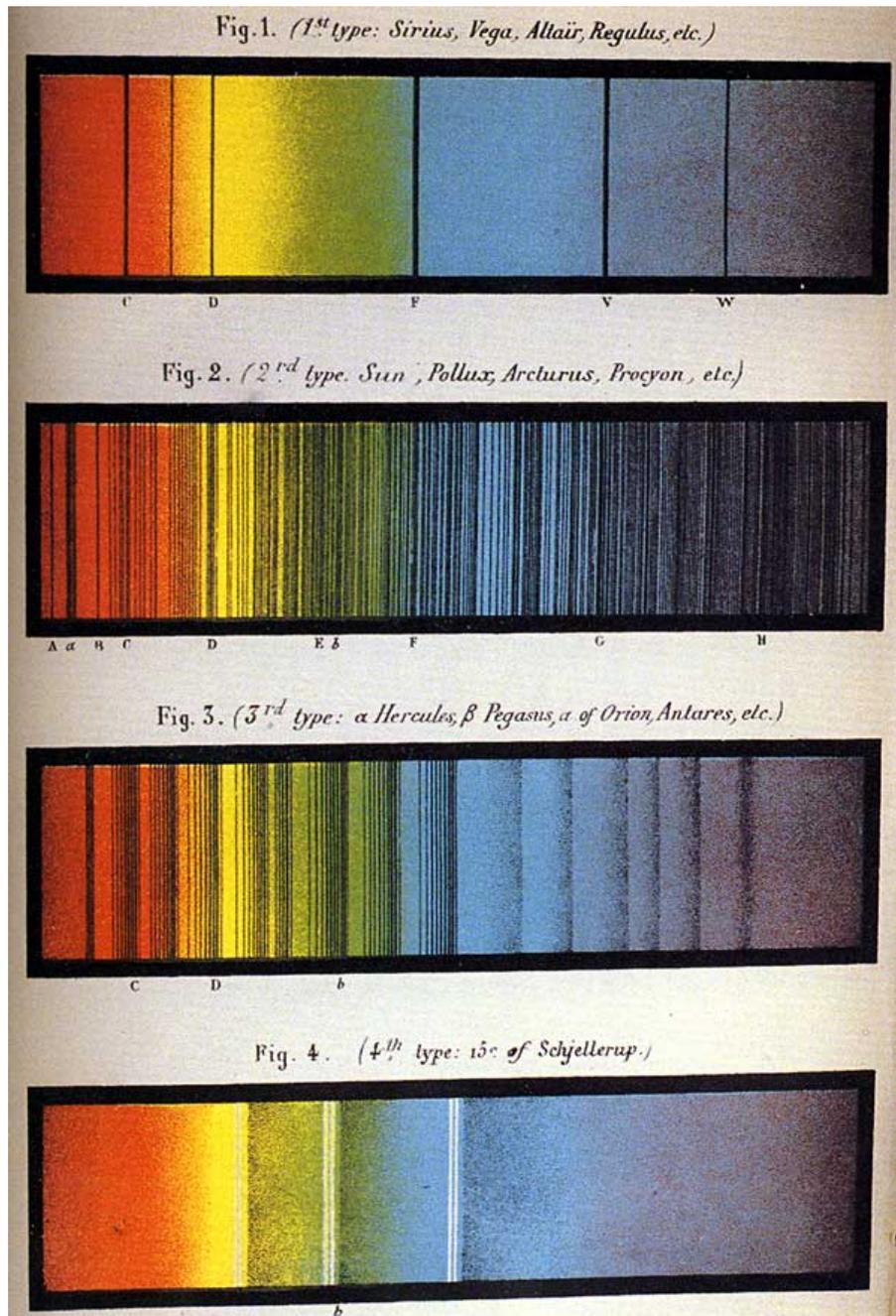


Figura 20: Espectros obtenidos por el Padre Angelo Secchi, del Observatorio del Vaticano, en los años 70 del siglo XIX.

La clasificación espectral es una técnica clásica que permite la estimación de los parámetros físicos de las estrellas a partir de un estudio cualitativo de su espectro. Se introdujo a finales del siglo XIX, cuando los pioneros

de la espectroscopía se dieron cuenta de que los espectros de las estrellas presentaban líneas muy diferentes unos de otros. Como en la época no se entendía qué eran y cómo se formaban los espectros, la clasificación espectral se inició como un mero ejercicio taxonómico que clasificaba los espectros en grupos atendiendo a sus similitudes y diferencias.

Ya bien entrado el siglo XX, cuando se entendieron los procesos de formación del espectro que hemos visto, se reorganizó la clasificación. El sistema de clasificación espectral que se usa hoy en día se conoce como sistema de Morgan-Keenan, a partir de los nombres de los astrónomos que lo desarrollaron, o simplemente sistema MK.

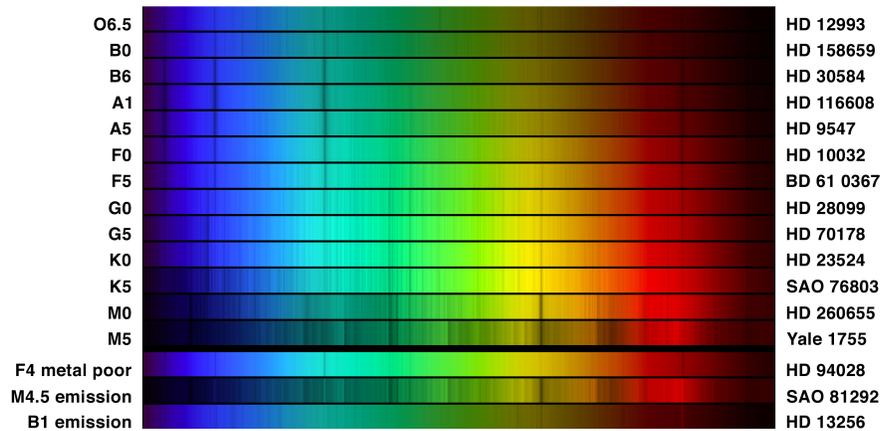


Figura 21: Secuencia de tipos espectrales moderna, en el sistema de MK.

En el sistema MK, a cada espectro se le asocia un tipo espectral, en función de la estructura de líneas que presenta. Como hemos visto, esa estructura de líneas depende de la temperatura. Los tipos espectrales se ordenan por temperaturas decrecientes, y se denotan con las letras O, B, A, F, G, K y M.

Las características y temperaturas correspondientes a cada tipo espectral son las siguientes:

Tipo espectral	Líneas espectrales	Temperaturas efectivas
O	Líneas de absorción de HeII	35 000 - 25 000 K
B	Líneas de absorción de HeI	25 000 - 10 000 K
A	Líneas de absorción del HI	10 000 - 7 500 K
F	Líneas de metales ionizados	7 500 - 6 000 K
G	Líneas de metales neutros e ionizados	6 000 - 5 000 K
K	Líneas de metales neutros y óxido de Ti	5 000 - 3 500 K
M	Bandas moleculares de óxido de Ti	< 3 500 K

Además de estos tipos, que corresponden a las estrellas normales, existen tipos que denotan estrellas peculiares. El tipo W corresponde a las estrellas de Wolf-Rayet, que son estrellas evolucionadas muy calientes. Los tipos C y S corresponden a estrellas frías con abundancias metálicas anómalas. Recientemente se ha definido los tipos L y T para designar estrellas ultrafrías, más frías que las de tipo M, y que corresponden al límite entre las estrellas muy poco masivas y las enanas marrones.

Como la clasificación es continua ya que la escala de temperaturas lo es, los tipos espectrales se dividen en subtipos, que se denotan por números del 0 al 9. Un tipo B9 corresponde a una estrella de tipo B y subtipo 9. Esta estrella es más parecida a una A0, que es el subtipo siguiente, que a una B0, que es nueve subtipos más caliente.

El tipo espectral no basta para caracterizar completamente la estrella. En el diagrama de Hertzsprung-Russell vemos que, para el mismo tipo espectral, encontramos estrellas de muy distintas luminosidades, correspondientes a estrellas de secuencia principal, gigantes y supergigantes de la misma temperatura. Por tanto el sistema MK de clasificación incluye un segundo parámetro que caracteriza la clase de luminosidad. Este parámetro toma los valores siguientes:

Clase de luminosidad	Tamaño (R_0 es el radio solar)	Estado evolutivo
V	$0.1 < R/R_0 < 2$	Enana de la secuencia principal
IV	$2 < R/R_0 < 10$	Subgigante
III	$10 < R/R_0 < 100$	Gigante
II	$100 < R/R_0 < 300$	Gigante brillante
I	$300 < R/R_0 < 1000$	Supergigante

La clasificación espectral completa incluye un tipo espectral con su subtipo, y una clase de luminosidad. Por ejemplo, el Sol tiene una clasificación G2V.

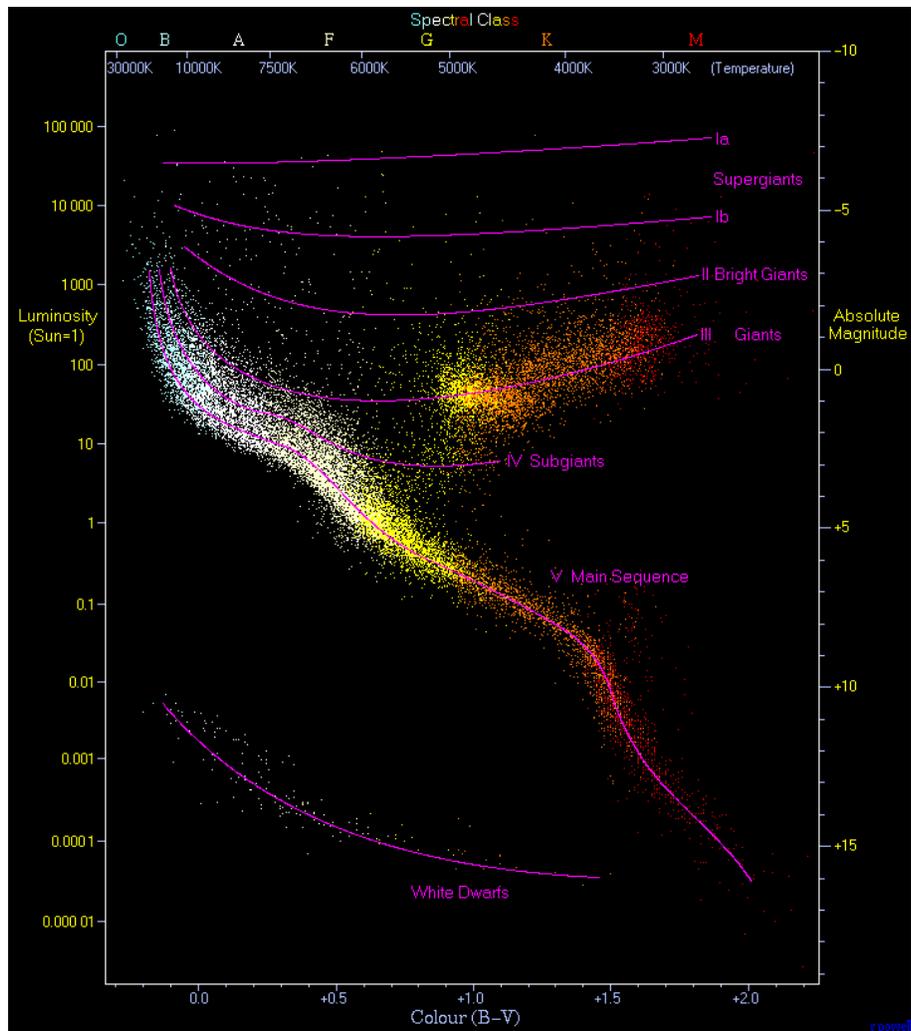


Figura 22: Diagrama de Hertzsprung-Russell.

ordenados por temperatura y por luminosidad. Una vez clasificado el espectro de nuestro objeto, le asignamos los parámetros físicos medios de su tipo y clase, que se encuentran tabulados.

4. Fotometría astronómica

La fotometría astronómica es una técnica que tiene como objetivo conocer la naturaleza y propiedades físicas de los astros a partir del estudio de la radiación que emiten y su distribución en diferentes intervalos de longitudes de onda.

4.1. Magnitudes astronómicas

El primer paso en una observación fotométrica es medir el flujo o intensidad de energía que nos llega desde un astro. Una vez detectado, el flujo medido se puede expresar en las unidades físicas correspondientes (por ejemplo $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$). Para ser precisos, la magnitud física que caracteriza el brillo de un astro es la densidad de flujo, que es la energía recibida por unidad de tiempo, de superficie y de frecuencia o longitud de onda. Por economía del lenguaje, en adelante nos referiremos a esta magnitud indistintamente como flujo o intensidad, que son los términos usados habitualmente en la literatura.

Sin embargo en astronomía, en parte por seguir una tradición milenaria y en parte por evitar el manejo de números poco cómodos que se extenderían a lo largo de varios órdenes de magnitud, se expresa la densidad de flujo de los astros en una unidad denominada magnitud astronómica.

