

UNIVERSITAT DE BARCELONA

DEPARTAMENT D'ASTRONOMIA I METEOROLOGIA



UNIVERSITAT DE BARCELONA



Diseño y caracterización del sistema
fotométrico de la misión Gaia de la Agencia
Espacial Europea

Memoria presentada por
José Manuel Carrasco Martínez
para optar al grado de
Doctor en Física

Barcelona, octubre de 2006

Parte IV

EVALUANDO EL SISTEMA FINAL

*”Cuando estás solucionando un problema, no te preocupes.
Ahora, después de que has resuelto el problema es el momento de preocuparse.”*

Richard Phillips Feynman (1918-1988)
Físico estadounidense

6 Rendimiento fotométrico

En el capítulo anterior hemos establecido los filtros fotométricos que se proponen como mejor opción para cumplir los objetivos científicos de la misión. Esto se ha hecho utilizando la figura de mérito, una herramienta que identifica el conjunto de filtros más sensibles a los parámetros astrofísicos de las estrellas observadas.

Una vez fijados estos filtros, queda por realizar la tarea, nada trivial, de invertir el proceso y recuperar los parámetros astrofísicos partiendo de las observaciones en los filtros del sistema C1 propuesto. Esta labor la lleva a cabo el grupo de clasificación (ICAP), por lo que no pretendemos aquí elaborar los algoritmos de clasificación. En este capítulo simplemente damos unas guías para llevar a cabo este proceso, así como mostrar algunos resultados preliminares de dicha parametrización. Los diagramas color-color aquí mostrados pretenden únicamente mostrar las capacidades del sistema fotométrico. Estos índices pueden ser utilizados en el futuro para crear los algoritmos de clasificación. En Carrasco & Jordi (2005) se simula la fotometría proporcionada por los filtros del sistema C1, fotometría que se utiliza en este capítulo.

Así pues, en la sec. 6.1 analizamos los métodos (diagramas color-color, χ^2 , redes neuronales) para recuperar la información de las estrellas. Ya en las sec. 6.2.1 y 6.2 comentamos cómo se comporta el sistema C1 al tratar estrellas de emisión u objetos no estelares, como por ejemplo los cuásares, respectivamente.

6.1. Recuperar la información astrofísica

Las medidas fotométricas de *Gaia* y demás observables de la misión (astrometría e información de los espectros RVS) son la única información disponible para la clasificación y parametrización de los objetos. Por ello, como no conoceremos ‘a

priori' nada del objeto observado, al contrario de lo asumido en el diseño de los filtros, se debe establecer una estrategia de recuperación de parámetros físicos utilizando sólo dichos observables.

Existen diversas aproximaciones para extraer la información de las estrellas partiendo de las observaciones fotométricas. Tradicionalmente se ha utilizado el cálculo de colores e índices fotométricos (sec. 6.1.1–6.1.3) que permitieran separar grupos de estrellas con distintas propiedades físicas. Más recientemente, se han propuesto métodos más automáticos, sin demasiada supervisión por parte del astrofísico pero que permiten tratar grandes muestras de estrellas y que son matemáticamente fiables para encontrar el mejor resultado (sec. 6.1.4–6.1.5). Ambos métodos no son excluyentes y, de hecho, se debería utilizar todo aquello que facilite la correcta identificación del objeto estudiado. Los diagramas fotométricos se pueden utilizar como herramienta de preclasificación de los métodos más automáticos.

6.1.1. Índices de temperatura y extinción

Los índices de color sensibles a la temperatura son funciones cuasi-lineales de la *temperatura recíproca*, $\theta = 5040/T_{\text{ef}}$. Por eso representaremos los índices respecto a esta θ , en vez de respecto a T_{ef} . Para estrellas más frías de 4000 K los efectos de la metalicidad sobre los colores varían también en función de la temperatura y gravedad consideradas. Los colores $C_{5575} \equiv C1M549-C1M747$, $C_{4755} \equiv C1M467-C1M549$ y $C_{5692} \equiv C1B556-C1B916$, muestran poca dependencia con $[M/H]$ para las estrellas de la secuencia principal entre 3500 y 10000 K, tal y como se muestra en la Fig. 6.1. C_{5692} , color análogo a $V - I$ del sistema de Johnson, tiene además poca dependencia con la gravedad superficial de la estrella. Esta independencia con cualquier otro parámetro que no sea la temperatura permite que, conocido el valor de estos colores, podamos tener una estimación de la temperatura estelar.

El inconveniente de estos colores es que, al estar formados por dos filtros lejanos entre sí en longitudes de onda, se ven afectados de efectos de enrojecimiento. En cambio, la combinación de los filtros de banda ancha e intermedia centrados en la línea H_{α} del sistema C1 (Fig. 6.2) permite obviar esta contrariedad. Este color, que llamaremos índice α , muestra cierta dependencia con la temperatura y/o la gravedad (dependiendo del tipo espectral de la estrella considerada), y su valor casi no depende de la absorción, puesto que los dos filtros involucrados se encuentran

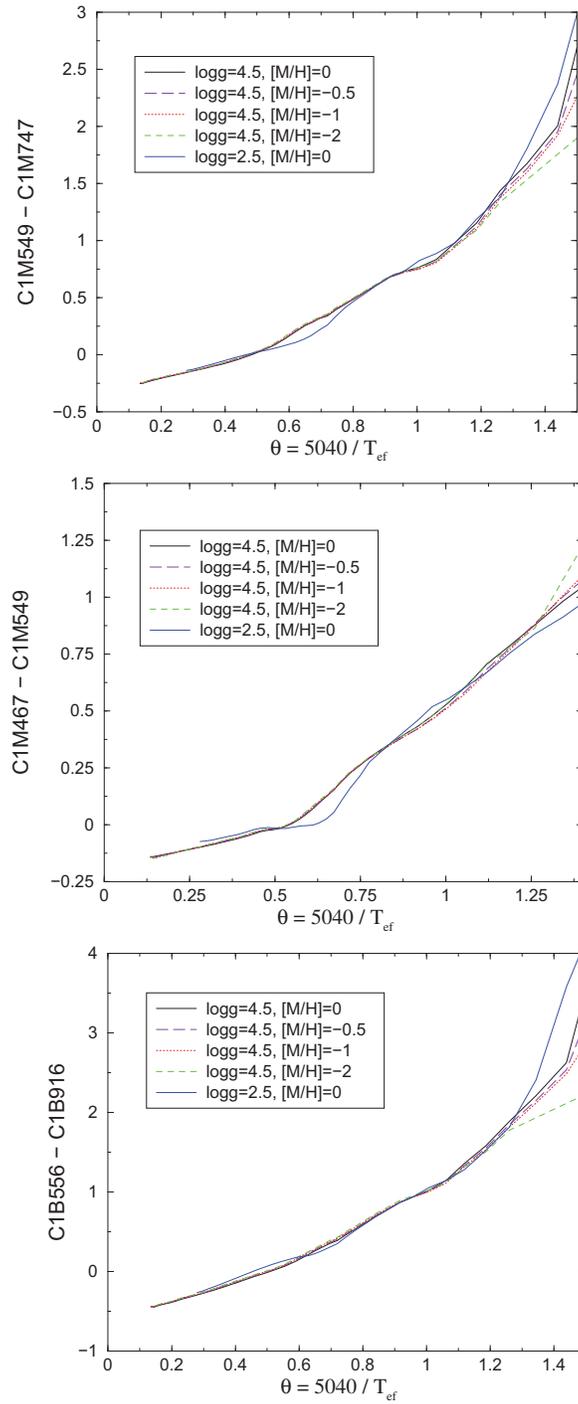


Figura 6.1: Relación de C_{5575} , C_{4755} y C_{5692} con $\theta = 5040/T_{\text{ef}}$ para estrellas con $\log g = 4.5$, $[M/H]$ entre -2.0 y $+0.0$ y T_{ef} entre 50000 y 3500 K. Hay muy poca dependencia con $[M/H]$ para las estrellas con $T_{\text{ef}} > 4000$ K mostrando en este rango una relación unívoca con la T_{ef} . C_{5692} presenta el mayor grado de independencia con la gravedad al representar también gigantes con $\log g= 2.5$ y $[M/H]=0$.

centrados en la misma longitud de onda y, por lo tanto, cada uno de ellos se ve afectado por el enrojecimiento de forma similar, anulándose dicho efecto, pues, al restar las dos magnitudes para construir el color. El hecho de su casi independencia con la absorción interestelar es la que nos hace preferirlo a los arriba mencionados índices de temperatura (ver Fig. 6.3) para ver los excesos del índice α comparados con los de C_{5692}). El índice α , indicador de temperatura entre aproximadamente 4500 y 8500 K, y deja de tener sentido físico para $T_{\text{ef}} < 4500$ K (rango no representado en la Fig. 6.2). Sin embargo, la estrechez del filtro C1M656 hace que para las estrellas más débiles este filtro capte pocos fotones, por lo que su error asociado aumenta. En estos casos, cualquiera de los índices anteriores es preferible.

Podemos combinar el índice α con otro parámetro también independiente de la absorción. De forma general podemos definir índices independientes (a los que llamamos índices Q, Straižys (1992)) de la absorción de la siguiente manera:

$$Q_{1234} \equiv (m_1 - m_2) - \frac{A_1 - A_2}{A_3 - A_4}(m_3 - m_4) \quad (6.1)$$

siendo m_i la magnitud del filtro i y A_i la absorción en el filtro i .

