

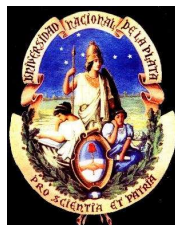
TESIS DE LICENCIATURA

**ESTRELLAS CON FENÓMENO B[e]: MODELO DE
ENVOLTURA DE GAS Y POLVO**

María Florencia Muratore

Directora: Dra. Lydia Cidale

Co-directora: Dra. María L. Arias



Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Universidad Nacional de La Plata

La Plata, marzo de 2010

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Motivación de la Tesis	1
1.2. Planteo general	2
2. Estrellas con fenómeno B[e]	3
2.1. Características observacionales del fenómeno B[e]	4
2.2. Clasificación	5
2.3. Modelos de envoltura	7
3. Extinción interestelar	9
3.1. Curva de extinción interestelar	9
3.1.1. Parametrización de la curva de extinción	13
3.1.2. Curvas de extinción extragalácticas	17
3.2. Flujo estelar observado	17
3.3. Distribución de energía observada	18
4. Envoltura circunestelar	22
4.1. Introducción	22
4.2. Envoltura circunestelar esférica	23
4.3. Envoltura circunestelar gaseosa	31
4.3.1. Modelo de envoltura gaseosa	31
4.3.2. Distribución de energía observada afectada por la envoltura gaseosa	40
4.4. Envoltura circunestelar de polvo	64
4.4.1. Modelo de envoltura de polvo	64
4.4.2. Distribución de energía observada afectada por la envoltura de polvo	66
5. Análisis de las distribuciones de energía	70
5.1. Distribuciones de energía teóricas	70
5.2. Distribuciones de energía observadas	79
5.3. Comparación entre distribuciones de energía teóricas y observadas . .	79
6. Conclusiones y perspectivas futuras	83

Capítulo 1

Introducción

1.1. Motivación de la Tesis

Entre las estrellas O-B con líneas en emisión existe un grupo de objetos peculiares, las estrellas con fenómeno B[e], que se caracteriza por presentar líneas prohibidas en emisión originadas en una envoltura circunestelar gaseosa y fuertes excesos de radiación infrarroja producida por polvo circunestelar. Esta fenomenología puede presentarse en objetos que se encuentran en estados evolutivos muy diferentes pero cuyas envolturas extendidas presentan condiciones físicas similares. Lamers et al. (1998) clasificaron a estos objetos en cinco subgrupos: nebulosas planetarias compactas, estrellas simbióticas, estrellas supergigantes, estrellas de pre-secuencia HAeB[e] y un subgrupo de objetos aún sin clasificar, denominado UnclB[e], que presenta simultáneamente características comunes a dos o más de los subgrupos mencionados.

Las envolturas extendidas de gas y polvo que rodean a las estrellas B[e] dificultan la estimación de los parámetros fundamentales de la estrella subyacente, tales como la temperatura efectiva y la luminosidad, dado que dichas envolturas “borran” en mayor o menor grado las características espectrales fotosféricas. Más aún, en muchos casos, no resulta sencillo separar el efecto producido por la extinción circunestelar del correspondiente a la extinción interestelar, lo cual conduce a estimaciones imprecisas de la luminosidad y la distancia. Estos parámetros resultan de fundamental importancia para discutir sobre el origen y el estado evolutivo de los objetos.

En particular, los objetos que manifiestan el fenómeno B[e] son generalmente muy distantes y sólo un número reducido de ellos tiene paralajes medidas con el satélite HIPPARCOS. Sólo en los casos en que estos objetos están vinculados a sistemas estelares o asociaciones es posible obtener una estimación confiable de sus distancias y luminosidades. Generalmente, los métodos indirectos tradicionales utilizados, tales como las relaciones estadísticas entre distancias, intensidades de líneas interestelares y excesos de color, y la distribución de la absorción interestelar (Zorec 1998), son inviables debido a las anomalías en los colores producidas por la extinción circunestelar e interestelar. Particularmente, la radiación ultravioleta es fuertemente absorbida y utilizada para calentar el polvo circunestelar, reapareciendo como exceso de radiación infrarroja (Savage et al. 1978).

Nuestro objetivo es modelar la distribución de energía de las estrellas que presentan el fenómeno B[e]. Con este fin estudiamos como se modifica el flujo intrínseco

de una estrella de tipo B normal por los distintos componentes del medio: envoltura circunestelar gaseosa, envoltura circunestelar de polvo y medio interestelar. Para ello implementamos un modelo simple de envoltura de gas y polvo que nos permite reproducir diferentes distribuciones de energía del sistema estrella+envoltura a partir de la variación de los parámetros libres elegidos.