Las magnitudes astronómicas fueron introducidas por Hiparco de Nicea (190 - 120 A.C.). Hiparco elaboró un catálogo de estrellas en el cual, por primera vez, no sólo se hacía constar la posición en el cielo de las estrellas catalogadas, sino también su brillo. Como medida del brillo Hiparco estableció un sistema en el que denominaba como de primera magnitud a las estrellas más brillantes del cielo, de segunda magnitud a las siguientes en brillo, y así sucesivamente hasta la sexta magnitud. Por poner algunos ejemplos, las estrellas más brillantes: Sirio, Arturo, Vega, Altair, Aldebarán, etc., son de magnitud uno; las siete estrellas que forman el conocido asterismo de la Osa Mayor, de magnitud dos; y las estrellas más débiles visibles a simple vista en un cielo no iluminado, de magnitud seis.

En el siglo XIX, Norman R. Pogson redefinió y formalizó el sistema de magnitudes de Hiparco. Pogson pudo establecer que la diferencia de brillo entre una estrella de magnitud uno y otra de magnitud seis es aproximadamente un factor 100. Es decir, el flujo de energía que nos llega de una estrella de primera magnitud es cien veces mayor que el de una de sexta. Además, en la época se consideraba que la respuesta del ojo humano a la iluminación es logarítmica. Los avances en la fisiología han permitido demostrar que no es exactamente logarítmica, pero que no difiere mucho de esta aproximación.

Para definir su sistema, Pogson estableció que el cociente de flujos entre la magnitud uno y la seis es exactamente 100, y que la relación entre flujo de energía y magnitud es logarítmica. De esta forma, la relación de flujos correspondiente a una diferencia de una magnitud es:

$$\sqrt[5]{100} \equiv 100^{\frac{1}{5}} = 10^{\frac{2}{5}} = 2,512$$

A dos magnitudes sería $(10^{\frac{2}{5}})^2$, a tres $(10^{\frac{2}{5}})^3$, y así sucesivamente. En general:

$$\frac{F_1}{F_2} = (10^{\frac{2}{5}})^{m_2 - m_1} \Rightarrow \log \frac{F_1}{F_2} = \frac{2}{5}(m_2 - m_1) \Rightarrow m_1 - m_2 = -2,5 \log \frac{F_1}{F_2}$$

La escala es diferencial. Es decir, no nos permite calcular la magnitud de un objeto a partir del flujo observado, sino que únicamente relaciona la diferencia de magnitudes entre dos astros con el cociente de sus flujos. Para fijarla hay que introducir una magnitud estándar. Para ello hay que elegir una estrella cuya magnitud (m_2) sea conocida, y para la cual podamos medir su flujo (F_2). A la suma $2,5 \log F_2 + m_2$ la llamamos q , y de esta forma la ecuación resultante nos permite calcular la magnitud de un astro (m_1) en función del flujo de energía medido (F_1):

$$m_1 = -2,5 \log F_1 + 2,5 \log F_2 + m_2 \Rightarrow m_1 = -2,5 \log F_1 + q$$

Pogson eligió como estándares de su sistema las estrellas Aldebarán (α Tauri) y Altair (α Aquilae), ambas de brillo muy similar, y les asignó la magnitud uno. La ecuación que relaciona la intensidad de energía y la magnitud de una estrella en el sistema de Pogson queda de la forma:

$$m(\lambda) = -2,5 \log F(\lambda) + q(\lambda)$$

Donde el valor de q lo determinamos a partir del flujo de las dos estrellas de magnitud uno. Hemos prescindido del subíndice dado que en la fórmula sólo aparecen valores relativos a una estrella. La dependencia en la longitud de onda (λ) la introducimos para indicar que el flujo lo podemos medir en diferentes intervalos de longitud de onda, y por tanto podemos establecer, para un mismo astro, magnitudes diferentes en diferentes rangos espectrales.

La escala de magnitudes definida por Pogson es una escala continua, y no discreta como la escala de Hiparco. El valor de la magnitud ya no es un número entero sino un número real, con tantas cifras decimales significativas como permita la precisión de la medida del flujo. Además, podemos extender la escala a valores menores que uno, incluso a valores negativos, cuando el flujo proveniente del astro en cuestión sea superior al de las estrellas de magnitud uno. También se extiende a valores mayores que seis, para estrellas más débiles que las de esta magnitud. De esta forma, la estrella Vega (α Lyrae) tiene magnitud 0; Sirio (α Canis Majoris), la estrella más brillante del cielo, magnitud $-1,4$; Venus en su máximo brillo alcanza la magnitud $-4,3$, y el Sol tiene una magnitud -27 . Por el lado de las estrellas débiles, observando visualmente con un telescopio de 20 cm. de apertura podemos llegar hasta la magnitud 14, y con un telescopio de 10 m. y una larga exposición con un detector electrónico de alta eficiencia llegaríamos hasta la 30.

Cuando el flujo lo medimos a lo largo de todo el espectro electromagnético, a la magnitud resultante se le denomina “magnitud bolométrica”. Su definición es:

$$m_{\text{bol}} = -2,5 \log F_{\text{bol}} + q_{\text{bol}}$$

F_{bol} es el flujo de energía total recibido de la estrella.

Las magnitudes astronómicas que acabamos de definir son las que se siguen utilizando para cuantificar el brillo de las estrellas. Sin embargo, la definición original de Pogson, en la cual el valor de la constante q se determina a partir de los estándares Aldebarán y Altair, está en desuso desde hace mucho tiempo, y ha sido reemplazado por dos nuevos sistemas similares de magnitudes monocromáticas ampliamente utilizados en la actualidad. Son los sistemas “Vega” y AB.

- **Sistema Vega.** Se define a partir de la misma expresión del sistema de Pogson:

$$m(\lambda) = -2,5 \log F(\lambda) + q(\lambda)$$

Pero en este caso la constante $q(\lambda)$ se define de forma que la magnitud de la estrella Vega (α Lyrae) sea igual a cero en cualquier banda espectral.

- **Sistema AB.** Se define a partir de las expresiones siguientes, donde el valor de la constante $q(\lambda)$ aparece como parte de la definición. Se dan dos valores diferentes según la densidad de flujo se mida por unidad de longitud de onda (\AA) o de frecuencia (Hz).

$$m_\lambda(\lambda) = -2,5 \log F_\lambda(\lambda) - 21,1, \quad F_\lambda \text{ en erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$$

$$m_\nu(\lambda) = -2,5 \log F_\nu(\lambda) - 48,6, \quad F_\nu \text{ en erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$$

El valor de las constantes se ha calculado de forma que un objeto con una distribución espectral plana tenga en todas las bandas la misma magnitud en la banda V del sistema de Johnson (ver en la sección siguiente) que Vega, y asumiendo para Vega una magnitud $V = 0,03$

4.2. Sistemas fotométricos

Como ya hemos dicho, el objetivo de la fotometría es la determinación de las propiedades físicas de los astros a partir del estudio de la radiación que emiten. La radiación la medimos en la superficie de la Tierra, haciendo uso de un telescopio equipado con la instrumentación adecuada. El flujo que observamos no es exactamente igual al que ha emitido el astro. Antes de ser medido, ha debido atravesar el medio interestelar, la atmósfera de la Tierra, ha sido reflejado o refractado por la óptica del telescopio, ha atravesado un filtro y ha dejado una señal en el detector.

Un primer paso debería ser por tanto reconstruir la distribución de flujo realmente emitida por el astro a partir de la obtenida a la salida de nuestro detector en nuestro telescopio. Esta reconstrucción es lo que se denomina aproximación directa al problema de la fotometría. La relación entre el flujo emitido por el astro y el detectado en el telescopio tiene la forma siguiente:

$$F_\lambda = \alpha \int T_i(\lambda, d) T_a(\lambda, d) T_t(\lambda) T_f(\lambda) r(\lambda) f_\lambda d\lambda$$

donde F_λ y f_λ son respectivamente el flujo emitido por la estrella y el flujo medido en el detector. T_i y T_a son respectivamente la transmisión del medio interestelar y de la atmósfera de la Tierra. Dependen de la dirección en la que observemos el astro y de la longitud de onda. T_t y T_f son la transmisión del telescopio y del filtro, y $r(\lambda)$ es la respuesta del detector. α es un factor que depende, entre otras cosas, de la distancia a la que se encuentra el astro. Todos estos factores no son conocidos a priori, y aunque algunos podrían calcularse esto costaría un esfuerzo importante y haría muy ineficiente el proceso de observación.

Por tanto, la aproximación directa al problema fotométrico no es viable, no podemos determinar directamente F_λ a partir de f_λ , debido a que los factores que intervienen en esa derivación son en su mayoría desconocidos. Para conocer las propiedades físicas de los astros a partir de su estudio fotométrico seguiremos pues un método indirecto, constituido por los siguientes pasos:

1. Obtener la fotometría utilizando un sistema fotométrico estándar.
2. Obtener los valores fotométricos intrínsecos del astro, corrigiendo de extinción interestelar.
3. Determinar los parámetros físicos mediante el uso de calibraciones fotométricas.

Con el uso de los sistemas fotométricos nos proponemos un primer objetivo más modesto: que todos los observadores obtengan los mismos valores al observar los mismos astros, aunque su telescopio e instrumentación sean completamente distintos.

Definimos un sistema fotométrico estableciendo los siguientes tres elementos:

1. Un conjunto de bandas espectrales o intervalos de longitudes de onda en los cuales vamos a medir el flujo radiativo de los astros. Estas bandas o intervalos se implementan mediante el uso de filtros. La transmisión de los filtros es una de las características del sistema fotométrico.
2. Un conjunto de colores e índices propios del sistema, que obtenemos mediante operaciones aritméticas sencillas entre las magnitudes obtenidas en cada una de las bandas.
3. Una lista de estrellas estándar del sistema. Son estrellas cuyas magnitudes, colores e índices son conocidos, y nos servirán para transformar las magnitudes instrumentales que obtenemos directamente con nuestro telescopio en magnitudes en el sistema estándar.

Para ilustrar estos conceptos, describimos a continuación algunos de los sistemas fotométricos más utilizados en el pasado y en la astrofísica actual.

4.2.1. Fotometría visual, fotográfica y Sistema Fotométrico Internacional

La fotometría visual es la técnica más antigua de la astrofísica observacional. El primer sistema fotométrico fue el sistema visual, en el que el brillo de una estrella se estima visualmente, y por tanto la detección y medida del flujo se basa en la sensibilidad del ojo humano. Existe una gran tradición astronómica y una amplia colección de catálogos históricos elaborados con esta técnica, utilizando primero el sistema de magnitudes astronómicas de Hiparco, y a partir del siglo XIX, el sistema de Pogson. El más importante de ellos es el “Bonner Durchmusterung (compilación de Bonn)”, publicado por F. Argelander y sus colaboradores entre 1859 y 1862, y que, junto con extensiones posteriores llevadas a cabo para cubrir también el cielo del hemisferio sur, incluye datos astrométricos y fotométricos para más de 950 000 estrellas. Las magnitudes astronómicas obtenidas mediante observación visual se denotan m_v .

En la segunda mitad del siglo XIX empezó a utilizarse la placa fotográfica como detector aplicable a la astronomía. La medida, mediante diferentes técnicas, del oscurecimiento producido en la placa al ser iluminada por una estrella permitía obtener una determinación de su flujo de energía mucho más precisa y objetiva que la técnica visual. Esto dio origen a un sistema de magnitudes fotográficas, m_{pg} . La sensibilidad de las primeras placas fotográficas estaba centrada en las regiones azul y ultravioleta del espectro, y era casi nula en la región del amarillo, donde se centra la sensibilidad del ojo humano. De esta forma, las escalas de magnitudes visual y fotográfica diferían notablemente.

El avance de la técnica fotográfica permitió la aparición de nuevas emulsiones y la extensión del rango espectral de las placas hasta el amarillo, el rojo o incluso el infrarrojo. Esto a su vez motivó la definición de un nuevo sistema de magnitudes que se denominó “fotovisual”, con el cual, mediante la adecuada combinación de emulsión fotográfica y filtros, se consiguió reproducir la respuesta del ojo humano. La magnitud m_{pv} obtenida de esta forma era similar a la m_v , pero con la mayor precisión que proporcionaba la técnica fotográfica sobre la visual.

A partir de las magnitudes m_{pg} y m_{pv} se puede definir un índice de color CI como la resta de ambas:

$$CI = m_{pg} - m_{pv}$$

El conjunto formado por las magnitudes m_{pg} y m_{pv} y el índice de color CI se denominó Sistema Fotométrico Internacional, o simplemente Sistema Internacional, y fue ampliamente utilizado para la investigación astrofísica durante varias décadas. Con el advenimiento, a mitad del siglo XX, del tubo fotomultiplicador como detector para la fotometría, y más modernamente de las cámaras CCD, el Sistema Internacional está actualmente en desuso.

Antes de proseguir conviene explicar por qué a un índice formado por la diferencia de dos magnitudes astronómicas se le denomina índice de color. Para ello hemos de tener en cuenta que las magnitudes constituyen una escala logarítmica del flujo y por tanto, por las propiedades de los logaritmos, una diferencia de magnitudes corresponde a un cociente de flujos. Si las magnitudes corresponden a diferentes rangos del espectro electromagnético, como en el caso del Sistema Internacional, con el cociente de flujos estamos muestreando la pendiente del continuo espectral.