Un ejemplo de estos índices es:

$$Q_{33968296} \equiv (C1M326 - C1M965) - \frac{A_{326} - A_{965}}{A_{825} - A_{965}}(C1M825 - C1M965) \quad (6.2)$$

Si graficamos este índice respecto al índice α de la Fig. 6.2 obtenemos la Fig. 6.4. Así, según sea nuestra observación podemos tener una estimación de la temperatura de nuestra estrella sin que esta estimación se vea afectada por la absorción interestelar.

Conocer la temperatura de la estrella mediante este diagrama u otros similares nos puede permitir conocer la absorción que ha sufrido la luz de la estrella de camino a nosotros. Por ejemplo, lo podemos hacer mediante el diagrama de la Fig. 6.5. Dado que el índice α no se ve afectado por la extinción interestelar, en este diagrama, tan sólo el índice $C_{8296} \equiv C1M825 - C1M965$ cambia su valor por el enrojecimiento de la luz al atravesar el polvo y gas interestelar. Para estimar la absorción interestelar debemos, sabiendo cómo afecta esta absorción al color C_{8296} (línea C), retroceder

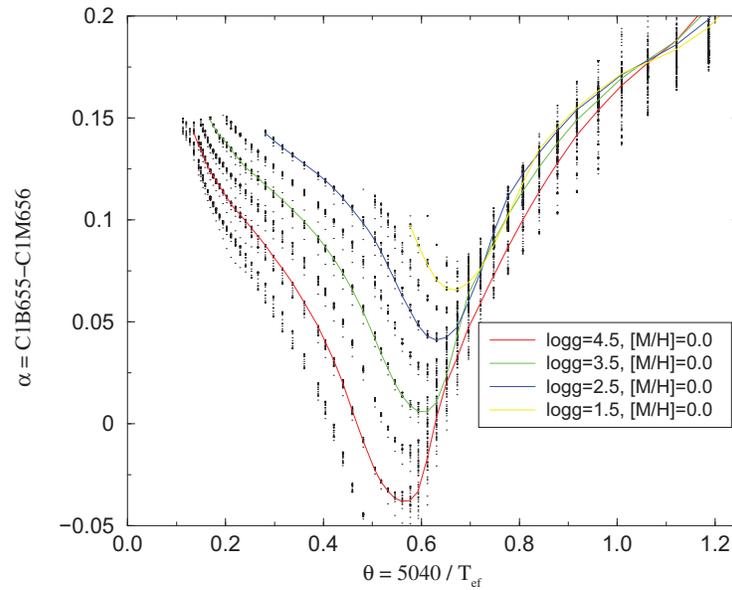


Figura 6.2: El índice $\alpha \equiv C1B655 - C1M656$ es casi invariante a $\log g$ para $T_{\text{ef}} < 8500$ K y, en cambio, para T_{ef} mayores muestra una fuerte dependencia con $\log g$. Esto permite usar el índice α como indicador de luminosidad para estrellas más calientes que las A0 y para determinar T_{ef} para estrellas más frías que una A3 de forma similar al índice β de Strömgen.

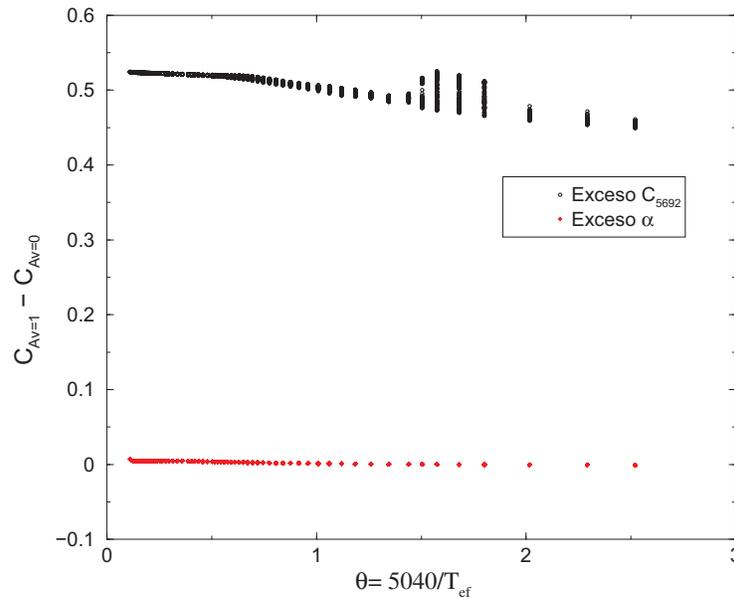


Figura 6.3: Excesos en $\alpha = C1B655 - C1M656$ y $C_{5692} = C1B556 - C1B916$ en función de T_{ef} . El efecto de A_V sobre α es despreciable dado que los filtros que componen el índice α están centrados en la misma λ_o y están afectados casi de la misma forma por A_V .

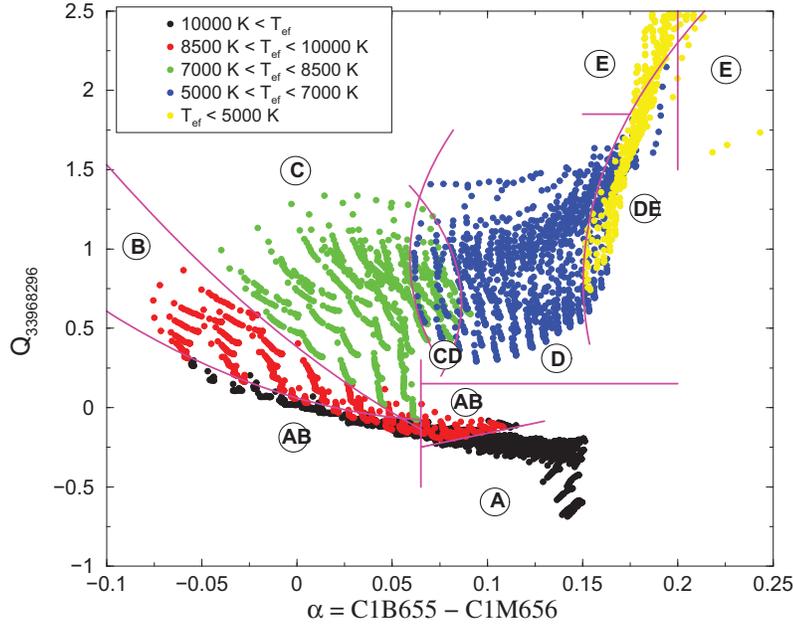


Figura 6.4: El plano $Q_{33968296}-\alpha$ permite separar las estrellas en diferentes regiones en función de la temperatura efectiva. Los puntos de diferentes colores corresponden a distintos intervalos de temperatura en los modelos de BaSeL-2.2 (se presentan diversas gravedades y metalicidades), delimitados por las líneas de color magenta. Tanto $Q_{33968296}$ como α son independientes de la absorción interestelar.

y recuperar el color que tendría la estrella si no estuviera enrojecida (hasta las relaciones A o B, dependiendo de si estamos en el rango frío o caliente respectivamente, cosa que sabremos por ejemplo situando nuestra observación en la Fig. 6.4). La diferencia con el color observado nos indica el enrojecimiento de la estrella (ver Fig. 6.5).

Las relaciones ajustadas son:

$$A : C_o = -0.0341 + 0.0181\alpha_o + 5.24 \alpha_o^2 \quad (6.3)$$

$$B : C_o = 0.1242 - 2.7240 \alpha_o \quad (6.4)$$

$$C : C_{A_V} = C_o + \frac{dC}{dA_V} A_V \quad (6.5)$$

$$\alpha_{A_V}(\equiv \alpha) \sim \alpha_o \quad (6.6)$$

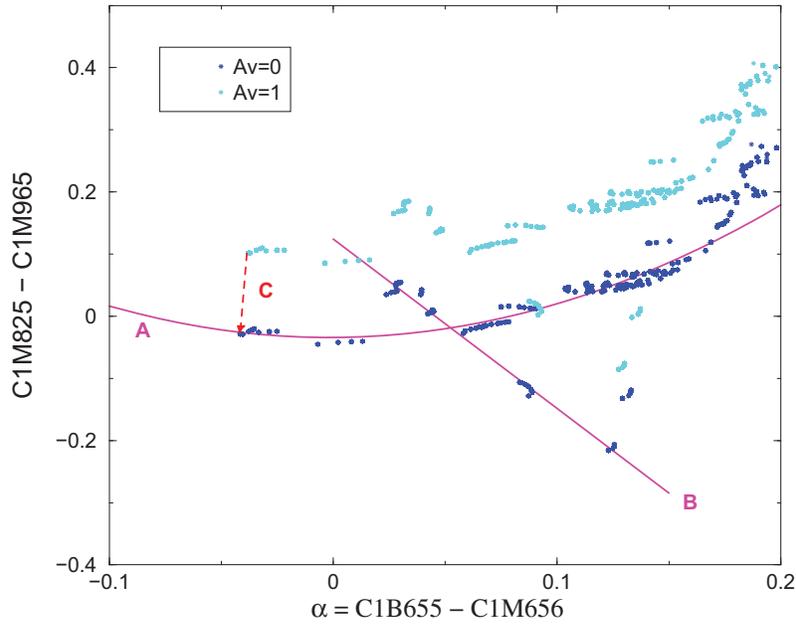


Figura 6.5: Objetivos científicos de la fotometría de *Gaia* definidos en la sec. 3 representados en el diagrama $C_{8296}-\alpha$ mediante simulaciones con la librería espectral de BaSeL-2.2. En azul, las estrellas tal y como se observarían si no estuvieran enrojecidas por el medio interestelar. En cian las mismas estrellas se encuentran absorbidas 1 mag en V . Vemos que esta absorción afecta principalmente al color $C_{8296} = C1M825 - C1M965$ pero que casi no afecta al índice α . Sabiendo que las estrellas al enrojecer siguen una trayectoria como la de C, cuando, al retroceder la observación en cian intersectemos con la relación estándar A (o B en el caso de estrellas calientes) sabremos así calcular un valor aproximado para A_V .

donde $\frac{dC}{dA_V}$ es igual a 0.1303 para estrellas frías e igual a 0.1306 para las estrellas calientes.