Mediante la confrontación de las distribuciones de energía teóricas con las observadas, este estudio permitirá estimar propiedades físicas de la envoltura circunestelar, así como también parámetros fundamentales del objeto, tales como temperatura y gravedad superficial. Esta información servirá de base para la determinación de distancias y luminosidades que contribuirán a definir el estado evolutivo de estos objetos.

1.2. Planteo general

El código a desarrollar calculará el flujo observado proveniente de un objeto de tipo espectral B modificado por la presencia de una envoltura extendida compuesta de gas y polvo, que luego será corregido por extinción interestelar. El modelo dependerá de una serie de parámetros libres adecuadamente elegidos para representar características globales de la envoltura. En base al modelo construido, estudiaremos como primer paso la influencia de los parámetros libres sobre el espectro observado. Esto nos permitirá tener una idea global sobre cómo afectan a la distribución de energía observada de la estrella las distintas componentes del medio. Posteriormente compararemos nuestros resultados teóricos con datos observacionales y discutiremos semejanzas y diferencias entre ambos.

La estructura del presente trabajo es la siguiente: en el capítulo 2 describiremos las características más relevantes de los objetos de estudio: las estrellas con fenómeno B[e]. En el capítulo 3 haremos una breve descripción de la extinción interestelar que es el primer factor que afecta a nuestro cálculo del flujo. Describiremos además en este capítulo como se incluyó el efecto de la extinción en nuestros cálculos. En el capítulo 4 presentaremos los lineamientos de nuestro modelo de envoltura de gas y de polvo, y el cálculo del flujo observado de cada una de estas envolturas por separado. En el capítulo 5 mostraremos las distribuciones de energía teóricas obtenidas para distintos sistemas de estrella + envoltura gaseosa + envoltura de polvo contemplando el efecto de la extinción interestelar. Presentaremos además distribuciones de energía observadas de objetos con fenómeno B[e] y compararemos en forma cualitativa estas distribuciones con las predichas por nuestro modelo. En el capítulo 6 presentaremos nuestras conclusiones y las perspectivas de trabajo a futuro.

Capítulo 2

Estrellas con fenómeno B[e]

La denominación B[e] se utiliza para referirse a un grupo de estrellas tempranas que presentan un fuerte exceso de flujo en la región del infrarrojo cercano y medio, y un espectro óptico poblado de líneas prohibidas en emisión y líneas en emisión permitidas de baja excitación (Zickgraf 1998).

Las líneas en emisión que muestran los espectros de las estrellas con fenómeno B[e] indican la presencia de una envoltura de gas ionizado, mientras que el exceso infrarrojo observado se atribuye a la emisión de polvo circunestelar. Esto significa que la estrella debe ser lo suficientemente caliente para ionizar una gran cantidad de gas circunestelar, pero lo suficientemente fría para que su radiación no destruya el polvo. Esta condición la satisfacen las estrellas de tipo espectral B, cuya temperatura efectiva se encuentra entre 10000 y 30000 K. Sin embargo, el fenómeno B[e] también puede darse en algunas estrellas A tempranas o en algunas O muy tardías, cuyas temperaturas son cercanas a las de las estrellas tipo B. Es decir que la designación B[e] no necesariamente hace referencia a un objeto de tipo espectral B (Lamers 2006).

Por otra parte, las características espectrales que permiten clasificar a un objeto como B[e] reflejan condiciones físicas del material circunestelar que lo rodea, y no propiedades intrínsecas del objeto. Por este motivo, es más apropiado hablar de “estrellas con fenómeno B[e]”, que de “estrellas B[e]”, ya que objetos que pertenecen a clases muy diferentes pueden presentar condiciones físicas similares en sus envolturas. De hecho, estudios realizados por diversos autores han demostrado que los objetos con fenómeno B[e] conforman un grupo muy heterogéneo, que contiene, por ejemplo, supergigantes masivas, estrellas de pre-secuencia principal, estrellas simbióticas, nebulosas protoplanetarias compactas y otras estrellas de masa o estado evolutivo desconocidos.

