

PROYECTO DE GRADO DE FÍSICA
ENSANCHAMIENTO DE LINEAS ESPECTRALES DE ESTRELLAS

Natalia Esteve

Cod. 200021799

DIRECTOR

Benjamín Oostra

TABLA DE CONTENIDO

1. OBJETIVOS GENERALES	3
2. OBJETIVOS ESPECÍFICOS	3
3. INTRODUCCIÓN	4
4. ENSANCHAMIENTO NATURAL.....	6
5. ENSANCHAMIENTO DOPPLER.....	8
6. ENSANCHAMIENTO POR PRESIÓN.....	9
7. PERFIL DE VOIGT	11
8. METODOLOGÍA.....	11
8.1. Toma de espectros	11
8.2. Calibración	13
8.3. Cálculos teóricos de $(\Delta\lambda)_{1/2}$	14
8.4. Cálculos experimentales de $(\Delta\lambda)_{1/2}$	16
8.5. Cálculos de precisión experimental.	18
9. ANÁLISIS DE RESULTADOS	19
10. CONCLUSIONES	21
11. BIBLIOGRAFÍA.....	22

1. OBJETIVOS GENERALES

Analizar cómo varía el ancho de la línea espectral $H\beta$ de diferentes estrellas debido a los efectos de temperatura y presión en la cromosfera de la estrella.

2. OBJETIVOS ESPECÍFICOS

Medir espectros de diferentes estrellas de diferentes temperaturas y luminosidad.

Obtener el perfil de la línea $H\beta$ de los diferentes espectros, y medir su ancho.

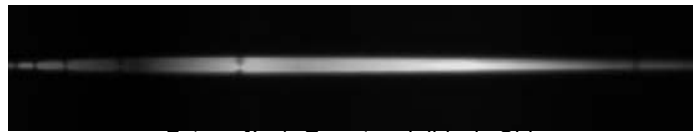
Realizar cálculos teóricos del ensanchamiento de presión y del ensanchamiento Doppler y compararlos con los datos experimentales.

Calcular la precisión experimental para evaluar si es posible medir el ensanchamiento de las líneas espectrales debido a los efectos de presión y temperatura.

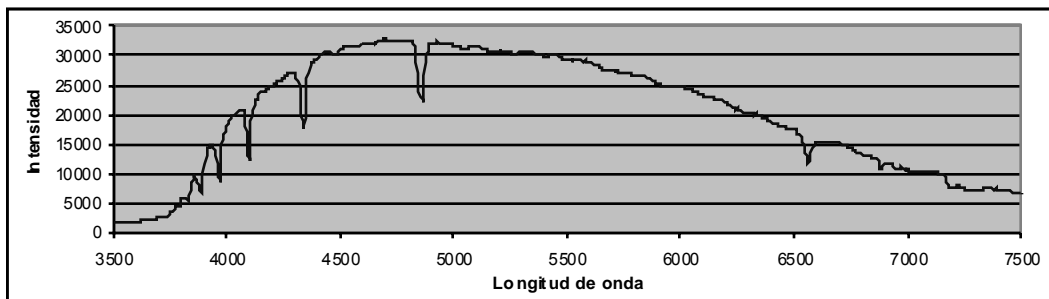
Evaluar qué parte del ensanchamiento de las líneas espectrales se debe al ancho natural, a los efectos de la temperatura, a los efectos de presión y a la falta de precisión experimental.

3. INTRODUCCIÓN

El perfil de una línea espectral está dado por la intensidad de la línea como función de la frecuencia o de la longitud de onda. Cada línea tiene un perfil característico que depende de las propiedades de las estrellas, de modo que se puede obtener gran cantidad de información sobre una estrella analizando el perfil de las líneas de su espectro. La intensidad de la línea determina qué tan fuerte o tenue es la línea y depende del número de átomos que contribuyen a la formación de dicha línea. Por lo tanto la intensidad nos da información acerca de la composición y la temperatura de la estrella entre otros. La forma del perfil de la línea se caracteriza por su ancho, qué tan gruesa o delgada es la línea, y está determinada por diferentes mecanismos de ensanchamiento. En este proyecto se analiza el ensanchamiento de las líneas espectrales y por lo tanto se busca estudiar la forma del perfil de cada línea con su ancho característico.

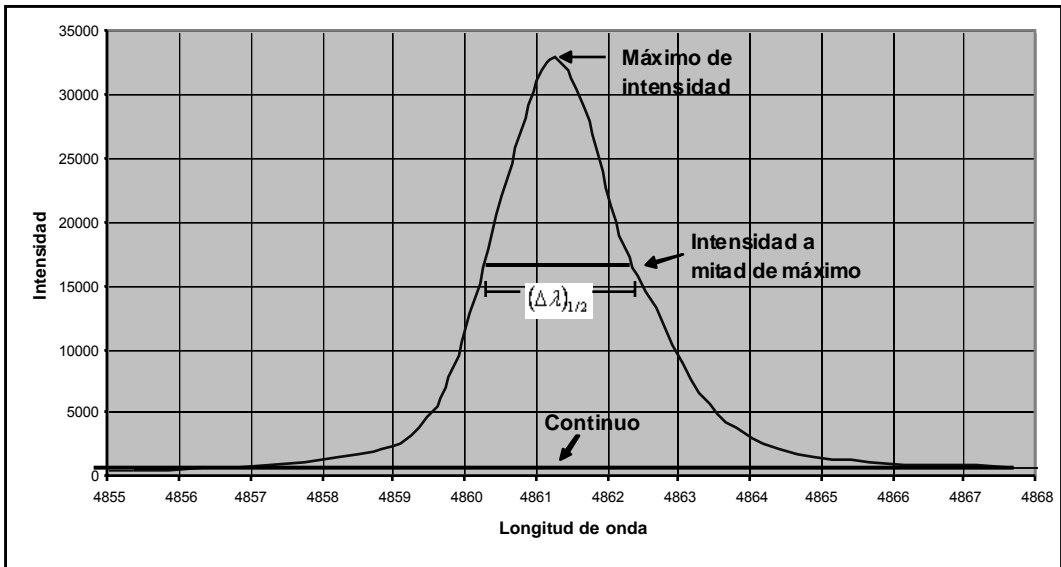


Fotografía 1: Espectro visible de Sirio



Gráfica 1: Perfil de las diferentes líneas del espectro visible de Sirio.

Como medida del ancho de las líneas espectrales se usará el *ancho a mitad de máximo* $(\Delta\lambda)_{1/2}$, que corresponde a la separación de longitud de onda entre los puntos en donde la intensidad del perfil se hace la mitad.



Gráfica 2: Perfil de la línea H β del espectro de hidrogeno.

