

Universidad Complutense-Facultad de Ciencias
Madrid

SEMINARIO DE ASTRONOMIA Y GEODESIA

(Coordinado con el Consejo Superior de Investigaciones Científicas.
Departamento de Mecánica y Astronomía)

Publicación núm. 72

Observación y estudio teórico del espectro
de la estrella peculiar HD 18474

POR

MARÍA JOSÉ FERNÁNDEZ FIGUEROA



PUBLICADO EN «VRANIA» NÚMS. 277-278

MADRID

1973

OBSERVACION Y ESTUDIO TEORICO DEL ESPECTRO DE LA ESTRELLA PECULIAR HD 18474

por MARÍA JOSÉ FENÁNDEZ-FIGUEROA

ABSTRACT

The spectrum of the peculiar G star HD 18474 is investigated. Accurate fine analysis for HD 18474 yield metal abundances ratio (relative to hydrogen) that do not differ significantly from their solar values. These results do not agree with preceding studies.

Carbon abundance is strong deficient in comparison with the sun. The lines of CH were used to obtain an estimate of excitation temperature and abundance which was founded to be nearly the same as the means relative abundance of carbon. These results suggest a deficient carbon content in the pre-stellar medium.

INTRODUCCION

La estrella HD 18474 fue descubierta por Morgan y Nassau. La primera referencia a sus características espectrales fue dada por W. P. Bidelman (6) en una nota al pie de página de su artículo sobre las estrellas de carbono. Esta nota dice:

«HD 18474 exhibe la peculiaridad de un espectro similar al de una estrella gigante de tipo G que no presenta una absorción observable de las moléculas CN y CH».

Más tarde J. Humblet observó la presencia de líneas de las moléculas de CN y CH al examinar espectros de alta dispersión. Estos resultados se los comunicó personalmente a Greenstein y Keenan (18) pero Humblet no concluyó su análisis ni publicó ningún resultado.

La primera referencia a las abundancias de HD 18474 fue publicada por Greenstein (18) quien obtuvo una abundancia de hierro con respecto al Sol de $[Fe/H]_{\odot} = 0,30$.

Estudiar espectros de baja dispersión recíproca de una estrella de tipo G es un proceso laborioso que exige una gran cantidad de tiempo. Ciertos investigadores prefieren, por esta causa, medir con precisión un pequeño número de características en un gran número de estrellas en la idea de que los resultados obtenidos son igualmente valiosos. De esta forma se han realizado dos análisis de HD 18474:

Spite (46) utilizando espectros de alta dispersión obtuvo una abundancia de $[Fe/H]_{\odot} = -0,40$.

Hansen (31) a partir de los índices observados mediante fotometría de banda estrecha determinó que la abundancia de hierro era $[Fe/H]_{\odot} = -0,48$. Resultado que concuerda con el de Spite.

Nuestro análisis de HD 18474 consiste en dos partes. Un estudio cualitativo detallado del espectro de la estrella realizado a partir de espectros de baja dispersión tomados por nosotros en el Observatorio de Haute Provence ya publicado, y el presente trabajo.

Para un conocimiento preciso de la atmósfera de una estrella es necesario construir un modelo que exprese la variación de los parámetros físicos en función de la profundidad. Recurrir a los modelos ya publicados suponía introducir un error de partida que puede ser importante porque no tienen en cuenta las propiedades específicas de la estrella que se va a estudiar, además del error suplementario causado por las necesarias interpolaciones. Para ello hemos determinado a partir de los parámetros observacionales de HD 18474 un modelo de atmósfera mediante el cual hemos reproducido los perfiles teóricos de un cierto número de líneas de aquellos elementos que presentan mayor interés desde el punto de vista de la teoría de la nucleosíntesis. Esto nos ha permitido calcular las abundancias de esta estrella peculiar. Asimismo hemos realizado un estudio cuantitativo de las moléculas CH y CN.

LA ESTRELLA HD 18474

Tipo espectral: G p

Índices de color y magnitud relativa [Argue (3)]:

$$B - V = 0,89$$

$$U - B = 0,61$$

$$m_v = 5,47$$

D. W. Peat y A. C. Perberon (37) incluyen HD 18474 entre las estrellas observadas y analizadas con el método de fotometría de banda estrecha. Nosotros vamos a aplicar su resultado a HD 18474 para tratar de confirmar su luminosidad y precisar la clase espectral.

El índice que mide la absorción del multiplete 1146 del hierro representado en función de B-V es muy sensible a la clase de luminosidad. Los valores correspondientes a HD 18474 la incluyen con precisión en la clase III. Análogamente ocurre al situar el índice que mide la absorción del multiplete 15 del hierro en función de B-V.

Por otro lado el índice del multiplete 1146 es también muy sensible al tipo espectral. A partir de este diagrama se obtiene para HD 18474 un tipo espectral G7. Podría objetarse que el número de estrellas de tipo espectral inferior a G8 para las cuales se midió el índice R (1146) no fue muy elevado. Pero si se recurre al índice R (15) el cual se midió en un mayor número de estrellas de tipos G 1, 2, 4 y 5 y representamos el tipo espectral G4 dado por Greenstein y Keenan la posición de HD 18474 es intermedia entre las clases de luminosidad V y Ib. Sin embargo para el tipo G7 la coincidencia con la curva que representa la luminosidad de clase III es perfecta, como lo es también la coincidencia obtenida al representar el índice $n = \text{RMT } 15 / \text{RMT } 1146$, extremadamente sensible a la temperatura en función del tipo espectral.

Al estudiar los índices $R(H\alpha)$, $R(\text{Mg } b)$ y $R(\text{Na } D)$ hemos observado que el punto correspondiente a HD 18474 en los diagramas [$R(H\alpha)$, $R(\text{Mg } b)$], [$R(H\alpha)$, $R(\text{Na } D)$] y [$R(H\alpha)$, B-V] aparece desplazado de la posición que le correspondería por su luminosidad y tipo espectral. Esta anomalía puede atribuirse a un exceso o defecto de la absorción debida a $H\alpha$ o a las líneas de Mg b o de Na D. Sin embargo como esta anomalía aparece también en el diagrama [$R(H\alpha)$, B-V] y los valores de B-V para HD 18474 publicados en la literatura en los últimos 20 años presentan muy poca dispersión, podemos en un principio atribuir el origen de esta anomalía a $H\alpha$. De aquí resultarán dos hipótesis:

- 1) Que el índice $R(H\alpha)$ medido por Peat para HD 18474 es erróneo.
- 2) Que efectivamente $H\alpha$ tiene una característica de absorción anómala en HD 18474.

Vamos a considerar el primer caso.

Para la medida de $R(H\alpha)$ en fotometría de banda estrecha se utilizaron las siguientes bandas:

Central: $\lambda\lambda$ 6545-6580 Å

Comparación B: $\lambda\lambda$ 6477-6495 Å

Comparación R: $\lambda\lambda$ 6630-6647 Å

Si no hubiera otras características que la línea H α en la banda central o en las de comparación, la anchura equivalente vendría dada por

$$W_{\lambda} = k \frac{R-1}{R}$$

siendo $k=35 \text{ \AA}$ la anchura de la banda central y $R=1.048$. De aquí resulta un valor de $W_{\lambda} = 1.60 \text{ \AA}$. Sin embargo a partir de los registros obtenidos por mí, obtengo un valor de $W_{\lambda} = 1.18 \text{ \AA}$. A partir de este valor he calculado un índice $R(H\alpha) = 1.034$ que encaja de manera precisa en los diagramas anteriores.

Esta discrepancia entre nuestros valores y los valores de Peat, podría explicarse si en la banda central existiesen otras características de absorción importantes, además de la línea H α , que impidiesen la aplicación correcta de la fórmula anterior.

En este caso consideramos dos estrellas de tipos espectrales simétricos al de HD 18474. El Sol de tipo G2 y α Bootis de tipo K2. La anchura equivalente medida en el Atlas Solar de Utrecht es $W_{\lambda} = 2.80 \pm 0.08 \text{ \AA}$ para la que se ha calculado un índice $R(H\alpha) = 1.087 \pm 0.003$. El índice observado con la fotometría de banda estrecha es $R(H\alpha) = 1.089$. A partir del Atlas de Arcturus de Griffin obtenemos de la medida de la anchura equivalente un índice $R(H\alpha) = 1.040 \pm 0.003 \text{ \AA}$ y el índice calculado es $R(H\alpha) = 1.035$. El desacuerdo es mayor en este caso en razón de las líneas de CaI $\lambda 6493.8 \text{ \AA}$ y de las de FeI $\lambda 6494.5 \text{ \AA}$ y $\lambda 6495.0 \text{ \AA}$.

Si comparamos nuestros registros de HD 18474 con los del Sol y Arcturus, no observamos una discrepancia en la intensidad de estas u otras líneas que explique las diferencias obtenidas entre los índices de H α calculados y observado.

2) Entre las medidas de los índices observados por Peat y la toma de las placas en Haute Provence, pudo ocurrir una modificación de las condiciones físicas de la estrella que se reflejaría en la variación de los valores de la línea de H α . Pero no puede admitirse que estas modificaciones no hayan tenido ninguna influencia sobre los índices de color medidos en varias ocasiones en estos últimos años.

Utilizamos una serie de placas espectroscópicas obtenidas por nosotros en el Observatorio de Haute Provence (Francia).

OBSERVACIONES

Las placas fueron las siguientes:

Placa n.º	W 4815	Film 103 a F	Dispersión 12.3 $\text{\AA}/\text{mm}$	4200—6700 \AA
Placa n.º	W 4816	Film 103 a F	Dispersión 12.3 $\text{\AA}/\text{mm}$	4200—6700 \AA
Placa n.º	W 4817	Film 103 a F	Dispersión 12.3 $\text{\AA}/\text{mm}$	4200—6700 \AA

Placa n.º	W 4819	Film 103 a D	Dispersión 12.3 Å/mm	4200–6400 Å
Placa n.º	W 4820	Film 103 a F	Dispersión 12.3 Å/mm	4200–6700 Å
Placa n.º	V 3181	Film IN hyp	Dispersión 39.2 Å/mm	6570–8800 Å
Placa n.º	X 703	Film IIaO ch	Dispersión 4 Å/mm	3900–4900 Å

Además, dispusimos en las siguientes placas tomadas por el Profesor Houziaux en el Observatorio de Mt. Wilson.

Placa n.º	Ce 8434	Film IIaO	Dispersión 2.9 Å/mm	3900–4300 Å
Placa n.º	Ce 8439 ¹	Film IIaO	Dispersión 2.9 Å/mm	3900–4450 Å
Placa n.º	Ce 8439 ²	Film IIaO	Dispersión 2.9 Å/mm	4400–4950 Å
Placa n.º	Ce 7696	Film IIaO	Dispersión 2.9 Å/mm	3800–4545 Å
Placa n.º	Ce 7830	Film IIaO	Dispersión 2.9 Å/mm	4055–4790 Å

Del registro de estas placas con un microdensitómetro, obtenemos los datos correspondientes a la densidad. Ahora bien es necesario transformar estos datos de densidad en intensidad. Es decir, obtener la variación de la intensidad con la longitud de onda.

A fin de automatizar este proceso utilizamos el microdensitómetro digitalizado del laboratorio de Física Espacial (C.N.R.S.) de Verrières le Bouisson (París). Simultáneamente a la obtención de la gráfica almacenamos las densidades y longitudes de ondas sobre papel perforado que luego pasamos a una banda magnética. Con la ayuda de un programa de cálculo y las curvas de calibración codificadas realizamos la transformación con el ordenador del centro de cálculo de la Universidad de Lieja. De esta forma, midiendo manualmente las áreas encerradas por los perfiles de las líneas seleccionadas, pudimos calcular la anchura equivalente o intensidad de cada una de ellas.

El proceso de transformación de registros de densidad o transmitancia de intensidad, incluso si está automatizado, exige una gran cantidad de tiempo y debe ser cuidadosamente realizado, ya que de esto y de la medida correcta de las anchuras equivalentes de las líneas depende esencialmente la precisión en el cálculo de abundancias.

PARAMETROS FISICOS DE LA ATMOSFERA

Vamos a realizar una estimación aproximada de la temperatura efectiva, aceleración de la gravedad en la superficie y corrección bolométrica. Los valores obtenidos aquí servirán como hipótesis de base para la construcción de una serie de modelos de la atmósfera de HD 18474 y serán precisados a posteriori.

TEMPERATURA EFECTIVA

Para calcular la temperatura efectiva recurrimos a la fotometría en seis colores. Los datos para HD 18474 fueron obtenidos por

Feinstein con el telescopio Crossley del Observatorio de Lick. La estrella fue observada durante tres noches y los resultados fueron comunicados personalmente al profesor Houziaux. Los valores obtenidos fueron

U	V	B	G	R	I
0.77	0.33	0.16	0.02	-0.18	-0.32

Hemos convertido estos resultados al sistema fotométrico de Stebbin y Kron (44) que nos parece más coherente, presentando la ventaja de utilizar un cuerpo negro bien calibrado como patrón. Para la transformación recurrimos a los datos fotométricos de η Dra, η Her y ϵ Vir de tipos espectrales próximos a HD 18474. El resultado fue,

	U	V	B	G	R	I
HD 18474	0.93	0.36	0.07	0.02	-0.10	-0.22
S. K. (44)						

Como los tres primeros colores están afectados por el efecto de absorción de las líneas, hemos considerado únicamente los colores G, R e I. Tomamos como referencia el Sol, cuya temperatura efectiva es conocida con precisión y cuyos colores en el sistema S.K. (44) son:

	U	V	B	G	R	I
Sol	0.04	-0.08	-0.09	-0.01	0.11	0.24

La diferencia entre las temperaturas efectivas viene dada por la siguiente fórmula empírica,

$$\Delta \theta = 0.32 \Delta (x-y) / \Delta (1/\lambda)$$

donde x e y representan los colores y λ las longitudes de onda centrales de las bandas de paso. Obtuvimos el valor de

$$\Delta \theta = 0.199 \quad T_e = 4710^\circ\text{K}$$

Si ahora realizamos los mismos cálculos para una estrella como α Boo, de tipo espectral simétrico y cuyas magnitudes fotométricas en seis colores son:

	U	V	B	G	R	I
α Boo	1.91	0.83	0.23	-0.01	-0.22	-0.49

resulta una diferencia entre sus temperaturas efectivas de $\Delta \theta = -0.0975$ y la temperatura efectiva para HD 18474 es de $T_e = 4745^\circ\text{K}$.

La concordancia obtenida entre las temperaturas deducidas a partir de los colores (G-I), (R-I) y (G-R) fue buena en ambos casos. Hemos calculado también la temperatura efectiva a partir de los colores ob-

servados por Argue (1967). Los extremos de estas bandas de paso son de 6900 Å a 11000 Å para RG 8 y de 7100 a 11000 Å para RG 9.

La única banda molecular importante por debajo de los 11000 Å es $A^2 \pi - x^2 \Sigma^+$ de CN. Sin embargo las líneas de esta banda son particularmente débiles en el espectro solar. Su influencia sobre las magnitudes fotométricas no es muy importante. En efecto si consideramos los índices n de Dickow (31) que constituyen un índice de la absorción de cianógeno en λ 4216 Å, cabeza de la banda más importante de la molécula, y que puede utilizarse como indicador de la abundancia de CN y representamos en un diagrama los valores de n , correspondientes a cada estrella utilizada para calcular la temperatura efectiva de HD 18474, en función de la temperatura obtenida no puede observarse relación alguna entre ambos apareciendo una gran dispersión entre los puntos.

El valor medio de la temperatura obtenido a partir de los colores RG 8 y RG 9 de diez estrellas gigantes de los últimos tipos G y primeros K fue de:

$$T_e = 4830^\circ \text{ K}$$

La dispersión entre los valores fue de 0.006.

CORRECCIÓN BOLOMÉTRICA

La corrección bolométrica c.b. es la corrección que hay que aplicar a la magnitud visual para obtener la magnitud bolométrica. La magnitud bolométrica es simplemente la intensidad absoluta expresada en magnitudes.

Modernamente Walker (52) ha desarrollado un método de fotometría fotoeléctrica multibanda extremadamente preciso, con el cual obtuvo las c.b. y los diámetros angulares de una veintena de estrellas de los últimos tipos espectrales con un error inferior al 10 por ciento respecto a los observados con procedimientos interferométricos.

Entre las magnitudes R-I de la fotometría de Johnson y de la fotometría en seis colores existe, como es sabido, la siguiente relación,

$$(R-I)_J = 0.842 (R-I)_{sc} + 0.38$$

De otro lado hemos determinado la siguiente relación empírica entre las fotometrías de Johnson y Walker,

$$(V-W)_W = -0.11 + 2.32 (R-I)_J$$

Teniendo en cuenta que $(R-I)_J = 0.51$ para HD 18474 y que $V = 5.47$ es la magnitud visual aparente en este caso obtenemos un valor de $W = 4.40$ al que corresponde una irradiancia $H_\lambda = 0.80 \times 10^{-14} \text{ W}$

cm.⁻² μm⁻¹ en la calibración de Walker. Las irradiancias para los colores U, B y V se obtienen por simple interpolación.

La corrección bolométrica se calcula mediante la relación siguiente,

$$\text{c.b. } (\star) = \text{c.b. } (\odot) - 2.5 \log I_{\star} + 2.5 \log I_{\odot}$$

siendo

$$I = \frac{1}{H(1.80)} \int_0^{\infty} H_n \, dn$$

Esta integral se calcula en números de ondas $n = 1/\lambda \, \mu\text{m}^{-1}$ a fin de obtener una mejor convergencia en el infrarrojo. Como la c.b. $(\odot) = -0.07$, considerándola como punto cero en la escala de Kuiper, obtenemos para HD 18474,

$$\text{c.b.} = -0.24$$

GRAVEDAD EN LA SUPERFICIE

La aceleración de la gravedad en la superficie de una estrella viene dada por

$$g = G \frac{M}{R^2}$$

La aceleración de la gravedad sólo es conocida en unas cien estrellas, todas miembros de eclipsantes binarias. Sin embargo cuando estos datos se representaron sobre un diagrama de magnitud absoluta-tipo espectral, se observó una considerable dispersión, no obstante lo cual cerca de la secuencia principal pudieron dibujarse líneas de igual aceleración gravitacional.

Otro método para determinar este parámetro consiste en el análisis de las intensidades y perfiles de las líneas espectrales mostrando los efectos de luminosidad que representan en general modificaciones de la gravedad en la superficie. La teoría es en general incompleta, pero la interpretación en espectros anteriores al tipo G ha sido llevada a cabo con éxito.