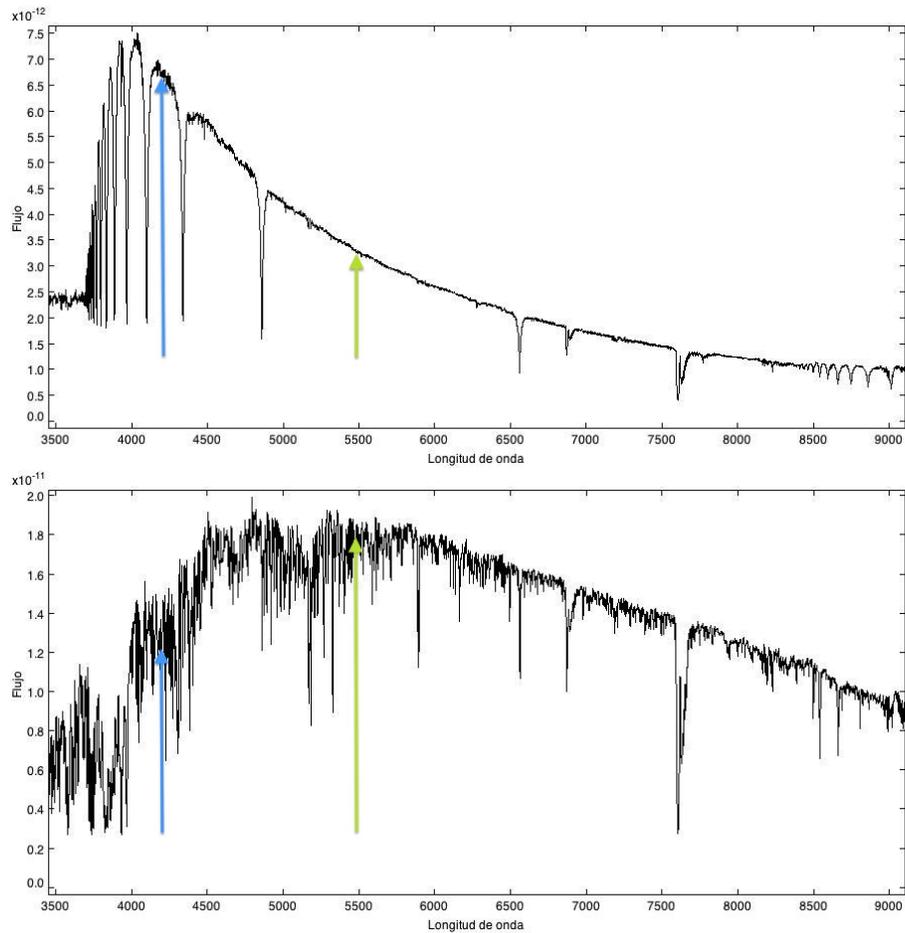


Figura 25: Espectro de una estrella caliente, de tipo A0V (arriba), y una estrella fría, K1V. Las flechas azul y amarilla indican la posición central de la banda m_{pg} y m_{pv} respectivamente. (STELIB).

En la figura podemos ver la distribución espectral de dos estrellas de diferente temperatura, y por tanto diferente color, sobre la que se ha indicado la posición central del rango espectral cubierto por las bandas fotográfica y visual. El cociente entre los flujos medidos a través de esas bandas es una medida de la pendiente del continuo espectral, que está relacionada con la temperatura efectiva de la estrella, y por tanto con su color. Es por este motivo por lo que a todo índice fotométrico construido como la diferencia entre dos magnitudes medidas en diferentes rangos espectrales se le denomina índice de color, o simplemente color.

4.2.2. El sistema UBV o de Johnson

Fue definido por Harold Johnson y sus colaboradores en los años 50 del pasado siglo. Su creación se benefició de un desarrollo tecnológico de la época, el tubo fotomultiplicador, que se empezó a utilizar como detector para uso astronómico. Es por esto por lo que el sistema de Johnson dio origen a lo que desde entonces se llama “fotometría fotoeléctrica”, mucho más precisa que la fotometría visual y fotográfica usadas anteriormente.

El sistema de Johnson consta de tres bandas, denominadas respectivamente U, B y V. La transmisión de los filtros correspondientes la mostramos en la siguiente figura.

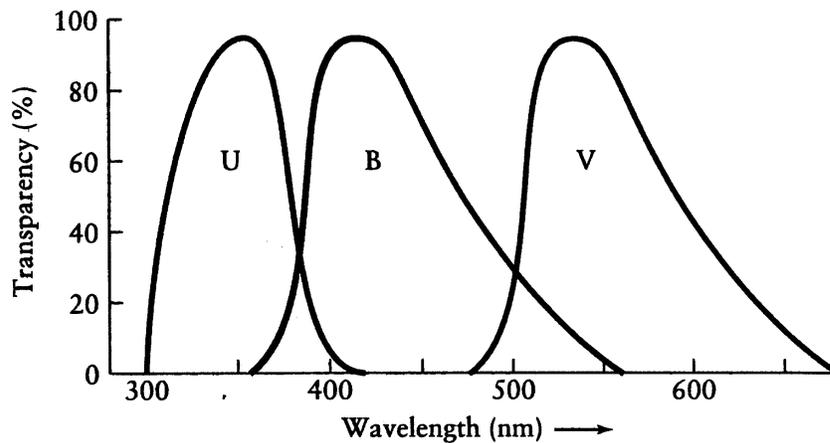


Figura 26: Transmisión de los filtros del sistema UBV de Johnson.

El filtro V (“Visual”) se definió de forma que su transmisión coincidiese con la respuesta del ojo humano. De esta forma, las magnitudes obtenidas en la banda V podían ser comparadas con los datos de fotometría visual y fotovisual existentes en el época.

El filtro B (“Blue”, azul en inglés) se definió de forma que su curva de transmisión coincidiese con la curva de sensibilidad de las primeras placas fotográficas. De esta forma las magnitudes en B eran directamente comparables con las magnitudes fotográficas m_{pg} .

El filtro U (“Ultravioleta”) se sitúa en longitudes de onda más cortas que el B, aprovechando la buena sensibilidad del tubo fotomultiplicador en esta región.

De las tres bandas, sólo la B está completamente definida por la transmisión del filtro. El corte a longitud de onda corta de la banda U lo determina la transmisión de la atmósfera en el ultravioleta, y el corte a longitudes de onda largas de la banda V la respuesta del fotomultiplicador 1P21, el que se usó en la definición del sistema. Estos son efectos indeseables, ya que en el primer caso la respuesta del filtro varía con la altura del observatorio -la absorción atmosférica del ultravioleta disminuye con la altura- y en el segundo la transmisión del filtro depende de la sensibilidad del detector, que puede variar con el tiempo o de un fotomultiplicador a otro. Los índices característicos del sistema son dos colores, el U-B y el B-V.

Ya en los años 70, el avance tecnológico permitió la construcción de fotomultiplicadores sensibles a radiación de mayor longitud de onda, extendiendo su rango prácticamente a todo el visible. El sistema de Johnson se completó con la adición de dos nuevos filtros, el R (rojo) y el I (infrarrojo), que a su vez permitieron la definición de dos nuevos colores, el V-R y el R-I. A este sistema extendido se le denomina también sistema UBVRI. En

la figura siguiente mostramos la transmisión de los cinco filtros del sistema de Johnson extendido:

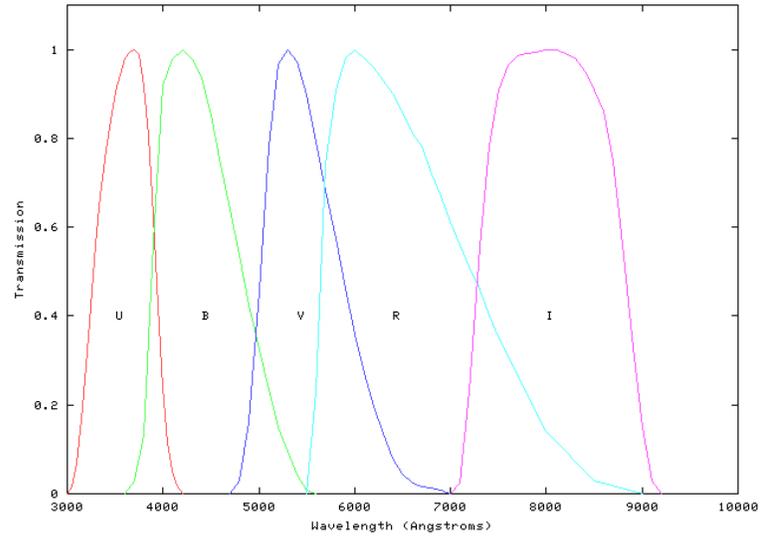


Figura 27: Curvas de transmisión del sistema UBVRI. (Richmond 2003).

4.2.3. El sistema de Sloan

Es un sistema similar al de Johnson, definido específicamente para un cartografiado fotométrico de más de un cuarto del cielo, cuyo objetivo es la determinación fotométrica del corrimiento al rojo de un gran número de galaxias (<http://www.sdss.org>). Las bandas del sistema se denominan u, g, r, i y z, y su perfil lo presentamos en la figura comparado con el de las bandas del sistema de Johnson.

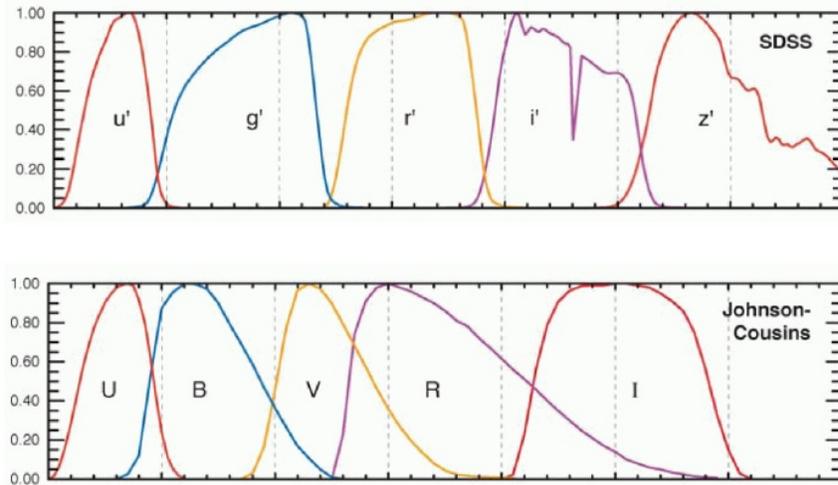


Figura 28: Comparación entre las curvas de transmisión del sistema de Sloan y el UBVRI. (Bessell 2005).

Los filtros de Sloan tienen un perfil más cuadrado que el de los de Johnson, lo que permite un muestreo más preciso de la distribución de flujo. Dada la enorme magnitud del proyecto Sloan, el sistema se está convirtiendo en el estándar fotométrico más usado, en detrimento del sistema de Johnson.

4.2.4. Fotometría infrarroja. Sistema JHKLM

Los avances tecnológicos en la detección de la radiación en la región del infrarrojo, que tuvieron lugar a partir de los años 70 del siglo pasado, permitieron la extensión de los sistemas fotométricos desde el rango óptico al infrarrojo. Contrariamente a lo que sucede en el óptico, la atmósfera no es completamente transparente en el infrarrojo, donde existen regiones en las cuales la radiación es casi completamente absorbida por las moléculas de CO_2 y H_2O . Entre las regiones de alta absorción se encuentran zonas donde la atmósfera es casi transparente, que se denominan “ventanas atmosféricas”.

El desarrollo de los sistemas fotométricos en el infrarrojo se hizo situando las bandas precisamente en esas ventanas infrarrojas. A las bandas en las ventanas consecutivas se les denomina, respectivamente, J, H, K, L, M, N, etc. En la figura presentamos la transmisión de la atmósfera en el intervalo entre los 300 y los 5000 nm., situando en cada una de las ventanas la denominación de la banda fotométrica correspondiente.

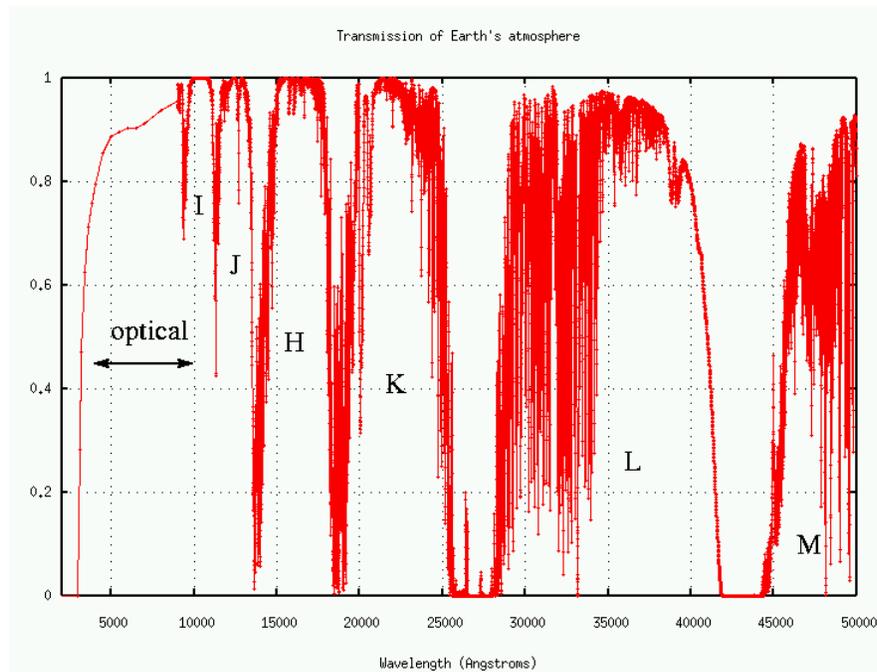


Figura 29: Transmisión de la atmósfera en el infrarrojo cercano, y situación de las bandas fotométricas. (Richmond 2003).