El ensanchamiento de las líneas espectrales es el resultado de básicamente tres mecanismos: *Ensanchamiento natural*, que es el ancho intrínseco de las líneas espectrales; este efecto está presente en todas las líneas y se debe al principio de incertidumbre de Heisenberg. *Ensanchamiento Doppler*, que se debe al movimiento térmico de los átomos que conforman la cromosfera de la estrella y depende de la temperatura de la cromosfera. *Ensanchamiento de presión*, que se debe al efecto que produce la presencia de partículas cerca de los átomos que están absorbiendo o emitiendo fotones y depende de la presión de la atmósfera de la estrella.

Además de los tres mecanismos mencionados anteriormente, existe un ensanchamiento en las líneas espectrales que se debe a la falta de precisión experimental, y es característico de los instrumentos utilizados y no de la estrella.

Existen dos características de las estrellas que son indispensables para determinar el perfil y el ancho de las líneas espectrales: la temperatura y la luminosidad. La temperatura puede obtenerse a partir del índice de color B-V y la luminosidad puede calcularse conociendo la distancia de la estrella y su magnitud. La temperatura está estrechamente ligada con el ensanchamiento Doppler debido a que a mayor temperatura hay mayor velocidad térmica y por lo tanto mayor ensanchamiento. La luminosidad está ligada con el ensanchamiento de presión debido a que usualmente las estrellas menos luminosas son las más pequeñas, y tienen mayor gravedad superficial, factor que domina la presión en una estrella; por lo tanto, generalmente, a menor luminosidad mayor ensanchamiento.

4. ENSANCHAMIENTO NATURAL

El ensanchamiento natural es el ancho intrínseco de las líneas espectrales. De acuerdo con el principio de incertidumbre de Heisenberg la energía de un estado excitado no puede estar completamente definida debido a que un electrón sólo permanece un pequeño tiempo Δt en este estado. Por lo tanto existe una incertidumbre en el valor de la energía dada por $\Delta E \sim h/(2\pi\Delta t)$.

De esta manera los electrones que realizan transiciones entre estados, emiten o absorben fotones cuyo valor de energía $E = h\nu$ no está definida, y por lo tanto tampoco está definida la frecuencia asociada al fotón. La incertidumbre en la frecuencia del fotón emitido está dada por

$$\Delta\nu \sim \frac{\Delta E}{h} \sim \frac{1}{2\pi\Delta t} \sim \frac{A_{ij}}{2\pi} \quad (4.1)$$

Donde A_{ij} es la probabilidad de decaimiento, que es el recíproco del tiempo de vida Δt .

Para obtener el perfil de la línea supongamos una transición entre un estado j con energía promedio E_j al estado base i con energía E_i la cual está bien definida ya que un electrón en el estado base tiene tiempo de vida infinito. En este caso ΔE se define como la diferencia de energía del nivel j con respecto a la energía promedio de es mismo nivel E_j .

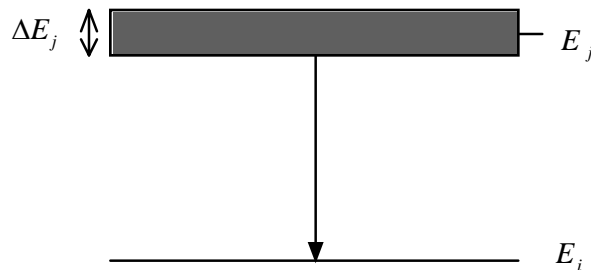


Figura 1: Ensanchamiento Natural

La función de onda que describe el estado j puede ser separada en una función que depende del tiempo y otra que depende de las coordenadas espaciales. $\Psi_j(r, t) = \psi_j(r)f_j(t)$. Para escribir la función que depende del tiempo hay que tener en cuenta que el nivel j no es un estado estacionario sino que existe una probabilidad A_{ij} de decaimiento espontáneo por unidad de tiempo y por lo tanto tenemos que

$$f(t) = \exp[-i2\pi E_{ij}t / h] \exp[-A_{ij}t / 2] \quad (4.2)$$

Donde $E_{ij} = E_j - E_i$. Escribiendo en términos de la frecuencia central de la línea $\nu_0 = E_{ij} / h$ tenemos

$$f(t) = \exp[-i2\pi\nu_0 t/h] \exp[-A_{ij}t/2] \quad (4.3)$$

Esta función puede ser analizada mediante la transformada de Fourier para obtener un conjunto de frecuencias estacionarias, en donde la amplitud de cada frecuencia está dada por

$$F(\nu) = \frac{1}{2\pi} \int f(t) \exp[i2\pi\nu t] dt \propto \frac{1}{i2\pi(\nu_0 - \nu) + \frac{A_{ij}}{2}} \quad (4.4)$$

La intensidad emitida en cada frecuencia es proporcional a $F^*(\nu)F(\nu)$, luego

$$I \propto \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{A_{ij}}{4\pi}\right)^2} \quad (4.5)$$

Normalizando obtenemos el perfil de ensanchamiento natural

$$\Phi_\nu = \frac{A_{ij}}{4\pi^2} \frac{1}{(\Delta\nu)^2 + \left(\frac{A_{ij}}{4\pi}\right)^2} \quad (4.6)$$

con $\Delta\nu = \nu - \nu_0$. Este perfil se denomina *Perfil Lorentziano* o de amortiguamiento. El ancho a mitad de máximo en términos de la longitud de onda $\lambda = c/\nu$ está dado por

$$(\Delta\lambda)_{1/2} = \frac{\lambda^2 A_{ij}}{c 2\pi} \quad (4.7)$$

Si existen varias transiciones desde el nivel j entonces se debe reemplazar A_{ij} por $\Gamma_j = \sum_l A_{jl}$; y si el estado i al cual ocurre la transición no es el estado base, entonces los dos niveles de energía tienen un ancho, y se debe reemplazar Γ por $\Gamma_j + \Gamma_i$.

El ancho a mitad de máximo debido al ensanchamiento natural es directamente proporcional a la probabilidad de decaimiento, y para el hidrógeno es del orden de $\sim 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$.

Ejemplo²: El tiempo de vida de un electrón en el primer y segundo nivel de energía del átomo de hidrógeno es aproximadamente de $\Delta t = 10^{-8} \text{ s}$. Por lo

¹ Dato tomado de Modern Astrophysics pág.295.

tanto, el ensanchamiento natural de la línea H α = 6563Å es de $(\Delta\lambda)_{1/2} = 4.57 * 10^{-4}$ Å.

5. ENSANCHAMIENTO DOPPLER

El ensanchamiento Doppler se debe al movimiento térmico de los átomos que conforman la cromosfera de la estrella. Los átomos que contribuyen a la formación de una línea espectral tienen diferentes velocidades a lo largo de la línea de visión del observador y por lo tanto, debido a que se produce un corrimiento de onda diferente para cada velocidad, las contribuciones individuales de estos átomos originan un ensanchamiento en la línea espectral.