Las anchuras de las líneas de hidrógeno de la serie de Balmer se incrementan con la gravedad. Así, los perfiles teóricos de las líneas obtenidos a partir de modelos de atmósfera calculados con valores hipotéticos de g pueden ser comparados a los perfiles observados a fin de obtener el valor real de la gravedad en la superficie.

Para la determinación de la gravedad hemos recurrido al siguiente procedimiento. Sabemos que entre la gravedad g y la luminosidad L existe la relación siguiente:

$$\log (g/g_{\text{std}}) = \log (M/M_{\text{std}}) - \log (L/L_{\text{std}}) + 4 \log (T_e/T_{e_{\text{std}}})$$

siendo M la masa. Para una estrella gigante de temperatura efectiva

aproximadamente 4800° K y a partir de las ramas de revolución dadas por Iben (29) se deduce una relación:

$$\log (M/M_{\text{std}}) \simeq 0.25 \log (L/L_{\text{std}})$$

Como de otro lado la relación entre la magnitud bolométrica y la luminosidad viene dada por,

$$(M_{\text{bol}})_{\star} - (M_{\text{bol}})_{\text{std}} = -2.5 \log (L_{\star}/L_{\text{std}})$$

sustituyendo obtenemos la siguiente relación:

$$\log (g/g_{\text{std}}) = 0.3 (M_{\text{bol}}/M_{\text{bol std}}) + 4 \log (T_e/T_{e\text{std}})$$

La magnitud bolométrica se ha definido históricamente como

$$M_b = M_v + c.b.$$

Únicamente hemos encontrado el valor de la magnitud absoluta de HD 18474 en el catálogo de Mt. Wilson (1935) en el que $M=0.2$, $m=5.7$ y la paralaje es 0"008. Como los valores de la magnitud visual y de la paraleja son erróneos vamos a determinar un nuevo valor. Para ello calculamos el coeficiente de absorción interestelar γ a partir de

$$m - M = 5 (\log r - 1) + \gamma r$$

obteniendo un valor de $\gamma=0.085/125$. Con este valor y los valores más modernos de la magnitud visual $m=5.47$ y la paralaje $\pi=0"010$, obtenemos para la magnitud absoluta.

$$M=0.47$$

Con estos valores y una temperatura efectiva de $T_e=4790^\circ$ K para HD 18474, hemos determinado la gravedad respecto al Sol, ϵ Cyg (Ko III), β Gem (Ko III) γ Tau (Ko III, G9 III), δ Tau (Ko III) y ϵ Tau (Ko III), estrellas gigantes para las que la gravedad en la superficie, temperatura efectiva y magnitud bolométrica son conocidas con buena precisión. El valor obtenido para HD 18474 es

$$\log g \simeq 2.70$$

El valor obtenido con el Sol como referencia, utilizado al calcular la media anterior, fue de $\log g=2.75$, considerando $(T_e)_{\odot}=5778^\circ$ K, $\log g_{\odot}=4.436$ y $(M_{\text{bol}})_{\odot}=4.72$.

Queremos señalar que hemos comprobado que un error de $\pm 50^\circ$ K en el valor de la temperatura efectiva de HD 18474 no modifica de manera apreciable el valor de $\log g$ calculado.

PARÁMETROS QUÍMICOS

Para construir un modelo de atmósfera estelar debe especificarse la composición química. No existen actualmente dudas de que el hi-

drógeno es el elemento más importante. Hidrógeno y helio representan virtualmente la totalidad del material estelar. Ahora bien, en casos como el nuestro, una pequeña proporción de metales fácilmente ionizables y con un significativo número de electrones pueden desempeñar un papel importante en las capas más frías de la atmósfera donde el hidrógeno no está apreciablemente ionizado. Dos parámetros químicos son pues necesarios,

La relación metal/hidrógeno
La relación helio/hidrógeno

RELACIÓN METAL/HIDRÓGENO

La abundancia de los elementos químicos en la atmósfera solar ha sido analizada con más precisión y detalle que la de ninguna otra estrella. Las estrellas más calientes proporcionan, sin embargo, información sobre las abundancias de elementos ligeros. Aller (1) recopiló todas las abundancias de las estrellas normales analizadas hasta la época y calculó unos valores medios. Análisis posteriores de las abundancias químicas de las atmósferas de estas estrellas han confirmado estos resultados.

Los metales más fáciles de ionizar, presentes en cantidades significativas, son el Si, Mg, Fe y posiblemente el Ca y Al. Los potenciales de ionización del primer grupo tienen valores muy próximos a 7.9 como el del hierro. Por otro lado las funciones de partición que controlan las poblaciones relativas de los estados neutro e ionizado son aproximadamente las mismas que las del hierro. De esta forma podemos representar el conjunto de los metales más abundantes y fácilmente ionizable por un metal tipo de carácter hipotético pero cuyas propiedades son las mismas que las de los elementos representados. Los modelos se construirán entonces para un recorrido de abundancias metálicas que va desde una relación Metal/Hidrógeno respecto al Sol $[Metal/Hidrógeno]_{\odot}$ de -0.50 , correspondiente a una estrella deficiente metálica, hasta un valor $[Metal/Hidrógeno]_{\odot} = 0.50$ que corresponde a una estrella superrica en metales.

RELACIÓN HELIO/HIDRÓGENO

Como el helio no se presenta en el espectro accesible de una estrella normal de los últimos tipos debe recurrirse, para estimar su abundancia, a estrellas más calientes. Por otro lado, el ensanchamiento de la mayor parte de las líneas de helio obedece a una teoría complicada que incluye parámetros que aún no han podido ser bien determinados. La abundancia de helio ha sido calculada a partir de estrellas B en las vecindades solares, las cuales son más jóvenes que el Sol.

A partir de cálculos más recientes se ha obtenido para el Sol un valor $\text{He}/\text{H}=0.10$ en lugar de 0.14. Nosotros elegimos para nuestro caso la relación $\text{He}/\text{H}=0.10$.

MODELO DE ATMOSFERA

El conocimiento de las abundancias químicas de las estrellas a partir de su espectro observable requiere la determinación de la estructura física de la atmósfera.

En el cálculo del modelo de atmósfera hemos introducido las siguientes hipótesis y aproximaciones:

a) La atmósfera está en equilibrio termodinámico local (E.T.L.) W. Kalkofen (30) demostró que sólo las estrellas de los primeros tipos espectrales y con gravedades superficiales inferiores a $\log g = 3.5$ tienen desviaciones del equilibrio termodinámico local en el espectro continuo.

b) Equilibrio radiativo. Hemos considerado que no existe generación de energía en la atmósfera. Todo el transporte de energía se hace por radiación. El transporte de energía por convección es inexistente en las capas superiores del modelo y despreciable en las más profundas. A cada profundidad óptica hemos controlado la estabilidad de la atmósfera con la ayuda del gradiente adiabático.

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{g}{\alpha} \frac{dT}{d\rho} = \frac{g}{\alpha} \frac{T}{\rho} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right)$$

c) La atmósfera es plana y paralela. Los parámetros que caracterizan una estrella son la masa, el radio y la luminosidad. La atmósfera estelar es una región relativamente estrecha $\Delta R/R \ll 1$ que contiene una pequeña fracción del material de la estrella. Esto permite tratarla como una distribución de caras planas y paralelas reduciendo a dos el número de parámetros. Gingerich (16) ha demostrado que los errores introducidos por esta hipótesis son despreciables para las estrellas enanas y gigantes. Para las supergigantes con pequeña gravedad en la superficie las desviaciones son importantes.

La ecuación de transporte de energía para una atmósfera plana paralela es

$$\mu \frac{\partial I_v(\mu, \tau_v)}{\partial \tau_v} = I_v - S_v$$

donde I_v es la intensidad específica de la radiación, μ es el coseno del ángulo formado por la dirección de la radiación y la normal a la atmósfera, S_v es la función fuente, τ_v es la profundidad óptica de la atmósfera, relacionada con la profundidad geométrica por la relación:

$$\tau_{\nu} = \int_0^x \rho \kappa_{\nu} dx$$

donde ρ es la densidad del material estelar en gr/cm³, κ_{ν} el coeficiente de absorción total a la frecuencia ν por gramo de materia estelar.

Hemos adoptado como función fuente la función de Milne-Edington

$$S_{\nu} = \frac{\kappa_{\nu}}{\kappa_{\nu} + \sigma_{\nu}} B_{\nu} + \frac{\sigma_{\nu}}{\kappa_{\nu} + \sigma_{\nu}} J_{\nu}$$

donde B_{ν} es la función de Planck, κ_{ν} es el coeficiente para la absorción pura y σ_{ν} el coeficiente de difusión; por tanto $\kappa_{\nu} = \kappa_{\nu} + \sigma_{\nu}$, J_{ν} es la intensidad media definida por

$$J_{\nu} = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I_{\nu}(\tau_{\nu}, \mu) d\mu$$

El flujo de energía vendrá dado por

$$F_{\nu} = 2\pi \int_{-1}^{+1} I_{\nu}(\tau_{\nu}, \mu) \mu d\mu$$

A partir de la integración de la ecuación de transporte resulta:

$$J_{\nu} = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} S_{\nu}(t_{\nu}) E_1(|\tau_{\nu} - t_{\nu}|) dt_{\nu}$$

$$F_{\nu} = 2\pi \int_{\tau_{\nu}}^{\infty} S_{\nu}(t_{\nu}) E_2(t_{\nu} - \tau_{\nu}) dt_{\nu} - \int_0^{\tau_{\nu}} S_{\nu}(t_{\nu}) E_2(\tau_{\nu} - t_{\nu}) dt_{\nu}$$

donde E_m es la función integro exponencial de orden m definida por

$$E_m(x) = \int_1^{\infty} e^{-xt} t^m dt$$

d) La atmósfera está en equilibrio hidrostático

$$\frac{dp}{dr} = \frac{g}{\kappa_{\nu} + \sigma_{\nu}}$$

e) Distribución de la temperatura. Hemos adoptado como estructura del gradiente de temperatura la del modelo solar de Bilderberg.

LA OPACIDAD DEL CONTINUO

El hidrógeno es el elemento más abundante en los modelos considerados y en consecuencia el absorbente más importante tanto en el estado neutro, como el ión negativo del hidrógeno. El helio que es el segundo elemento más abundante, es un absorbente efectivo sólo en estrellas de temperatura efectiva más elevada que HD 18474. Aun cuando los elementos más pesados son mucho menos abundantes, su opacidad continua puede ser significativa en ciertas longitudes de onda.

1.º *Hidrógeno atómico.*—El valor del coeficiente de absorción para el hidrógeno atómico dado por Kramers para una transición de un nivel discreto a un nivel libre es

$$a_{\nu} = \frac{64}{3\sqrt{3}} \frac{\pi^4 e^{10} m}{c h^6 n^5 \nu^3}$$

siendo e y m la carga y masa del electrón, h la constante de Planck, n el valor del número cuántico principal para la transición correspondiente a la línea considerada. Gaunt demostró que la formulación mecano-cuántica del problema difería del resultado clásico en un factor llamado factor de Gaunt: g_n .

Teniendo en cuenta la ley de Boltzmann, el factor de Gaunt y la emisión estimulada, se obtiene para la sección eficaz de un átomo en el nivel n por átomo neutro la siguiente expresión

$$a_{\nu} = \frac{k}{\nu^3} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right) e^{-\frac{\chi}{kT}} \sum_n^{\infty} \frac{g_n}{n^3} e^{-\chi/n^2 k T}$$

2.º *Ión negativo de hidrógeno.*—La abundancia relativa del ión negativo de hidrógeno respecto al hidrógeno neutro es proporcional a la presión electrónica. Así, damos como es usual, la sección eficaz de ión H^- por unidad de presión electrónica. La aproximación de Gingerich (16) que hemos utilizado es la siguiente

$$a_{\nu}(\lambda, \theta) = 10^{-26} P_e [0.0053666 - 0.011493 \theta + 0.027029\theta^2 - (3.2062 - 11.924\theta + 5.9390\theta^2) (\lambda/10^6) - (0.40192 - 7.035\theta + 0.34502\theta^2) (\lambda^2/10^9)]$$

3.º *Hidrógeno molecular ionizado.*—Los iones H_2^+ pueden contribuir significativamente a la absorción del continuo mediante absorciones por transiciones entre niveles discretos y libres y por absorciones entre niveles libres. El coeficiente de absorción por gramo de materia estelar viene dado por

$$K_{\nu} = \rho \frac{10^{(c+d\theta)}}{B_{\nu}(T) u^2} f_1 f_2$$

los coeficientes c y d están tabulados por Mihalas (34), μ es el peso molecular siendo

$$f_1 = \frac{N_H}{N_H + N_{H^-} + N_{H^+} + 2(N_{H_2} + N_{H_2^+})},$$

$$f_2 = \frac{N_{H^+}}{N_H + N_{H^-} + N_{H^+} + 2(N_{H_2} + N_{H_2^+})}$$

4.° *Difusión por electrones libres.* El coeficiente de difusión de los electrones libres es independiente de la frecuencia de la radiación. Teniendo en cuenta que la sección eficaz de un electrón es: $\sigma_T = 6.655 \times 10^{-25}$ cm. el coeficiente por gramo de materia estelar será:

$$\sigma_e = \frac{6.655 \times 10^{-25}}{\bar{\mu} m_H} \frac{1}{(p_g/p_e) - 1}$$

donde $\bar{\mu}$ es el peso molecular medio de los electrones, m_H es la masa del hidrógeno, p_g es la presión gaseosa y p_e la presión electrónica.

5.° *Difusión Rayleigh.* Tiene lugar cuando un fotón interacciona con un átomo que tiene una transición entre niveles de energía cuya frecuencia característica es mucho más alta que la del fotón. La sección eficaz por gramo de materia estelar es:

$$\sigma_R = \frac{f_H \sigma_t}{m_H \bar{\mu}} \left(\frac{0.42}{[1 - (8.23/x)^2]^2} + \frac{0.58}{[1 - (10.97/x)^2]^2} \right)$$

donde f_H es la fracción de hidrógeno en el estado fundamental y $x = \frac{1}{\lambda}$, λ medido en micras.

El coeficiente de absorción total se obtendrá sumando todos los coeficientes obtenidos por gramo de materia estelar y será:

$$\kappa_\nu = \frac{X}{m_H} (1 - X_H) [a_\nu(H) + p_e a_\nu(H^-)] + k_\nu(H_2^+) \cdot (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) + \sigma_e + \sigma_R$$

COMPARACION DE LA TEORIA CON LAS OBSERVACIONES

Hemos obtenido una serie de modelos con temperaturas efectivas de 4300°, 4500°, 5000° y 5200° K. Las aceleraciones de la gravedad en la superficie toman los valores de 70, 467 y 1000 cm/seg⁻². Para cada temperatura y gravedad las abundancias metálicas $[M/H]_\odot$ varían desde -0.50 a 0.50. Para cada modelo determinamos la dis-

tribución de energía en el continuo para un recorrido de longitudes de onda comprendidas entre $\lambda\lambda$ 4200 y 10300 Å.

A fin de precisar el modelo adecuado para la atmósfera de HD 18474 determinamos la distribución observada de energía a partir de un scanning fotoeléctrico de HD 18474 que tiene una dispersión de 37 Å/cm tomado con el «Scanning photoelectric spectrograph» adaptado al telescopio de 100 pulgadas del Observatorio de Mt. Wilson. Las medidas del continuo del scanning, una vez convertidas en magnitudes monocromáticas fueron corregidas de la extinción atmosférica y de la célula. Esta distribución queda sin embargo afectada por las líneas de absorción cuyo efecto inmediato es el de producir una depresión del continuo. La corrección de este efecto es muy importante y laboriosa y la hemos llevado a cabo a partir de los trabajos de Oke y Melbourne principalmente. Pudimos haber introducido el efecto de las líneas de absorción al calcular la distribución teórica de energía, pero la determinación a partir de las observaciones suministra mayor información, creemos que es más precisa y corresponde a nuestro deseo de aprovechar al máximo las observaciones.

En la tabla adjunta pueden leerse los datos correspondientes a la reducción del registro fotoeléctrico. En la columna 1 y 2, la longitud de onda en Å y $\mu=1/\lambda$, λ en micras, respectivamente. En la 3, $m_1=2.5 \log h$, siendo h la altura del continuo en el registro. Damos en la columna 4

$$m_2 = m'_2 + m''_2$$

siendo m' la corrección de la célula y

$$m''_2 = A_\lambda (\sec z_{\text{std}} - \sec z)$$

es la corrección debida a la extinción atmosférica

$$A_\lambda = 0.008642 (\lambda^{-4} - 4.41), \lambda \text{ en micras}$$

$$\sec z_{\text{std}} = 1.167$$

$$\sec z = 1.051$$

La corrección del efecto de las líneas de absorción se da en la columna 5 ya normalizadas respecto a $m_{1.80}$

$$m_3 = -2.5 \log \frac{\text{cutoff}}{\text{cont}}$$

Para valores de $\mu < 1.95$ los valores de m_3 son despreciables frente al error cometido, ya que éste no disminuye siguiendo la misma ley que m_3 . El no considerar esta corrección tiene además la justificación de que la intensidad y líneas de absorción presentes en la región $\lambda > 5560$ Å son mucho más importantes que en el azul y violeta.

Finalmente en la columna 6 damos la distribución de energía en el continuo en magnitudes monocromáticas corregidas de todos los efectos,

$$\Delta m = -2.5 \log \frac{m_1 - m_2 - m_3}{(m_1 - m_2 - m_3)_{1.80}}$$

que está normalizada para el valor de Δm en $\mu = 1.80$

La distribución resultante se compara en la gráfica adjunta con las distribuciones teóricas obtenidas convirtiendo los flujos en magnitudes monocromáticas mediante la relación:

$$\Delta m = -2.5 \log \frac{F_\lambda}{F_{5560}}$$

DISTRIBUCIÓN OBSERVADA DE LA ENERGÍA DEL CONTINUO

λ	μ	m_1	m_2	m_3	$\Delta m_{\text{nor.}}$
3927	2.55	-2.05	-1.90	0.46	1.34
4000	2.50	-2.63	-1.96	0.40	0.88
4036	2.48	-2.82	-1.98	0.37	0.74
4102	2.44	-2.92	-2.00	0.32	0.71
4168	2.40	-3.01	-2.01	0.27	0.68
4197	2.38	-3.05	-2.02	0.25	0.67
4236	2.36	-3.11	-1.95	0.22	0.57
4316	2.32	-3.17	-1.94	0.20	0.52
4405	2.27	-3.22	-1.92	0.17	0.48
4488	2.23	-3.25	-1.88	0.15	0.43
4570	2.19	-3.27	-1.85	0.14	0.39
4643	2.15	-3.26	-1.82	0.12	0.39
4742	2.11	-3.25	-1.71	0.12	0.29
4835	2.07	-3.22	-1.66	0.11	0.28
4930	2.03	-3.18	-1.69	0.11	0.25
5045	1.98	-3.10	-1.42	0.10	0.17
5129	1.95	-3.05	-1.31	0.05	0.16
5273	1.90	-2.86	-1.08	0.04	0.13
5407	1.85	-2.60	-0.68	0.02	0.03
5559	1.80	-2.22	-0.27	—	0.00
5715	1.75	-1.75	0.78	—	-0.04
5889	1.70	-0.94	1.66	—	-0.11
6066	1.65	-0.30	2.06	—	-0.13
6250	1.60	0.35	2.64	—	-0.18
6457	1.55	0.85	3.08	—	-0.16

Las distribuciones teóricas de energía en el continuo no varían en el infrarrojo con las gravedades consideradas. Por debajo de $\mu=1.80$ existe una dependencia que no es muy importante.