A partir de las ec. (6.3–6.6) podemos encontrar el valor de la absorción, tanto para el caso de estrellas frías (ajuste de la parábola A de la Fig. 6.5) como para las calientes (ajuste lineal B). Así obtenemos:

$$A_V^{\text{frías}} = \frac{5.24\alpha^2 + 0.0181\alpha - 0.03407 - C_{A_V}}{-0.1306} \quad (6.7)$$

$$A_V^{\text{calientes}} = \frac{0.1242 - 2.7240\alpha - C_{A_V}}{-0.1303} \quad (6.8)$$

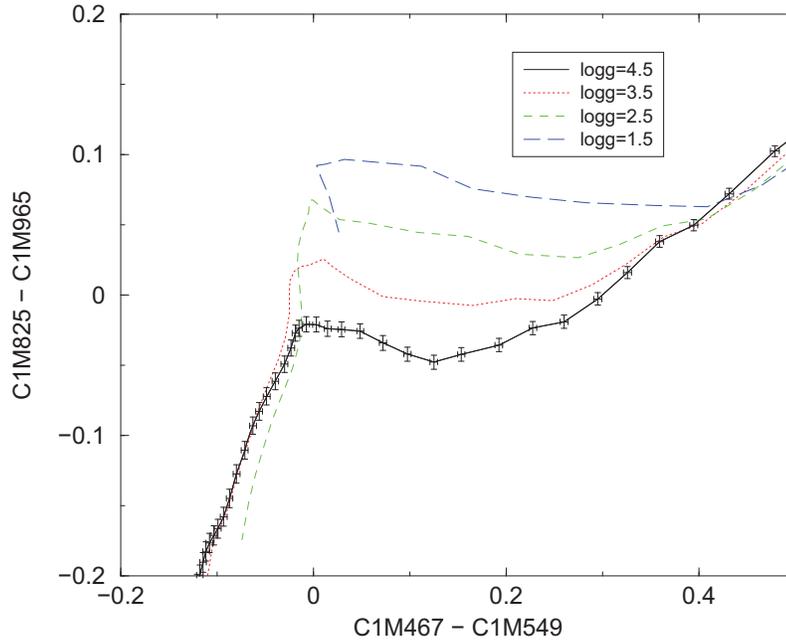


Figura 6.6: Salto de Paschen tal y como se mide con el color $C_{8296} \equiv C_{1M825} - C_{1M965}$ en función de T_{ef} . Se muestran las variaciones debidas a $\log g$ para metalicidad solar. Las barras de error corresponden a observaciones con $G = 15$.

6.1.2. Colores sensibles a la gravedad

El efecto de la gravedad medido por el salto de Paschen es, utilizando el color $C_{8296} \equiv C_{1M825} - C_{1M965}$ de unas 0.15 mag cuando se comparan las estrellas de la secuencia principal y las gigantes luminosas, Fig. 6.6. El salto de Paschen es menor que el de Balmer, por lo que sólo se puede utilizar para estrellas suficientemente brillantes.

El salto de Balmer nos permite derivar la gravedad de las estrellas B, A y F. El filtro C1M326 situado a longitudes de onda menores a la del salto de Balmer, tal y como se ve en la Fig. 6.7, se ve mucho más afectado con cambios en la gravedad superficial de las estrellas que los filtros situados a longitudes de onda mayores al salto. Combinando estos filtros se podrá obtener un color sensible a cambios en la gravedad, tal y como se explicó en la sec. 5.4.

El salto de Balmer se mide de forma precisa, pues, con el índice $C_{3341} \equiv C_{1M326} - C_{1M410}$ (o por $C_{3347} \equiv C_{1M326} - C_{1M467}$, aunque más afectado por efectos

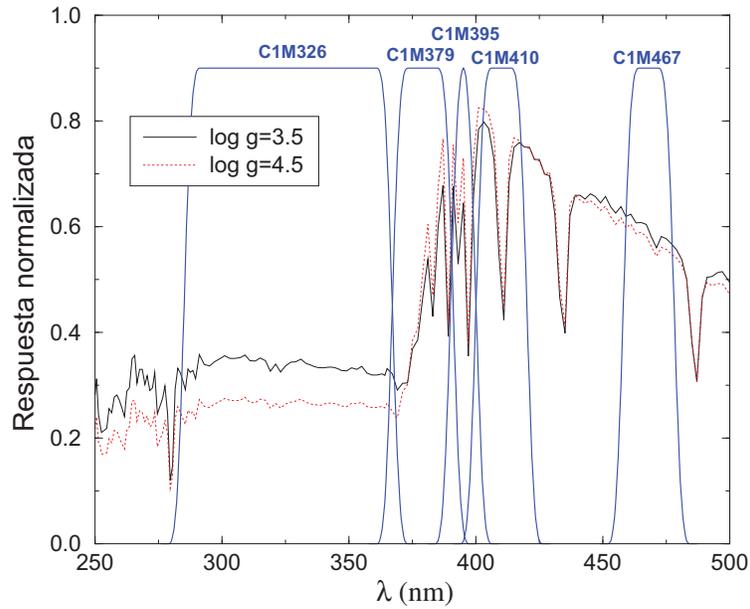


Figura 6.7: Variación del salto de Balmer con la gravedad de las estrellas. El filtro C1M326 varía más que el resto de filtros de la zona cuando cambia la gravedad de las estrellas de tipo A ($T_{\text{ef}} \sim 8500$ K) con $\log g = 4.5$ (línea roja punteada) y con $\log g = 3.5$ (línea negra). Para representar esta gráfica se han utilizado los modelos sintéticos de Kurucz (la escala vertical es arbitraria).

de enrojecimiento) al graficarlo respecto a algún índice de temperatura como los mencionados en la sec. 6.1.1. En la Fig. 6.8 se grafica el color C_{3341} respecto a C_{4755} . Aquí, la amplitud de un cambio de $\log g$ de 4.5 a 1.5 es de unas 0.8 mag, mayor que en el caso del salto de Paschen.

Como ya se ha comentado en la sec. 6.1.1, el índice α , que nos servía como indicador de temperatura para las estrellas frías, para las estrellas calientes se convierte en un índice de gravedad (consultar de nuevo la Fig. 6.2).

Tanto el salto de Balmer como el de Paschen pierden presencia a medida que disminuye la temperatura de la estrella hasta desaparecer completamente. Por ello, se deben buscar otro tipo de indicadores de gravedad. Por ejemplo, también poseemos la información de la paralaje que nos proveerá la astrometría y que nos ayudará a obtener la luminosidad de la estrella.

El filtro C1M506 posee también una gran dependencia con la gravedad para

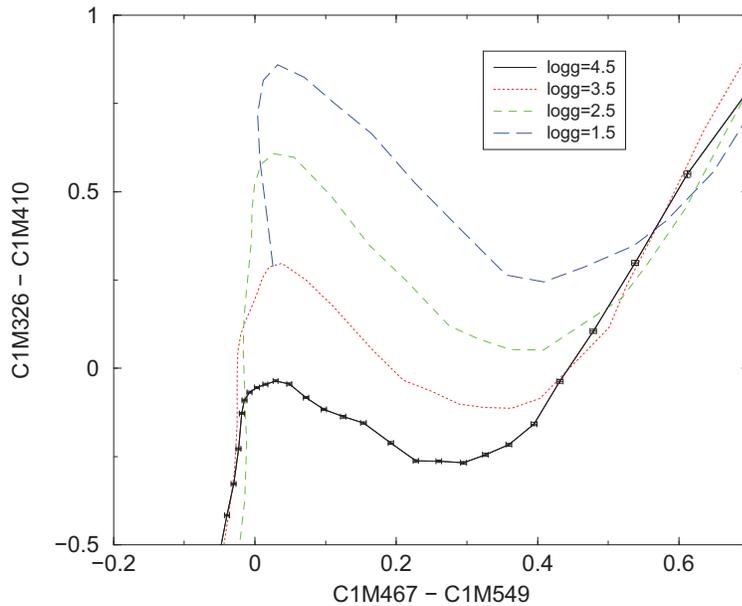


Figura 6.8: Salto de Balmer medido con C_{8296} , en función de $\log g$ y T_{ef} para $[M/H]=0$.

estrellas de tipo G y K, debido a la presencia de bandas asociadas con el magnesio (Mg I y MgH). Para extraer la información de gravedad contenida en este filtro se debe comparar la magnitud asociada con magnitudes cercanas asociadas a pseudocontinuo (como por ejemplo C1M515, que incluye C1M506 y por tanto, la combinación de sus magnitudes nos provee información directa sobre cómo son las bandas de Mg).