El número de átomos en la cromosfera de la estrella con velocidad radial (en dirección a la línea de visión del observador) entre v_r y $v_r + dv_r$ está dado por la distribución de velocidades de Maxwell en una dimensión:

$$n(v_r)dv_r = N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{mv_r^2}{2kT} \right] dv_r \quad (5.1)$$

donde N es el número total de átomos de masa m . El corrimiento debido al efecto Doppler en la frecuencia ν emitida por un átomo que se mueve a una velocidad v_r está dada por:

$$\Delta\nu = \nu - \nu_0 = -(v_r/c) \cdot \nu_0 \quad (5.2)$$

donde ν_0 es la frecuencia emitida por el átomo en reposo y c es la velocidad de la luz. Podemos obtener el perfil del ensanchamiento Doppler Φ_ν escribiendo la velocidad radial v_r de la distribución de Maxwell (5.1) en términos del corrimiento Doppler (5.2) y teniendo en cuenta que la intensidad de la línea es proporcional al número de átomos que contribuyen a la formación de la línea, $\Phi_\nu \propto n(\Delta\nu)$. Normalizando obtenemos:

$$\Phi_\nu = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp \left[-(\Delta\nu/\Delta\nu_D)^2 \right] \quad (5.3)$$

donde $\Delta\nu_D = \frac{v_0}{c} \sqrt{2kT/m}$. En términos de longitud de onda tenemos:

$$\Phi_\lambda = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_D} \exp \left[-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2 \right] \quad (5.4)$$

² Tomado de Modern Astrophysics pág.295

donde $\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{2kT/m}$ y $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ es el corrimiento en la longitud de onda debido al efecto Doppler.

De (5.4) se puede ver que el perfil de la línea del ensanchamiento Doppler es una gaussiana cuyo ancho a mitad de máximo está dado por:

$$(\Delta\lambda)_{1/2} = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \Delta\lambda_D = 1.667 \Delta\lambda_D \quad (5.5)$$

El ancho a mitad de máximo es directamente proporcional a la raíz cuadrada de la temperatura, e inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la masa del átomo. Por lo tanto el ensanchamiento Doppler es mayor para estrellas de altas temperaturas y para átomos livianos (como el hidrogeno). El ensanchamiento Doppler es del orden de $\sim 10^{-1} \text{ \AA}$.³

Ejemplo: Para una estrella con una temperatura de 10000K en la cromosfera, el ensanchamiento de la línea H β = 4861Å es de $(\Delta\lambda)_{1/2} = 0.35 \text{ \AA}$.

6. ENSANCHAMIENTO POR PRESIÓN

Los orbitales de un átomo pueden ser perturbados debido a una colisión con un átomo neutral o debido al campo eléctrico de un ion (o electrón) en un acercamiento próximo. En los dos casos el ensanchamiento depende del tiempo promedio entre colisiones o acercamientos, y por lo tanto depende de la presión en la cromosfera de la estrella.

El perfil que se obtiene debido al ensanchamiento de presión tiene el mismo perfil del ensanchamiento natural, *Perfil Lorentziano* o de amortiguamiento, pero las magnitudes del ensanchamiento natural y el ensanchamiento por presión son diferentes. En algunos casos la magnitud del ensanchamiento de presión puede ser de un orden de magnitud mayor.

Para obtener el perfil de la línea supongamos un átomo que está radiando y aproximamos las interacciones como una interrupción de esta radiación⁴. El átomo está produciendo ondas infinitas de frecuencia ν_0 desde $t=0$ hasta $t=T$ donde la radiación es interrumpida. La amplitud de la onda está dada por:

$$f(t) \propto \exp[-i2\pi\nu_0 t] \text{ de } t=0 \text{ hasta } t=T \quad (6.1)$$

Esta onda puede ser analizada mediante la transformada de Fourier para obtener un conjunto de ondas monocromática, en donde la amplitud de la onda para cada frecuencia está dada por

³ Dato tomado de Modern Astrophysics pág.296.

⁴ Esta aproximación es una aproximación clásica que se llama *impact picture*. Ver Interpreting Astronomical Spectra p.85

$$F(\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} f(t) \exp[i2\pi\nu t] \propto \frac{\exp[-2\pi i(\nu_0 - \nu)T] - 1}{-2\pi i(\nu_0 - \nu)} dt \quad (6.2)$$

Por lo tanto la energía emitida por cada frecuencia está dada por

$$I(\nu) = \frac{2 - \exp[2\pi i(\nu_0 - \nu)T] - \exp[-2\pi i(\nu_0 - \nu)T]}{4\pi^2(\nu_0 - \nu)^2} \quad (6.3)$$

Ahora, es necesario tener en cuenta que el intervalo T entre colisiones no es un intervalo fijo sino que hay cierta probabilidad de que ocurra una colisión en un tiempo determinado; por tanto se debe hacer el cálculo de la intensidad haciendo un promedio que tenga en cuenta un peso probabilístico para cada tiempo.

El número de las partículas que no han sufrido una colisión después de un tiempo t es $N = N_0 \exp[-t/T_0]$ donde T_0 es el tiempo promedio entre colisiones, por lo tanto obtenemos que la intensidad está dada por

$$I(\nu) \propto \frac{1}{4\pi^2(\nu_0 - \nu)^2 T_0} \int_0^{\infty} (2 - \exp[2\pi i(\nu_0 - \nu)T] - \exp[-2\pi i(\nu_0 - \nu)T]) \exp[-T/T_0] dT \quad (6.4)$$

$$I(\nu) \propto \frac{1}{4\pi^2(\nu_0 - \nu)^2 + \frac{1}{T_0^2}}$$

Normalizando obtenemos el perfil de ensanchamiento de presión, *Perfil Lorentziano*

$$\Phi_{\nu} = \frac{\Gamma}{4\pi^2} \frac{1}{(\Delta\nu)^2 + \left(\frac{\Gamma}{4\pi}\right)^2} \quad (6.5)$$

donde $\Gamma = 2/T_0$ es el ancho Lorentziano.

El ancho a mitad de máximo en términos de la longitud de onda está dado por

$$(\Delta\lambda)_{1/2} = \frac{\lambda^2}{c} \frac{\Gamma}{2\pi} \quad (6.6)$$

El ancho Lorentziano, y por lo tanto el ancho a mitad de máximo, es directamente proporcional a la densidad en la cromosfera de la estrella, es decir es directamente proporcional a la presión y inversamente proporcional a

la temperatura en la cromosfera de la estrella $\Gamma \propto n \propto \frac{P}{T}$

El ancho a mitad de máximo debido al ensanchamiento de presión es del orden de $\sim 10^{-4}$ Å, o de $\sim 10^{-3}$ Å para estrellas de alta densidad.