Los primeros sistemas fotométricos en el infrarrojo fueron definidos por Johnson y Glass en los años 70. Posteriormente se han definido otros, en diferentes observatorios. Desafortunadamente hoy en día conviven varios sistemas de fotometría infrarroja, cuyas bandas son similares pero no idénticas, y cuyas estrellas estándar tienen también valores ligeramente distintos. En la figura presentamos algunos de los más extendidos.

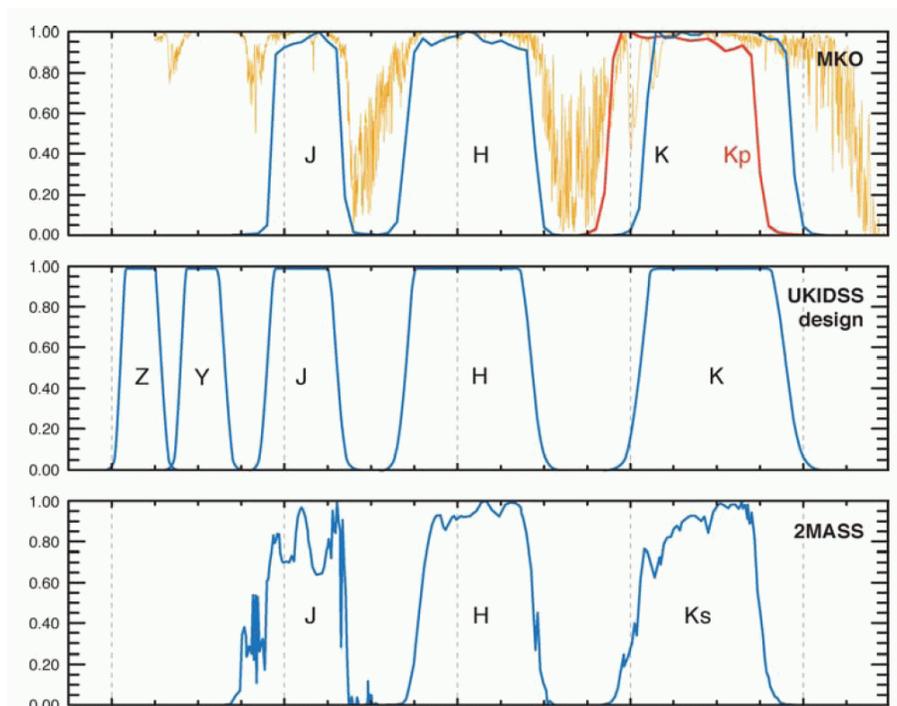


Figura 30: Comparación entre las bandas de sistemas fotométricos en el infrarrojo. (Bessell 2005).

El uso de la fotometría infrarroja es útil para el estudio de astros relativamente fríos (temperaturas menores de 1000-2000 K), que son muy poco brillantes en el óptico. Tiene el interés adicional de que la extinción interestelar en el infrarrojo es mucho menor que en el óptico, y por tanto nos permite observar regiones de la galaxia, como por ejemplo el propio centro galáctico o los brazos interiores, que están completamente vedados en el óptico debido a la alta extinción.

4.2.5. El sistema de Strömgen

También denominado sistema *wvby*, fue introducido por el danés Bengt Strömgen en los años 60. Su uso está menos extendido que el de los sistemas descritos hasta ahora, pero es de interés presentarlo porque supone un ejemplo de un sistema diseñado para aportar información directamente interpretable en términos astrofísicos.

En los sistemas que hemos descrito hasta ahora, las bandas se seleccionan por criterios de tipo histórico o tecnológico, como en el caso del sistema de Johnson, o aprovechando las ventanas de la atmósfera, como en el sistema JHKLM. En el sistema de Strömgen los filtros se sitúan en regiones concretas del espectro estelar, que contienen una información específica sobre la fotosfera y la atmósfera de la estrella. Además, las bandas características del sistema son más estrechas, típicamente de 20 o 30 nanómetros, frente a los 100 nanómetros de sistemas como el de Johnson o el Sloan. De esta forma la información que aportan es más específica.

El sistema de Strömgen lo componen cuatro bandas, definidas por los correspondientes filtros:

1. Banda *y*, de “yellow” (amarillo en inglés). Su longitud de onda central es de 550 nm., similar a la del filtro V de Johnson. De esta forma, las magnitudes en el filtro *y* son directamente comparables a las magnitudes V. Además, la región en la que se sitúa está prácticamente libre de líneas espectrales, al menos en estrellas

H

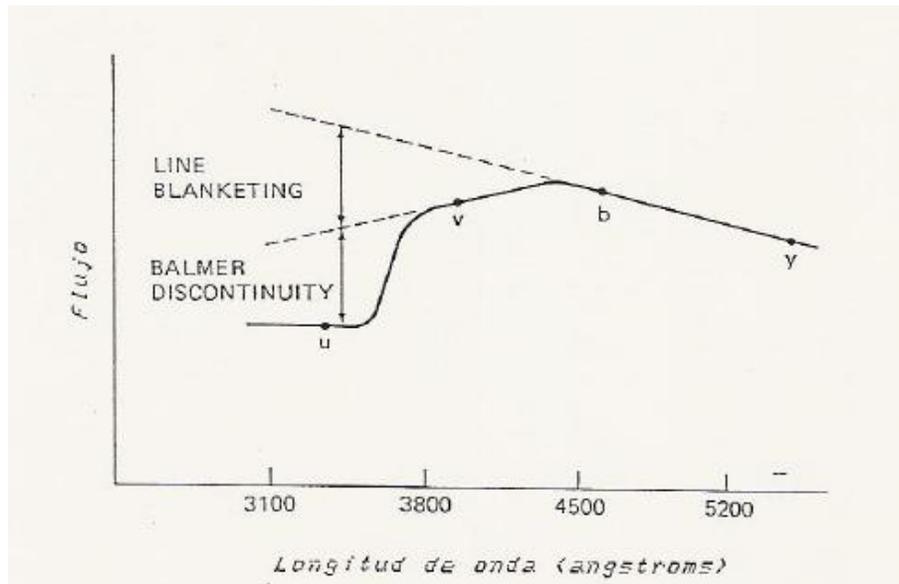


Figura 31: Situación de las bandas del sistema de Strömgren con respecto al continuo espectral.

de tipos tempranos o intermedios, y por lo tanto la magnitud y mide la intensidad del continuo espectral en esa región.

2. Banda b , de “blue” (azul en inglés). Tienen una longitud de onda central de 480 nm., y también está situada en una zona libre de líneas espectrales.
3. Banda v , de “violeta”. Su longitud de onda central se sitúa en los 410 nanómetros. Al contrario que en las bandas anteriores, la banda v se sitúa en una zona rica en líneas espectrales, y por lo tanto la magnitud en el filtro v mide la intensidad de esas líneas.
4. Banda u , de “ultravioleta”. Su longitud de onda central es de 360 nm. Se encuentra situada a la izquierda de la discontinuidad de Balmer, en la región espectral denominada “continuo de Balmer”. En la región cubierta por el filtro también hay gran cantidad de líneas espectrales, cuya intensidad es aproximadamente el doble que en la región del filtro v .

Las magnitudes e índices característicos del sistema son:

1. V . Es la magnitud medida mediante el filtro y . Como hemos dicho, la banda y de Strömgren tiene la misma longitud de onda efectiva que la V de Johnson, y por eso las magnitudes instrumentales en y se convierten en magnitudes V estándar al transformar.
2. $(b-y)$. Es la diferencia entre las magnitudes medidas en b y en y . Se trata por tanto de un color. Ambas bandas están situadas en regiones libres de líneas espectrales, y por tanto su diferencia mide la pendiente del continuo en esa región, el continuo de Paschen. La pendiente del continuo está relacionada con la temperatura efectiva de la estrella, y por tanto el color $(b-y)$ es un indicador de la temperatura efectiva.
3. $m_1 \equiv (v-b) - (b-y)$. Es un índice de orden superior, está formado por la diferencia de dos colores. El color $(b-y)$, como hemos visto, está relacionado con la temperatura efectiva. La banda v está situada en una región con abundante presencia de líneas espectrales, y por tanto el color $(v-b)$ mide la abundancia e

intensidad de esas líneas. La presencia de líneas y su intensidad depende tanto de la temperatura efectiva como de la abundancia de metales en la estrella, lo que en astrofísica se denomina metalicidad. Al restar $(b-y)$ eliminamos la dependencia de la temperatura efectiva en $(v-b)$, y por tanto el índice m_1 es un indicador de la metalicidad de la estrella.

4. $c_1 \equiv (u-v) - (v-b)$. Es también un índice de orden superior, una diferencia de colores. La banda u está situada en el continuo de Balmer, a la izquierda de la discontinuidad de Balmer. La banda v está situada a su derecha, al inicio del continuo de Paschen. El color $(u-v)$, por tanto, mide la profundidad de la discontinuidad de Balmer. Está afectado, además, por la metalicidad, ya que la presencia de líneas en la banda u es aproximadamente el doble que en la v . El efecto de la metalicidad se cancela al restar $(v-b)$. En efecto, podemos escribir $c_1 \equiv (u-v) - (v-b)$ como $u-2v+b$. La diferencia $u-2v$ cancela el efecto de la metalicidad. El índice c_1 constituye por tanto una medida de la profundidad de la discontinuidad de Balmer. Este parámetro espectral está relacionado en estrellas calientes (tipos O, B y A temprano) con la temperatura efectiva, y en estrellas más frías (tipos A tardío, F y G) con la luminosidad.

Puede parecer una redundancia, y de hecho lo es, que en la definición del sistema se haya incluido dos índices fotométricos relacionados con el mismo parámetro físico. Para estrellas tempranas $(b-y)$ y c_1 son ambos indicadores de la temperatura efectiva. Esto se hace con un objetivo bien definido. Se da la circunstancia de que ambos índices están afectados de forma diferente por la extinción interestelar. La comparación entre ambos nos permite determinar simultáneamente la temperatura efectiva y la extinción interestelar. Explicaremos esto con detalle más adelante.

4.2.6. El sistema $H\beta$ de Crawford

En los sistemas que hemos visto hasta ahora los filtros se diseñan de forma que cubran regiones más o menos extensas del espectro visible o infrarrojo. Las magnitudes obtenidas a través de esos filtros muestrean el continuo espectral. Sin embargo, en fotometría astronómica es también común el uso de filtros estrechos que se sitúan sobre una línea del espectro. La magnitud obtenida a través de esos filtros nos proporciona características de la línea espectral (su intensidad, anchura equivalente, etc.), que en general se pueden relacionar con parámetros físicos de interés.

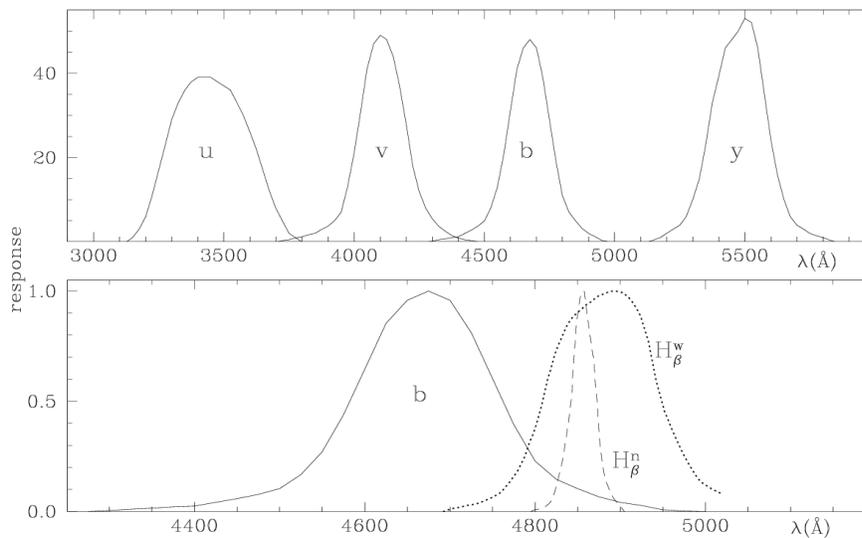


Figura 32: Transmisión de las bandas de los sistemas $uvby$ y $H\beta$.