Pero la fotometría, con la ayuda de la información del instrumento espectroscópico, también permite determinar $\log g$ debido al hecho de que la anchura equivalente del triplete del calcio depende de dicho parámetro (Cenarro et al. 2002). La anchura equivalente se obtiene al restar el flujo medido en las tres líneas respecto al continuo cercano a cada una de ellas.

Las líneas del triplete del calcio en la región infrarroja del espectro se encuentran representadas en la Fig. 6.9 y son:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda(\text{Ca1}): & 849.6 \text{ nm} - 850.8 \text{ nm} \\ \Delta\lambda(\text{Ca2}): & 853.7 \text{ nm} - 855.0 \text{ nm} \\ \Delta\lambda(\text{Ca3}): & 865.9 \text{ nm} - 867.1 \text{ nm} \end{aligned}$$

De manera que:

$$\text{CaT} \equiv \frac{(A_1 + B_1) - \text{Ca1}}{A_1 + B_1} + \frac{(A_2 + B_2) - \text{Ca2}}{A_2 + B_2} + \frac{(A_3 + B_3) - \text{Ca3}}{A_3 + B_3} \quad (6.9)$$

siendo Ca1, Ca2, Ca3 el flujo integrado en los intervalos de las líneas del triplete y A_i y B_i los flujos integrados en los continuos cercanos al triplete graficados en la Fig. 6.9.

Sin embargo, para calcular la anchura equivalente de este triplete del calcio es preciso previamente extraer la contaminación por líneas de Paschen (Pa1, Pa2 y Pa3) en el rango de longitudes de onda en las que se define el índice CaT (Cenarro et al. 2002) donde:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda(\text{Pa1}): & \quad 846.1 \text{ nm} \quad - \quad 847.4 \text{ nm} \\ \Delta\lambda(\text{Pa2}): & \quad 857.7 \text{ nm} \quad - \quad 861.9 \text{ nm} \\ \Delta\lambda(\text{Pa3}): & \quad 873.0 \text{ nm} \quad - \quad 877.2 \text{ nm} \end{aligned}$$

Calculando PaT de la misma forma que en la ec. (6.9), calcularemos la anchura equivalente corregida del triplete del calcio como:

$$\text{CaT}^* = \text{CaT} - \text{PaT}$$

Al combinar esta medida con un color fotométrico sensible también a la gravedad estelar (por ejemplo, C1M395 – C1M410), se puede lograr un diagrama útil para separar las estrellas de mayor y menor gravedad, tal y como se muestra en la Fig. 6.10 (izquierda) y como ya indicaban Kaltcheva et al. (2003).

Calibrando este diagrama, podemos determinar la gravedad de nuestra estrella. Con esta metodología en mente, hemos realizado una primera clasificación de los ST (Fig. 6.10 derecha). El resultado conseguido es que el 6.3% de las estrellas se clasifican como gravedades dudosas y que sólo el 11.8% se clasifican erróneamente, pero que el 81.9% restante se clasifican correctamente, resultado bastante prometedor para aplicarlo en futuros estudios en los que se utilizaran todos los índices de gravedad y la paralaje de forma simultánea.

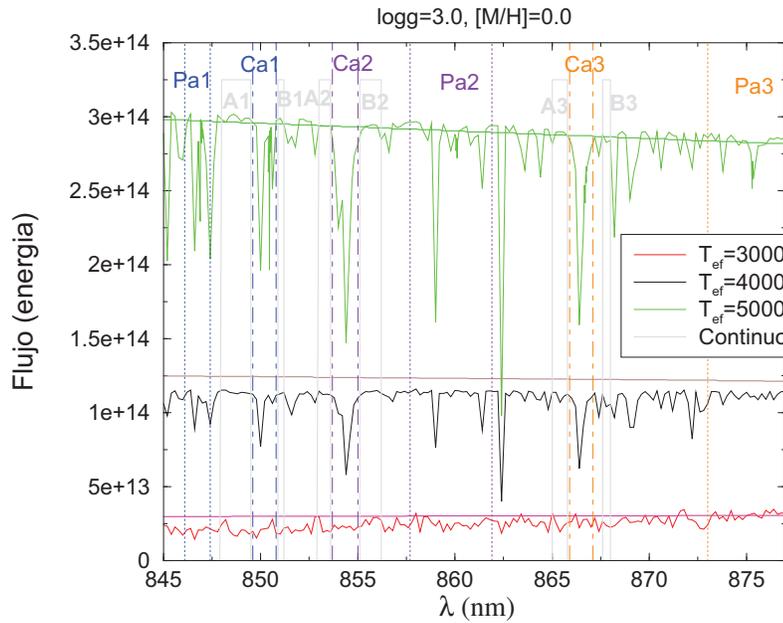


Figura 6.9: Triplete del calcio (Ca1, Ca2 y Ca3) y líneas de Paschen (Pa1, Pa2 y Pa3) en la región cubierta por el filtro C1M825. Las regiones A1, B1 son las regiones de continuo definidas para Ca1, A2 y B2 las de Ca2 y A3 y B3 las de Ca3. Para las líneas de Paschen utilizaremos los mismos continuos que para el triplete del calcio.

6.1.3. Índices de abundancias químicas

En lo relativo a la determinación de las abundancias químicas deberíamos utilizar diagramas en los que se representen magnitudes que midan regiones espectrales (Fig. 6.11) afectadas por las bandas y líneas metálicas (como por ejemplo los colores C1M395–C1M467 o C1M395–C1M410) frente a algún color sensible a la temperatura (el índice α o el análogo a $V-I$ (C1B556 – C1B916) si conocemos previamente la absorción, ver Fig. 6.12).

Para conocer de forma precisa la abundancia química de las estrellas es preciso que tengamos una cierta idea del valor de $[\alpha/\text{Fe}]$, ya que este parámetro está correlacionado con $[\text{M}/\text{H}]$, tal y como se muestra en la Fig. 6.12, derecha. Para romper esta correlación se deberán analizar el máximo número posible de líneas espectrales asociadas a elementos α para comparar distintos comportamientos con $[\text{M}/\text{H}]$ en cada una de ellas.

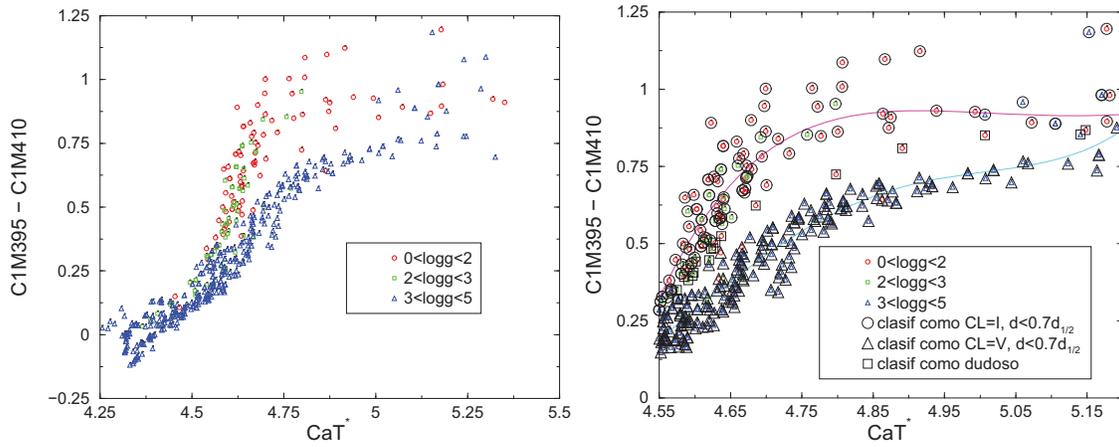


Figura 6.10: *Izquierda*: Color C1M395–C1M410 graficado contra el índice que mide la anchura equivalente del triplete del calcio, CaT^* . Se puede observar cómo los objetivos estelares del sistema fotométrico con gravedades altas (triángulos azules) se separan claramente de las estrellas de gravedades más bajas (círculos rojos y cuadrados verdes). *Derecha*: El mismo diagrama que a la izquierda con las curvas de ajuste para la clasificación de los objetos en alta (triángulos grandes) y baja (círculos grandes) gravedad superficial. Los casos clasificados como dudosos se indican con rectángulos grandes.