Ejemplo⁵: Para el sol que tiene una temperatura de 5770 K y una densidad de átomos de hidrogeno de aproximadamente $1.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. El ensanchamiento de presión de $\text{H}\alpha = 6563\text{\AA}$ es de $(\Delta\lambda)_{1/2} = 2.36 \cdot 10^{-4} \text{\AA}$.

7. PERFIL DE VOIGT

El perfil total de la línea, llamado “perfil de Voigt”, está determinado por la combinación de los efectos del ensanchamiento Doppler, ensanchamiento de presión y ensanchamiento natural. En general las contribuciones del efecto Doppler dominan cerca del centro del perfil de Voigt y las contribuciones del ensanchamiento de presión dominan más lejos del centro. Esto se debe al decaimiento exponencial en la intensidad que presenta el perfil Doppler, a medida que la longitud de onda λ se aleja de la longitud central λ_0 , de esta manera, el perfil de amortiguamiento determina cada vez más el perfil total y en los mínimos de intensidad se pueden apreciar las *alas de amortiguamiento*, características del perfil debido al ensanchamiento de presión.

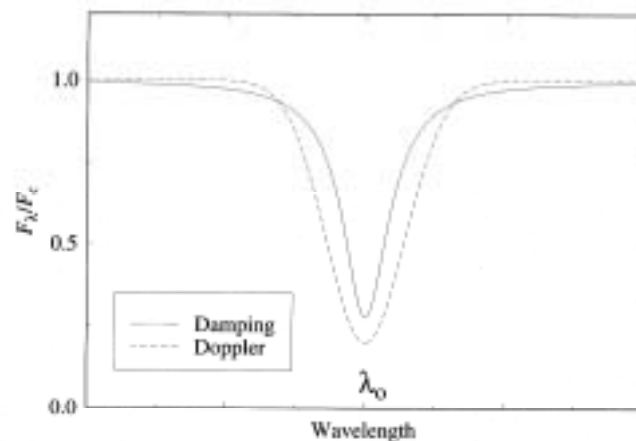


Figura 2: Perfiles Doppler y de amortiguamiento. Imagen tomada de Modern Astrophysics pág.229.

8. METODOLOGÍA

8.1. Toma de espectros

Se selecciona un grupo de estrellas, que cubra un buen rango de temperaturas y luminosidades. Estrellas visibles en enero, febrero y marzo de magnitud inferior a 2,5 pertenecientes a los diferentes grupos espectrales O, B, A, F, G, K y M.

⁵ Tomado de Modern Astrophysics pág.298.

Fecha	Estrella	N° de espectro tomados
Febrero 6	Alnitak	2
	Bellatrix	2
	Sirio	1
	Mintaka	1
	Procyon	1
Febrero 20	Sol	3
Febrero 24	Betelgeuse	1
	Procyon	1
	Rigel	1
	Sirius	1
	Sol	1
Marzo 1	Alnitak	2
	Canopus	2
	Capella	1
	Castor	1
Marzo 3	Canopus	1
	Delta Velorum	1
	Gamma Velorum	1
Marzo 6	Aldebarán	2

Tabla 1: Fechas y nombres de estrellas para las cuales se tomaron espectros.

Se toma espectros de varias de las estrellas candidatas utilizando el telescopio de la Universidad de los Andes, el espectrógrafo construido por el profesor Benjamín Oostra con la rejilla de difracción de 1200 líneas/mm y la cámara CCD Meade Pictor 1616XTE.

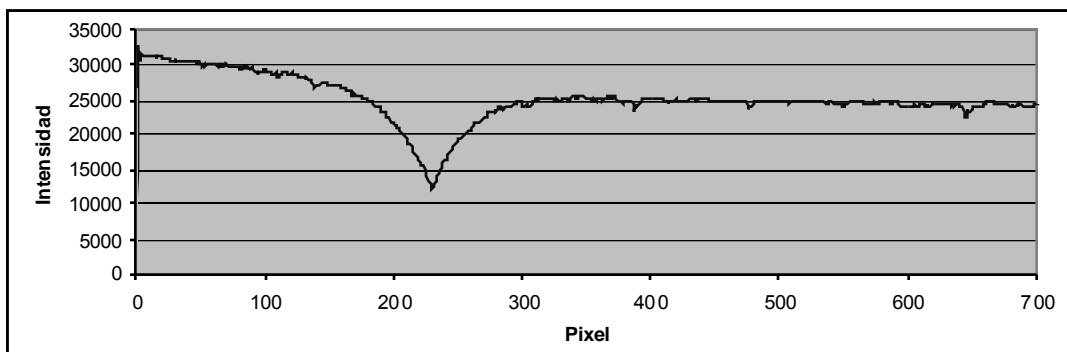
El espectro tomado corresponde a una parte de la región azul-verde del espectro visible (entre 4750 Å y 5050Å) en donde aparece la línea de absorción H β ⁶. Las fotografías se realizan con un tiempo de exposición entre 20 y 120 segundos y la cámara es enfriada a una temperatura entre -10°C y -20°C para minimizar el ruido.

La información recibida por la cámara CCD es procesada por el computador dando como resultado la fotografía del espectro. Esta fotografía se analiza utilizando el programa Iris por medio del cual se obtiene una gráfica de píxel vs. intensidad. Antes de analizar la imagen del espectro se le resta a la fotografía una foto de exposición cero con el fin de eliminar gran parte del ruido.



Fotografía 2: Parte verde-azul del espectro de Sirio.

⁶ H β es la línea seleccionada para el análisis del ensanchamiento y por lo tanto los cálculos de ancho se realizan sobre esta línea.

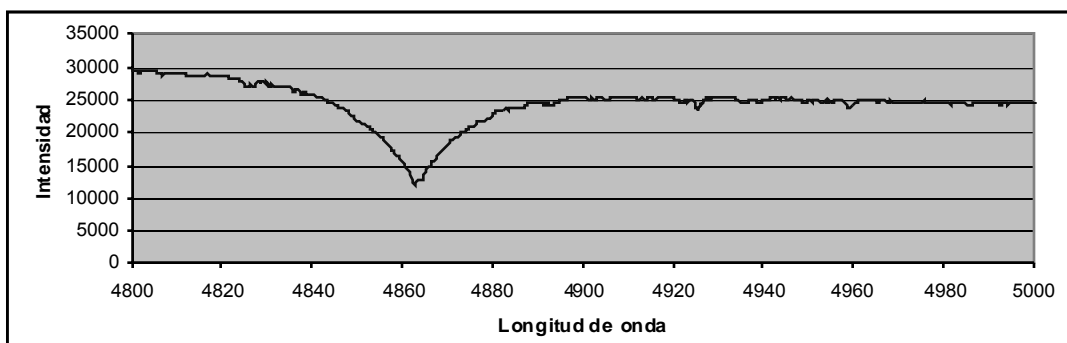


Gráfica 3: Pixel vs. Intensidad de la parte verde-azul del espectro de Sirio

Utilizando el programa Iris se transforma la imagen en 3D (intensidad vs. X y Y) obtenida por la cámara en una gráfica de intensidad vs. X. Con el fin de mejorar la precisión experimental, primero se filtra la imagen para eliminar píxeles con intensidades demasiado altas que corresponden a ruido térmico y luego se selecciona una parte del espectro con la que se obtiene un archivo de datos (intensidad vs. píxeles) que puede abrirse utilizando Microsoft Excel.