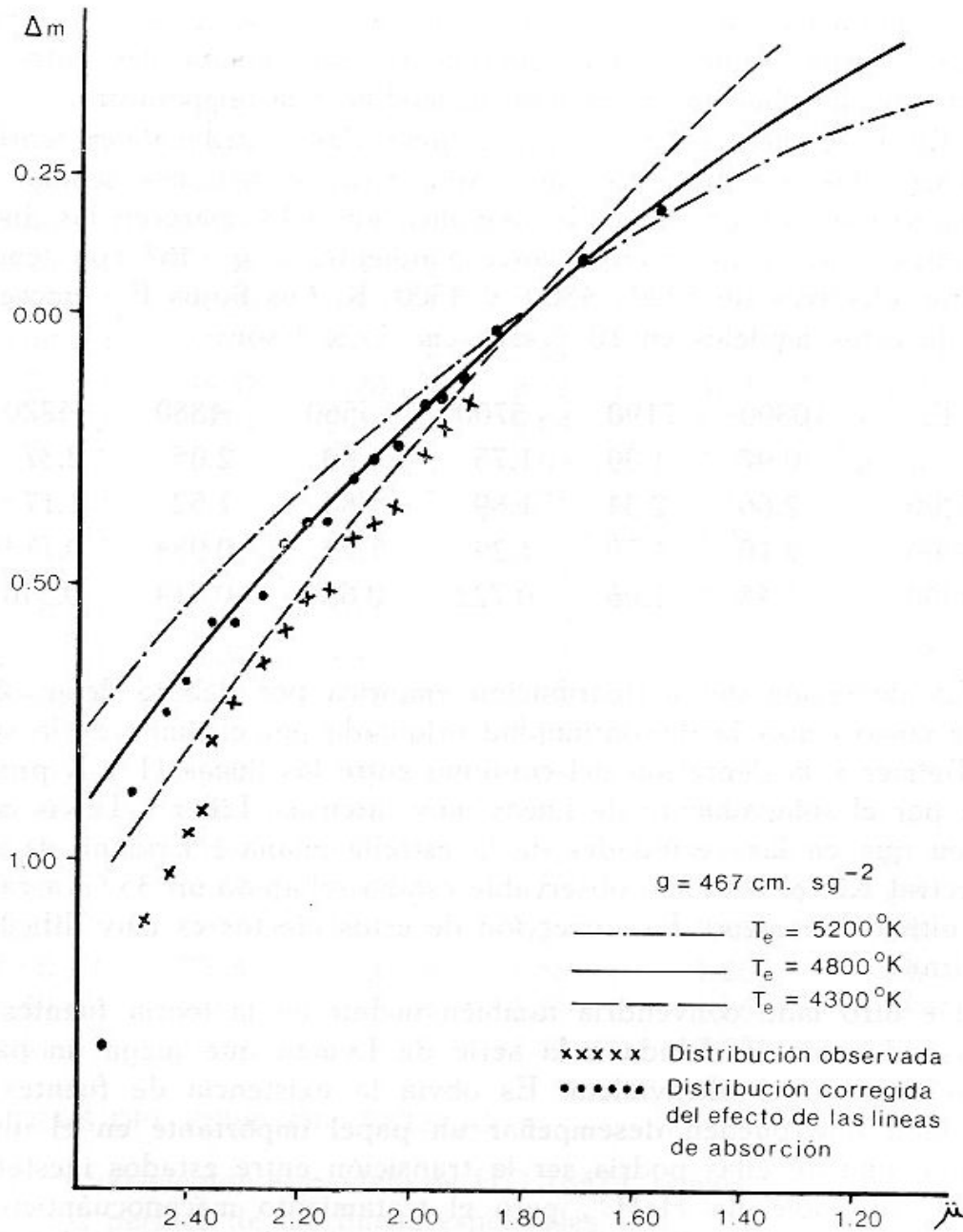


FIG. 1. Distribución de la energía del continuo. En ordenadas, magnitudes monocromáticas. En abscisas, la longitud de onda en micras.

Para una temperatura y gravedad dadas la variación con la abundancia es muy pequeña tanto en el rojo como en el violeta. Así en $\mu=2.4$ la diferencia entre los valores correspondientes a $[M/H]_{\odot} =$

$= -0.50$ y $[M/H]_{\odot} = -0.10$ es inferior a 0.01 magnitudes y entre $[M/H]_{\odot} = -0.50$ y $[M/H]_{\odot} = -0.35$ es de 0.02. En el infrarrojo en $\mu = 1.00$ para $[M/H]_{\odot} = -0.50$ y $[M/H]_{\odot} = 0.35$, las diferencias son de 0.03 magnitudes y éstas son las longitudes de onda donde las diferencias se manifiestan de manera más apreciable. Puede afirmarse que la influencia de los metales en la distribución de energía emergente es muy reducida. Las diferencias más sustanciales entre las curvas de distribución se originan al modificar la temperatura.

En la gráfica adjunta representamos las distribuciones teóricas y observadas. La gráfica es autoexplicativa; quisiéramos señalar sin embargo que por un deseo de simplificación sólo aparecen las distribuciones teóricas de energía correspondientes a $g = 467$ con temperaturas efectivas de 5200° , 4800° y 4300° K. Los flujos F_{ν} , emergentes, de estos modelos en 10^{-5} ergs $\text{cm}^{-2} \times \text{s}^{-1}$ son:

T_e	λ	10300	7190	5700	5560	4880	4220
	μ	0,97	1.39	1.75	1.80	2.05	2.37
5200		2.66	2.34	1.89	1.83	1.52	1.17
4800		2.10	1.70	1.29	1.24	0.984	0.715
4300		1.48	1.06	0.722	0.689	0.514	0.346

La depresión de la distribución empírica por debajo de $\mu = 2.55$ tiene como causa la discontinuidad originada por el límite de la serie de Balmer y la depresión del continuo entre las líneas H y K producida por el solapamiento de líneas muy intensas. Liller y Lewis mostraron que en las vecindades de la estrella enana ϵ Eridani, de tipo espectral K0, el continuo observable estaba rebajado un 35 % a causa del último fenómeno. La corrección de estos efectos es muy difícil de realizar.

De otro lado convendría también incluir en la teoría fuentes de opacidad como la debida a la serie de Lyman que juega un papel importante en el ultravioleta. Es obvia la existencia de fuentes de opacidad que pueden desempeñar un papel importante en el ultravioleta, una de ellas podría ser la transición entre estados inestables de la cuasimolécula HeH^+ , pero el tratamiento mecanocuántico de esta transición es difícil y no existe en la actualidad una teoría adecuada.

Hemos elegido como modelo para la atmósfera de HD 18474 el de temperatura efectiva $T_e = 4800^{\circ}$ K y $g = 467$ cm sg^{-2} que se da en la tabla adjunta.

En esta tabla hemos adoptado un convenio de escritura según el cual donde se lee $1.00-4$ debe entenderse 1.00×10^{-4} . Por lo demás las tablas son autoexplicatorias.

MODELO DE ATMÓSFERA DE HD 18474

$T_e=4800$ $g=467$ $X=0.90$ $Y=0.10$ $A=3.47+4$

δ	T	P_g	P_e	z	Rad/Ad.
1.00-4	3463	3.70+1	1.41-3	6.62-4	0.00
1.59-4	3480	7.39+1	2.43-3	8.16-4	2.80-2
2.51-4	3509	1.22+2	3.72-3	9.93-4	5.70-2
3.98-4	3554	1.84+2	5.55-3	1.22-3	7.70-2
6.31-4	3596	2.64+2	7.90-3	1.48-3	8.00-2
1.00-3	3637	3.69+2	1.10-2	1.81-3	8.60-2
1.59-3	3679	5.05+2	1.50-2	2.21-3	9.80-2
2.51-3	3729	6.80+2	2.06-2	2.73-3	1.11-1
3.98-3	3779	9.05+2	2.81-2	3.36-3	1.04-1
6.31-3	3820	1.20+3	3.72-2	4.11-3	1.05-1
1.59-2	3920	2.05+3	6.64-2	6.24-3	1.25-1
2.51-2	3978	2.68+3	8.93-2	7.73-3	1.69-1
3.98-2	4065	3.46+3	1.25-1	9.68-3	2.12-1
6.31-2	4161	4.46+3	1.75-1	1.21-2	2.54-1
1.00-1	4285	5.73+3	2.52-1	1.51-2	3.01-1
1.59-1	4426	7.35+3	3.60-1	1.86-2	3.45-1
2.51-1	4601	9.44+3	5.23-1	2.27-2	3.76-1
3.98-1	4788	1.22+4	7.56-1	2.76-2	4.07-1
6.31-1	5012	1.57+4	1.15	3.44-2	4.98-1
1.00	5307	1.99+4	2.06	4.87-2	7.09-1
1.59	5697	2.41+4	5.00	8.93-2	1.20
2.51	6179	2.74+4	1.52	2.00-1	2.08
3.98	6669	2.97+4	4.26	4.33-1	2.89
6.31	7075	3.16+4	9.21	7.85-1	2.94
1.00+1	7374	3.33+4	1.56+1	1.20	2.63
1.59+1	7657	3.52+4	2.47+1	1.76	2.71
2.51+1	7939	3.73+4	3.82+1	2.57	2.71

SINTESIS DEL ESPECTRO ESTELAR

Una vez elegido el modelo de HD 18474, vamos a calcular a partir de él los perfiles de las líneas espectrales.

La radiación emergente a una cierta longitud de onda λ situada a una distancia $\Delta \lambda$ del centro de la línea λ_0 viene dada por,

$$F_1 = 2 \int S_\lambda(\tau) E_2(\tau) d\tau$$

En este caso τ es la suma de las profundidades ópticas monocromáticas de la línea y del continuo

$$\tau = \tau_1 + \tau_c$$

$$\tau_1 = \int_0^{\tau_0} (\kappa_1/\kappa_0) d\tau_0$$

$$\tau_c = \int_0^{\tau_0} (\kappa_c/\kappa_0) d\tau_0$$

donde κ_c ha sido calculado previamente y κ_0 representa el coeficiente de absorción del continuo a la longitud de onda standard de λ 5050 Å. κ_1 es el coeficiente de absorción selectivo de la línea, para un determinado elemento, dado por la siguiente expresión:

$$\kappa_1 = \left(\frac{N}{\sum N_r} \right) \frac{10^{-\kappa_n \theta}}{u_0(T, p_e)} (1 - 10^{-1.2396 \times 10^{-4} \theta / \lambda}) N(\text{el}) \frac{\pi e^2}{mc} \left(\frac{2RT}{\mu} + \xi_t^2 \right)^{-1/2} \times g f \lambda_0 H(a, v)$$

donde:

$\frac{N}{\sum N_r}$ es la proporción entre átomos neutros y átomos ionizados, calculada con ayuda de la ley de Saha.

κ_n es el potencial de excitación del nivel inferior de la línea.

$u_0(T, p_e)$ es la función de partición obtenida por interpolación en las tablas dadas por Aller (1).

$N(\text{el})$ es el número de átomos del elemento en cuestión por gramo de materia estelar.

R constante de los gases perfectos

m, c, e autoexplicatorios.

ξ_t velocidad de microturbulencia.

$H(a, v)$ función de Voigt.

Hemos supuesto que la velocidad de microturbulencia es constante respecto con la profundidad. Naturalmente esto es una aproximación, sin embargo el error cometido en nuestro caso es despreciable, ya que la variación es muy pequeña. De hecho en el Sol los resultados obtenidos son contradictorios. Así, De Jager encontró que la velocidad de microturbulencia disminuía con la profundidad mientras que Unno (50) encontró lo opuesto.

La variación de la velocidad de microturbulencia de estrella a estrella es también muy pequeña en los últimos tipos de gigantes. Bousack y Culver hallaron valores de 1 a 5 km/seg. para todas las clases de estrellas con una débil dependencia de la luminosidad.

A partir de las curvas teóricas de Menzel-Unsöld y por comparación con una curva empírica diferencial hemos obtenido

$$\xi_t \cong 2 \text{ km/seg.}$$

AMORTIGUAMIENTOS

En su forma general la función de Voigt viene dada por la siguiente expresión,

$$H(a,v) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (v-y)^2} dy$$

donde

$$v = \frac{c |\lambda_o - \lambda_i|}{\left(\frac{2RT}{\mu} + \xi_t^2\right)^{1/2} \lambda_o} \quad a = \frac{\gamma_{tot} \lambda_o}{4\pi \left(\frac{2RT}{\mu} + \xi_t^2\right)^{1/2}}$$

La determinación de v es inmediata cuando se conoce la velocidad de microturbulencia. Para calcularla es preciso conocer el amortiguamiento total γ_{tot} . Las líneas metálicas de los últimos tipos de atmósferas estelares están afectadas principalmente por dos tipos de amortiguamientos: el amortiguamiento radiativo y el amortiguamiento por colisiones con átomos de hidrógeno. Ambos procesos son aproximadamente del mismo orden. Prácticamente el amortiguamiento debido al efecto Stark cuadrático puede despreciarse frente a las clases anteriores de amortiguamiento.

El amortiguamiento radiativo se hizo igual al amortiguamiento clásico. El amortiguamiento colisional lo calculamos a partir de la siguiente expresión dada por Unsöld (49),

$$\Gamma_{coll} = 4.07 \times 10^9 (\gamma_6)^{4/5} P_g / T^{-0.7}$$

siendo

$$\gamma_6 = 17.0 c^{2/5} v^{3/5} N^0$$

Este es el término debido a las fuerzas de Van der Waals, v es la velocidad relativa más probable de las partículas de peso atómico μ_1 y μ_2 que participan en la colisión, c representa la diferencia entre las constantes de los niveles superior e inferior y N^0 el número de partículas perturbadoras por cm^3 .

El amortiguamiento calculado en esta forma es una aproximación muy buena en nuestro caso. Sin embargo, cuando se sospeche que en el ensanchamiento de la línea pueden intervenir otros fenómenos tales como la estructura hiperfina, es preciso controlar el mecanismo de ensanchamiento comparándolo con las líneas del espectro solar.

Una vez calculado el amortiguamiento integramos la función de Voigt con la ayuda del desarrollo en serie de Traving.

ABUNDANCIAS

Para el cálculo de las abundancias hemos mantenido dos parámetros variables en la expresión del coeficiente de absorción selectivo x_e

de la línea: la probabilidad de transición gf y la abundancia del elemento (N_{el}/N_H). Como la aproximación teórica que permite obtener el amortiguamiento debido a las fuerzas de Van der Waals pierde precisión cuando las líneas son intensas, hemos controlado estas desviaciones de la teoría de manera empírica.

Las líneas de intensidad débil, formadas en capas profundas de la atmósfera estelar, son las que suministran información más completa sobre la estructura de la atmósfera. Por otro lado los perfiles de las líneas no están afectados por el perfil instrumental, ni en el ensanchamiento de la línea influyen de manera apreciable los fenómenos de estructura hiperfina tan importantes en los espectros de ciertos elementos. Los inconvenientes de las líneas débiles son, de un lado, la dificultad de medir con precisión la anchura equivalente y de otro, el escaso número de probabilidades de transición calculadas en la literatura.

La selección de las líneas que sirvieron para calcular las abundancias se hizo de acuerdo con los siguientes criterios:

- a) La línea no está solapada.
- b) Elevada precisión en la medida de la anchura equivalente en los diferentes registros.
- c) La línea es de intensidad débil.

En estas condiciones las probabilidades de transición eran desconocidas para un gran número de las líneas seleccionadas. Fue necesario calcularla y para ello empleamos un procedimiento semiempírico. Las hipótesis utilizadas para la determinación del modelo y espectro de HD 18474 son igualmente válidas para el Sol y Arcturus, que hemos considerado como estrellas de referencia a causa de que los parámetros físicos y químicos de sus atmósferas son bien conocidos y porque están publicados, en los dos casos, registros espectrofotométricos de excelente calidad. Para obtener la probabilidad de transición de cada línea reprodujimos teóricamente su perfil empleando un valor arbitrario de la probabilidad de transición y utilizando el modelo solar de Goldberg y Pierce. Comparando el perfil teórico con el observado obtuvimos un factor de corrección con ayuda de la aproximación siguiente:

$$W \cong \frac{\lambda^2}{2c} \sqrt{\frac{\pi e^2}{m c}} \sqrt{R_c N F \gamma_6}$$

siendo R_c la profundidad central de la línea. Con el nuevo valor de gf se calcula el perfil teórico. El proceso se repite hasta obtener la coincidencia entre ambos perfiles. Cuando no hubo coincidencia en las alas modificamos el valor de γ_6 hasta conseguirla. Introduciendo el amortiguamiento y la probabilidad de transición corregidos, en el coeficiente de absorción selectivo, calculamos el perfil utilizando el

modelo de Arcturus con las abundancias dadas por R. Griffin (23), modificando en ciertos casos el parámetro γ_6 del amortiguamiento debido a las fuerzas de Van der Waals.