$[\alpha/\text{Fe}]$ puede ser estimada con el instrumento RVS, aprovechando el espectro detallado que se obtendrá del triplete del Ca. Wilkinson et al. (2005) menciona que la línea del calcio situada en 854.2 nm se puede observar con RVS con una anchura equivalente de 0.0482 nm cuando $[\text{Ca}/\text{H}] = -3$, y de 0.0245 nm cuando $[\text{Ca}/\text{H}] = -4$ para una estrella de $T_{\text{ef}} = 4500$ K y $\log g = 1.5$, lo cual permite distinguir estas dos gigantes para relaciones señal-ruido mayores que 10 a $V = 15$. Según este resultado, sería posible medir las abundancias de calcio de las gigantes con $[\text{Ca}/\text{H}] < 3.5$ en una esfera de hasta 5-10 kpc (si suponemos $0 < M_V < 1$).

En caso de que conozcamos $[\text{M}/\text{H}]$ mediante la fotometría, se podrían también medir $[\alpha/\text{Fe}]$ con diagramas como los de la Fig. 6.12.

Existen otros trazadores de abundancias químicas, basados en el magnesio o en el óxido de titanio:

El índice de MgH+Mg b: El índice de magnesio independiente de la absorción es $Q_{Mg} \equiv Q_{475155}$, definido según la ec. (6.1) con los filtros C1M467, C1M506 y C1M549. El comportamiento de este índice se muestra en la Fig. 6.13 para las

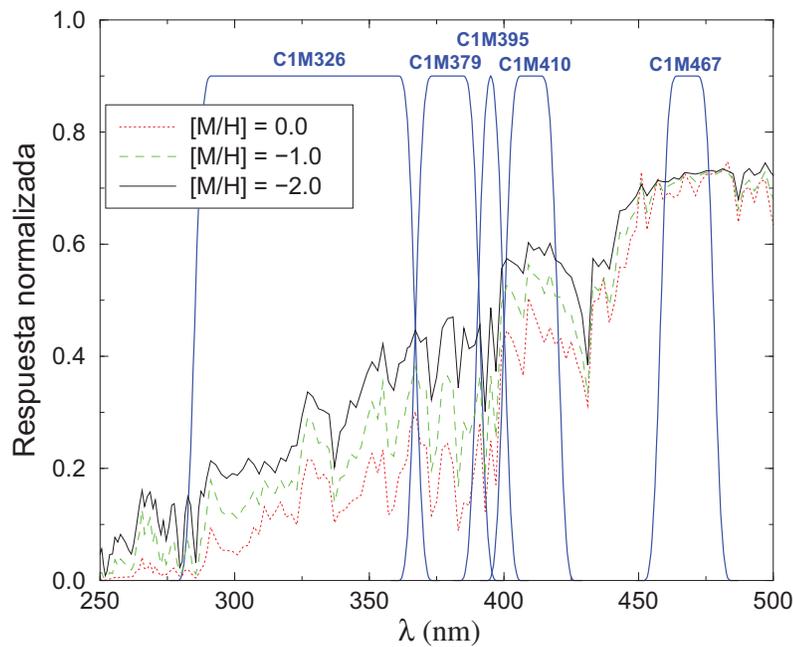


Figura 6.11: El filtro ultravioleta y el efecto de $[M/H]$ para estrellas K2 V ($T_{\text{ef}} \sim 5000$ K, $\log g \sim 4.5$, modelos de Kurucz con escala arbitraria). El “blocking” de las regiones UV es mayor que en el dominio violeta. La diferencia entre los filtros C1M326 o C1M395 y los filtros C1M410 y C1M467 para las K2 V es un indicador de $[M/H]$, como se muestra en la Fig. 6.12.

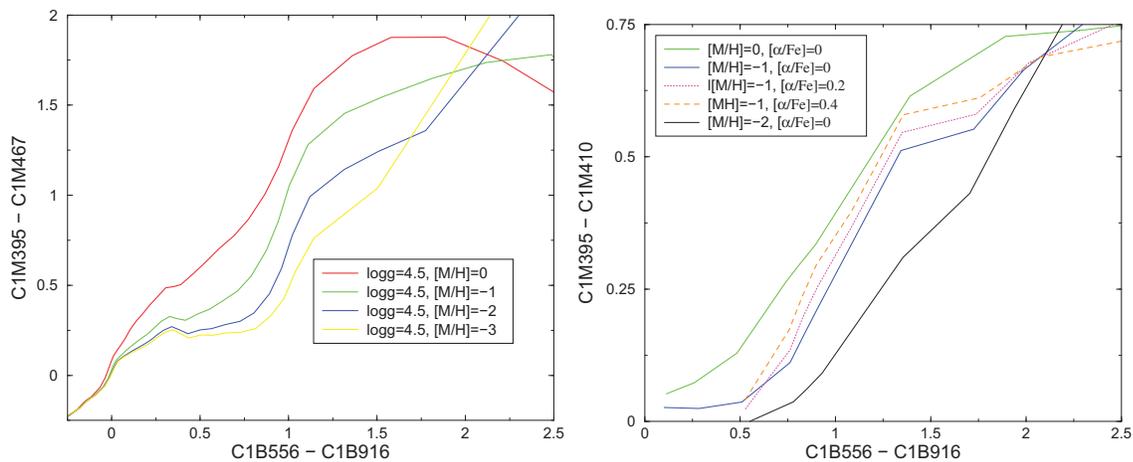


Figura 6.12: *Izquierda*: $C1M395 - C1M467$ respecto a $C1B556 - C1B916$, análogo a $V - I$ de Johnson, para estrellas extraídas de BaSeL-2.2. *Derecha*: $C1M395 - C1M410$ respecto a $C1B556 - C1B916$, para estrellas con $\log g = 4.5$ extraídas de NextGen2. Se grafican también $[\alpha/Fe] \neq 0$ para mostrar cómo pueden influir en la determinación de $[M/H]$ de la estrella.

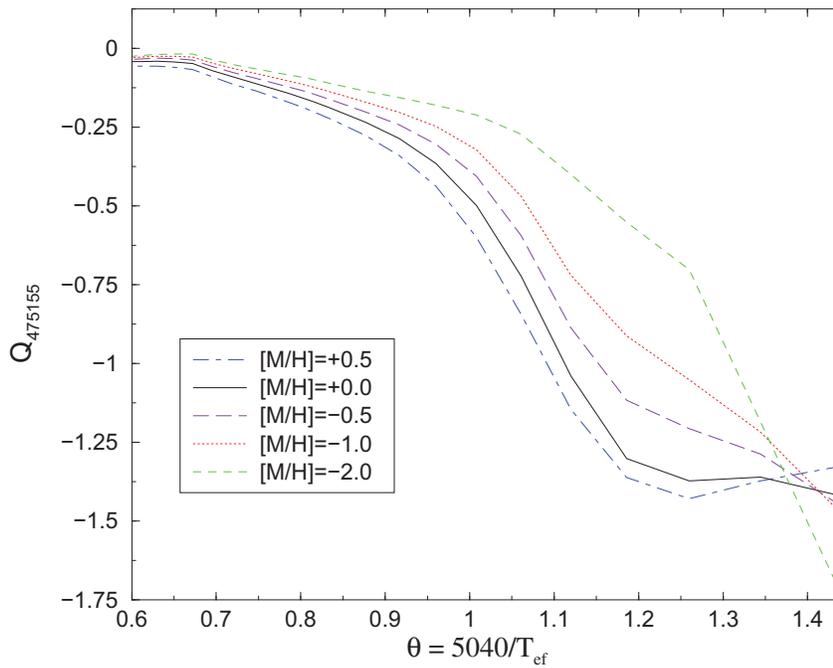


Figura 6.13: El índice del magnesio independiente de la absorción, Q_{475155} , representado respecto a la temperatura recíproca (θ) y estrellas F hasta M de la secuencia principal.

estrellas de la secuencia principal y $[M/H]$ entre $+0.5$ y -2.0 . Si el máximo de intensidad de la banda de absorción $MgH+Mg\ b$ es prácticamente invariante con $[M/H]$, la temperatura del máximo de Q_{Mg} se desplaza a temperaturas menores a medida que $[M/H]$ disminuye. La banda de $MgH+Mg\ b$, sin embargo, también depende de la gravedad, por lo que ésta se debería conocer de antemano, por ejemplo mediante el uso de la paralaje.

La medida del TiO: El sistema C1M tiene situado uno de sus filtros en la banda de TiO alojada en 713 nm, medida con C1M716. Comparando este filtro con los pseudocontínuos cercanos (Fig. 6.14) podemos tener una estimación de la profundidad de esta banda y de $[Ti/H]$, ver Fig. 6.15.

Para las estrellas K y M de la secuencia principal, los índices de TiO así definidos muestran una fuerte dependencia con $[M/H]$, permitiendo una determinación precisa de $[Ti/H]$, una vez que la temperatura ha sido estimada (sec. 6.1.1). La sensibilidad aumenta a medida que la temperatura va disminuyendo (Fig. 6.15), aunque a temperaturas mucho menores empiezan a desarrollarse bandas de VO que contaminan las bandas de titanio.