Como ejemplo de sistema fotométrico que incluye filtros estrechos en líneas describimos el sistema $H\beta$ de Crawford. Está compuesto por dos filtros, el denominado β ancho, de 15 nm. de anchura, y el β estrecho, de 3,5 nm. Ambos están centrados en la línea $H\beta$ de Balmer, en 485 nm.

El índice del sistema se denomina índice β , y se define como la diferencia entre las magnitudes medidas a través del filtro estrecho y del ancho ($\beta = \text{mag}(\beta_{\text{estrecho}}) - \text{mag}(\beta_{\text{ancho}})$). Aunque se trate de una diferencia de magnitudes, el índice β no es un color, ya que ambos filtros tienen la misma longitud de onda efectiva, y por tanto no muestrean la pendiente del espectro. Se puede demostrar que el índice β es proporcional a la anchura equivalente de la línea $H\beta$, como se comprueba también observacionalmente comparando valores del índice β y determinaciones espectroscópicas de la anchura equivalente de la línea.

La anchura equivalente de $H\beta$, y por tanto el índice fotométrico β , es un indicador de luminosidad para las estrellas tempranas, y de temperatura efectiva para las tardías. El sistema $H\beta$ se suele utilizar de forma conjunta con el sistema de Strömgren, lo que se denomina sistema $uvby\beta$. De esta forma, el índice β aporta un indicador de luminosidad para estrellas tempranas, de lo que carece el sistema de Strömgren, y un indicador redundante de temperatura efectiva para las tardías, para ser usado junto al (b-y) en la determinación conjunta de la extinción interestelar y la temperatura efectiva.

4.3. Extinción atmosférica

En el apartado anterior hemos presentado algunos de los sistemas fotométricos más utilizados. Hemos descrito sus bandas y sus índices característicos. En este apartado y en el siguiente vamos a describir con más detalle cómo podemos obtener las magnitudes e índices cuando trabajamos con un sistema fotométrico determinado.

El primer paso para obtener datos en un sistema fotométrico es de tipo instrumental. Nuestro telescopio tiene que estar equipado con un detector y una colección de filtros que reproduzcan las bandas del sistema fotométrico a utilizar. La adecuación de nuestra instrumentación al sistema fotométrico se le denomina conformidad. Nuestro sistema es conforme si nuestros filtros y detector reproducen los filtros de definición del sistema estándar. Cuanto mayor sea la conformidad de nuestro sistema instrumental con el estándar más precisos serán nuestros datos y más fiable la información astrofísica que podamos obtener a partir de ellos.

Una vez puesta a punto la instrumentación adecuada pasamos a la observación, midiendo el flujo de energía que focalizada por el telescopio y después de atravesar el filtro, recoge nuestro detector. El flujo de energía lo transformamos en magnitud astronómica mediante la expresión:

$$m_i = -2,5 \log(F_i)$$

El subíndice i nos indica que obtenemos una magnitud para cada filtro. Si comparamos esta expresión con la definición de magnitud astronómica, vemos que nos falta una constante aditiva en el término de la derecha. No nos preocupamos por esto. Como la constante es arbitraria, podemos elegirla como igual a cero para nuestro sistema instrumental. Ya la fijaremos de forma adecuada cuando transformemos nuestras magnitudes instrumentales al sistema estándar.

Las magnitudes medidas de esta forma todavía no representan el flujo de energía que llega a la Tierra procedente del astro que observamos. Cuando la radiación llega a la Tierra tiene que atravesar la atmósfera antes de llegar al telescopio y dejar su señal en el detector. Parte de la radiación se pierde en su paso por la atmósfera, lo que provoca una disminución del flujo de energía que denominamos extinción atmosférica.

La extinción se debe principalmente al proceso denominado dispersión de Rayleigh. Los fotones colisionan con los electrones ligados de los átomos presentes en la atmósfera, y de resultas de ese choque elástico cambian de dirección, desapareciendo del haz de luz que se dirige al telescopio. La dispersión de Rayleigh depende de λ^{-4} , de forma que la luz azul se dispersa mucho más que la roja. Esto produce efectos muy conocidos, como el

color azul del cielo, debido a que hay mucha más luz azul dispersa en la atmósfera, y el hecho de que los astros cerca del horizonte se vean rojizos, que se debe a que cuando el astro está cerca del horizonte su luz atraviesa más espesor de atmósfera, y por tanto la luz azul se dispersa y desaparece del haz, mientras que la luz roja se dispersa mucho menos y permanece. En fotometría astronómica, la dependencia de la dispersión con la longitud de onda implica que las magnitudes medidas con filtros azules se ven mucho más afectadas por la extinción que las medidas con filtros rojos.

Además de la dispersión de Rayleigh, también contribuyen a la extinción atmosférica la absorción por moléculas y la dispersión por polvo en suspensión y aerosoles. La absorción por moléculas es muy pequeña en el rango óptico, al menos hasta los 700 nm. donde empiezan a aparecer bandas de absorción debidas al vapor de agua. En el infrarrojo es mucho más importante, por la presencia de bandas de H₂O y CO₂. La dispersión por aerosoles y motas de polvo depende, obviamente, de la presencia de estos elementos en la atmósfera, que es muy variable con el régimen de vientos, estaciones, etc. Al ser estas partículas en suspensión mucho más grandes que la longitud de onda de la radiación, la dispersión no depende de la longitud de onda, y por tanto la extinción es gris, es decir, igual para todos los filtros a diferentes longitudes de onda.

Por tanto, vemos que nuestras magnitudes fotométricas dependen no sólo de la energía del astro que llega a la Tierra, sino también de la extinción, y esta última es variable debido a los cambios atmosféricos, en especial el contenido de polvo y aerosoles, y también a la altura del astro sobre el horizonte, ya que cuanto más bajo esté más espesor de atmósfera atravesará, y sufrirá más extinción. Este efecto de la extinción es indeseable, pues para progresar en nuestro conocimiento del astro debemos ser capaces de conocer la energía que llega a la Tierra.

En consecuencia, el efecto de la extinción debe ser medido y eliminado de las magnitudes fotométricas. Esto implica algunas acciones concretas a incluir en la planificación de nuestras observaciones, y algunos cálculos a realizar a posteriori. Antes de describir ambos, vamos a estudiar matemáticamente el efecto de la extinción en el flujo de energía que atraviesa la atmósfera.

Consideremos un elemento o pequeño volumen de la atmósfera de espesor dx que absorbe o dispersa una fracción τdx de un rayo de luz que antes de ser absorbido o dispersado tenía un flujo de energía F . La cantidad absorbida o dispersada es $F\tau dx$. A esta cantidad la llamamos dF , de forma que

$$dF = -F\tau dx$$

El signo menos nos indica que la variación de flujo es negativa, es decir, que como parte del flujo incidente es absorbido o dispersado el flujo total disminuye. Integrando a lo largo del recorrido total en la atmósfera, x , obtenemos

$$\log F = \log F_0 - \tau x$$

donde F es el flujo final, el que llega al telescopio, y F_0 el inicial, el que procedente del astro llega a la atmósfera de la Tierra. Si ahora multiplicamos ambos términos por -2.5 , los términos del tipo $-2.5\log F$ corresponden a una magnitud fotométrica, y por tanto nos queda

$$\begin{aligned} m_0 &= m - 2.5\tau x \\ m_0 &= m - kX \end{aligned}$$

Al término -2.5τ lo llamamos k , y lo denominamos coeficiente de extinción. x es el espesor de atmósfera que atraviesa la radiación. Este espesor lo normalizamos a la unidad en el cenit, lo llamamos masa de aire y lo denominamos con la letra X mayúscula. Es decir, que si la estrella está en el cenit, su masa de aire es igual a

1. Si está más baja, el espesor de atmósfera que atraviesa es mayor, y por tanto la masa de aire aumenta. Por ejemplo, a una altura de 30 grados el espesor de atmósfera atravesado es el doble que en el cenit, y por tanto a esa altura la masa de aire es 2. En general, podemos calcular de forma aproximada la masa de aire como

$$X = \sec Z$$

Siendo Z la distancia cenital del astro. Con estas definiciones la expresión anterior queda:

$$m = m_0 + kX$$

Como hemos visto, k es el coeficiente de extinción y X la masa de aire. m es la magnitud observada, y m_0 la magnitud que observaríamos si no hubiese extinción, es decir, la magnitud que obtendríamos a partir del flujo que llega a la atmósfera. Por esta razón, a esa magnitud se le llama magnitud fuera de atmósfera. Para poder determinar la magnitud fuera de atmósfera, bastaría con conocer el coeficiente de extinción k y la masa de aire X . Lo segundo es fácil, es un cálculo sencillo a partir de la distancia cenital del astro, cuya posición conocemos en el momento de la observación.

El coeficiente de extinción, sin embargo, hay que calcularlo. Para ello, a lo largo de la noche debemos observar una o varias estrellas no variables a diferentes alturas. Para cada estrella obtendremos un conjunto de magnitudes a diferentes masas de aire. Con el conjunto de pares de valores (X, m) podemos obtener los coeficientes k y m_0 mediante una regresión lineal (ajuste por mínimos cuadrados). La pendiente del ajuste k es el coeficiente de extinción, y el término independiente m_0 es el punto de corte a masa de aire cero, es decir, la magnitud fuera de atmósfera.

Este proceso hay que repetirlo en todos los filtros en los que vayamos a obtener magnitudes, ya que la extinción depende de la longitud de onda, y por tanto es diferente en cada uno de los filtros. Si observamos más de una estrella en cada filtro, el valor del coeficiente de extinción será el promedio de todos los que obtengamos.

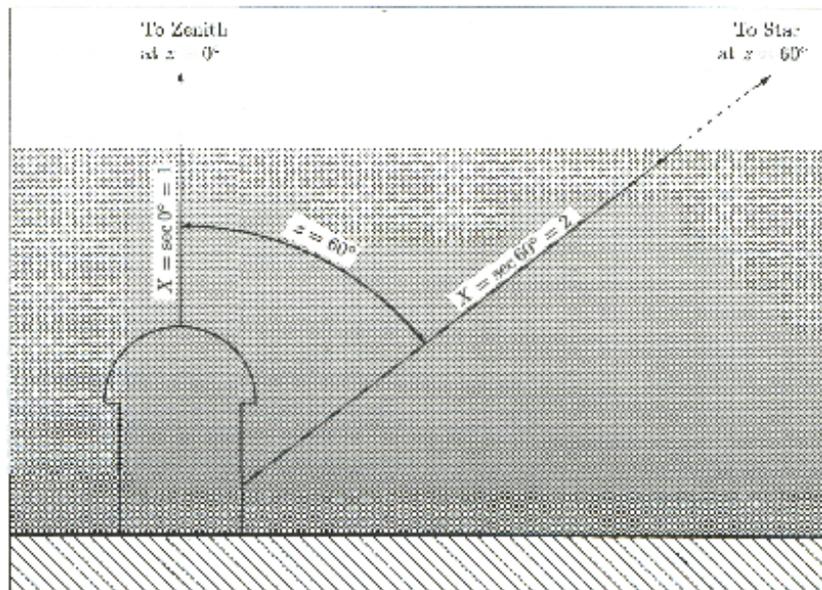


Figura 33: Variación del espesor de atmósfera que atraviesa la radiación, caracterizado por la masa de aire, a diferentes alturas del astro.

Una vez obtenidos los coeficientes de extinción, podemos aplicarlos a todos los objetos que observemos, y calcular su magnitud fuera de atmósfera a partir de la magnitud observada. Para ello hemos de suponer que los coeficientes de extinción no varían a lo largo de la noche. Esto a veces es así y a veces no, depende sobre todo de la estabilidad de la atmósfera, presencia de nubes altas, cercanía de frentes, etc. Si la extinción varía a lo largo de la noche, no podemos hacer fotometría. La fotometría astronómica es una técnica exigente, y requiere de cielos estables. En astronomía observacional se utiliza el término “noche fotométrica“ para designar las noches en las cuales podemos considerar que los coeficientes de extinción son estables e iguales en todas direcciones.

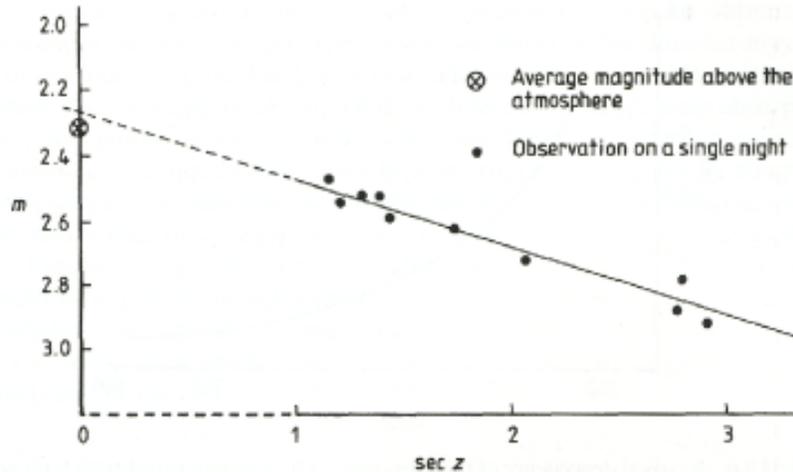


Figura 34: Método de la recta de Bouguer para el cálculo de la extinción. La pendiente de la recta es el coeficiente de extinción, y el punto de corte con el eje vertical la magnitud fuera de atmósfera.