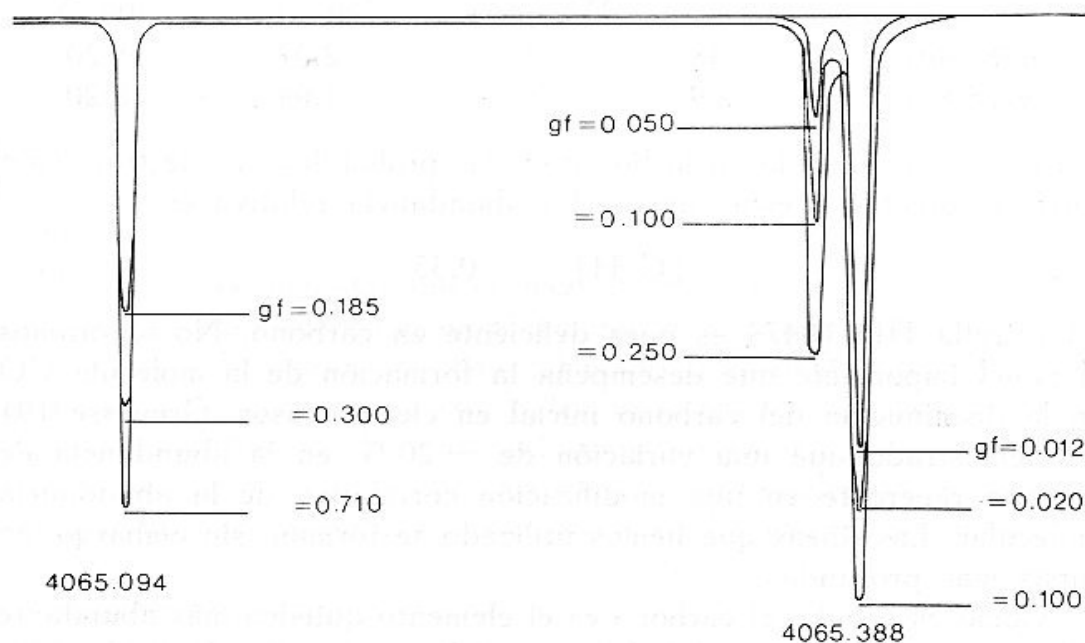


FIG. 2. Variación de los perfiles de las líneas λ 4065.094 TiI, λ 4065.388 FeI con las probabilidades de transición. Tanto en esta gráfica, como en las posteriores, consideramos como espectro observado el dado en el Atlas solar de Utrecht, del que hemos eliminado las fluctuaciones del continuo debido al ruido de fondo y suprimido las líneas espectrales que no son objeto de nuestro estudio. La dispersión y altura del continuo son las del Atlas en la región considerada. Para que las figuras resulten más claras, representamos sólo unos pocos de los perfiles obtenidos teóricamente con el modelo solar y en la forma que indicamos en la literatura. Salvo que se indique de manera expresa, los perfiles correspondientes a la misma línea los calculamos con el mismo amortiguamiento.

La abundancia de un elemento indica el número de átomos del elemento encerrados en un cilindro de 1 cm^2 de sección y cuya altura es igual a la altura de la atmósfera estelar. Nosotros expresamos esta cantidad en la escala para la que la abundancia de hidrógeno es $\log N_{\text{H}}=12$. La media de las abundancias obtenidas a partir de las líneas del espectro se dará en relación a la abundancia de este elemento en la atmósfera solar $[\text{elem./H}]_{\odot}$, de acuerdo con la relación

$$[\text{elem./H}]_{\odot} = \log (N/H)_{\star} + \log (N/H)_{\odot}$$

CARBONO

Calculamos la abundancia de este elemento utilizando las líneas indicadas en la tabla, únicas que cumplen las condiciones exigidas. Son líneas de intensidad muy débil y en consecuencia la precisión de las medidas de las anchuras equivalentes quedarán afectadas apre-

ciablemente por el trazado del continuo, siempre problemático en los espectros de tipo G. Este error puede estimarse del orden del 5 % y es, sin embargo, inferior al que hubiéramos cometido si la abundancia se hubiera deducido a partir de las ecuaciones de equilibrio molecular.

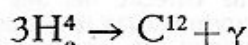
λ	z	W_{λ} (mÅ)	log gf	log N_c
4769.997	7.48	7	-2.07	8.20
4775.877	7.49	5	-1.94	8.20

No hemos encontrado en la literatura las probabilidades de transición correspondientes a estas líneas. La abundancia relativa es

$$[C/H]_{\odot} = -0.35$$

La estrella HD 18474 es pues deficiente en carbono. No ignoramos el papel importante que desempeña la formación de la molécula CO en la disminución del carbono inicial en ciertos casos. Grevesse (19) ha demostrado que una variación de $\pm 20\%$ en la abundancia de carbono repercute en una modificación correlativa de la abundancia molecular. Las líneas que hemos utilizado se forman, sin embargo, en capas más profundas.

Como es sabido, el carbono es el elemento químico más abundante del universo, después del hidrógeno, helio y oxígeno. Este elemento es el resultado de una reacción 3α ,



que tiene lugar cuando la estrella se encuentra en la fase evolutiva de las gigantes rojas. Como HD 18474 no ha alcanzado aún esta etapa, la problemática mezcla de carbono interior con el existente en la atmósfera puede ser descartada. Eliminando los fenómenos de difusión no hay otras razones para explicar la deficiencia del carbono en esta estrella de la población II que las derivadas de la composición del medio interestelar a partir del cual se condensó HD 18474.

El material interestelar tiene tendencia a sedimentarse en granos y esta transformación es una consecuencia del envejecimiento del material. F. Hoyle (26) estableció y mantiene la hipótesis de que estos granos están formados esencialmente de carbono resultante de la explosión de estrellas frías. Obviamente las estrellas jóvenes se han beneficiado de un material preestelar más rico en granos y el Sol es un ejemplo de ello. La causa de la deficiencia de carbono en HD 18474 parece indicar una edad de formación posterior a la del Sol. Sin embargo, esta hipótesis tiene un valor relativo si no puede compararse la abundancia de carbono de HD 18474 con las abundancias de otras estrellas gigantes; desgraciadamente estas determinaciones son muy escasas. Esta comparación sería interesante porque HD 18474 se sitúa

en una región donde la densidad de gigantes es alrededor de 70 por 10^5 pc³, la más elevada de la Galaxia.

Creemos que el estudio de la relación entre las abundancias de carbono en las estrellas gigantes y las características cinemáticas, tales como la excentricidad y la componente perpendicular de la velocidad espacial, que son función de la edad, puede contribuir a un mejor conocimiento de este problema y de las desigualdades del material interestelar en la época de formación de las estrellas viejas de la población I.

SODIO

Excepto las llamadas líneas de sodio interestelar hay pocas líneas de este elemento que no estén blendadas en el espectro de HD 18474.

Corliss y Bozmann (10) han calculado las probabilidades de transición para 12 líneas entre las cuales no se encuentran las seleccionadas por nosotros. En la tabla indicamos los valores de gf asignados por B. Warner (54) y Wiese (55) para las líneas elegidas. Puede observarse un buen acuerdo en este caso entre los valores calculados por nosotros y los dados por estos autores. Sin embargo, los valores de B. Warner son siempre mucho más pequeños.

λ	α	W_λ	log gf	log gf(BW)	log gf(W)	log N _{Na}
4497.680	2.10	69	-1.55	-1.52	-1.56	6.27
4668.572	2.10	76	-1.42	-1.25	-1.30	6.19

Como el peso estadístico asignado a las dos líneas es el mismo, la abundancia relativa será:

$$[\text{Na}/\text{H}]_{\odot} = 0.05$$

MAGNESIO

Las líneas utilizables de este elemento son poco numerosas y relativamente intensas. Para las líneas seleccionadas, Corliss y Bozmann no dan ninguna probabilidad de transición. Wiese (55) obtuvo un valor de $\log gf = -5.40$ para la línea λ 4571 Å, admitiendo, como en casos anteriores un error de $\pm 25\%$. B. Warner (54) determinó la probabilidad de transición para la línea λ 4730 Å obteniendo un valor de $\log gf = -2.04$. Nosotros discutiremos más adelante las discrepancias encontradas para ciertos elementos entre nuestros valores de gf y los calculados por B. Warner.

λ	α	W_λ	log gf	log N _{Mg}
4571.096	0.00	93	-6.90	7.82
4730.029	4.34	121	-2.85	7.79

Con una abundancia relativa de

$$[\text{Mg}/\text{H}]_{\odot} = 0.06$$

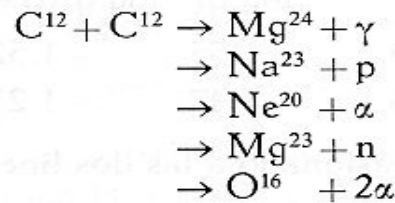
SILICIO

Hay pocas líneas de Si I en la región considerada del espectro y la mayor parte están blendadas. En el espectro solar la mayoría de las líneas utilizables se sitúan en el infrarrojo y en el visible. En nuestro caso sólo disponemos de una placa que comprenda esta región y la dispersión es elevada.

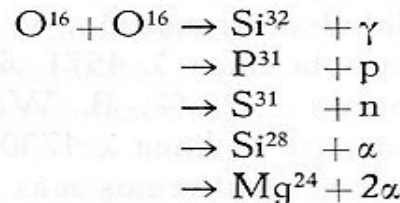
Corliss y Bozmann (10) dan las probabilidades de transición de 15 líneas de Si I comprendidas entre λ 2100 y 3906 Å. Wiese obtiene para la línea considerada un valor de $\log gf = -2.91$ pero admite un error de $\pm 25\%$.

λ	κ	W_{λ}	$\log gf$	$\log N_{\text{Si}}$	$[\text{Si}/\text{H}]_{\odot}$
4102.943	1.91	169	-3.918	7.46	-0.09

El sodio, magnesio y silicio son los productos parciales de la fase de combustión del carbono. El magnesio y silicio resultan también de la combustión del oxígeno, las reacciones son,



Es probable que esta fase sea la mayor fuente de Na^{23} y Mg^{24} . Las reacciones entre el C^{12} y O^{16} no son importantes. El carbono está muy próximo a consumirse en el momento en que la temperatura ha aumentado lo suficiente para que comiencen las reacciones entre el O^{16} y O^{16} .



Hubiera sido interesante calcular la abundancia de Neón ya que al carecer de afinidad química por su carácter de gas raro, su abundancia sería la misma en las estrellas formadas a partir de granos que en las formadas a partir de gas. Así la relación Ne/Fe serviría de indicador del enrojecimiento del material preestelar. Desgraciadamente

la temperatura de las estrellas de tipo G hace imposible la presencia de líneas de este elemento en el espectro estelar.

CALCIO

Las líneas utilizadas para el cálculo de las abundancias y los resultados obtenidos fueron los siguientes:

λ	z	W_{λ}	$\log gf$	$\log N_{Ca}$
4355.096	2.71	122	-0.64	6.14
4425.441	1.88	159	-0.86	6.09
4456.612	1.90	111	-1.74	6.15
4512.282	2.52	50	-1.92	6.15

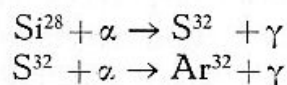
La abundancia relativa es:

$$[Ca/H]_{\odot} = -0.01$$

Para λ 4355.096 Å Lambert obtuvo un valor $\log gf = -0.63$. En el caso de la línea λ 4425.441 Å, Corliss y Bozmann encontraron que $\log gf = -0.67$; Wiese, $\log gf = -0.39$ y Lambert $\log gf = -0.56$. Para λ 4456.612 los mismos autores encontraron las siguientes probabilidades de transición, $\log gf = -1.80$ Corliss y Bozmann, $\log gf = -1.79$ Lambert y $\log gf = -1.66$ Wiese. Los métodos empleados en estas determinaciones fueron teóricos y empíricos. La concordancia con los valores calculados por nosotros es, en general, buena.

Spite (42) obtuvo para HD 18474 un valor de $[Ca/H]_{\odot} = -0.15$ empleando un método aproximativo que más adelante discutiremos.

El calcio fue formado en la fase de combustión del silicio mediante procesos de captura de partículas α ; ésta es la fuente principal de nucleosíntesis entre elementos de números atómicos $A=30$ y $A=50$



En los análisis de Heffer y Wallerstein (24) puede observarse una correlación entre la abundancia de silicio y calcio en la que encajan nuestros resultados y que confirma las teorías de nucleosíntesis.

Peat y Pemberton (37) han comprobado que si bien las abundancias de calcio y magnesio son sensibles a la gravedad, la relación $[Mg/Ca]$ no lo es y depende de la edad. Esta dependencia es importante en las estrellas de alta velocidad donde el cociente $[Mg/Ca]$ puede llegar a ser 0.4 veces el valor de $[Mg/Ca]$ en el Sol. Para las estrellas de baja velocidad, este valor es igual a la unidad. Para HD 18474 puede obtenerse un valor de

$$[Mg/Ca]_{*} = 0.02 [Mg/Ca]_{\odot}$$

Obviamente no es correcto atribuir a HD 18474 una edad de formación anterior a la solar en función de este único criterio. El número de líneas utilizadas para calcular la abundancia de magnesio es reducido y una modificación, aun ligera de esta abundancia, alteraría la relación entre la abundancia de [Mg/Ca] en el Sol y en la estrella.

TITANIO

Las abundancias obtenidas para este elemento son las siguientes:

λ	α	W_{λ}	log gf	log N
4060.263	1.05	89	-0.73	4.61
4065.094	1.05	107	-0.60	4.62
4112.708	0.05	112	-1.73	4.65
4287.405	0.84	114	-0.77	4.62
4465.780	1.74	82	-0.31	4.60
4512.734	0.84	80	-0.66	4.63
4656.468	0.00	126	-1.68	4.60
4675.118	1.07	94	-1.00	4.63

El valor medio de la abundancia de Titanio relativa a la abundancia solar es:

$$[\text{Ti}/\text{H}]_{\odot} = -0.06$$

Existe una diferencia importante entre las probabilidades de transición calculadas por nosotros y las determinadas por Corliss y Bozmann. La diferencia media es de aproximadamente -0.45 dex. Tatum (45) midió los valores de log gf para líneas de longitud de onda $\lambda < 4280 \text{ \AA}$, estos resultados fueron coincidentes con los de Reinke para las líneas de la región común. Tanto los resultados de Reinke como los de Tatum son hasta diez veces más pequeños que los obtenidos por Corliss y Bozmann. Por otro lado Grevesse (19) calculó las abundancias de titanio en el Sol a partir de líneas de Ti II con las probabilidades de transición dadas por Corliss y Bozmann (10) obteniendo $\log N = 4.33$, mientras que B. Warner (53) utilizando las probabilidades de transición calculadas mediante un procedimiento más refinado obtuvo $\log N = 4.50$, también a partir de líneas del espectro ionizado.

GRUPO DEL PICO DE HIERRO

Está constituido por el vanadio, cromo, manganeso, cobalto, níquel, cobre y zinc. Hemos calculado las abundancias únicamente para el V, Cr, Mn, Fe y Ni. Estos elementos se forman también en la fase de combustión del silicio, pero su abundancia depende del número de neu-

trones n_n y protones n_p libres además de la temperatura, debiéndose conservar la relación

$$\frac{\bar{Z}}{\bar{N}} = \frac{\sum Z N(A, Z) + n_p}{\sum (A - Z) N(A, Z) + n_n}$$

Para valores muy cercanos a la unidad el elemento más abundante del grupo es Ni^{56} o Fe^{54} . La conversión de $2 \text{Si}^{28} \rightarrow \text{Ni}^{56}$ es exotérmica y puede producir colapsos, mientras que la conversión $2 \text{Si}^{28} \rightarrow \text{Fe}^{54} + 2p$ es ligeramente endotérmica (-1.3 Mev). En la ausencia de desintegraciones β , ($\bar{Z}/\bar{N}=1$) el núcleo dominante a temperaturas moderadas ($T < 5 \times 10^9$) es el Ni^{56} porque tiene la energía de enlace más grande por nucleón. A temperaturas más elevadas el componente dominante es $\text{Fe}^{54} + 2p$. Para valores $\bar{Z}/\bar{N} \cong 0.97$ el exceso de neutrones es suficiente para que el Fe^{54} sea el núcleo dominante incluso a bajas temperaturas; en este caso la reacción efectiva es $54 \text{Si}^{28} \rightarrow 28 \text{Fe}^{54}$. Para valores de $\bar{Z}/\bar{N} \cong 0.87$ el núcleo dominante es generalmente Fe^{56} , el cual tiene la máxima energía de enlace por nucleón de todos los núcleos.

Por otro lado sabemos que el hierro es más abundante en el sistema solar que los otros elementos de su grupo y los análisis de los espectros estelares revelan que esta abundancia es un fenómeno general. Desde el punto de vista de la nucleosíntesis esto se explica, porque los procesos de equilibrio nuclear han tenido lugar tan rápidamente que el núcleo dominante producido es Ni^{56} (que se desintegra más tarde en Fe^{56}) o se han verificado tan lentamente que las desintegraciones β han reducido la relación \bar{Z}/\bar{N} a un valor tan bajo (aproximadamente de 0,87) que el Fe^{56} es el núcleo dominante del equilibrio.

VANADIO

Las líneas seleccionadas y las abundancias obtenidas, son las siguientes:

λ	α	W_λ	$\log gf$	$\log N_v$
4111.785	0.30	179	0.38	3.90
4452.008	1.87	70	0.34	3.92
4524.218	1.89	32	-0.10	3.80
4577.173	0.90	96	-1.42	3.80

La abundancia media respecto al Sol es:

$$[\text{V}/\text{H}]_\odot = -0.06$$

La discrepancia media entre los valores de las probabilidades de transición obtenidas por nosotros y los calculados por Corliss y Bozmann es de -0.17 dex solamente.

La abundancia calculada es ligeramente superior a la abundancia real del elemento, a causa de la estructura hiperfina. Entre las líneas estudiadas por K. Heide (25) del espectro del vanadio neutro está λ 4577.173 Å. La estructura hiperfina produce un ensanchamiento de esta línea en el espectro solar que repercute en un incremento de la abundancia $\Delta \log N = 0.02$.

CROMO

Las líneas de este elemento presentes en el espectro de HD 18474 que no están solapadas, tienen, en general, intensidades que pasan de los 200 mÅ. Nosotros hemos seleccionado las siguientes líneas:

λ	α	W_{λ}	log gf	log N_{Cr}
4111.360	0.97	72	-0.25	5.08
4511.903	3.09	87	-0.26	5.10
4626.188	2.90	115	-1.81	5.03

$$[Cr/H]_{\odot} = -0.13$$

Las probabilidades de transición calculadas son también en este caso inferiores a las dadas por Corliss y Bozmann. M. Hubber y F. Tobey (27) midieron los valores de gf correspondientes a cinco líneas del Cr I entre $\lambda\lambda$ 3237-3768 Å. Aunque estén fuera de nuestra región de trabajo es útil comparar estos valores con los de Corliss y Bozmann y deducir las razones de las discrepancias que pueden generalizarse al resto de los valores calculados.