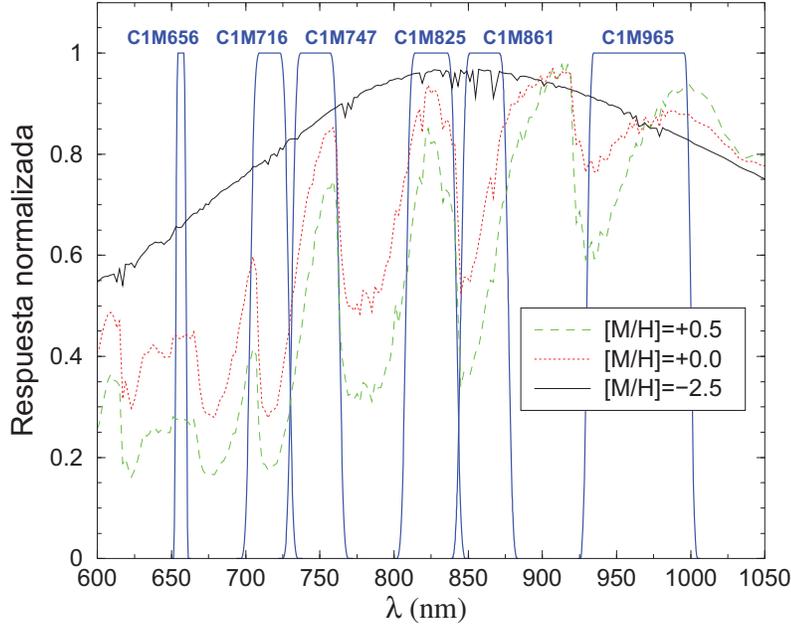


Figura 6.14: El pseudocontinuo de las estrellas M para medir la depresión debida al TiO se puede medir en el filtro C1M747 y en C1M825. El filtro que menor efecto de la absorción tendrá es C1M747, al ser el más cercano a C1M716. Las distribuciones espectrales de energía (en unidades arbitrarias) representadas has sido extraídas de la librería de espectros sintéticos de BaSel-2.2.

6.1.4. Clasificación por χ^2

Dado el gran número de estrellas que observará *Gaia* se hace muy difícil establecer un único método de clasificación optimizado para todos y cada uno de los tipos de objetos observados. Por ello, sería conveniente utilizar algún método automático y útil para el rango más amplio de tipo de estrellas. Éste es el propósito de ésta y de la sec. 6.1.5. En el documento Brown (2003b) se citan los métodos que se están desarrollando para clasificar las estrellas con *Gaia* y sus resultados comparativos.

El ajuste por χ^2 , o por distancia mínima (Bevington & Robinson (1992) entre otros) consiste en minimizar la siguiente función:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \omega_i (m_i^{obs} - m_i^{teor}(T_{ef}, \log g, [M/H], A_V, [\alpha/Fe], \dots))^2 \quad (6.10)$$

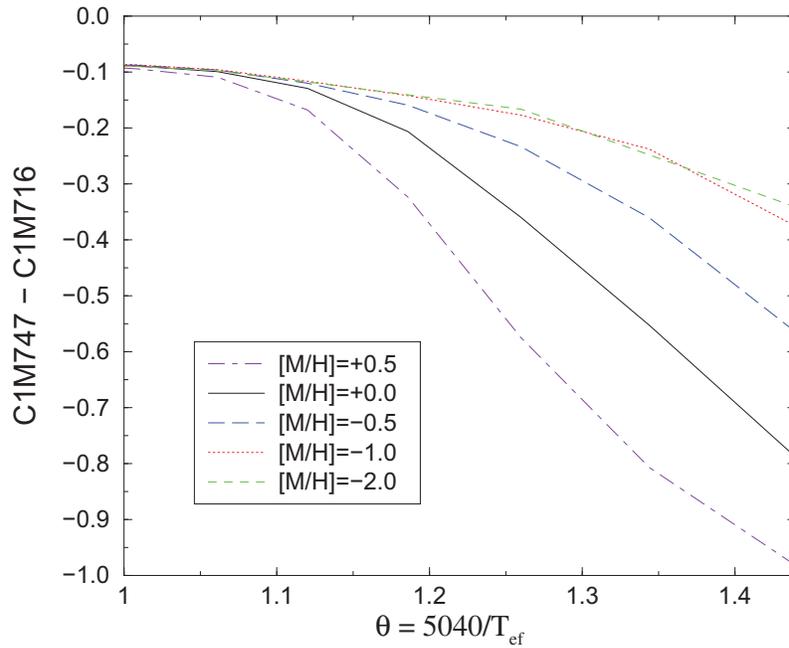


Figura 6.15: Color sensible a la banda de TiO centrada en 713 nm representado para las estrellas de la secuencia principal. La influencia en $[M/H]$ de los modelos de BaSeL-2.2 en estos filtros se debe básicamente a cambios en la abundancia de titanio, por lo que podemos extraer directamente $[Ti/H]$.

lo que significa determinar qué conjunto de parámetros físicos (T_{ef} , $\log g$, $[M/H]$, A_V , $[\alpha/Fe]$,...) tiene la distribución espectral de energía que mejor reproduce las observaciones (m^{obs}), donde n es el número de filtros considerados. Es necesario, por tanto, poseer una malla de magnitudes teóricas observadas en función de los parámetros que queremos ajustar.

Los factores ω_i no son más que pesos y los tomamos como el inverso del error normalizado puesto que las observaciones con errores más pequeños son más fiables que las de errores grandes. Dicho error dependerá del filtro, del tipo de estrella y de su magnitud aparente:

$$\omega_i = \frac{\sigma_i^{-2}}{\sum_{i=1}^n (\sigma_i^{-2})} \quad (6.11)$$

Para poder comparar diferentes problemas físicos (diferente número de filtros, etc.) se utiliza la función χ^2 dividida por el número de grados de libertad del sistema

(que se calcula como la resta $n - N$, del número de filtros observados, n , y el número de parámetros a ajustar, N).

Así pues, calculamos esta función para cada uno de los espectros en la malla de comparación, y aquél espectro que la minimice será el que mejor reproduzca las observaciones. Sus parámetros serán los de la estrella.

La complicación de esta función χ^2 es que nos puede conducir a mínimos secundarios alejados del mínimo absoluto que buscamos si trabajamos con un rango de parámetros de la malla de comparación muy extenso. Para intentar restringir al máximo el tipo de estrellas con las que comparamos nuestra observación podemos utilizar los métodos expuestos en las sec. 6.1.1 – 6.1.3 y acotar las posibilidades utilizando la información conocida previamente al cálculo y minimización de χ^2 .

Los métodos de clasificación propuestos por R. Korakitis, por O. Malkov (Makov 2003) y por V. Malyuto (Malyuto & Schvelidze 2005) utilizan la minimización de la función χ^2 como método de parametrización. Estos métodos son menos eficientes que las redes neuronales, aunque éstas últimas son menos transparentes y no se puede entender tan bien el proceso de parametrización. En cambio, para clasificar los objetos y separar los cuásares del resto de objetos, los métodos de distancia mínima muestran ventaja respecto a las redes neuronales.

En general, los resultados obtenidos por diferentes autores son bastante similares, tal y como señala Brown (2003a) con un estudio hecho para propuestas de sistemas fotométricos anteriores a C1M y C1B (los sistema C1 poseen rendimientos fotométricos mayores que los aquí mencionados). Para estrellas con $A_V < 0.8$ mag los errores absolutos sistemáticos en la temperatura efectiva determinada tiene un valor medio de $|\Delta T_{\text{ef}}/T_{\text{ef}}| \sim 0.05$, excepto para las estrellas de baja metalicidad. Las estrellas con mayores A_V subestiman sistemáticamente las T_{ef} de la mayoría de las estrellas, aunque existen también grupos de estrellas en las que se sobreestiman (principalmente para estrellas con $4000 \text{ K} \leq T_{\text{ef}} \leq 7000 \text{ K}$), mostrando que estos métodos tienen claramente problemas cuando el enrojecimiento interestelar es elevado. La determinación de $[M/H]$ presentaba errores sistemáticos promedio no menores que ~ 0.2 dex.

6.1.5. Redes neuronales

El término *red neuronal* proviene del método inicialmente desarrollado para simular de forma simple el comportamiento del cerebro humano, pero este mismo método puede utilizarse para otros campos científicos no relacionados con el cerebro. El primer uso de este método para la astronomía fue la clasificación espectral descrita en Weaver (1990); Torres-Dodgen & Weaver (1990) y explicada con un poco más de detalle en Weaver & Torres-Dodgen (1995). Las redes neuronales están descritas en abundante bibliografía (por ejemplo, DARPA (1988); Hertz et al. (1991); Zornetzer et al. (1990); Bailer-Jones et al. (1997); Vieira & Ponz (1998)) y los detalles matemáticos completos pueden buscarse allí.

Una red neuronal es un algoritmo que produce una parametrización no-lineal entre un vector de entrada \mathbf{x} y un vector de salida \mathbf{y} . De manera análoga a las neuronas orgánicas, se definen unos *nodos* o *neuronas* interconectados en una red que produce la transformación entre \mathbf{x} e \mathbf{y} . Diferentes tipos de red poseen geometrías de interconexión distintas.

En nuestro caso, el vector \mathbf{x} correspondería a la observación (magnitud en cada filtro, índices de color o combinaciones de magnitudes y colores). La aplicación poseería una o más capas ocultas (los nodos que detectan los rasgos de las observaciones) y el vector de salida sería el conjunto de parámetros físicos (T_{ef} , $\log g$, ...), Fig. 6.16.