Al conjunto de magnitudes fuera de atmósfera obtenidas para una lista de estrellas no variables en un telescopio dado se le denomina sistema instrumental o sistema natural de ese telescopio. Establecer y mantener el sistema natural nos simplifica mucho la vida a la hora de observar. Si ya conocemos las magnitudes fuera de atmósfera m_0 , una simple observación de una estrella nos permite una determinación instantánea del coeficiente de extinción. Lamentablemente, en muy pocos telescopios equipados para fotometría se ha establecido el sistema natural, y por tanto el observador debe calcular la extinción cada vez, mediante la observación de estrellas constantes a diferentes alturas.

4.4. Transformación estándar

Como acabamos de ver, las magnitudes fuera de atmósfera para un conjunto de estrellas no variables constituyen el sistema instrumental o natural de nuestro telescopio. Sin embargo, esas magnitudes sólo son válidas para nuestro telescopio e instrumentación. Con otro sistema instrumental, incluso aunque fuese conforme con el nuestro, las magnitudes para las mismas estrellas serían diferentes. Simplemente con que el detector fuese más sensible, o el telescopio más grande, el flujo medido sería mayor, y las magnitudes más bajas.

Por tanto, las magnitudes instrumentales están mucho más vinculadas a las características de nuestra instrumentación que a la naturaleza o propiedades físicas de los astros que observamos. Para poder hacer un uso astrofísico de nuestras observaciones necesitamos transformar las magnitudes instrumentales a magnitudes en el sistema estándar en el cual estamos trabajando, y cuyos filtros hemos utilizado.

Para realizar la transformación, necesitamos incluir en nuestro programa de observación varias estrellas de la

lista de estrellas estándar que forma parte de la definición del sistema fotométrico. Procediendo de esta forma, para las estrellas estándar conoceremos dos conjuntos de magnitudes: i/ las magnitudes instrumentales, que hemos obtenido con nuestras observaciones; ii/ las magnitudes estándar, que aparecen en la lista de estrellas estándar del sistema.

Con estos dos conjuntos de magnitudes, calculamos ecuaciones de transformación que nos relacionan las magnitudes instrumentales con las estándar. Cada sistema tiene su propio conjunto de ecuaciones de transformación. Por ejemplo, las ecuaciones de transformación características del sistema UBV de Johnson son las siguientes:

$$\begin{aligned} V &= v_0 + \epsilon(B - V) + Z_v \\ (B - V) &= \mu(b - v)_0 + Z_{b-v} \\ (U - B) &= \psi(u - b)_0 + Z_{u-b} \end{aligned}$$

Vemos que son tres ecuaciones lineales, donde U, B y V son las magnitudes en el sistema estándar, y u_0 , b_0 y v_0 las magnitudes instrumentales. ϵ , μ y ψ son los denominados coeficientes de la transformación, y Z_v , Z_{b-v} y Z_{u-b} términos independientes o puntos cero de la transformación.

Para las estrellas estándar, conocemos las magnitudes instrumentales y las estándar. Con esos datos, podemos calcular los coeficientes de transformación y los puntos cero mediante ajustes por mínimos cuadrados. Una vez determinamos los coeficientes y puntos cero, ya conocemos las ecuaciones de transformación entre nuestro sistema instrumental y el sistema estándar. Para el resto de los objetos no estándar que hayamos observado, podemos usar las ecuaciones para transformar las magnitudes instrumentales que medimos en magnitudes estándar del sistema.

Los coeficientes de transformación nos dan una idea de la conformidad de nuestro sistema con el estándar. Si el sistema es conforme, el coeficiente de color ϵ debe ser próximo a cero, mientras que los coeficientes de escala μ y ψ serán próximos a uno.

4.5. Extinción interestelar

Una vez nuestras magnitudes han sido transformadas al sistema estándar, ya sabemos que son independientes de nuestra instrumentación, y que son las mismas que obtendría cualquier otro observador trabajando en el mismo sistema estándar. Además, ya estamos en condiciones de aplicar las herramientas astrofísicas propias del sistema fotométrico.

Para seguir progresando, nos preguntamos a continuación si nuestras magnitudes son también representativas de las estrellas, es decir, caracterizan de forma unívoca los parámetros radiativos de dichos astros. Dicho de otra manera, nos preguntamos si dos estrellas idénticas tendrían magnitudes e índices fotométricos idénticos. La respuesta aún es un no.

La radiación que emite el astro debe atravesar el espacio interestelar -e intergaláctico, en su caso- antes de llegar a la Tierra. Y el espacio no está vacío. En algunas regiones, y muy notablemente en las proximidades del plano galáctico, el espacio contiene importantes cantidades de gas, y en menor medida polvo, que ejercen sobre la radiación un efecto parecido al de la atmósfera terrestre. La luz se ve sometida a procesos de dispersión y absorción que hacen que sólo llegue a la Tierra una fracción de la luz emitida por el astro. A este efecto se le conoce como extinción interestelar, y también por el término en inglés “reddening” (enrojecimiento).

Efectivamente el efecto se traduce en un enrojecimiento de la radiación. La causa principal de la extinción interestelar es también la dispersión de Rayleigh, que con su dependencia con λ^{-4} hace que la luz azul sea mucho más dispersada que la roja. Algunas regiones muy ricas en gas, como por ejemplo el centro de nuestra galaxia, son prácticamente inobservables en el óptico debido a la extinción, aunque sí son accesibles en el infrarrojo,

donde la extinción es mucho menor. De esta forma, estrellas muy masivas próximas al centro galáctico, cuyo estudio ha permitido detectar el agujero negro central de nuestra galaxia, no han podido ser observadas hasta los años 80 del siglo pasado, cuando los avances tecnológicos permitieron el desarrollo de la astrofísica observacional en el infrarrojo.

Los efectos de la extinción interestelar en las magnitudes e índices fotométricos los caracterizamos mediante los parámetros denominados absorción o extinción y exceso de color. A las magnitudes e índices corregidos del efecto de color los denominamos magnitudes o índices intrínsecos. Las magnitudes intrínsecas se relacionan con las magnitudes aparentes (ambas en el sistema estándar) a través de la absorción o extinción, mediante la expresión:

$$A_M = M - M_0$$

donde M es la magnitud aparente, M_0 la magnitud intrínseca, y A_M la absorción o extinción.

De la misma forma, los colores e índices intrínsecos se relacionan con los aparentes a través del exceso de color, mediante la expresión:

$$E(C) = C - C_0$$

donde C es el color o índice aparente, C_0 el intrínseco y $E(C)$ el exceso en el color o índice C .

Veamos a continuación algunos ejemplos aclaratorios:

$$\begin{aligned} V_0 &= V - A_V \\ (B - V)_0 &= (B - V) - E(B - V) \\ c_0 &= c_1 - E(c_1) \end{aligned}$$

En el primer ejemplo, la magnitud intrínseca en el filtro V de Johnson, V_0 , es igual a la magnitud aparente V menos la extinción en V , A_V . En el segundo, el color $(B - V)_0$ intrínseco del sistema de Johnson es igual al color aparente menos el exceso en $(B - V)$. En el tercer ejemplo, el índice intrínseco c_0 del sistema de Strömgen es igual al índice aparente c_1 menos el exceso de color en c_1 .

Las magnitudes e índices intrínsecos sí que son propios del astro, es decir, están relacionados directamente con sus parámetros radiativos. Por tanto, para el estudio astrofísico es fundamental poder calcular la extinción y determinar esos índices intrínsecos. Lamentablemente, en la mayoría de los sistemas fotométricos, y en particular en los de banda ancha, no es posible determinar la extinción de forma precisa. Un objeto cuyos colores fotométricos son típicos de una estrella roja puede ser, en efecto, una estrella roja poco afectada por la extinción, o una estrella azul muy afectada y por tanto muy enrojecida. Algunos sistemas de banda intermedia, como por ejemplo el de Strömgen, sí que incluyen técnicas precisas para determinar la extinción y los excesos de color.

Existen varios métodos para abordar este problema, que describimos a continuación. Todos ellos se basan en el uso de lo que denominamos la “ley de extinción interestelar”. Esta ley nos dice que la extinción en diferentes intervalos de longitudes de onda no es arbitraria, sino que existe una relación característica entre todos ellos. Esto es debido a que la extinción la produce la interacción de la radiación con la materia interestelar, mediante procesos físicos bien conocidos. Por otra parte, la composición del gas en las diferentes regiones del plano galáctico es prácticamente la misma, y la extinción será igual en todas direcciones.

La relación entre la extinción en una longitud de onda y en el resto del espectro electromagnético es por tanto siempre la misma. La variación de la extinción en función de la longitud de onda tiene una forma característica, que es la que se conoce como “ley de extinción”.

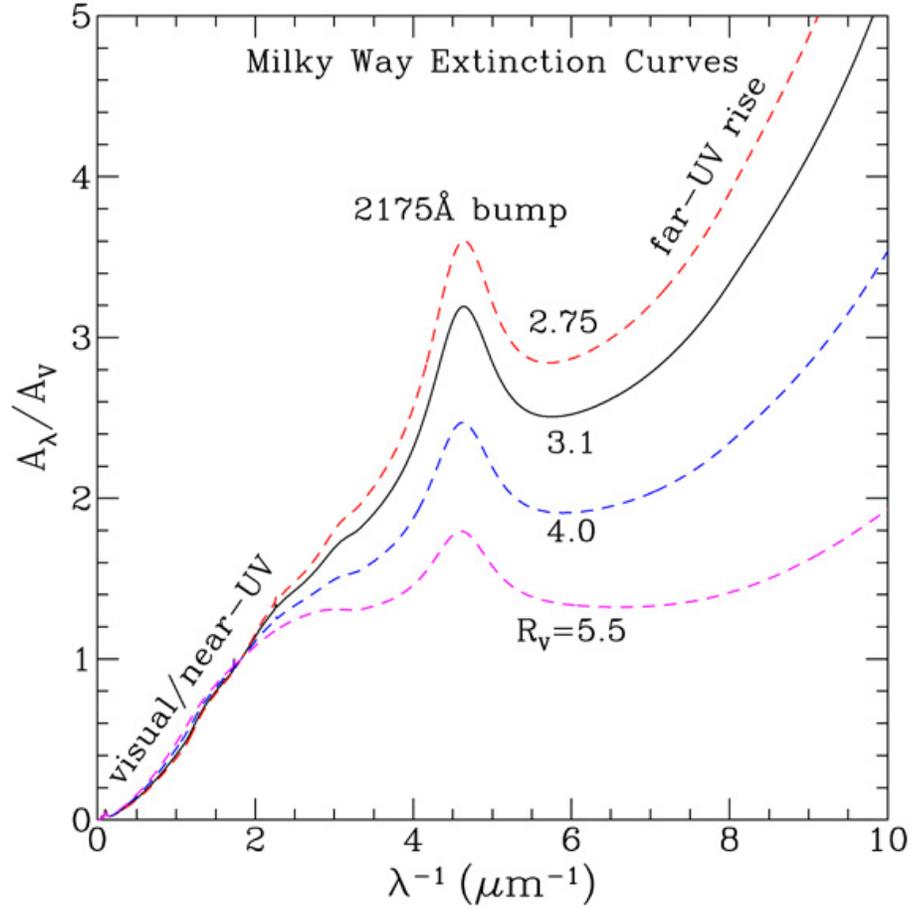


Figura 35: Ley de extinción interestelar. Relaciona la absorción A_λ a una longitud de onda dada con la absorción en V, para cada valor de λ . La curva en trazo continuo representa la ley de extinción media para la Galaxia. Las otras curvas corresponden a regiones de extinción anómala. (Li 2007).

A partir de la ley, si conocemos la extinción a una longitud de onda, podemos calcularla a lo largo de todo el espectro electromagnético. O lo que es lo mismo, si conocemos la extinción para una magnitud dada, o el exceso para un color determinado, podemos calcular las extinciones y excesos de color para todos los índices de nuestro sistema. Por ejemplo, algunas relaciones entre absorciones y excesos de color para índices de los sistemas de Johnson y Strömgren son las siguientes:

$$\begin{aligned}
 A_V &= 3,1E(B - V) = 4,3E(b - y) \\
 E(B - V)_0 &= 1,35E(b - y) \\
 E(m_1) &= -0,32E(b - y) \\
 E(c_1) &= 0,2E(b - y)
 \end{aligned}$$

Por tanto, basta con determinar o estimar una absorción o exceso para conocer todos los demás. En general, se suele determinar el $E(B-V)$ en el sistema de Johnson o el $E(b-y)$ en el de Strömgren. El problema es cómo determinamos ese exceso. Presentamos a continuación tres de las formas más comúnmente empleadas para hacerlo.

4.5.1. Estimación de la extinción a partir del tipo espectral

Si conocemos la clasificación espectral de las estrellas para las cuales hemos obtenido fotometría, podemos estimar su enrojecimiento interestelar. En efecto, los colores intrínsecos medios para cada tipo espectral y clase de luminosidad son conocidos, y podemos encontrarlos tabulados en la bibliografía. La diferencia entre esos colores intrínsecos medios y los colores aparentes que aporta la fotometría constituye el exceso de color. Una vez determinado un exceso de color, por medio de la ley de extinción interestelar podemos obtener todos los demás.