λ	α	log gf (H. y T.)	log gf (C. y B.)
3237.73	2.97	0.25	0.50
3436.19	2.54	0.17	0.66
3369.80	2.54	0.59	1.19
3768.73	2.54	0.64	0.14

Para λ 3238.09 Corliss y Bozmann no dan ningún valor. La discrepancia se debe no solamente a un error de la función de normalización utilizada en las medidas previas con arco abierto sino también al método mismo de trabajo empleado.

MANGANESO

Obtuvimos los siguientes resultados:

λ	α	W_{λ}	log gf	log N_{Mn}
4033.073	0.00	332	-1.20	4.08
4034.490	0.00	245	-1.15	4.66

λ	α	W_{λ}	$\log gf$	$\log N_{\text{Mn}}$
4055.543	2.14	144	-0.14	4.62
4082.944	2.18	123	-0.41	4.71
4625.924	2.94	92	-0.25	4.73
4470.138	2.94	82	-0.43	4.68

La diferencia media entre las probabilidades de transición determinadas por nosotros y las medidas de Corliss y Bozmann es de -0.06 dex. La estructura hiperfina desempeña un papel importante en el ensanchamiento de la línea. Así, según Heide (25) la abundancia de manganeso en la atmósfera solar calculada sin tener en cuenta la estructura hiperfina, a partir de la línea λ 4055.543 aparece incrementada en $\Delta \log N = 0.16$, mientras que para λ 4282.94 este incremento es de 0.08. En nuestro caso hemos tenido en cuenta el ensanchamiento en la determinación de las probabilidades de transición y en la abundancia media. A este respecto hemos asignado a las abundancias obtenidas a partir de cada línea un peso estadístico que actúa como factor correctivo. Hemos obtenido la siguiente abundancia media relativa,

$$[\text{Mn}/\text{H}]_{\odot} = -0.20$$

Pagel (36) al estudiar la composición química de estrellas viejas observó que la deficiencia en manganeso es común entre estrellas deficientes metálicas, incluso si esta deficiencia es pequeña; así $[\text{Mn}/\text{Fe}]_{\odot} \cong -0.3$ cuando $[\text{Fe}/\text{H}]_{\odot} \leq -0.3$. Este es un caso en el que HD 18474 no se encuentra, pero que revela un comportamiento anómalo del manganeso que no puede explicarse por las teorías de nucleosíntesis. Por otro lado, en los análisis de Cayrel de Strobel (9) sobre siete estrellas de tipo K se observa también que cuando $[\text{Fe}/\text{H}]_{\odot} < -0.10$ aparece una deficiencia sustancial de $[\text{Mn}/\text{H}]_{\odot}$.

Creemos que antes de iniciar un estudio nucleosintético de este elemento convendría revisar las abundancias obtenidas a la luz del trabajo de Heide.

HIERRO

Las líneas de hierro neutro, aunque presentan anchuras equivalentes grandes, no tienen ensanchamientos notables en las alas. Estas líneas son las menos intensas que hemos podido medir. Las abundancias deducidas son las siguientes:

λ	α	W_{λ}	$\log gf$	$\log N_{\text{Fe}}$
4065.388	3.42	80	-1.92	7.42
4112.350	3.40	101	-1.74	7.40

λ	z	W_{λ}	$\log gf$	$\log N_{Fe}$
4114.449	2.83	105	-1.89	7.40
4114.957	3.37	100	-1.82	7.40
4125.884	2.84	89	-3.03	7.46
4126.880	2.84	81	-3.02	7.54
4222.219	2.45	200	-3.46	7.40
4232.724	0.11	122	-3.44	7.43
4347.223	0.00	114	-5.84	7.49
4375.932	0.00	220	-4.03	7.40
4389.244	0.05	125	-5.39	7.56
4461.654	0.09	170	-4.64	7.46
5367.476	4.41	197	-0.85	7.51
5373.714	4.47	121	-1.22	7.40
5379.581	3.00	128	-2.08	7.46
5383.380	4.31	245	-0.60	7.43
5389.486	4.41	155	-1.10	7.54
5393.176	3.24	165	-2.10	7.56

Resultando una abundancia media

$$[Fe/H]_{\odot} = -0.17$$

Hemos determinado también la abundancia a partir de las siguientes líneas de hierro ionizado

λ	z	W_{λ}	$\log gf$ (B. W.)	$\log N_{Fe}$
4369.406	2.78	76	-2.87	-7.30
4508.280	2.85	112	-1.76	-7.35
4520.229	2.79	118	-1.87	-7.23
4582.833	2.84	107	-2.44	-7.26
4620.520	2.83	78	-2.64	-7.32

A partir de las líneas de hierro ionizado y utilizando las probabilidades de transición de B. Warner (53) obtenemos una abundancia relativa al Sol de

$$[Fe/H]_{\odot} = -0.34$$

La diferencia entre los valores obtenidos para el espectro neutro e ionizado podría deberse a una separación del equilibrio termodinámico local, que se traduciría por una subpoblación de los niveles débilmente excitados. Pero esto entra en contradicción con las teorías de Rountre.

La segunda explicación es que esta diferencia refleja las incorrecciones de la función de normalización empleada por B. Warner que

Hubert y Tobey (27) habían puesto de manifiesto en sus trabajos. Así, hemos calculado las posibilidades de transición para dos líneas obteniendo $\log gf = -2.24$ para λ 4508.280 y $\log gf = -2.60$ para λ 4520.229. Roger (39) encontró para λ 4508.280 un valor $\log gf = -2.34$ muy próximo al nuestro. Las abundancias obtenidas introduciendo estas probabilidades de transición en el coeficiente de absorción de la línea fueron aproximadamente las mismas que en el caso del hierro neutro.

Para calcular la temperatura de excitación hemos considerado además otras 25 líneas del espectro neutro. Con ayuda de las anchuras equivalentes construimos curvas de crecimiento diferenciales utilizando las líneas cuyos potenciales de excitación eran aproximadamente los mismos. Midiendo sobre el eje de abscisas los desplazamientos necesarios para hacer coincidir las diferentes curvas y representando estos desplazamientos en función de los potenciales de excitación obtuvimos una recta cuya pendiente suministró la temperatura de excitación resultando un valor

$$\Delta \theta_{\text{exc}} = 0.22$$

Esta temperatura de excitación depende de la profundidad de formación de la línea. Obviamente la línea no se origina a una profundidad determinada, sino a través de varias capas. Entonces la profundidad óptica asociada a esta temperatura de excitación representa la profundidad integrada de formación de la línea.

Heffer y Wallerstein (24) determinaron una relación diferencial entre la gravedad, presión electrónica y temperatura de ionización. Si admitimos con Pagel (35) que $\Delta \theta_{\text{ion}} \cong \Delta \theta_{\text{exc}}$ y a partir de la expresión simplificada

$$[g]_{\odot} \cong 0.9 [P_e]_{\odot} - 1.2 \Delta \theta_{\text{ion}}$$

resulta para HD 18474 que $[g]_{\odot} = -1.73$ que es aproximadamente el mismo que el valor obtenido anteriormente $[g]_{\odot} = -1.77$.

De acuerdo con los trabajos estadísticos de Dixon (12) sabemos que las estrellas más jóvenes de la Galaxia tienen $|W| \leq 30$ km/sg y una abundancia $[\text{Fe}/\text{H}] \geq -0.3$.

No hay que perder de vista que las atmósferas estelares muestran los productos que había en el medio en el momento de la formación de la estrella y que la nucleosíntesis de elementos que tienen lugar durante la evolución de las estrellas masivas unido al proceso de sedimentación progresiva contribuye a enriquecer el medio. Puede afirmarse por consiguiente que HD 18474 ha sido formada hace más de 5×10^9 años.

NIQUEL

Hay una diferencia de -0.90 dex entre las probabilidades de transición calculadas por nosotros y las determinadas por Corliss y Bozmann. Obtuvimos las siguientes abundancias

λ	α	W_{λ}	log gf	log N_{Ni}
4470.483	3.40	94	-0.27	4.38
4512.995	3.70	44	-0.80	4.50
4519.986	1.68	87	-2.50	4.58
4604.994	3.48	128	-0.33	4.45
4686.218	3.60	85	-0.30	4.44

$$[Ni/H]_{\odot} = -0.08$$

CONCLUSIÓN

El magnesio, calcio, silicio y titanio, presentan abundancias que pueden considerarse normales.

Wallerstein (59) observó que el níquel y cromo deberían tener el mismo exceso o deficiencia que el hierro. Esto fue confirmado por M. Spite (43) en su análisis de estrellas de los tipos F y G. En HD 18474 el cromo, hierro y níquel son los elementos más deficientes, excluido el manganeso. La mayor deficiencia de $[Mn/H]_{\odot}$ está en concordancia con los análisis de Wolff y Wallerstein (59) en el sentido de que las estrellas pobres en metales presentan una deficiencia marcada de manganeso. Las deducciones de Wolff se basaron en el estudio de gran número de estrellas pobres en metales. Sin embargo esta conclusión puede extenderse a estrellas ligeramente deficientes metálicas. Así en el trabajo de Spite, a excepción de la estrella δ Eri, se observa que con una abundancia $[Fe/H]_{\odot} = -0.16$ en θ^2 Eri la abundancia de manganeso es $[Mn/H]_{\odot} = -0.21$ y en el caso de γ Ser con $[Fe/H]_{\odot} = -0.07$ la abundancia de $[Mn/H]_{\odot} = -0.24$.

Resulta evidente que entre la formación de HD 18474 y el Sol, la proporción del enriquecimiento del medio interestelar ha sido la misma para los elementos originados mediante procesos α y procesos e, y las ligeras diferencias podrían atribuirse a fluctuaciones locales.

En resumen y excluido el carbono, las abundancias obtenidas en HD 18474 son las que cabría esperar de una estrella de sus características. Estas abundancias indican una edad superior a la del Sol. No puede atribuirse la importante deficiencia de carbono obtenida a la acción de ningún proceso físico con sede en la atmósfera de HD 18474. Cualquier fenómeno tendente a reducir la abundancia de carbono repercutiría en las abundancias de otros elementos. Esta deficiencia tampoco se explica a partir de los procesos de nucleosíntesis

en la estrella que con su explosión o pérdida de masa contribuyó al enriquecimiento del medio. El carbono ocupa un eslabón básico en la cadena de procesos nucleares que conducen a la síntesis de los elementos más pesados; cualquier modificación de su abundancia se traduciría por una alteración sustancial de los demás elementos. Para nosotros, esta deficiencia $[C/H]_{\odot}$ se debe a una escasez de granos de carbono resultante de una inhomogeneidad del material estelar a partir del cual se formó HD 18474. Las causas de estas inhomogeneidades pueden explicarse conociendo que un objeto caliente, una estrella, moviéndose a través del gas provoca desigualdades de temperatura. Las regiones más frías se hacen más densas y las más calientes menos concentradas.

Como ejemplo de uno de los procesos empleados para la determinación de las abundancias damos una serie de figuras que contienen gráficas en las que pueden apreciarse la influencia de la abundancia del elemento en la modificación de los perfiles e intensidades de las líneas espectrales. Los perfiles que se indican como observados corresponden a registros espectrofotométricos en intensidad obtenidos a partir de placas espectroscópicas en los que se han suprimido las irregularidades debidas al grano fotográfico y las líneas carentes de interés o que podrían dificultar la comprensión de las figuras. Las dispersiones son las de los registros observacionales; en cada caso se indicarán las alturas fondo-continuo.

Las síntesis teóricas se han calculado en bloque para los grupos de líneas de cada figura con el fin de considerar los blends y solapamientos entre líneas. Un deseo de clarificación nos ha llevado a representar un corto número de espectros sintéticos.

Obviamente, en todos los casos actuó el modelo teórico seleccionado para HD 18474.

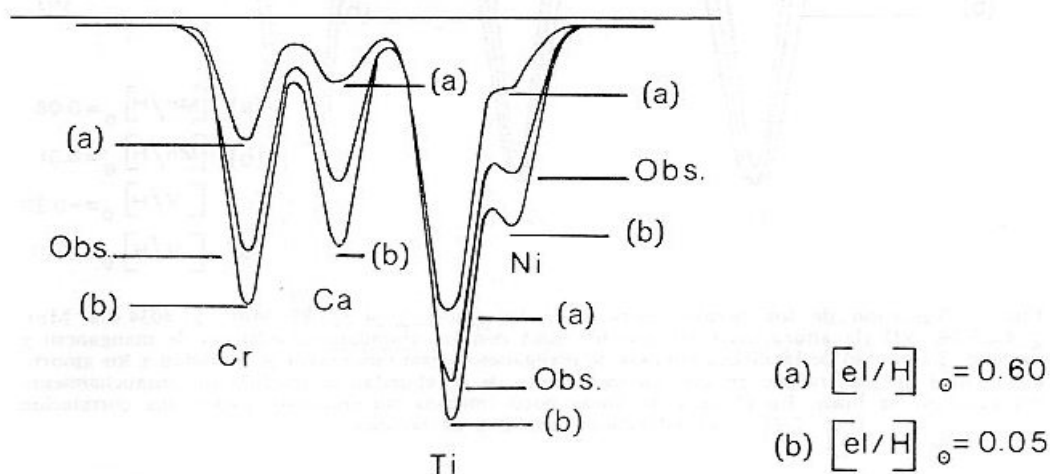


FIG. 3. Variación de las intensidades de las líneas λ 4511.903 CrI, λ 4512.282 CaI, λ 4512.734 TiI, λ 4512.995 NiI con las abundancias relativas de cromo, calcio, titanio y níquel. Altura fondo-continuo: 7.5 cm.

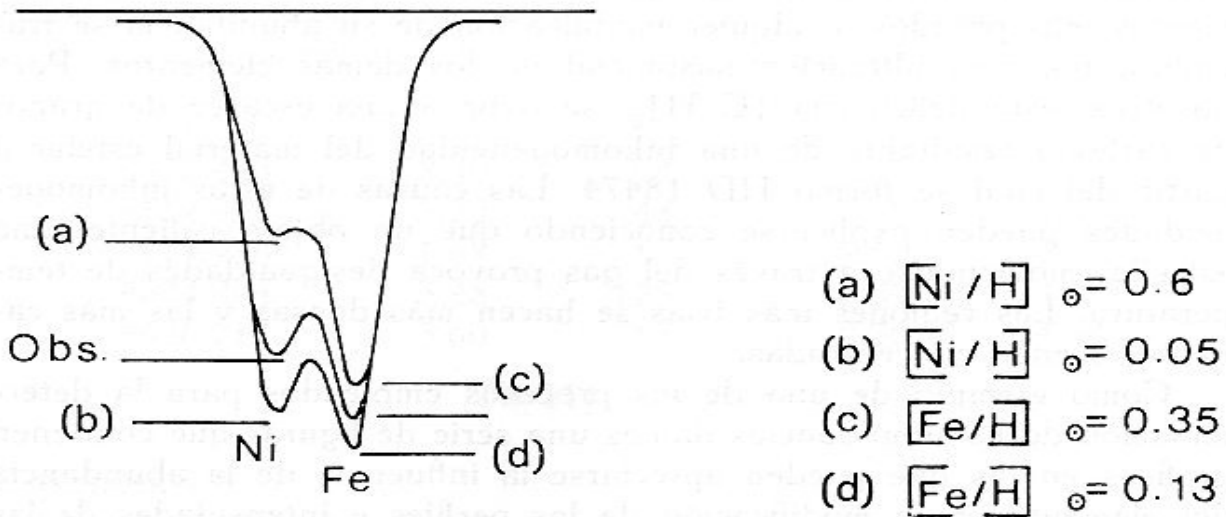


FIG. 4. Variación de las intensidades de las líneas λ 4519.986 NiI, λ 4520.229 FeII con las abundancias de níquel y hierro. La altura fondo-continuo es la misma que en la gráfica anterior.

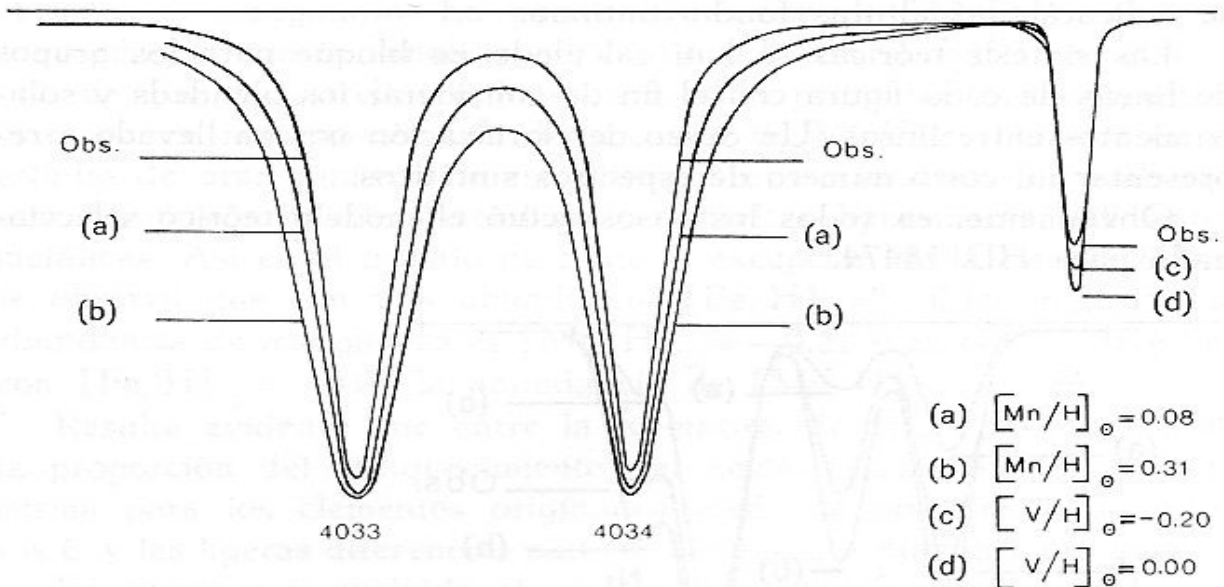


FIG. 5. Variación de los perfiles teóricos de las líneas λ 4033.072 MnI, λ 4034.492 MnI, λ 4036.780 VII (la altura del continuo: 6.5 cm.) con las abundancias relativas de manganeso y vanadio. En el caso de las líneas intensas de manganeso existe una mayor sensibilidad a los amortiguamientos que se traduce en que un incremento de la abundancia produce un ensanchamiento del perfil de la línea. En el caso de líneas poco intensas sin embargo, existe una correlación abundancia-profundidad de la línea.