Una red neuronal debe ser entrenada mediante el uso de un conjunto de datos donde tanto los vectores de entrada como los de salida se conocen. El propósito de este entrenamiento supervisado es desarrollar un conjunto de interconexiones neuronales ponderadas que minimicen los errores al calcular los vectores de salida. Durante el entrenamiento, los errores se propagan en modo inverso para proveer la información necesaria para alterar los pesos conforme alguna función de propagación.

Willemsen et al. (2004, 2005) utilizan las redes neuronales para aplicarlas en el sistema C1 como método de clasificación utilizando simulaciones de la fotometría generadas por nuestro simulador de la sec. 4.1 (Carrasco & Jordi 2005).

Los resultados (Fig. 6.17) muestran que para las estrellas calientes (de tipo B y A) los errores en $[M/H]$ y T_{ef} son mayores que para estrellas más frías (de tipo G y K), mientras que los errores en $\log g$ y A_V son menores. Para estrellas de tipo

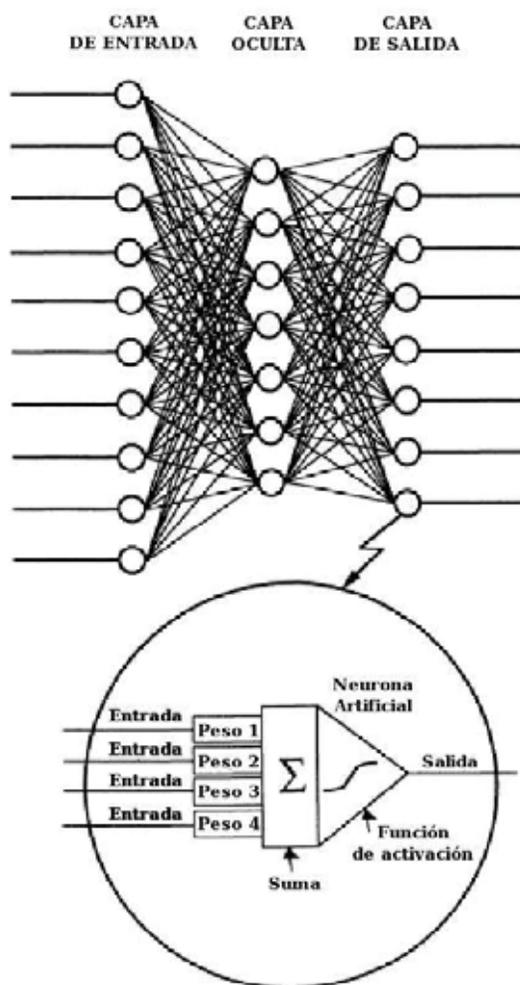


Figura 6.16: *Arriba*: Geometría de una red neuronal completamente conectada con propagación inversa. *Abajo*: Composición de una neurona individual. Figura extraída de Weaver & Torres-Dodgen (1995).

G y más calientes, la extinción se determina bastante bien. Por ejemplo, para las estrellas A se recupera A_V con un error de entre 0.03 y 0.06 mag para $G = 15$ y de entre 0.07 a 0.15 mag para $G = 18$. En cambio, para estrellas más frías (K y M), la determinación de A_V no es tan buena, sobretodo para las estrellas frías altamente enrojecidas.

La metalicidad se puede determinar para objetos fríos (desde los tipos F a los M) con precisiones que van desde los 0.1 a los 0.4 dex, incluso para metalicidades menores a -2.0 dex. Para estas estrellas, $[M/H]$ se puede determinar con 0.1–0.2 dex

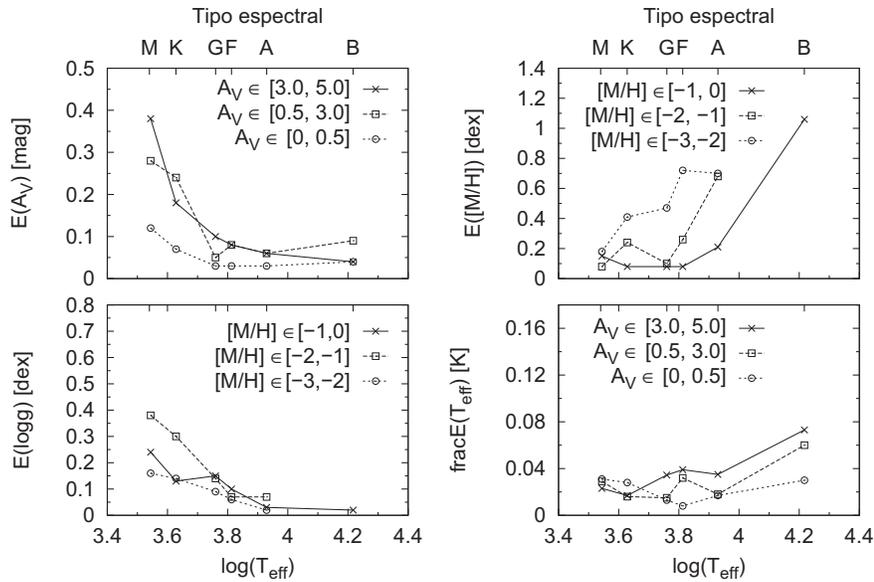


Figura 6.17: Errores en la parametrización para T_{ef} , $\log g$, $[M/H]$ y A_V en función de la temperatura efectiva de la estrella. Cada punto representa el promedio en un intervalo de temperaturas representativo. Excepto para los errores en $\log g$, los resultados se han promediado también para el rango de gravedades de $3.5 < \log g < 5.5$ dex, aunque los resultados no difieren significativamente para las gigantes. Para A_V y T_{ef} , los resultados se muestran para $-1.0 < [M/H] < 0.0$ dex. Para la metalicidad y la gravedad, la absorción interestelar está limitada a $0.0 < A_V < 0.5$ mag. Los errores de T_{ef} son los errores relativos, es decir, divididos por el valor de T_{ef} . Todos los resultados se han obtenido considerando los filtros de C1M a $G = 15$ mag utilizando flujos de fotones simulados para el final de la misión. Willemssen et al. (2004, 2005)

de precisión para estrellas con metalicidades mayores que -2.0 dex. Tal y como se esperaba, la metalicidad de las estrellas se determina peor para las estrellas con temperaturas altas ($T_{\text{ef}} > 6300$ K) y se vuelve prácticamente imposible cuando la magnitud de la estrella es muy grande. Por este motivo en la definición de los ST se eligió asignar prioridad nula a la determinación de la metalicidad de las estrellas calientes (ver cap. 3).

La precisión en la determinación de la gravedad depende de la temperatura, pero es básicamente independiente de la metalicidad. Para las estrellas de $G = 15$ mag se pueden encontrar errores en la gravedad de 0.08–0.4 dex, y para $G = 18$ mag de entre 0.2 y de ~ 0.1 dex. Para estrellas calientes (B y A) obtenemos errores de 0.1 dex, o

incluso mejores para $G = 18$. Esto permite la discriminación de las estrellas distantes de la rama horizontal del halo respecto a las estrellas A de la secuencia principal cercanas, donde la paralaje sea pobre para ayudar en la discriminación.

Los resultados muestran que las precisiones en la parametrización permiten distinguir las gigantes K de las estrellas rojas de la rama horizontal, las estrellas F de las G (aunque no una separación entre gigantes y enanas F-G), y también permiten separar las estrellas A de las estrellas de la rama horizontal, al menos para un número estadísticamente significativo de estrellas. Al tratar estrellas altamente enrojecidas, las temperaturas encontradas tienden a subestimarse.

Las temperaturas se pueden determinar con una precisión a $G = 15$ que varía entre el 1 % y el 5 % para las estrellas de tipo M y A, respectivamente. Para $G = 18$, estas precisiones aumentan hasta el 2 % y el 11 %. La determinación de la temperatura depende de la extinción interestelar. Para valores bajos de la absorción interestelar, $0.0 < A_V < 0.5$ mag, la determinación de T_{ef} es mejor que el 4 % para $G = 15$ y mejor que el 5 % para $G = 18$.

En cuanto a la precisión en $[\alpha/\text{Fe}]$ que se obtiene utilizando las redes neuronales (Willemsen et al. 2005) se ha podido encontrar errores de ~ 0.1 dex para temperaturas bajas e intermedias a $G = 15$ mag y parece que se pueden encontrar precisiones mejores a 0.2 dex para $G < 16.5$ dex.

Todos los resultados con redes neuronales aquí mostrados no utilizan la paralaje para mejorar la determinación de las luminosidades absolutas. En cambio, con el estudio utilizando la FoM este dato sí era usado, La tabla 6.1 muestra la comparación de los valores σ_{post} en el capítulo 5 con los resultados de las redes neuronales. Cuando la paralaje se incorpora a las redes neuronales los resultados mejoran para $\log g$ y $[\text{M}/\text{H}]$ (Willemsen et al. 2004).