Notemos que esta técnica proporciona una estimación de la extinción interestelar, no una medida. Esto es porque utilizamos los colores intrínsecos medios para un tipo espectral. Los colores intrínsecos de estrellas del mismo tipo espectral no son necesariamente iguales, y por tanto su valor medio está afectado por una dispersión que en ocasiones puede ser elevada. Por otra parte, los colores intrínsecos de nuestra estrella no tienen forzosamente que coincidir con el valor medio de su tipo espectral.

Notemos además que esta técnica necesita de la clasificación espectral, que en general obtenemos a partir de la espectroscopía, y por tanto necesitamos información adicional a nuestra fotometría.

4.5.2. Índices libres de extinción

Existe sin embargo una técnica para obtener el tipo espectral sin necesidad de hacer uso de espectros. A partir de la fotometría podemos construir índices libres de extinción, con los cuales podemos determinar el tipo espectral.

Un índice libre de extinción se construye a partir de dos índices del sistema mediante la siguiente expresión:

$$I_L = I^1 - \frac{E(I^1)}{E(I^2)} I^2$$

I_L es el índice libre de extinción, I^1 e I^2 dos índices del sistema, y $E(I^1)$ y $E(I^2)$ los excesos de color en esos dos índices. Cualquier índice definido de esta forma a partir de dos índices y sus excesos de color es independiente de la extinción interestelar. Vamos a demostrarlo a continuación. Para ello reescribimos la definición de arriba, pero en lugar de escribir los índices aparentes I^1 e I^2 los sustituimos por el índice intrínseco más el exceso de color (recordemos que, por definición, el exceso de color de un índice I es $E(I) = I - I_0$)

$$I_L = I_0^1 + E(I^1) - \frac{E(I^1)}{E(I^2)} (I_0^2 + E(I^2))$$

Desarrollamos ahora el producto en el segundo término:

$$I_L = I_0^1 + E(I^1) - \frac{E(I^1)}{E(I^2)} I_0^2 - \frac{E(I^1)}{E(I^2)} E(I^2)$$

Vemos que el segundo sumando y el cuarto de la derecha son iguales y de distinto signo, con lo que se cancelan. La expresión queda:

$$I_L = I_0^1 - \frac{E(I^1)}{E(I^2)} (I_0^2)$$

La expresión resultante es la misma que la de definición de I_L , pero con los índices intrínsecos en lugar de los aparentes. Por tanto, el valor de I_L es el mismo tanto si lo obtenemos a partir de índices intrínsecos como

de índices aparentes afectados por un valor arbitrario de la extinción. Dicho de otro modo, los índices libres de extinción son intrínsecos a la estrella, y por tanto relacionados directamente con sus parámetros radiativos, aunque los hayamos construido a partir de índices aparentes. Como tales índices intrínsecos, están relacionados con el tipo espectral de la estrella.

Un ejemplo de índice libre de extinción es el índice Q de Johnson. Lo definimos como

$$Q = (U - B) - 0,72 (B - V)$$

donde el valor $E(U-B)/E(B-V) = 0,72$ lo extraemos de la ley de extinción interestelar.

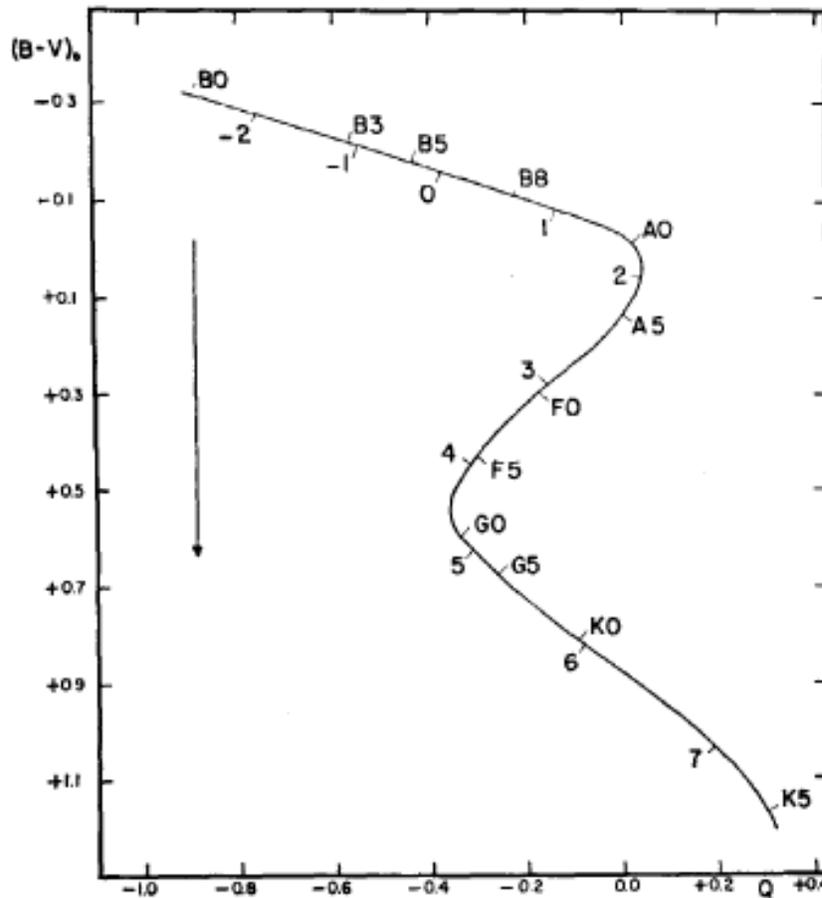


Figura 36: Relación entre el índice Q de Johnson y el tipo espectral (Becker 1963).

Vemos en la figura que el valor de Q está directamente relacionado con el color (B-V) intrínseco, y con el tipo espectral. Lamentablemente no está unívocamente definido, y para valores de Q en el intervalo entre -0,4 y 0,0 tenemos varios tipos espectrales posibles. Si tenemos información adicional que nos indica que nuestro objeto de estudio es una estrella más temprana que A0, o más tardía que G0, sí que podemos a partir de Q determinar su tipo espectral y sus colores intrínsecos.

En el sistema de Strömgen se definen los índices libres de extinción:

$$[m_1] = m_1 + 0,32(b - y)$$

$$[c_1] = c_1 - 0,2(b - y)$$

A partir de estos dos índices sí podemos determinar el tipo espectral de forma unívoca, como vemos en la figura. Una vez conocido el tipo espectral podemos obtener los índices intrínsecos medios correspondientes a ese tipo, que se encuentran tabulados en la bibliografía. A partir de ellos y de los índices aparentes observados se obtienen los índices intrínsecos.

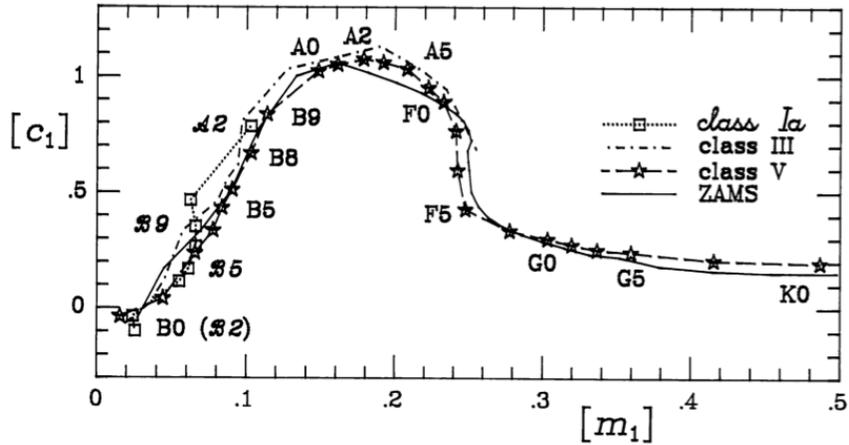


Figura 37: Determinación del tipo espectral a partir de los índices libres de extinción $[m_1]$ y $[c_1]$ del sistema de Strömgen. (Moon 1986).

A partir de estos dos índices sí podemos determinar el tipo espectral de forma unívoca, como vemos en la figura. Una vez conocido el tipo espectral podemos obtener los índices intrínsecos medios correspondientes a ese tipo, que se encuentran tabulados en la bibliografía. A partir de ellos y de los índices aparentes observados se obtienen los índices intrínsecos.

Recordemos que también en este caso estamos estimando la extinción, y no midiéndola. Esto es porque, al igual que en el apartado anterior, estamos utilizando los índices intrínsecos medios correspondientes a un tipo espectral, que pueden no coincidir con los de nuestro objeto en estudio.

4.5.3. Determinación directa de la extinción

Algunos sistemas fotométricos incluyen técnicas que permiten la determinación directa de la extinción interestelar. De entre los que hemos visto, este es el caso del sistema $uvby\beta$ de Strömgen-Crawford.

La determinación de la extinción se basa en el hecho de que el sistema dispone de dos indicadores redundantes de la temperatura efectiva, que se ven afectados de forma diferente por la extinción interestelar. En ausencia de extinción, cada índice depende sólo de un parámetro, la temperatura efectiva. La relación entre ambos será pues una curva en forma paramétrica, en función de ese parámetro. Eliminando el parámetro, tenemos una relación funcional bien definida entre ambos índices. Desviaciones de esa relación son debidas a la extinción, que podemos medir en función de la desviación.

En el sistema $uvby\beta$ los indicadores redundantes son $(b-y)$ y c_1 para estrellas calientes (tipos O y B), y $(b-y)$ y β para estrellas frías (tipos A, F y G). Estudiamos a continuación el caso de las estrellas frías, que es

más sencillo. Como acabamos de exponer, en el caso de ausencia de extinción existe una relación funcional entre los índices $(b-y)$ y β , tal y como vemos en la figura. En una estrella afectada por extinción, el índice β no varía. Esto se debe a que, como es una resta de magnitudes tomadas en dos bandas de la misma longitud de onda, ambas se ven afectadas de igual manera por la extinción, cuyo efecto se cancela al hacer la resta (recordemos que una resta de magnitudes astronómicas es un cociente de flujos). β es por tanto independiente de la extinción. Sin embargo, $(b-y)$ sí que se ve afectado, en presencia de extinción la estrella se enrojece y por tanto el valor de $(b-y)$ aumenta.

En la gráfica $\beta-(b-y)$, los puntos correspondientes a estrellas enrojecidas se desplazan hacia arriba de la relación funcional entre los dos índices. Si situamos un punto correspondiente al valor fotométrico de una estrella afectada por reddening, el punto sobre la gráfica en la vertical del valor fotométrico es el color intrínseco $(b-y)_0$, y la distancia vertical el exceso de color $E(b-y)$. De esta forma medimos el exceso y los colores intrínsecos para cada estrella, sin hacer uso de valores medios por tipo espectral. En este caso se trata por tanto de una medida y no de una estimación.

Para estrellas calientes procedemos de la misma forma a partir de $(b-y)$ y c_1 . Aquí el caso se complica un poco debido a que ambos índices se ven afectados por la extinción, aunque no de la misma forma. El efecto de la extinción en $(b-y)$ es cinco veces superior al efecto en c_1 . De esta forma, en la gráfica las estrellas afectadas por extinción se alejan de la relación media hacia la derecha, con una pendiente de 0,2. Si a partir del punto correspondiente a la estrella enrojecida trazamos una recta con pendiente 0,2, su corte con la relación media proporciona los índices intrínsecos $(b-y)_0$ y c_0 , y la distancia horizontal y vertical a ese punto corresponde respectivamente a los excesos $E(b-y)$ y $E(c_1)$.

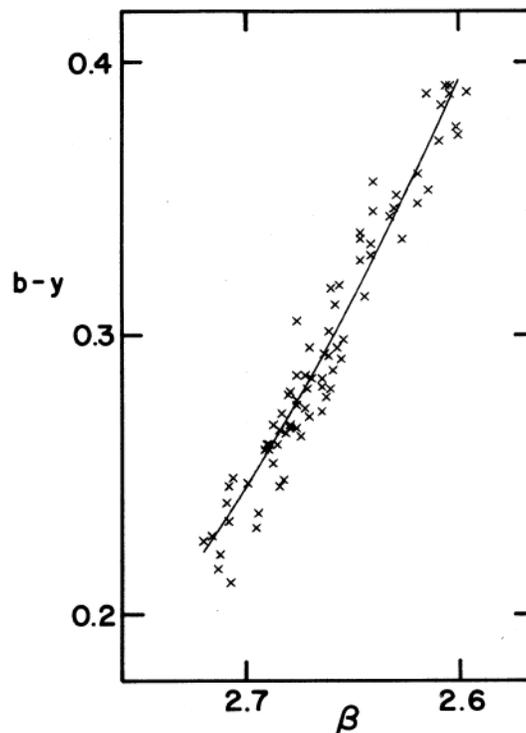


Figura 38: Relación entre los índices $(b-y)$ de Strömgen y β de Crawford para estrellas libres de extinción. (Crawford 1975).