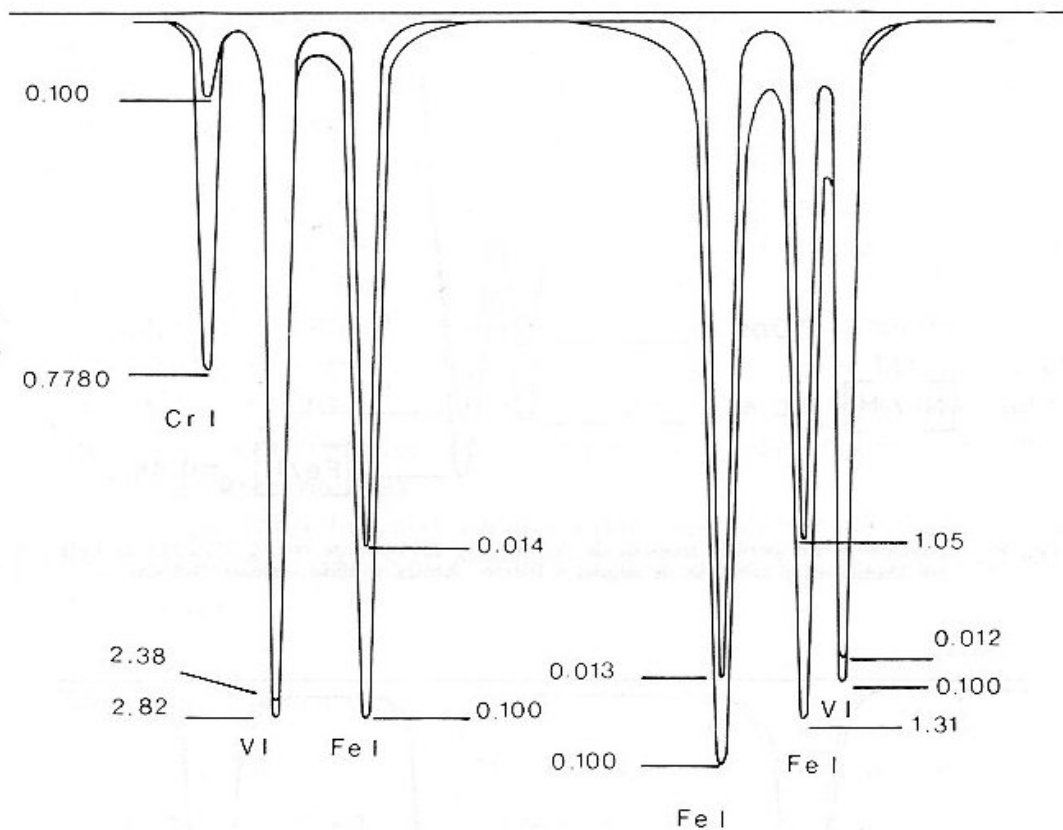


FIG. 6. Variación con la probabilidad de transición de los perfiles teóricos de las líneas λ 4111.451 CrI, λ 4111.787 VI, λ 4112.323 FeI, λ 4114.451 FeI, λ 4114.942 FeI, λ 4115.177 VI.

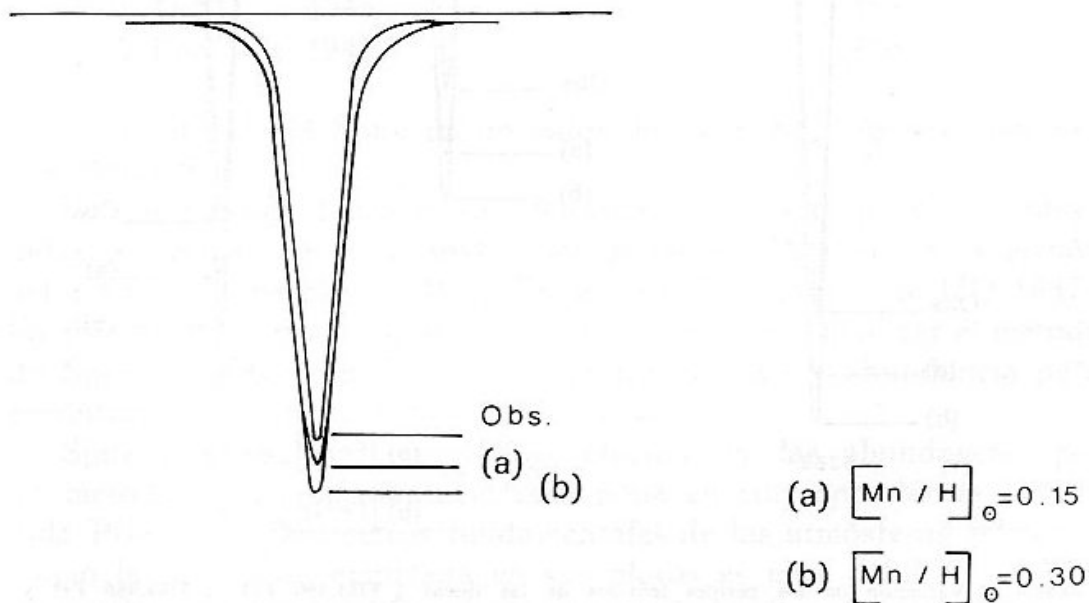


FIG. 7. Variación del perfil teórico de la línea λ 4055.543 de MnI con la abundancia relativa de manganeso. Altura fondo-continuo: 6.8 cm.

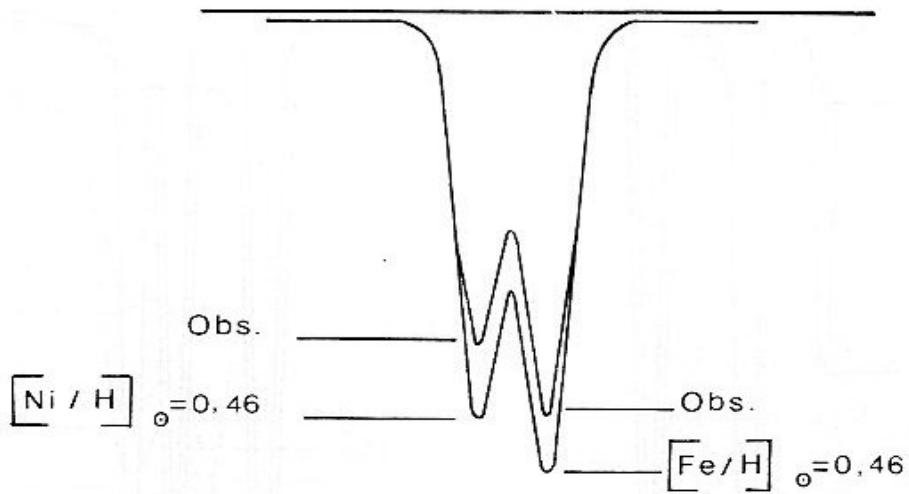


FIG. 8. Variación de los perfiles teóricos de las líneas λ 4519.986 de NiI, λ 4520.229 de FeII con las abundancias relativas de níquel y hierro. Altura fondo-continuo: 7.5 cm.

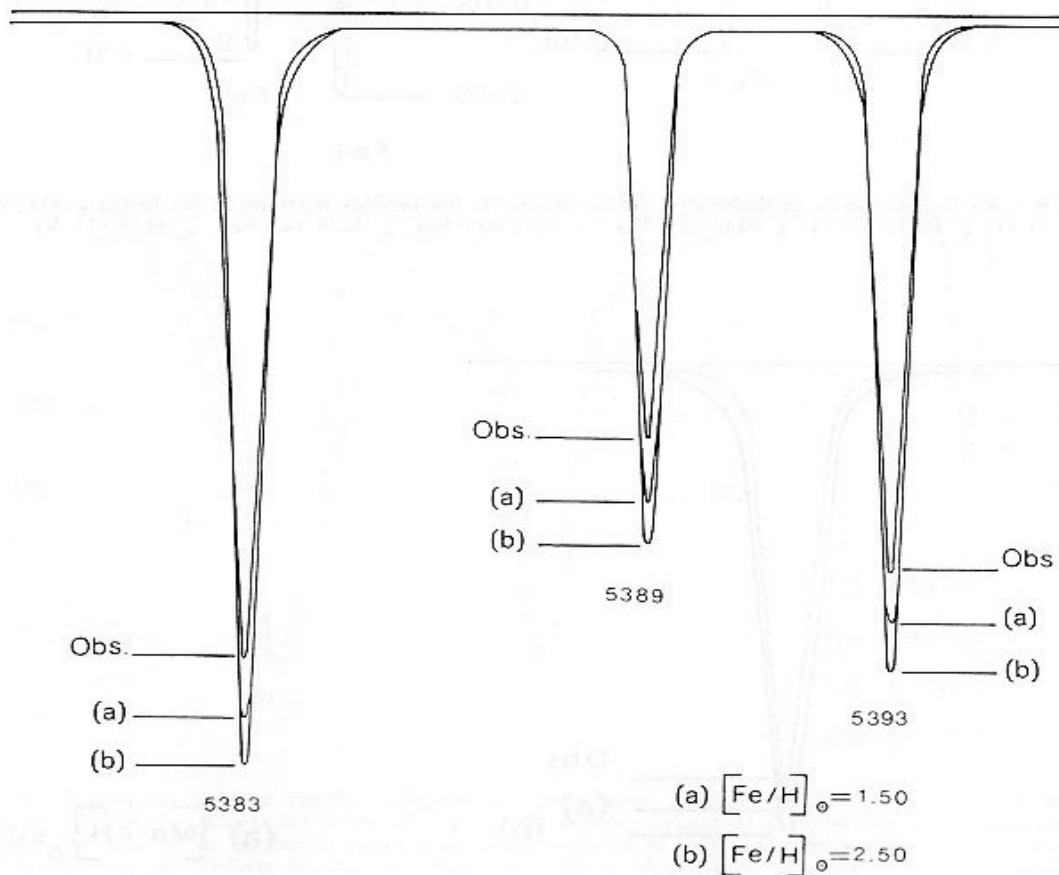


FIG. 9. Variación de los perfiles teóricos de las líneas λ 5383.380 FeI, λ 5389.486 FeI y λ 5393.176 FeI con las abundancias relativas de hierro. Los perfiles observados corresponden a un registro obtenido a partir de una placa de unos 12 Å/mm de dispersión tomada en el Observatorio de Haute Provence.

DISCUSION COMPARATIVA DE LAS ABUNDANCIAS

Siguiendo un orden cronológico consideramos primero los resultados de Greenstein determinados a partir de placas espectrales de baja dispersión recíproca. El cálculo de las abundancias fue realizado a partir de curvas de crecimiento en cuya construcción se emplearon los únicos valores de las probabilidades de transición conocidos en aquella época. Como estos valores eran erróneos en su mayor parte, las abundancias obtenidas lo fueron también.

F. Spite (42) obtuvo la temperatura efectiva y abundancias de hierro y calcio para un cierto número de estrellas entre las que se encuentra HD 18474; nos han llamado mucho la atención los valores obtenidos que son distintos de los nuestros y nos proponemos ver la causa de las discrepancias.

Primero de todo hicimos una comparación entre las temperaturas efectivas obtenidas por Spite y las dadas para las mismas estrellas por otros autores

TEMPERATURAS EFECTIVAS

	Spite (42)	Walker (52)	Willians (58)
α Aur	5662 °K	4960 °K	
HD43039	4800		4656
HD135722	4941		4765
ε And	5195		4873
α Aur	4800		4656
ψ U Ma	4345		4539
δ Boo	4941		4765

Para HD 18474 Spite da un valor de 5538 °K y nosotros obtenemos 4800 °K.

De los valores dados puede deducirse que las temperaturas obtenidas por Spite, son mayores que las dadas por Williams a excepción del caso de la estrella ψ UMa. En el caso de α Aur y de HD 18474 las diferencias son muy grandes por lo que vamos a analizar el método de Spite de obtención de la temperatura efectiva y abundancia para encontrar la razón de estas discrepancias.

Spite obtiene las temperaturas efectivas y las abundancias por un método gráfico mediante el cual pone en correspondencia la medida $P(\lambda)$ y los parámetros fundamentales de las atmósferas estelares. Como la dispersión empleada en sus placas es muy débil, 75 Å/mm, no puede medir las anchuras equivalentes de las líneas, ya que el perfil instrumental es notablemente más grande que el perfil de las líneas, para la mayoría de ellas, pero la profundidad central de la línea es

una función de la anchura equivalente [Cayrel y Taffara (7)], luego es suficiente medir la profundidad de las líneas $P(\lambda)$

$$P(\lambda) = \log I_{\text{cont}}(\lambda) - \log I_{\text{linea}}(\lambda)$$

Spite mide $P(\lambda)$ para 23 líneas de cada estrella estudiada.

La anchura equivalente de una línea intensa depende esencialmente de la temperatura efectiva T_{eff} , de la gravedad g y de la abundancia en metales F . Las medidas de $P(\lambda)$ están en función de la anchura equivalente W_{λ} de la línea, luego son igualmente función de la T_{eff} , de g y de F . Pero es evidente que ciertas líneas son más o menos sensibles a uno u otro de estos parámetros. Por ejemplo se sabe que las anchuras equivalentes de las líneas de la serie de Balmer dependen poco de la gravedad ya que la absorción continua es debida principalmente al ión negativo de hidrógeno y por otro lado estas anchuras equivalentes no dependen más que secundariamente de la abundancia en metales por medio de la presión electrónica. Por la misma razón las líneas ionizadas serán particularmente sensibles a la gravedad. Entonces es posible para Spite encontrar una combinación de ciertas medidas de $P(\lambda)$ que puede poner en correspondencia con los parámetros fundamentales de las atmósferas estelares.

Así a partir de distintas líneas, más o menos sensibles a los diferentes parámetros fundamentales, puede determinar empíricamente una cantidad que está en buena correlación con uno solo de los parámetros. Esta correlación puede servir a determinar dicho parámetro para toda estrella en la que se han medido los diferentes valores de $P(\lambda)$. Spite estudia 128 estrellas de las cuales 41, cuyo parámetro fundamental T_{eff} está bien estudiado por otros autores, las utiliza para hallar la correlación de la temperatura efectiva y a partir de ella obtiene la T_{eff} para las restantes estrellas.

Para hallar las abundancias utilizó 72 estrellas para definir las correlaciones y obtuvo las abundancias de $[\text{Fe}/\text{H}]$ y $[\text{Ca}/\text{H}]$ para las restantes.

Como hemos visto todo el método se basa en la medida de la profundidad central $P(\lambda)$ de las 23 líneas elegidas por Spite en cada estrella. Las longitudes de onda de estas 23 líneas están comprendidas entre λ 4072 Å que es la primera línea medida y λ 4384 Å que es la última línea utilizada. Ahora bien, en λ 4200 Å está situada la banda más intensa de CN y cerca de λ 4300 Å está la banda G de CH. Por lo tanto todas las medidas de $P(\lambda)$ de las 23 líneas están afectadas por la absorción de CN y CH; si la estrella es superabundante en CN o en ambas, las medidas de $P(\lambda)$ estarán afectadas y en consecuencia tendrán valores más altos que si la estrella es deficiente en dichas moléculas. Este es nuestro caso, la estrella HD 18474 es pobre en car-

bono y las líneas de las bandas de CN y las de la banda G de CH son muy débiles, cuando aparecen; esto ya ha sido comprobado por mí en un trabajo anterior ya publicado.

De las 41 estrellas elegidas por Spite para construir la fórmula empírica de la temperatura efectiva hemos realizado un análisis del índice fotométrico de CN de acuerdo a su tipo espectral y luminosidad. Todas las estrellas utilizadas como patrón presentan una anomalía de CN positiva o son normales a excepción de dos estrellas, Gr 1830 que es una estrella peculiar de clase de luminosidad V y α Boo otra estrella peculiar de alta velocidad, cuyas anomalías son negativas, es decir son deficientes en CN, pero su deficiencia es inferior a la que presenta HD 18474.

Para el cálculo de abundancias Spite utilizó 72 estrellas, para construir el polinomio empírico, para las que hemos realizado un análisis similar al anterior, llegando a la misma conclusión, ya que las 41 estrellas utilizadas en el cálculo de la temperatura efectiva están incluidas en las 72 estrellas usadas para obtener el polinomio de las abundancias.

Las líneas empleadas para construir los polinomios destinados tanto al cálculo de la temperatura efectiva como de las abundancias, están superpuestas a líneas de CN o CH como hemos visto anteriormente, en consecuencia sus intensidades serán más elevadas. Por tanto, los coeficientes obtenidos están afectados por la absorción de las moléculas y cuando los queramos utilizar para hallar la temperatura efectiva o las abundancias de una estrella muy deficiente en CN o CH, como es el caso de HD 18474 los valores obtenidos no serán correctos.

L. Hansen (31) ha encontrado para HD 18474 los siguientes valores $[\text{Fe}/\text{H}]_{\odot} = -0.48$ y $[\text{Ca}/\text{H}]_{\odot} = -0.48$. El método empleado consistió en construir unos polinomios con algunos índices n, m, f, k, g y u, obtenidos observacionalmente a partir de un sistema de fotometría de banda estrecha. Los índices fueron elegidos en función del grado de coincidencia entre la abundancia obtenida por este procedimiento y la calculada por otros autores a partir de análisis detallados del espectro.

Así, Hansen construye tres polinomios para determinar la abundancia de hierro:

$$[\text{Fe}/\text{H}]_{\odot} = -10.57 g + 7.30 m + 4.49 \quad (1)$$

$$[\text{Fe}/\text{H}]_{\odot} = +2.00 n + 5.94 m - 3.11 f - 1.64 \quad (2)$$

$$[\text{Fe}/\text{H}]_{\odot} = +1.72 n + 3.61 k + 4.78 m - 7.19 \quad (3)$$

Los índices están obtenidos de la siguiente forma:

$$g = 2.5 (\log I_{4389} - \log I_{4271})$$

$$n = 2.5 (\log I_{4271} - \log I_{4174})$$

$$\begin{aligned} k &= 2.5 (\log I_{3910} - \log I_{4057}) \\ m &= 2.5 (2 \log I_{4517} - \log I_{4067} - \log I_{4973}) + \text{cte} \\ f &= 2.5 (\log I_{4973} - \log I_{4057}) + \text{cte} \end{aligned}$$

Las longitudes de onda de los subíndices indican los picos de absorción máxima de la banda estrecha.