8.2 Calibración

El archivo de datos obtenidos con Iris corresponde a una gráfica de intensidad vs. píxeles; sin embargo los datos pueden ser calibrados para obtener una gráfica de intensidad vs. longitud de onda, que corresponde al perfil de la línea H β .



Gráfica 4: Perfil de la línea H β de Sirio.

La calibración (de píxeles a longitud de onda) se realiza tomando una foto del espectro de helio en la misma región en que se tomó el espectro de las diferentes estrellas. Debido a que los espectros de las estrellas fueron tomados en diferentes días, cada día se toma una foto del espectro de helio.

Las longitudes de onda de las líneas de emisión de helio son conocidas y por lo tanto se puede identificar, en la imagen del espectro de helio, la longitud de onda correspondiente a cada línea; esto establece las longitudes de onda correspondientes a algunos píxeles, e interpolando se establece una relación entre píxel y longitud de onda. Esta relación se aplica a los datos de los espectros de las estrellas, convirtiendo píxeles a longitud de onda, con el fin de obtener el perfil de la línea.

8.3. Cálculos teóricos de $(\Delta\lambda)_{1/2}$.

Para realizar los cálculos teóricos del ensanchamiento Doppler y de presión es necesario conocer algunos datos de las estrellas, estos datos pueden ser obtenidos en varios catálogos⁷ o calculados mediante diferentes relaciones.

Para calcular el ensanchamiento Doppler

$$(\Delta\lambda)_{1/2} = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \Delta\lambda_D = 1.667\Delta\lambda_D, \text{ donde } \Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{(2kT/m)} \quad (5.5)$$

es necesario conocer la temperatura en la cromosfera de la estrella y la masa de los átomos que contribuyen a la formación de la línea espectral (en el caso de H β $m = 1,67 \times 10^{-24}$ g que corresponde a la masa del átomo de hidrogeno). La temperatura en Kelvin puede calcularse a partir del índice de color B-V el cual puede obtenerse en diferentes catálogos.

$$T = 8540 / [(B-V) + 0.865] \quad (8.3.1)$$

Para calcular el ensanchamiento por presión

$$(\Delta\lambda)_{1/2} = \frac{\lambda^2}{c} \frac{\Gamma}{2\pi}, \text{ donde } \Gamma = 2/T_0. \quad (6.6)$$

es necesario conocer el tiempo promedio entre colisiones en la cromosfera de la estrella, que está dado por

$$T_0 = 1 / [n\sigma\sqrt{(2kT/m)}] \quad (8.3.2)$$

Donde $k = 1,38 \times 10^{-16}$ erg/K es la constante de Boltzmann, $\sigma = 3,52 \times 10^{-16}$ cm² es la sección transversal para el átomo de hidrógeno, y n es la densidad en la cromosfera de la estrella que puede obtenerse a partir de la ecuación de estado para un gas ideal $P = nKT$.

Ahora, la presión en la cromosfera de la estrella es proporcional a la gravedad $P \sim g$ la cual puede obtenerse conociendo la masa y el radio de la estrella. La

⁷ En este caso se usó el buscador que se encuentra en la página <http://vizier.u-strasbg.fr/> y específicamente el Bright Star Catalog.

masa de las estrellas de la secuencia principal en el diagrama H-R puede obtenerse a partir de la relación⁸:

$$\frac{L}{L_s} = \left(\frac{M}{M_s} \right)^3 \quad (8.3.3)$$

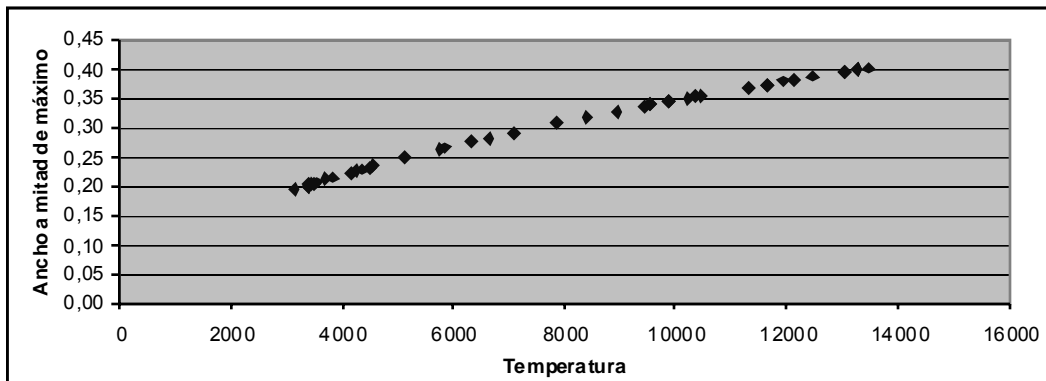
Donde $L_s = 3,83 \times 10^{33}$ erg/seg es la luminosidad del sol y $M_s = 1,99 \times 10^{33}$ gramos es la masa del sol. La luminosidad de la estrella L se calcula a partir de la magnitud de la estrella y su distancia a la tierra. Los datos de las magnitudes de las estrellas y la distancia pueden encontrarse en catálogos.

Para calcular el radio se usa la ley de Stefan-Boltzmann

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (8.3.4)$$

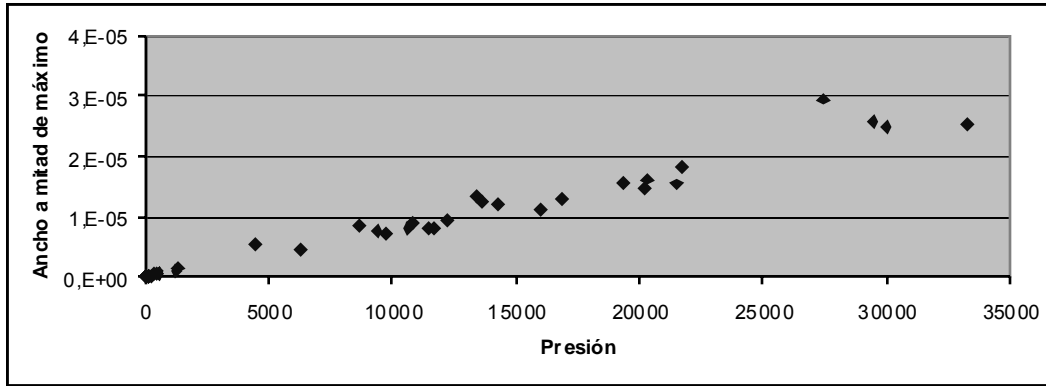
Donde $\sigma = 5.67 \times 10^{-5}$ erg/(seg*cm²*K⁴) es la constante de Stefan-Boltzmann.