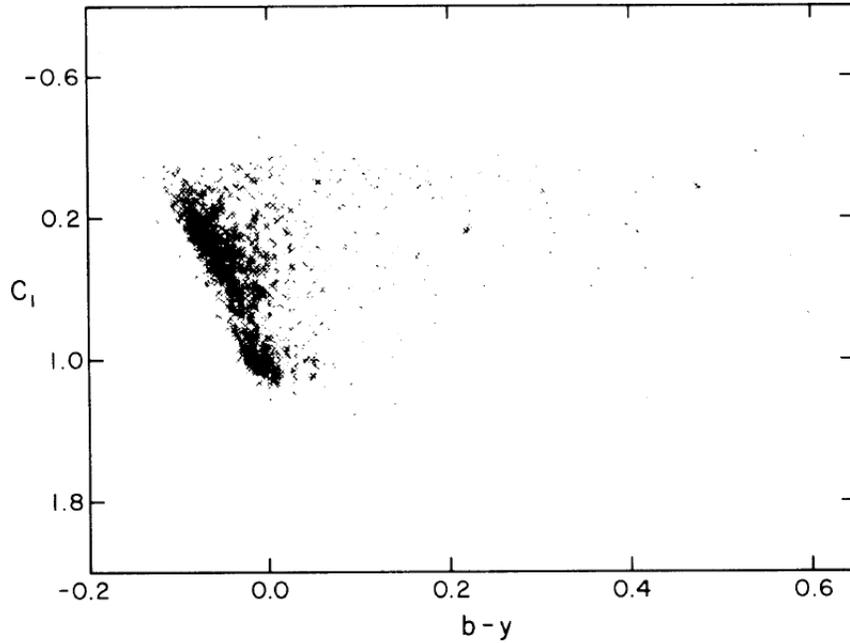


Figura 39: Relación entre los índices $(b-y)$ y c_1 de Strömgen. La envolvente izquierda a la nube de puntos corresponde a la relación entre los índices no enrojecidos. Los puntos que se desplazan hacia la derecha corresponden a estrellas enrojecidas. (Crawford 1978).

4.6. Calibraciones fotométricas

Los índices intrínsecos están relacionados directamente con la distribución de energía emitida por la estrella, y por tanto con sus parámetros físicos. Sin embargo, los índices por si mismos no nos aportan el valor de esos parámetros directamente. Las relaciones entre los índices fotométricos intrínsecos y las magnitudes físicas reciben el nombre de calibraciones fotométricas. Las hay de dos tipos, calibraciones empíricas y calibraciones teóricas.

4.6.1. Calibraciones empíricas

Son relaciones que obtenemos al comparar valores de un índice indicador de una magnitud física con determinaciones del valor de esa magnitud obtenidas por métodos independientes de la fotometría. Por ejemplo, ya hemos indicado que tanto el índice $(B-V)_0$ de Johnson como el $(b-y)_0$ de Strömgen están relacionados con la temperatura efectiva. Si comparamos, para un conjunto de estrellas, los valores fotométricos citados con medidas de la temperatura efectiva obtenidas a partir de datos interferométricos y espectroscópicos, obtenemos las relaciones que aparecen en las gráficas siguientes, donde, por conveniencia, la temperatura efectiva en grados Kelvin la expresamos mediante el índice $\Theta = 5040K/T_{\text{eff}}$.

Podemos ver en las gráficas que existe una relación muy estrecha entre los índices fotométricos y la temperatura, lo que confirma que efectivamente son buenos indicadores de la temperatura efectiva. Las gráficas constituyen dos calibraciones fotométricas de la temperatura. Si conocemos el $(B-V)_0$ o el $(b-y)_0$ de una estrella, interpolando en la gráfica correspondiente obtenemos directamente su temperatura.

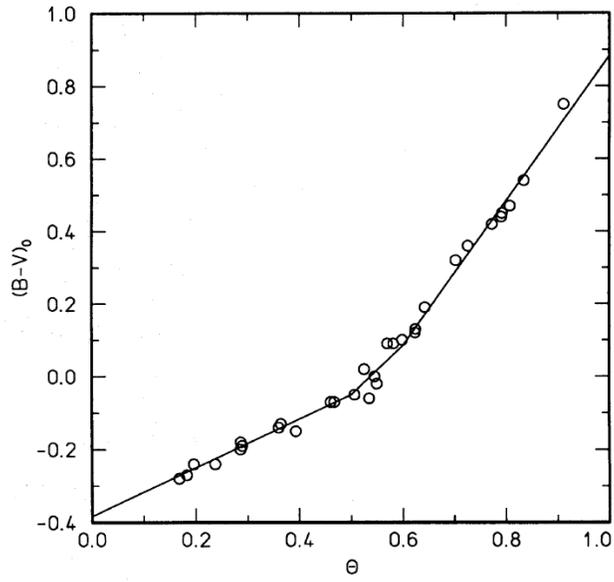


Figura 40: Calibración empírica de la temperatura. Relación entre la temperatura efectiva y el índice intrínseco $(B-V)_0$ de Johnson. (Napiwotzki et al. 1993).

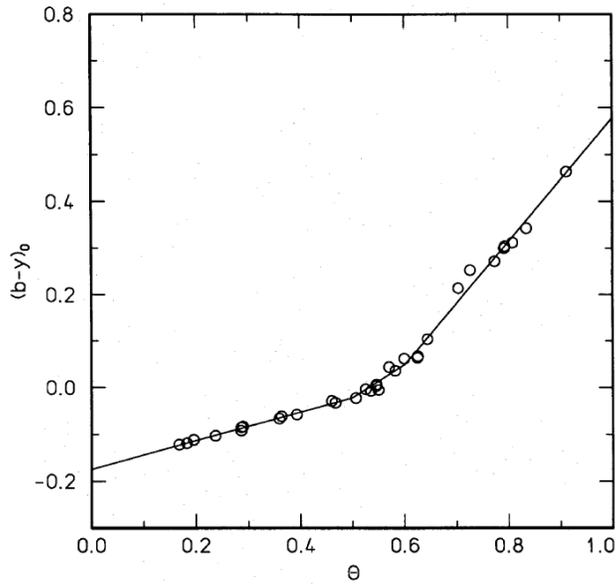


Figura 41: Calibración empírica de la temperatura. Relación entre la temperatura efectiva y el índice intrínseco $(b-y)_0$ de Strömgen. (Napiwotzki et al. 1993).

Existen calibraciones empíricas, a partir de otros índices, para la luminosidad, la gravedad en superficie y la abundancia en metales de las estrellas. A partir de estos parámetros y aplicando las fórmulas correspondientes

de la astrofísica estelar, podemos estimar el radio, la masa y la distancia de las estrellas.

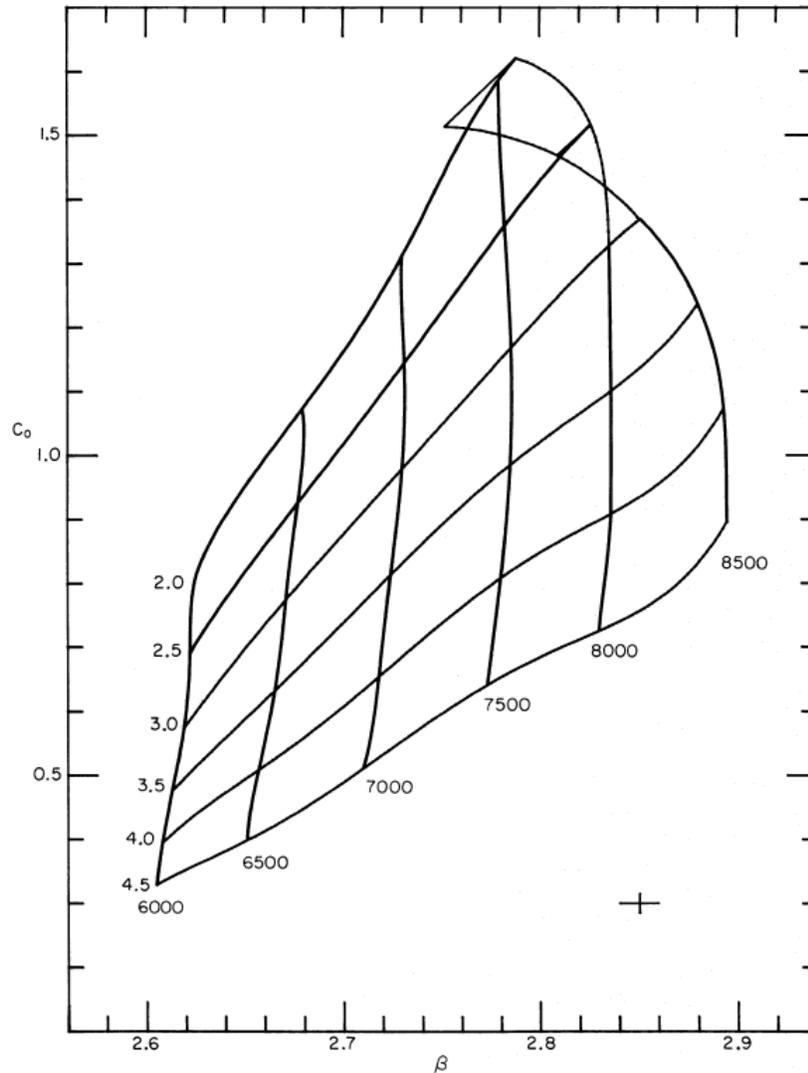


Figura 42: Calibración teórica de la temperatura y la luminosidad a partir de los índices c_0 y β del sistema $uvby\beta$. Situamos el punto en la gráfica a partir de sus valores fotométricos, y determinamos la temperatura y el logaritmo de la gravedad en superficie interpolando en la red de calibración. (Moon y Dworetzky 1985).

4.6.2. Calibraciones teóricas

Las calibraciones teóricas también nos permiten determinar los parámetros físicos de las estrellas a partir de sus índices fotométricos intrínsecos. En una calibración teórica partimos de un modelo físico de la atmósfera estelar. Introduciendo en el modelo los parámetros que caracterizan la atmósfera (temperatura efectiva, gravedad en superficie y abundancia de metales), calculamos la distribución de la emisión de energía de la estrella con esos parámetros, lo que llamamos el espectro sintético. Ese espectro lo convolucionamos con la respuesta de los filtros característicos del sistema fotométrico, y obtenemos las magnitudes, colores e índices que también

llamamos sintéticos.

Repetimos la operación para varios conjuntos de parámetros físicos, obteniendo un conjunto de índices fotométricos sintéticos para cada conjunto de valores físicos de entrada. Uniendo los puntos que relacionan los parámetros físicos con los índices sintéticos obtenemos lo que se llama una red de calibración, como la que presentamos en la figura.

Estas redes constituyen la calibración teórica. Una vez disponemos de ella, situamos nuestros índices intrínsecos observados en la red, y los puntos más cercanos determinan los parámetros físicos de las estrellas observadas. Los parámetros físicos de nuestros objetos en estudio serán los parámetros de entrada del modelo cuyos índices sintéticos sean los más próximos a nuestros índices intrínsecos observados.

Bibliografía

- The observation and analysis of stellar photospheres. David F. Gray, Cambridge University Press, U.K., 2005 (3rd edition).
- Stellar Spectral Classification. Richard O. Gray y Christopher J. Corbally, Princeton University Press, U.S.A., 2009.
- Astronomical Photometry. Chris Sterken y Jean Manfroid, Kluwer Academic Publishers, Holland, 1992
- Standard Photometric Systems. Michael S. Bessell, Annual Review of Astronomy & Astrophysics, vol. 43, Issue 1, pp.293-336, 2005.

Créditos

- Figuras 4, 11 y 25: STELIB, J.F. Le Borgne et al. 2003, Astronomy and Astrophysics, 402, 433 (<http://svo2.cab.inta-csic.es/vocats/v2/stelib/index.php>).
- Figuras 15, 16, 17, 23 y 24: A Digital Spectral Classification Atlas, R.O. Gray (<https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Gray/frames.html>).
- Figura 18: K.E. Munn et al. 2004, Astronomy & Astrophysics 419, 713.
- Figura 19: M.F. Nieva y S. Simón-Díaz 2011, Astronomy & Astrophysics 523, A2.
- Figuras 27 y 29: Astrophysics I, M. Richmond 2003 (<http://spiff.rit.edu/classes/phys440/lectures/filters/filters.html>).
- Figuras 28 y 30: Standard Photometric Systems. M.S. Bessell 2005, Annual Review of Astronomy & Astrophysics 43, 293.
- Figura 35: A. Li 2007, ASP Conference Series 373, 561.
- Figura 36: W. Becker 1963, Application of Multicolor Photometry, en Basic Astronomical Data, K.A. Strand (ed.), University of Chicago Press, 241.
- Figura 37: T. Moon 1986, Astrophysics and Space Science 122, 173.
- Figura 38: D.L. Crawford 1975, Astronomical Journal 80, 955.
- Figura 39: D.L. Crawford 1978, Astronomical Journal 83, 48.
- Figuras 40 y 41: R. Napiwotzki et al. 1993, Astronomy and Astrophysics 268, 653.
- Figura 42: T.T. Moon y M.M. Dworetzky 1985, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 217, 305.