La banda centrada en λ 4271 Å comprende un importante grupo de líneas de la banda de CH que tiene su cabeza en λ 4300 Å.

La banda centrada en λ 4174 Å encierra un importante grupo de líneas de la banda de CN con cabeza en λ 4200 Å.

El índice en λ 4057 comprende también varias líneas de CH de intensidad importante tales como λ 4057.733 ($W_{\lambda} = 41$ mÅ), λ 4059.222 ($W_{\lambda} = 23$ mÅ) y λ 4059.502 ($W_{\lambda} = 20$ mÅ).

En consecuencia los índices g , n , k , m y f o sea todos los índices empleados para calcular la abundancia de $[\text{Fe}/\text{H}]$ dependen de la abundancia de CN y CH en un grado importante. Así, como las estrellas utilizadas para testar los polinomios (1), (2) y (3) tal como ϵ Vir y otras no son anómalas en CN y CH, los resultados obtenidos con este procedimiento para estrellas no anómalas en CN y CH están en buen acuerdo con la realidad. Pero cuando la estrella, como es el caso de HD 18474, presenta una deficiencia en CN y CH la abundancia de $[\text{Fe}/\text{H}]_{\odot}$ tiene que ser necesariamente errónea obteniéndose un valor más bajo que el real. Análogamente llegamos a la misma conclusión para la abundancia de $[\text{Ca}/\text{H}]_{\odot}$.

LAS BANDAS MOLECULARES

LA BANDA G DE CH

La banda de vibración (0,0) de la transición electrónica ${}^2\Delta \leftarrow {}^2\Pi$ de la molécula de CH tiene su cabeza de banda en λ 4315 Å. La mayor parte de las líneas constituyentes están superpuestas a las numerosas líneas metálicas de la región. En las estrellas gigantes normales la intensidad de la banda se incrementa a partir de los primeros tipos espectrales G hasta alcanzar un máximo en K3 decreciendo en los tipos posteriores.

Durante mucho tiempo se creyó que el espectro de HD 18474 no presentaba líneas de esta banda y a esta circunstancia se debe el calificativo de peculiar. Hasta la publicación de mi análisis cualitativo del espectro no ha habido ninguna referencia directa en la literatura con respecto a la presencia de esta molécula.

El análisis más completo sobre la banda G en las estrellas gigantes se debe a Griffin y Redman (22) quienes utilizaron la fotometría

de banda estrecha para obtener los índices fotométricos de gran número de estrellas de los últimos tipos G y primeros K. Sin embargo no lograron obtener los índices correspondientes de CH para HD 18474.

Griffin utilizó como banda fotométrica de comparación en el azul el intervalo espectral $\lambda\lambda$ 4230-4270 Å. Estas bandas de comparación deben estar desprovistas de la característica de absorción problema a fin de poderlas utilizar con un mínimo de garantía. Sin embargo en esta región hemos medido dos líneas, λ 4249.60 Å y λ 4274.20 Å de anchuras equivalentes 53 y 31 mÅ respectivamente. De otro lado en la banda de comparación roja $\lambda\lambda$ 4342-4380 Å, hemos identificado la línea λ 4366.50 Å.

Para acabar la banda central, que en fotometría de banda estrecha encierra las líneas más intensas de la región, solamente contiene en este caso las líneas λ 4281.97 Å y λ 4293.12 Å de anchuras equivalentes 12 y 31 mÅ, es decir que la intensidad de la absorción debida a las moléculas de CH es inferior en la banda central que en una de las bandas de comparación.

Para estudiar la abundancia de esta molécula hemos elegido aquellas líneas de la banda cuyas intensidades en los distintos espectros presentan una dispersión $\sigma < 0.002$ Å y que al mismo tiempo fueran lo menos blendadas posible. Estas condiciones limitaron el número de líneas utilizables a las indicadas en la tabla siguiente:

MOLÉCULA DE CH

λ	Ident.	K''	$\log g$	$J'' (J'' + 1)$	$\log W/S$
4313.662	Q1c	3	0.21	15.8	-1.86
4281.977	Q1d + Q2d	22	1.35	506.3	-2.89
4267.395	R3dc	7	0.40	48.8	-1.96
4249.483	R2dc	10	0.49	99.8	-2.03
4240.949	R1cd	10	0.54	120.8	-2.22
4224.859	R1dc	14	0.93	210.3	-2.36
4211.001	R1cd + R2cd	16	0.98	272.3	-2.50

Como las líneas elegidas tienen intensidades inferiores a 40 mÅ podemos considerarlas como líneas débiles y en consecuencia emplear las aproximaciones teóricas correspondientes a estos casos. La anchura equivalente teórica viene dada por

$$W_J \cong \frac{S_J}{2J+1} - N_J \quad (1)$$

Donde $S_J/2J+1$ representa la intensidad rotacional de la línea y N_J el número de partículas en el nivel inicial de número cuántico J . Para

el cálculo de las intensidades teóricas hemos considerado que los dos estados responsables ${}^2\Delta$, ${}^2\pi_+$ pertenecen al caso (2) de Hund (28). Esto es rigurosamente exacto para el primer estado pero no para el segundo, el error cometido es sin embargo inferior al de las medidas de las anchuras equivalentes de las líneas.

De acuerdo con la ley de Boltzmann,

$$N_J \cong (2J+1) \exp [B_v J''(J''+1) - D_v J''(J''+1)^2] e^{hc/kT} \quad (2)$$

donde $B_v J''(J''+1)$ es el término rotacional y $D_v J''(J''+1)^2$ es un término que tiene en cuenta la rigidez del rotador. Como $D_v \cong 10^{-5} B_v$ este término puede desprejarse para valores no muy elevados de $J''(J''+1)$. Los valores de J'' fueron calculados mediante las expresiones

$$J'' = K'' + \frac{1}{2} (Q_1, R_1)$$

$$J'' = K'' + \frac{1}{2} (Q_2, R_2)$$

Admitiendo de acuerdo con Schadee (40) que todas las líneas se forman en una capa isoterma, sustituyendo la ecuación (2) en (1) y tomando logaritmos obtenemos:

$$\log W_J/S_J = \text{cte} - B J'' (J''+1) \frac{hc}{kT} \log e \quad (3)$$

Representando $\log W_J/S_J$ en función de $J'' (J''+1)$, la pendiente de la recta resultante determina la temperatura rotacional de la molécula. Como en el caso de la molécula de CH, $B_v = 1.42 \text{ cm}^{-1}$ sustituyendo este valor y la pendiente resulta:

$$T = - \frac{8.87}{m} = 3548 \text{ }^\circ\text{K}$$

Para un modelo de baja temperatura como el nuestro, ésta es también la temperatura de la capa donde tiene lugar la formación de la molécula. Podemos decir entonces que las moléculas de CH se forman en una capa extremadamente delgada situada a una profundidad óptica $\tau = 2.5 \times 10^{-4}$.

Si ahora expresamos la anchura equivalente en función del número de partículas por cm^3 , podemos escribir

$$W_J = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 f_{el} f_v \frac{S_J}{2J+1} \int_0^\infty g(t) N_{nvJ} dt \quad (4)$$

donde λ es la longitud de onda, e y m es la carga y la masa del electrón, c la velocidad de la luz, f_{el} y f_v son las probabilidades de transición

electrónica y vibracional, N_{nvJ} el número de moléculas por cm^3 en el estado electrónico inicial (n), vibracional (v) y rotacional (J). Una capa de espesor dt contendrá $N_{nvJ} dt$ moléculas. El factor de peso $g(t)$ corrige la absorción y emisión de las capas vecinas.

Reemplazando en la ecuación (4) la profundidad geométrica t por τ_0 , que es la profundidad óptica standard a λ 5050 Å y considerando un estado rotacional $J=0$ la ecuación (4) se convierte en:

$$W_o/S_o = \frac{\pi e^2}{m c^2} \lambda^2 f_{el} f_v \int_0^\infty \frac{g(\tau_0)}{z_0} N_{nvo} d\tau_0 \quad (5)$$

donde N_{nvo} representa el número de moléculas en el estado electrónico n , vibracional v y rotacional 0.

El factor $W_o/S_o f_{el} f_v$ es proporcional a la función que representa la contribución de la abundancia molecular. El factor W_o/S_o puede determinarse a partir de la gráfica de la figura haciendo J'' igual a 0. De esta forma obtenemos

$$\log (W_o/S_o) = -1.84$$

A partir del trabajo de Laborde (32) hemos determinado

$$\log (W_o/S_o)_\odot = -1.32$$

La abundancia de CH en la atmósfera de HD 18474 será

$$[A_{CH}]_\odot = -0.54$$

Esta determinación diferencial es posible ya que la abundancia de H es exactamente la misma en el modelo solar y en el de HD 18474.

Como la estrella es también muy deficiente en carbono puede pensarse en una correlación entre ambas deficiencias y atribuir a la deficiencia en carbono el comportamiento singular de esta estrella.

LA BANDA λ 4200 CN

Hemos intentado realizar una determinación similar para la molécula de CN, pero la abundancia de esta molécula en el Sol es aproximadamente la mitad de la abundancia de CH y las líneas del espectro solar resultan muy débiles en esta región.

En nuestro caso hemos ensayado las bandas (1,1) y (1,2) de la transición electrónica $B^2 \Sigma^+ - X^2 \Sigma^+$ y calculado las intensidades teóricas a partir de las fórmulas de Mulliken. Desgraciadamente el número de líneas que hemos podido medir es muy reducido a causa de la superposición de las líneas metálicas, muy intensas en esta región. La dispersión de las anchuras equivalentes fue muy elevada al representarlas en el diagrama $[\log W/S, J'' (J''+1)]$.

La mejor región para estudiar esta molécula se sitúa por debajo de los 3900 Å. Esta es, sin embargo, una región límite en nuestras placas espectroscópicas y su calidad es mala. En el infrarrojo la dispersión es muy alta y consecuentemente la mayor parte de las líneas aparecen solapadas.

A partir del análisis fotométrico del índice de CN realizado por Griffin para las estrellas gigantes, que ofrecen más garantías que las determinaciones de CH, puede definirse un criterio para medir la anomalía de CN en una estrella; en efecto, el índice de CN es muy sensible a la luminosidad y tipo espectral, entonces si sustraemos del índice observado para una estrella la media de todos los índices correspondientes a las estrellas de su mismo tipo espectral y luminosidad, obtenemos un valor que mide la anomalía relativa de CN. Nosotros hemos encontrado que un 53 % de las estrellas estudiadas presentaban anomalías comprendidas entre -0.05 y $+0.05$. En un 27 % las anomalías eran superior a $+0.05$, en el 15 % de los casos las anomalías fueron inferiores a -0.05 . En este estudio se excluyeron las estrellas de alta velocidad.

Como el índice $R(\text{CN})$ para HD 18474 es 2.08 y el valor que correspondería a su luminosidad y tipo espectral sería 2.17 resulta pues una anomalía de -0.09 quedando por tanto incluida en el 15 % de estrellas con anomalías negativas.

CALCULO DEL COEFICIENTE DE ABSORCION SELECTIVO DEL HIDROGENO

La función de ensanchamiento del hidrógeno, dentro de la teoría general de ensanchamiento Stark cuasiestático, se expresa como

$$S_{n'n}(p, \alpha) d\alpha = \frac{d\alpha}{n'^2 f_{\pm}(n'n)} \sum_j \frac{f_j(n'n)}{c_j(n'n)} H [p, \alpha / c_j(n'n)]$$

donde n y n' son los números cuánticos principales de los estados superior e inferior y el parámetro p se introduce para tener en cuenta el efecto de pantalla y las correlaciones y viene dado por

$$p = 0.0898 N^{1/6} T^{-1/2}$$

N es la densidad de perturbadores cuasiestáticos, T la temperatura, y F_0 tiene su significado habitual

$$\alpha = \frac{\Delta \lambda}{F_0} \quad F_0 = 1.25 \times 10^{-9} N^{2/3}$$

$f_{\pm}(n'n)$ es la suma de las fuerzas del oscilador de todas las componentes desplazadas por efecto Stark, salvo de la componente central

y $f_j(n'n)$ es la fuerza del oscilador de la componente j . Estas fuerzas de oscilador así como las constantes $c_j(n'n)$ han sido tabuladas por Underhill y Waddel (48), $H[p, \alpha/c_j(n'n)]$ es la función de distribución de probabilidad del campo eléctrico descrito para la componente de baja frecuencia calculada por Baranger y Mozer (5).

En las condiciones astrofísicas, para las líneas de hidrógeno, el ensanchamiento Stark domina a todos los otros tipos de ensanchamiento en todo el perfil de la línea, salvo en una pequeña región del centro que está ensanchada por efecto Doppler. El coeficiente de absorción por átomo toma la forma simplificada siguiente

$$ln'n(\Delta\lambda) = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{m c^2} \left(\frac{f \pm (n'n)}{ln'n} \tilde{S}_{n'n}(p, \alpha) \frac{d\alpha}{d\Delta\lambda} + \frac{f_o(n'n)}{|\pi} \frac{H(a, v)}{\Delta\lambda_D} \right)$$

siendo el ensanchamiento total de la línea

$$\tilde{S}_{n'n}(p, \alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{n'n}(p, \alpha - \alpha') B_{n'n}(\Delta\lambda') \frac{d\Delta\lambda'}{d\alpha'} d\alpha' \quad \text{con}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} B_{n'n}(\Delta\lambda) d\Delta\lambda = 1 \quad \text{y} \quad \frac{d\alpha}{d\Delta\lambda} = \frac{1}{F_o(\Delta\lambda)} \left[1 - \frac{dF_o(\Delta\lambda)}{d\Delta\lambda} \right]$$

$B_{n'n}(\Delta\lambda)$ es una función de ensanchamiento que describe todos los tipos distintos al ensanchamiento Stark.

$ln'n$ es un factor de normalización definido por

$$\frac{1}{ln'n} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{n'n}(p, \alpha) \frac{d\alpha}{d\Delta\lambda} d\Delta\lambda = 1$$

$H(a, v)$ es la función de Voigt.

La función de ensanchamiento que tenemos que calcular es

$$S_{n'n}(p, \alpha) \frac{d\alpha}{d\Delta\lambda} = \frac{g(\Delta\lambda)}{F_o(N)} S_{n'n}[p(N^*), \alpha(N)]$$

con

$$g(\Delta\lambda) = 1 - \frac{2}{3} \frac{Ne}{N(\Delta\lambda)} \frac{Z}{(Z+1)^2}$$

Este factor varía de 0.98 a 1, siendo

$$N(\Delta\lambda) = Ne(1.5 + 0.5 \frac{Z-1}{Z+1}) \quad \text{y} \quad Z = \frac{7\Delta\lambda}{\Delta\lambda_L}$$

$\Delta\lambda_L = 0.31 \times 10^{-12} \lambda^2 V^2/F(n'n)$, λ se expresa en cm y V la velocidad en cm sg^{-1} . $F(n'n) = \sum_j f_j / \sum_j f_j$

Vamos a hacer que la densidad de perturbaciones varíe linealmente con $\log (\Delta\lambda/\Delta\lambda_L)$ desde Ne hasta $2 Ne$, en el intervalo comprendido entre $\Delta\lambda_L/25$ y $\Delta\lambda_L$. Por esta razón calculamos el parámetro p con una densidad fija N^* ($N^* = N(\Delta\lambda')$ donde $\Delta\lambda'$ es la semianchura del perfil observado).

Una vez obtenida la función de ensanchamiento, el coeficiente de absorción selectivo del hidrógeno por gramo de materia estelar para una longitud de onda dada y para una capa determinada del modelo vendrá dado por

$$x_\lambda = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{mc^2} \left[f_{\pm}(n'u) S_{n'n}(p, \alpha) \frac{d\alpha}{d\Delta\lambda} + \frac{f_0(n'n)}{\sqrt{\pi}} \frac{H(a, v)}{\Delta\lambda_D} \right] 10^{-z\theta} (1 - 10^{-1.2396} + 10^{-4\theta/\lambda}) (1 - X_{H+}) 2g^2 \frac{X}{m_H} \frac{1}{u_H}$$

siendo m_H la masa del átomo de hidrógeno, X es el número de gramos de hidrógeno dividido por el número de gramos de la materia estelar, g es el peso estadístico del hidrógeno, u_H la función de partición del hidrógeno, X_{H+} es el número de átomos ionizados de hidrógeno y $1 - X_{H+}$ es el porcentaje de átomos neutros de hidrógeno.

Como aplicación hemos obtenido los perfiles teóricos de las líneas de hidrógeno H_β y H_γ para una temperatura efectiva de $4800^\circ K$ y gravedades en la superficie de $\log g=1$ y $\log g=3$.

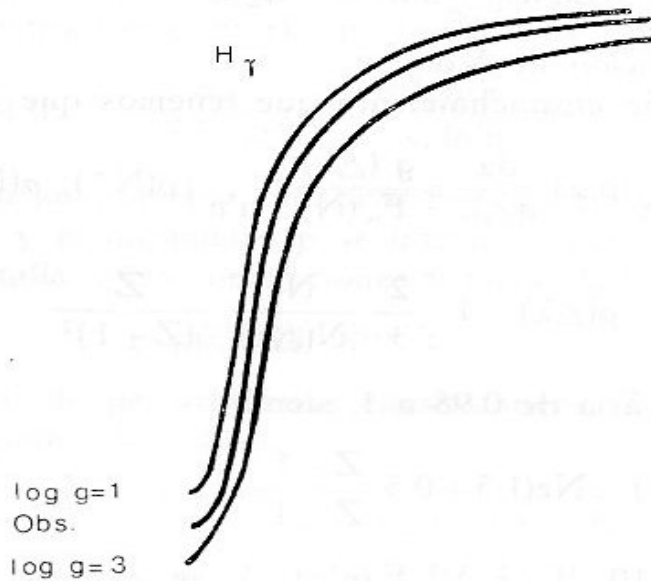


FIG. 10. Variación del perfil con la gravedad en la superficie.

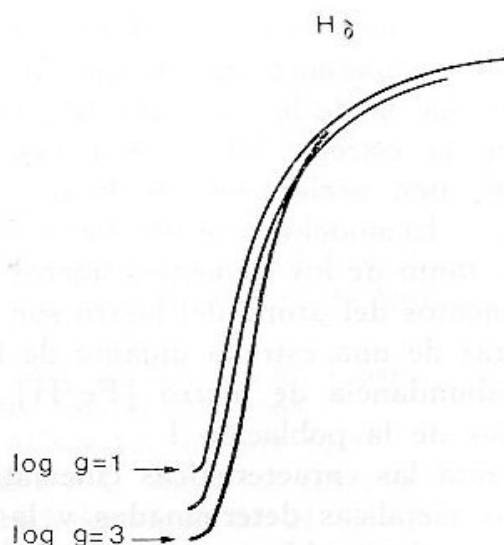


FIG. 11. Variación del perfil con la gravedad en la superficie.