Los datos de ancho a mitad de máximo obtenidos teóricamente para el ensanchamiento de presión y para el ensanchamiento Doppler se presentan en las siguientes gráficas:



Gráfica 5: Ensanchamiento Doppler teórico.

⁸ Para las estrellas que no pertenecen a la secuencia principal el valor de su masa se debe buscar en diferentes fuentes, por ejemplo publicaciones o páginas como http://observe.arc.nasa.gov/nasa/space/stellardeath/stellardeath_1aix.html



Gráfica 6: Ensanchamiento de presión teórico.

En estas gráficas se usaron datos reales (como las masas) de las estrellas usadas para este estudio. De ahí las fluctuaciones en la segunda gráfica.

8.4. Cálculos experimentales de $(\Delta\lambda)_{1/2}$.

Los cálculos de los anchos se realizan sobre la línea de absorción H β . Se ha seleccionado esta línea debido a que es una línea que aparece bien definida en todos los espectros de las estrellas seleccionadas.

Las líneas de absorción se forman cuando la luz de un espectro continuo pasa a través de un gas de baja densidad; las moléculas o átomos de dicho gas absorben la luz del continuo para determinadas longitudes de onda, produciendo así líneas oscuras sobre el espectro continuo. Los espectros fotografiados son espectros con líneas de absorción debido a que la fotosfera caliente y densa de las estrellas produce un espectro continuo mientras que el gas menos caliente y poco denso de la cromosfera de la estrella produce las líneas oscuras, o líneas de absorción, sobre el continuo.

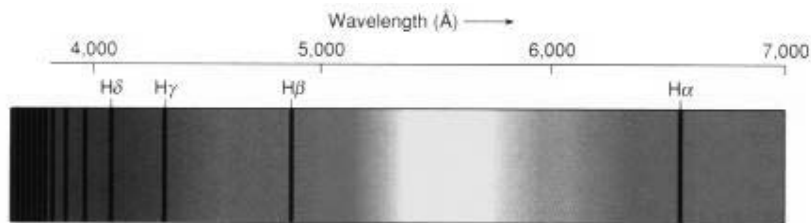
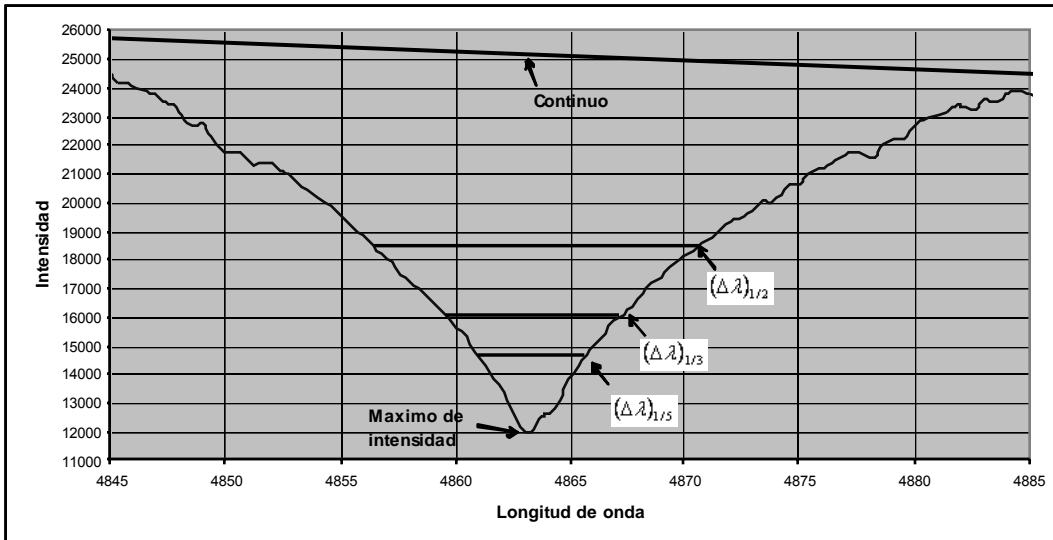


Figura 3: Líneas oscuras de absorción del espectro de hidrogeno producidas sobre un espectro continuo. Imagen tomada de <http://www.astro.uiuc.edu/~kaler/sow/spectra.html>.

Para realizar los cálculos es necesario determinar el nivel del espectro continuo y el máximo de intensidad. Debido a que estamos trabajando con una línea de absorción, el máximo de intensidad de la línea se observa con respecto al espectro continuo como un mínimo de intensidad



Gráfica 7: Perfil de la línea H β de Sirio con las medidas de $(\Delta\lambda)_{1/2}$, $(\Delta\lambda)_{1/3}$ y $(\Delta\lambda)_{1/5}$.

El nivel del continuo en cada espectro es calculado tomando los datos de mayor intensidad dentro de un rango determinado del espectro (aproximadamente 50Å a cada lado del centro de la línea H β) y realizando una regresión lineal, modelando el continuo como una línea recta (en un pequeño intervalo alrededor de la línea espectral). El valor del continuo que se toma para realizar los cálculos es el valor que toma esa línea en la longitud de onda central de H β .

Para cada estrella se mide el ancho de la línea H β a mitad de máximo $(\Delta\lambda)_{1/2}$, que corresponde a la separación de longitud de onda entre los puntos en donde la intensidad del perfil se hace la mitad. Las gráficas en Excel permiten realizar las medidas de los anchos con un margen de error de $\pm 0,01$ Å.

	Sp Tipo	Ancho a mitad de máximo Angstrom	Temperatura Kelvin	Presión gramos / (seg ² *cm)
Gama Velorum	O	6	13240,3	11475,4
Alnitak	O	5,6	13038,2	20171,5
Rigel	B	4,3	10227,5	1273,5
Sirius	A	14	9872,8	30021,4
Castor	A	15,5	9541,9	21790,0
Delta Velorum	A	14,9	9436,5	14308,9
Canopus	F	8,9	8413,8	499,3
Procyon	F	4,7	6645,9	13418,8
Sol	G	5,6	5770,3	27402,2
Capella	G	4,7	5129,1	428,4
Betelgeus	M	2,8	3145,5	2,4

Tabla 2: Datos de los espectros seleccionados; tipo espectral de la estrella, ancho a mitad de máximo de la línea H β calculado experimentalmente, presión temperatura en la cromosfera de la estrella.