6.2. Objetos no prioritarios

Hasta el momento no hemos considerado cómo se comporta el sistema fotométrico de *Gaia* para objetos que no formen parte de la lista de objetos prioritarios para la fotometría de *Gaia* definidos en el capítulo 3. Pero muchos de los objetos excluidos de esta lista poseen una gran importancia en la ciencia que proporcionará *Gaia*,

Tabla 6.1: Comparación de las precisiones obtenidas con la FoM (Jordi et al. 2004q) considerando la paralaje como un parámetro conocido y las obtenidas con las redes neuronales sin considerar la paralaje conocida. (Willemsen et al. 2005)

	Jordi et al. (2004q) (C1M+C1B+ π)				Willemsen et al. (2005) (C1M, no π)			
	A_V	[M/H]	$\log g$	$\sigma_{T_{\text{ef}}}/T_{\text{ef}}$	A_V	[M/H]	$\log g$	$\sigma_{T_{\text{ef}}}/T_{\text{ef}}$
$T_{\text{ef}}=15000$ K, $\log g=4.0$ $A_V=0.3$, $G = 18$	0.031	1.64	0.14	0.055	0.01	1.12	0.10	0.017
$T_{\text{ef}}=9000$ K, $\log g=4.5$, $A_V=5.0$, $G = 18$	0.12	0.91	0.32	0.059	0.16	1.43	0.52	0.11
$T_{\text{ef}}=6000$ K, $\log g=4.0$, $A_V=3.5$, $G = 18$	0.21	0.32	0.41	0.055	0.19	0.93	0.52	0.068
$T_{\text{ef}}=4500$ K, $\log g=4.5$, $A_V=2.0$, $G = 18$	0.16	0.31	0.30	0.024	0.33	0.38	0.72	0.029
$T_{\text{ef}}=4500$ K, $\log g=2.0$, $A_V=1.5$, $G = 15$	0.031	0.049	0.092	0.0054	0.28	0.36	0.38	0.018

aunque no hayan sido determinantes en la definición de los filtros. Es por ello que, una vez fijado el sistema fotométrico, se debe valorar cómo extraer la mayor física posible de estos objetos.

6.2.1. Estrellas con líneas de emisión

Las estrellas con líneas de emisión comprenden una parte relativamente pequeña de todas las fuentes observadas por *Gaia*. Sin embargo, su peculiaridad debe ser identificada y utilizada para distinguirlas de las fuentes ordinarias. Además, varios tipos de estas estrellas de emisión (por ejemplo, las estrellas Wolf-Rayet, WR) son estadios de evolución estelar críticos y *Gaia* debería ser capaz de descubrir nuevos miembros de esta importante familia de estrellas.

Ya se han iniciado algunos estudios sobre la capacidad de los sistemas C1B y C1M para separar y clasificar los diferentes tipos de estrellas de emisión (WR, Be y HAeBe). Cada uno de estos tipos se incluyó en una lista de estrellas reales con variedad de subtipos espectrales y de intensidades en sus líneas de emisión. La fotometría sintética y los errores asociados fueron calculados con el simulador de fotometría del capítulo 4 y se pudieron identificar los índices fotométricos capaces de clasificar este tipo de objetos, por parte de Kolka et al. (2005).

La Fig. 6.18 demuestra que es posible construir índices fotométricos prácticamente libres de enrojecimiento interestelar para utilizarlos en la separación y clasificación de estos objetos.

6.2.2. Cuásares

Los cuásares (QSO) juegan un papel muy importante en la misión *Gaia* puesto que serán los que se utilicen para materializar el sistema de referencia inercial. Además, por supuesto, son objetos muy interesantes por ellos mismos. Sin embargo, el número de cuásares representa únicamente el 0.05 % del número de estrellas. Esto hace que el algoritmo de identificación de QSO sin contaminación estelar deba ser muy eficiente. A pesar de que el movimiento propio, la paralaje y la información de variabilidad ayudará a la correcta identificación de los cuásares, estos observables sólo estarán disponibles con la precisión requerida al final de la misión. Por ello, es importante que la fotometría sea capaz, por sí sola, de distinguir los cuásares de la población estelar.

En el proceso de “blindtesting” explicado en la sec. 5.2, también se incluyó la tarea de clasificación de cuásares a los algoritmos y filtros probados. Los modelos que utilizamos para simular la fotometría de los QSO fueron los de Claeskens et al. (2006). Los resultados obtenidos mostraron que, debidamente entrenados, las rutinas de redes neuronales son capaces de rechazar todas las estrellas, incluyendo las enanas blancas simuladas con los espectros proporcionados por D. Koester en comunicación privada. Sin embargo, en este proceso también se rechazan QSO (quedando sólo un $\sim 20\%$ para $G = 20$ mag), aunque el número de QSO obtenido finalmente permite la determinación del sistema de referencia. Los métodos de distancia mínima rechazan un número menor de cuásares (quedando el $\sim 60\%$ de ellos a $G = 20$ mag) pero, en cambio, aumentan la contaminación por estrellas.

El estudio de los QSO con los filtros del sistema C1 es posible, pudiendo determinar el corrimiento al rojo (z) del objeto. Sin embargo, existe una degeneración de color en el espectro de estos objetos que limita la precisión esperada con esta técnica con $|\Delta z| \simeq 0.2$ en el rango $0.5 < z_{\text{spec}} < 2$. Más detalles de esta clasificación pueden encontrarse en Claeskens et al. (2006).

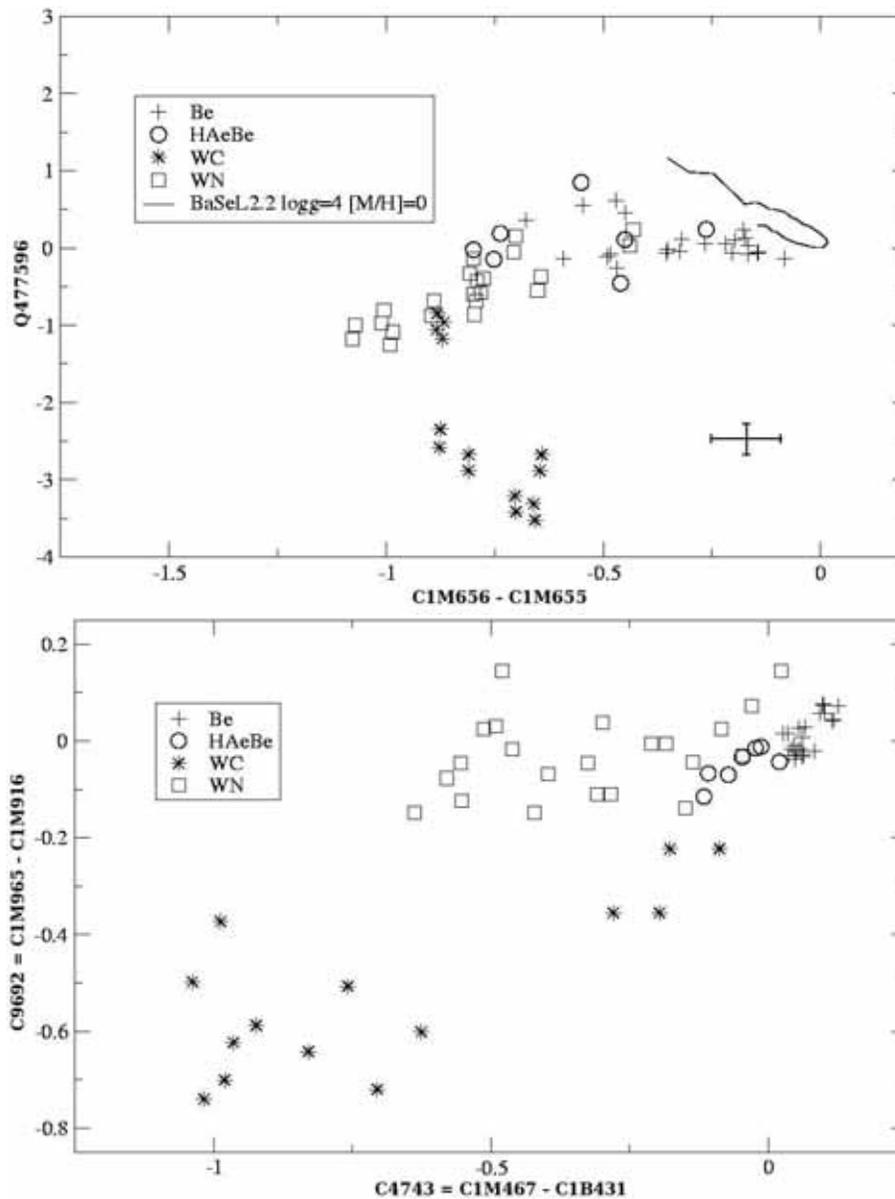


Figura 6.18: *Arriba*: Estrellas de emisión en un diagrama fotométrico prácticamente libre de enrojecimiento interestelar, el índice $Q_{477596} = (C1M467 - C1M747) - 2.285 (C1M747 - C1M965)$. Las estrellas de secuencia principal con metalicidad solar ($T_{ef} = 3500-34000$ K) han sido representadas mediante los flujos sintéticos de la librería de BaSeL-2.2. La cruz representa los errores típicos al final de la misión para una estrella con $V = 19$. *Abajo*: Color $C_{9692} = C1M965 - C1B916$, alojado en la región de CIII a 971.1 nm, respecto al color $C_{4743} = C1M467 - C1B431$, que mide el H δ situado a 468.6 nm. Este diagrama permite separar las estrellas WR (las de carbono, WC, y las de nitrógeno, WN) de las estrellas Be y HAeBe. (Kolka, comunicación privada)