El perfil observado se representa corregido de las fluctuaciones debidas al grano de la placa. En las figuras adjuntas puede observarse que la similitud entre perfiles teóricos y observados es mayor en la línea H_δ que en H_γ donde a causa de su anchura son mayores los efectos debidos al perfil instrumental.

La escasa sensibilidad de los perfiles de estas líneas a las variaciones de la gravedad hace imprecisa de momento su utilización como parámetros de una función que permita el cálculo de la temperatura efectiva y gravedad de la estrella. Y aun cuando la teoría aplicada concuerda, sin embargo, con bastante aproximación no ignoramos que la validez de este experimento está limitada por la falta de corrección del perfil instrumental, por utilizar el espectro de una sola estrella y por el escaso número de líneas de hidrógeno empleadas. La obtención de un número mayor de perfiles está condicionado por la gran cantidad de tiempo de ordenador que exige este proceso con nuestro actual programa de cálculo. Los resultados son suficientemente prometedores como para que intentemos una mejor adecuación del programa a las características específicas del ordenador utilizado y continuemos el estudio de este problema con un número mayor de espectros de estrellas de tipo G.

CONCLUSIONES

La estrella HD 18474 designada en el catálogo de Yale como gigante de tipo Gp es en realidad de tipo espectral G7 y su peculiaridad se debe a una deficiencia en la abundancia de carbono respecto al Sol de $[C/H]_\odot = -0.35$.

La abundancia de la moléculo de CH es $[A_{\text{CH}}]_{\odot} = -0.54$. Una estimación estadística nos permite afirmar que la abundancia de CN es aún más reducida que la de la moléculo de CH.

La atmósfera de la estrella HD 18474 tiene una temperatura efectiva $T_e = 4800^{\circ}\text{K}$, una aceleración de la gravedad en la superficie $g = 467 \text{ cm} \times \text{seg}^{-2}$. El modelo correspondiente se da en la página 34.

Las abundancias, tanto de los elementos ligeros excluidos el carbono, como de los elementos del grupo del hierro son en líneas generales las que cabría esperar de una estrella gigante de los últimos tipos G y primeros K. La abundancia de hierro $[\text{Fe}/\text{H}]_{\odot} = -0.17$ es típica de las estrellas viejas de la población I.

Teniendo en cuenta las características cinemáticas, el tipo espectral, las abundancias metálicas determinadas y la clase de luminosidad de HD 18474, puede establecerse que la deficiencia de carbono en su atmósfera tiene como origen una deficiencia previa de este elemento en el medio interestelar a partir del cual se formó esta estrella.

AGRADECIMIENTOS

Damos las gracias al Profesor Dr. D. José M.^a Torroja por su ayuda, consejos y el alentador interés con que siguió este trabajo; al Profesor Dr. Léo Houziaux, de las Universidades de Mons y Lieja, que nos acogió en su equipo de trabajo y bajo cuya guía realizamos una parte esencial de este trabajo; y al Dr. P. Willians, The Observatories (Cambridge), que nos aclaró puntos de gran interés.

REFERENCIAS

- (1) ALLER, L. H.: *The Atmospheres of the sun and stars*. The Ronald Press, New York, 1963.
- (2) ALLER, L. H., ELSTE, G. y JUGAKU, J.: *Ap. J. Suppl.*, Vol. 3, núm. 25, 1957.
- (3) ARGUE, A. N.: *M.N.R.A.S.*, 133, 475, 1966.
- (4) ARGUE, A. N.: *M.N.R.A.S.*, 135, 23, 1967.
- (5) BARANGER, M.: *Atomic and molecular processes*. Academic Press, New York, 1962.
- (6) BIDELMAN, W. P., *Ap. J.* 111, 333, 1950.
- (7) CAYREL, R. y TAFFARA, S.: *Mem. Soc. Astr. Ital.*, 24, 3, 1953.
- (8) CAYREL, R. y TRAVING: *Mitt. Ast. Geselt. Sonderheft* núm. 1, 1960.
- (9) CAYREL DE STROBEL, G. et al.: *Astron. and Astrophys.*, 7, 40, 1970.
- (10) CORLISS, C. H. y BOZMANN, W. R.: *N.B.S.*, Monograph 53, 1962.
- (11) CHANDRASEKHAR, S. y BREEN, F. H.: *Ap. J.*, 102, 223, 1946.
- (12) DIXON, M. E.: *M.N.R.A.S.*, 131, 325, 1966.
- (13) EDMONS, F. M.; SCHLÜTER, H., y WELLS, D. C.: *M.N.R.A.S.*, 71, 271, 1967.
- (14) FREGUSSON, E., y SCHLÜTER, H.: *Ann. Phys.*, 22, 351, 1963.
- (15) GINGERICH, O.: *Doctoral Thesis*, Harvard Univ., 1961.

- (16) GINGERICH, O.: Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep. N.º 167, 17, 1964.
- (17) GOLDBERG, L., y PIERCE, A. K.: Handbuch der Physik, Vol. 52, Springer, 1959.
- (18) GREENSTEIN, J. L., y KEENAN, P. C.: Ap. J. 127, 172, 1958.
- (19) GREVESSE, N.: Thèses, Univ. de Liège, 1968.
- (20) GRIEM, H. R.; KOLB, A. C., y SHEN, K.: Phys. Rev., 116, 4, 1959.
- (21) GRIEM, H. R.: Ap. J., 136, 422, 1962.
- (22) GRIFFIN, R. F., y REDMAN, R. O.: M.N.R.A.S., 120, 287, 1960.
- (23) GRIFFIN, R. F.: *A photometric Atlas of the Spectrum of Arcturus*. Cambridge Phyl. Soc. Cambridge, 1968.
- (24) HEFFER, H. L., y WALLERSTEIN, G.: Ap. J. Suppl., Vol. 16, 1, 1964.
- (25) HEIDE, K.: Z. Astrophys., 69, 220, 1968.
- (26) HOYLE, F. et al.: M.N.R.A.S., 124, 417, 1962.
- (27) HUBER, M., y TOBEY, F. L.: Ap. J., 152, 609, 1968.
- (28) HUND, F.: Handbuch der Physik Bd. 24. Springer V., Berlin, 1933.
- (29) IBEN, I.: A Rev. Astro. Astrophys., 5, 571, 1967.
- (30) KALKOFEN, W.: *Proceedings first Harvard-Smithsonian Conference on Stellar Atmospheres*, Cam., Mass., 1964.
- (31) DICKOW, P.; GYLDENKERNE, K., y HANSEN, L.: Astron. and Astrophys. Suppl., 2, 1, 1970.
- (32) LABORDE, G.: Ann. d'Astrophys., 24, 89, 1961.
- (33) MENZEL, D. H., y PEKERIS, C. L.: M.N.R.A.S., 96, 77, 1935.
- (34) MIHALAS, D.: Ap. J. Suppl., 9, 363, 1965.
- (35) PAGEL, B. E. J.: I.A.U., Symposium n.º 26, 1966.
- (36) PAGEL, B. E. J.: *Vistas in Astronomy*, Vol. 12. Pergamon Press, Oxford, 1970.
- (37) PEAT, D. W., y PEMBERTON, A. C.: M.N.R.A.S., 140, 21, 1968.
- (38) PECKER, J. C.: Ann. d'Astrophys., 22, 449, 1959.
- (39) RODER, O.: Z. Astrophys., 55, 38, 1962.
- (40) SCHADEE, A.: B.A.N., 18, 312, 1964.
- (41) SCHLÜTER, H., y AVILA, C.: Ap. J., 144, 785, 1966.
- (42) SPITE, F.: Ann. d'Astrophys., 29, 601, 1966.
- (43) SPITE, M.: Ann. d'Astrophys., 31, 269, 1968.
- (44) STEBBIN, J. y KRON, G. E.: Ap. J., 139.
- (45) TATUM, J. B.: Commun. Univ. London Obs., N.º 41, 1961.
- (46) UNDERHILL, A.: Contr. Dom. Ap. Obs., N.º 23, 1951.
- (47) UNDERHILL, A.: Can. J. Phys., 29, 454, 1951.
- (48) UNDERHILL, A., y WADDELL, J.: N.B.S., Circular N.º 603, 1959.
- (49) UNSÖLD, A.: *Physik der Sternatmosphären*. Springer-Verlag, Berlin, 1968.
- (50) UNNO, W.: P.A.S.J., 21, 240, 1959.
- (51) VIDAL, C. R.: Z. Naturf., 19a, 947, 1964.
- (52) WALKER, R. G.: Phil. Trans. R. Soc. London, 264, 209, 1969.
- (53) WARNER, B.: M.N.R.A.S., 139, 1, 1968.
- (54) WARNER, B., y LAMBERT, D. L.: M.N.R.A.S., 138, 143, 1968.
- (55) WIESE, W. L.; SMITH, M. W., y MILES, B. M.: N.S.R.D.S.-NBS, 22, Vol. II, 1969.
- (56) WILDT, R.: Ap. J., 89, 295, 1939.
- (57) WILDT, R.: Ap. J., 90, 611, 1939.
- (58) WILLIAMS, P. M.: M.N.R.A.S., 153, 171, 1971.
- (59) WOLFF, S. C., y WALLERSTEIN, G.: Ap. J., 150, 257, 1967.

PUBLICACIONES DEL SEMINARIO DE ASTRONOMIA Y GEODESIA DE LA UNIVERSIDAD DE MADRID

- 1.—Efemérides de 63 Asteroides para la oposición de 1950 (1949).
- 2.—E. PAJARES: Sobre el cálculo gráfico de valores medios (1949).
- 3.—J. PENSADO: Órbita del sistema visual σ^2 U Maj (1950).
- 4.—Efemérides de 79 Asteroides para la oposición de 1951 (1950).
- 5.—J. M. TORROJA: Corrección de la órbita del Asteroide 1395 «Aribeda» (1950).
- 6.—R. CARRASCO y J. M. TORROJA: Rectificación de la órbita del Asteroide 1371 «Resi» (1951).
- 7.—J. M. TORROJA y R. CARRASCO: Rectificación de la órbita del Asteroide 1560 (1942 XB) y efemérides para la oposición de 1951 (1951).
- 8.—M. L. SIEGRIST: Órbita provisional del sistema visual Σ 728-32 Orionis (1951).
- 9.—Efemérides de 79 Asteroides para la oposición de 1952 (1951).
- 10.—J. PENSADO: Órbita provisional de Σ 1883 (1951).
- 11.—M. L. SIEGRIST: Órbita provisional del sistema visual Σ 2052 (1952).
- 12.—Efemérides de 88 Asteroides para la oposición de 1953 (1952).
- 13.—J. PENSADO: Órbita de ADS 9380 = Σ 1879 (1952).
- 14.—F. ALCÁZAR: Aplicaciones del Radar a la Geodesia (1952).
- 15.—J. PENSADO: Órbita de ADS 11897 = Σ 2438 (1952).
- 16.—B. RODRÍGUEZ SALINAS: Sobre varias formas de proceder en la determinación de periodos de las mareas y predicción de las mismas en un cierto lugar (1952).
- 17.—R. CARRASCO y M. PASCUAL: Rectificación de la órbita del Asteroide 1528 «Conrada» (1953).
- 18.—J. M. GONZÁLEZ-ABOIN: Órbita de ADS 1709 = Σ 228 (1953).
- 19.—J. BALTÁ: Recientes progresos en Radioastronomía. Radiación solar hiperfrecuente (1953).
- 20.—J. M. TORROJA y A. VÉLEZ: Corrección de la órbita del Asteroide 1452 (1938 DZ₁) (1953).
- 21.—J. M. TORROJA: Cálculo con Cracovianos (1953).
- 22.—S. AREND: Los polinomios ortogonales y su aplicación en la representación matemática de fenómenos experimentales (1953).
- 23.—J. M. TORROJA y V. BONGERA: Determinación de los instantes de los contactos en el eclipse total de sol de 25 de febrero de 1952 en Cogo (Guinea Española) (1954).
- 24.—J. PENSADO: Órbita de la estrella doble Σ 2 (1954).
- 25.—J. M. TORROJA: Nueva órbita del Asteroide 1420 «Radcliffe» (1954).
- 26.—J. M. TORROJA: Nueva órbita del Asteroide 1557 (1942 AD) (1954).
- 27.—R. CARRASCO y M. L. SIEGRIST: Rectificación de la órbita del Asteroide 1290 «Albertine» (1954).
- 28.—J. PENSADO: Distribución de los periodos y excentricidades y relación período excentricidad en las binarias visuales (1955).
- 29.—J. M. GONZÁLEZ-ABOIN: Nueva órbita del Asteroide 1372 «Haremari» (1955).
- 30.—M. DE PASCUAL: Rectificación de la órbita del Asteroide 1547 (1929 CZ) (1955).

(Continúa en la tercera de cubierta)

- 31.—J. M. TORROJA: Órbita del Asteroide 1554 «Yugoslavia» (1955).
- 32.—J. PENSADO: Nueva órbita del Asteroide 1401 «Lavonne» (1956).
- 33.—J. M. TORROJA: Nuevos métodos astronómicos en el estudio de la figura de la Tierra (1956).
- 34.—D. CALVO: Rectificación de la órbita del Asteroide 1466 «Mündleria» (1956).
- 35.—M. L. SIEGRIST: Rectificación de la órbita del Asteroide 1238 «Predappia» (1956).
- 36.—J. PENSADO: Distribución de las inclinaciones y de los polos de las órbitas de las estrellas dobles visuales (1956).
- 37.—J. M. TORROJA y V. BONGERA: Resultados de la observación del eclipse total de sol de 30 de junio de 1954 en Sydkoster (Suecia) (1957).
- 38.—ST. WIERZBINSKI: Solution des équations normales par l'algorithme des cracoviens (1958).
- 39.—J. M. GONZÁLEZ-ABOIN: Rectificación de la órbita del Asteroide 1192 «Prisma» (1958).
- 40.—M. LÓPEZ ARROYO: Sobre la distribución en longitud heliográfica de las manchas solares (1958).
- 41.—F. MÚGICA: Sobre la ecuación de Laplace (1958).
- 42.—F. MARTÍN ASÍN: Un estudio estadístico sobre las coordenadas de los vértices de la triangulación de primer orden española (1958).
- 43.—ST. WIERZBINSKI: Orbite Améliorée de η 4539 = γ Cen = Cpd $-48^{\circ},4965$ (1958).
- 44.—D. CALVO BARRENA: Rectificación de la órbita del Asteroide 1164 «Kobolda» (1958).
- 45.—M. LÓPEZ ARROYO: El ciclo largo de la actividad solar (1959).
- 46.—F. MÚGICA: Un nuevo método para la determinación de la latitud (1959).
- 47.—J. M. TORROJA: La observación del eclipse de 2 de octubre de 1959 desde El Aaiun (Sahara) (1960).
- 48.—J. M. TORROJA, P. JIMÉNEZ-LANDI y M. SOLÍS: Estudio de la polarización de la luz de la corona solar durante el eclipse total de sol del día 2 de octubre de 1959 (1960).
- 49.—E. PAJARES: Sobre el mecanismo diferencial de un celóstato (1960).
- 50.—J. M. GONZÁLEZ-ABOIN: Sobre la diferencia entre los radios vectores del elipsoide internacional y el esferoide de nivel (1960).
- 51.—J. M. TORROJA: Resultado de las observaciones del paso de Mercurio por delante del disco solar del 7 de noviembre de 1960 efectuadas en los observatorios españoles (1961).
- 52.—F. MÚGICA: Determinación de la latitud por el método de los verticales simétricos (1961).
- 53.—M. LÓPEZ ARROYO: La evolución del área de las manchas solares (1962).
- 54.—F. MÚGICA: Determinación simultánea e independiente de la latitud y longitud mediante verticales simétricos (1962).
- 55.—P. DÍEZ-PICAZO: Elementos de la órbita de la variable eclipsante V 499 Scorpionis (1964).
- 56.—J. M. TORROJA: Los Observatorios Astronómicos en la era espacial (1965).

(Continúa en la segunda de cubierta)

- 57.—F. MARTÍN ASÍN: Nueva aportación al estudio de la red geodésica de primer orden española y su comparación con la red compensada del sistema europeo (1966).
- 58.—F. SÁNCHEZ MARTÍNEZ: La Luz Zodiacal. Luz del espacio interplanetario (1966).
- 59.—J. M. GONZÁLEZ-ABOIN: Variaciones de las coordenadas geodésicas de los vértices de una red, por cambio de elipsoide de referencia (1966).
- 60.—F. SÁNCHEZ MARTÍNEZ y R. DUMONT: Fotometría absoluta de la raya verde y del continuo atmosférico en el Observatorio Astronómico del Teide (Tenerife), de enero de 1964 a julio de 1965 (1967).
- 61.—M. REGO FERNÁNDEZ: Estudio del espectro de la estrella 31 Aql. en la región $\lambda\lambda$ 4000-6600 Å (1969).
- 62.—C. MACHIN: Mareas terrestres (1969).
- 63.—J. M. TORROJA: La estación para la observación de satélites geodésicos de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Madrid (1969).
- 64.—M. J. SEVILLA: Reducción automática de posiciones de estrellas (1970).
- 65.—J. M. TORROJA: Memoria de las actividades del Seminario de Astronomía y Geodesia de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Madrid en 1969 (1970).
- 66.—M. J. SEVILLA: Los cálculos de estación en triangulación espacial (1970).
- 67.—MANUEL E. REGO: Determinación de las abundancias de los elementos en la atmósfera de la estrella de alta velocidad 31 Aql. (1970).
- 68.—M. J. FERNÁNDEZ-FIGUEROA: Análisis cualitativo del espectro de la estrella peculiar HD 18474 (1971).
- 69.—J. M. TORROJA: Memoria de las actividades del Seminario de Astronomía y Geodesia de la Universidad Complutense de Madrid en 1970 (1971).
- 70.—R. VIEIRA y R. ORTIZ: Descripción de un aparato para medidas de coordenadas (1971).
- 71.—J. M. TORROJA: Memoria de las actividades del Seminario de Astronomía y Geodesia de la Universidad Complutense de Madrid en 1971 (1972).