8.5. Cálculos de precisión experimental.

Para calcular la precisión experimental del espectrógrafo se toman varias fotos del espectro de un tubo de hidrogeno y de un tubo de helio. Las fotos del espectro de hidrógeno se usan para medir el ancho de H β , y las del espectro de helio para calibrar la escala de longitudes de onda. Se toma primero una foto del espectro de helio y seguido una del espectro de hidrogeno, luego se varia un poco el rango de longitud de onda del espectrógrafo y se toma otro par de fotos, y así sucesivamente.

Las medidas de $(\Delta\lambda)_{1/2}$ de la línea H β para todos los espectros de hidrógeno debería ser la misma, y por lo tanto la diferencia entre las medidas se debe a un error experimental.

	Ancho	Diferencia	Desviación	Desviación estándar
1	2,30	-0,33	0,33	0,12
2	2,50	-0,13	0,13	0,05
3	2,90	0,28	0,28	0,10
4	2,80	0,18	0,18	0,07
Promedio	2,63		0,23	

Tabla 3: Cálculos de precisión experimental.

Se obtuvo una desviación promedio de 0,2 Å en las medidas de $(\Delta\lambda)_{1/2}$, es decir que la medición tienen un error experimental de $\pm 0,2$ Å. Por lo tanto, con esta precisión experimental se tiene una incertidumbre de 0,4 Å.

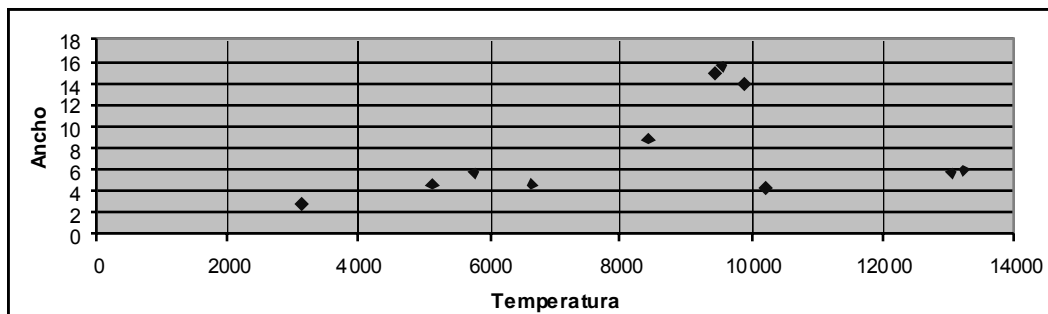
Esta precisión experimental no es suficiente para medir el ensanchamiento de presión debido a que este varía entre $\sim 10^{-4}$ Å y $\sim 10^{-3}$ Å. Ahora, el ensanchamiento Doppler es del orden de $\sim 10^{-1}$ Å, del mismo orden que la incertidumbre experimental, y por lo tanto dependiendo del caso puede ser detectado o no. Sin embargo según los cálculos teóricos el ancho a mitad de máximo de H β para los espectros tomados varía de 0,2 Å a 0,4 Å (ver tabla 3), y estas variaciones no pueden detectarse con la precisión experimental, debido a que se encuentran dentro del rango de incertidumbre.

Ancho a mitad de máximo teórico		Temperatura
Angstrom		Kelvin
Gama Velorum	0,4	13240,3
Alnitak	0,4	13038,2
Rigel	0,4	10227,5
Sirius	0,3	9872,8
Castor	0,3	9541,9
Delta Velorum	0,3	9436,5
Canopus	0,3	8413,8
Procyon	0,3	6645,9
Sol	0,3	5770,3
Capella	0,2	5129,1
Betelgeus	0,2	3145,5

Tabla4: Ensanchamiento Doppler teórico.

9. ANÁLISIS DE RESULTADOS

Aunque la precisión experimental no permite medir el ensanchamiento de presión, ni el ensanchamiento Doppler, se puede notar analizando las mediciones que existe una dependencia entre la temperatura y el ancho a mitad de máximo.



Gráfica 8: Temperatura vs. ancho a mitad de máximo: Mediciones experimentales del ancho a mitad de máximo de la línea H β de los espectros de las diferentes estrellas tomados. Las tres estrellas de la parte superior (con valores de $(\Delta\lambda)_{1/2}$ entre 14 Å y 16 Å son Sirio, Cástor y Delta Velorum, que son estrellas de tipo A)

La dependencia del ancho en la temperatura se debe al efecto de saturación de la línea. Como la línea espectral analizada es una línea de absorción la intensidad de esta nunca puede ser menor que cero, por esta razón las líneas muy fuertes se saturan en su centro haciendo que el perfil de la línea se modifique. Es cierto que en los espectros medidos el “máximo” (o mínimo) de la

línea nunca está en cero, pero eso se debe a aspectos experimentales del espectrógrafo y la cámara.

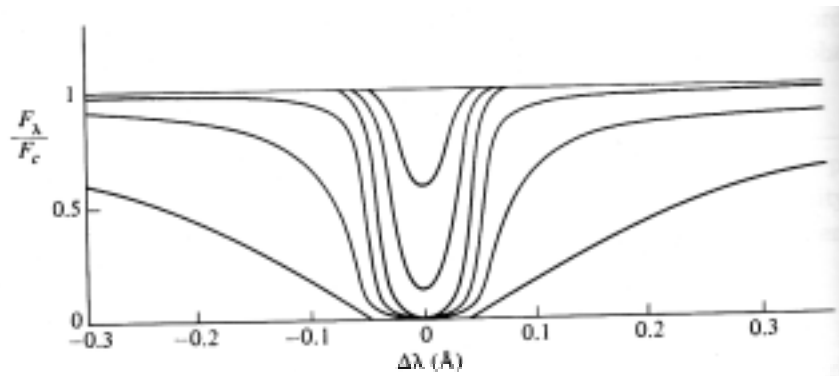


Figura 4: Modificación del perfil de una línea de absorción debido al incremento de número de átomos que la producen. Imagen tomada de Modern Astrophysics pág.300.

La intensidad de una línea espectral es proporcional al número de átomos que contribuyen a la formación de dicha línea, y por lo tanto depende del número de átomos que posean electrones en el estado de energía indicado para que ocurra determinada transición. La línea H β esta formada por las contribuciones de los electrones que absorben fotones al realizar la transición del nivel n=2 al nivel n=4. Por lo tanto la intensidad de H β depende del numero de átomos que poseen electrones excitados en n=2, y este número de átomos depende a su vez de la temperatura de la estrella. Por lo tanto la intensidad de la línea depende de la temperatura en la cromosfera de la estrella.

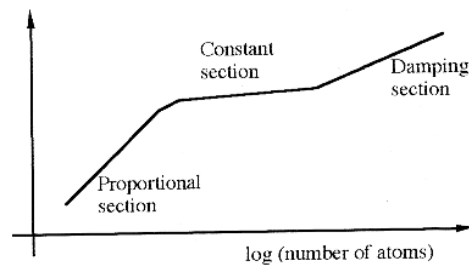


Figura 5: Curva de crecimiento.
Imagen tomada de Optical Astronomical Spectroscopy pág.216.

Cuando el número de átomos dispuestos para realizar dicha transición es muy grande la línea se satura. La curva de crecimiento describe la manera en que una línea incrementa su intensidad a medida que incrementa el número de átomos que la producen. Cuando la línea es débil la intensidad de esta incrementa directamente proporcional al número de átomos. Cuando la línea es más fuerte, su centro empieza a saturarse y la intensidad de la línea varía muy

poco al incrementar el número de átomos. Por último, cuando la línea es muy fuerte su intensidad incrementa proporcional a la raíz cuadrada del número de átomos que la producen.

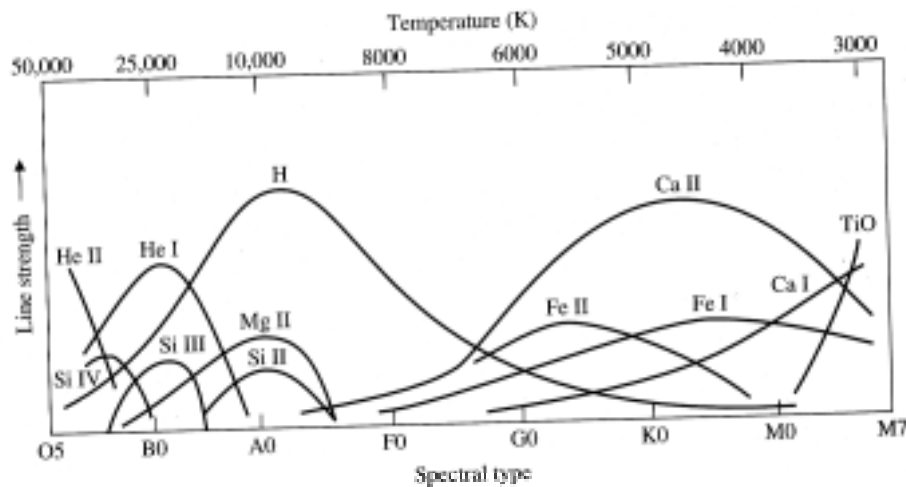


Figura 6: Dependencia de la intensidad de las líneas espectrales en la temperatura. Imagen tomada de Modern Astrophysics pág.300.

La temperatura óptima para que un mayor número de átomos se encuentren dispuestos para contribuir a la formación de la línea $H\beta$ es la temperatura que poseen las estrellas de tipo A, y por esta razón se encuentran saturadas y su ensanchamiento es mayor como se pudo observar en las mediciones experimentales (ver gráfica 8).

10. CONCLUSIONES

Durante los meses febrero y marzo se tomaron espectros de diferentes estrellas de diferentes temperaturas y luminosidades. Dentro de los espectros tomados se seleccionaron once espectros de diferentes estrellas con una resolución muy buena, para los cuales se realizó la medida del ancho de la línea $H\beta$.

En los espectros analizados no se observó ninguna variación en el ancho de la línea espectral $H\beta$ debido a los efectos de presión en la estrella. Teóricamente se ha calculado que existe un ensanchamiento de presión, sin embargo este ensanchamiento no pudo ser detectado debido a la falta de precisión experimental.

Fue posible observar una variación en el ancho de $H\beta$ debido a los efectos de temperatura; sin embargo, el ensanchamiento observado es mucho mayor que el efecto del mecanismo de Doppler. Concluimos que el efecto observado no se debe al ensanchamiento Doppler sino a la variación de la población de átomos excitados en $n=2$, efecto que en líneas normales no afecta el ancho (sino sólo

la profundidad de la línea), pero que en líneas saturadas sí aumenta el ancho de la línea.

Se realizaron los cálculos teóricos del ensanchamiento de presión y del ensanchamiento Doppler y se calculó la precisión experimental. Según estos cálculos la precisión experimental no es suficiente para medir el ensanchamiento de las líneas espectrales debido a los mecanismos de ensanchamiento de presión y temperatura. El ensanchamiento medido se debe en una pequeña parte (del orden de 10^{-1} Å) a la falta de precisión experimental, y en gran parte (del orden de Å) a los efectos de saturación.

Para poder observar el ensanchamiento de presión y el ensanchamiento Doppler es necesario; primero, tener una mayor precisión experimental y segundo, trabajar con líneas espectrales no saturadas. Por lo tanto, si se está calculando el ensanchamiento de la línea H β no se debe trabajar con estrellas de tipo A, debido a que en estas estrellas la temperatura en la cromosfera es óptima para que ocurra la transición de $n=2$ a $n=4$ que es la que genera dicha línea y por lo tanto su ancho está determinado por la saturación y no por los efectos de ensanchamiento. Si se quisiera trabajar con estrellas de tipo A entonces es preciso seleccionar otra línea.

La línea H β está saturada sólo en las estrellas tipo A, y no en toda la muestra de estrellas, aún así, no es posible medir el ensanchamiento Doppler en ninguna de las estrellas debido a la falta de precisión experimental.

11. BIBLIOGRAFÍA

A. Reiners, F. Royer, Altair's inclination from line profile analysis, *Astronomy and Astrophysics*, October 4, 2005

Bradley W. Carroll and Dale A. Ostlie, *Modern Astrophysics*, Addison-Wesley publishing company, 1996.

C. R. Kitchin, *Optical Astronomical Spectroscopy*, Institute of Physics Publishing, 1995.

David Ramirez, Tesis: Clasificación espectral de estrellas, Universidad de los Andes, 2005.

D. Emerson, *Interpreting Astronomical spectra*, John Wiley and sons, 1997.

James B. Kaler, *Stars and their spectra*, Cambridge University Press, 2002.

Jastrow, Thompson, *Astronomy Fundamentals and Frontiers*, 4th edition.

M.S. Dimitrijevic, T. Ryabchikova, L.C. Popovic, D. Shulyak, S. Khan, On the influence of Stark broadening on Cr I lines in stellar atmosphere, *Astronomy and Astrophysics*, October 17, 2005

P. S. Barklem and J. Aspelund-Johansson, The broadening of Fe II lines by neutral hydrogen collisions, Astronomy and Astrophysics manuscript no. 2469, January 5, 2006.

W. J. Kaufmann, Freedman, Universe, W. H. Freeman and Co, 2000.

<http://www.astro.uiuc.edu/~kaler/sow/spectra.html>

<http://www.lhup.edu/~dsimanek/errors.htm>

<http://vizier.u-strasbg.fr/>

http://observe.arc.nasa.gov/nasa/space/stellardeath/stellardeath_1aix.html