2.1. Características observacionales del fenómeno B[e]

El fenómeno B[e] se define en base a las siguientes características observacionales (Zickgraf 2000):

1. Espectro de líneas:

- intensas líneas de Balmer en emisión
- líneas permitidas de baja excitación en emisión, predominantemente de metales de bajo potencial de ionización, como por ejemplo Fe II
- líneas prohibidas de [Fe II] y [O I] en emisión

Puede haber también líneas de emisión de elementos de potencial de ionización alto, como por ejemplo [Fe III] y He II.

2. Espectro continuo:

- distribución de energía de una estrella temprana “normal” en el visible
- fuerte exceso en el infrarrojo cercano y medio, con respecto a una estrella “normal” del mismo tipo espectral, debido a polvo circunestelar caliente con temperaturas $T \sim 500 - 1000$ K

Estas características espectroscópicas pueden interpretarse en términos de las condiciones físicas del material circunestelar (Lamers et al. 1998; Zickgraf 2000):

- La presencia de intensas líneas de emisión de la serie de Balmer implica que la atmósfera por encima de la región de formación del continuo estelar tiene una medida de emisión muy grande de gas una vez ionizado. Para una luminosidad en $H\alpha$ de 10^{37} a 10^{38} erg s⁻¹, típica de una estrella B supergigante que presenta el fenómeno B[e], la medida de emisión es del orden de 10^{62} a 10^{63} cm⁻³ si $T_e = 1,5 \times 10^4$ K (Osterbrock 1989, caso B).

Para las estrellas B de pre-secuencia principal que muestran el fenómeno B[e] la luminosidad típica en $H\alpha$ es 10^{-2} a $10^{-1} L_\odot$, con lo cual la medida de emisión es de alrededor de 10^{57} cm⁻³.

- La presencia de líneas en emisión de metales de bajo grado de ionización, tales como Fe II, indica que la temperatura de la región emisora es del orden de 10^4 K, y que muy probablemente la ionización se deba a la radiación de la propia estrella B.
- La presencia de líneas de emisión prohibidas de metales, tales como [Fe II] y [O I], es indicativa de una envoltura extendida, lo que implica una gran cantidad de gas de baja densidad. La densidad electrónica crítica para la región de formación de la línea de 6300 Å del [O I] es $1,1 \times 10^6$ partículas cm⁻³.

- El exceso infrarrojo producido por el polvo indica que la densidad del material circunestelar en las regiones ubicadas a la distancia donde la temperatura de equilibrio del polvo es de alrededor de 500 a 1000 K, es más alta que la densidad crítica $\rho \simeq 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$ (Bjorkman 1998). La temperatura de equilibrio del polvo varía con la distancia a la estrella de la forma $T_{polvo} \simeq T_{eff} (2r/R_*)^{-2/5}$ (Lamers & Cassinelli 1999). En base a esta expresión, si $T_{eff} = 20000 \text{ K}$ y $T_{polvo} = 1000 \text{ K}$, $r \sim 10^3 R_*$.

2.2. Clasificación

Basándose en el hecho de que el fenómeno B[e] puede presentarse en objetos de diferente masa y estado evolutivo, Lamers et al. (1998) propusieron la definición de 5 clases de estrellas con fenómeno B[e]:

(a) supergigantes B[e] o “estrellas sgB[e]”

El grupo más homogéneo de estrellas con fenómeno B[e] está formado por estrellas de tipo B supergigantes que se encuentran en las Nubes de Magallanes (Zickgraf et al. 1985, 1992; Gummersbach et al. 1995). También se han identificado en nuestra Galaxia estrellas con características similares (por ej. McGregor et al. 1988; Winkler & Wolf 1989).

Dado que son supergigantes, poseen valores de $\log(L_*/L_\odot) \gtrsim 4,0$.

Pueden presentar:

- Indicios de pérdida de masa en el espectro óptico, como perfiles P Cygni en las líneas de Balmer.
- Espectro híbrido, es decir, con presencia simultánea de líneas de emisión angostas de baja excitación y de líneas de absorción anchas de alta excitación.
- Una abundancia de N intensificada con respecto a la de una estrella “normal” de secuencia principal, con un cociente de abundancia $N/C > 1$, o un cociente He/H intensificado. Esto muestra que la estrella está en un estado evolucionado donde los productos del ciclo CN han aparecido en la superficie.
- Variaciones fotométricas pequeñas, del orden de $0,1^m$ a $0,2^m$, aunque excepcionalmente algún objeto puede mostrar una variación mayor (Zickgraf et al. 1996).

Además, las supergigantes B[e] de nuestra Galaxia pueden presentar en sus espectros bandas interestelares intensas y tener asociados valores altos de extinción, ya que son estrellas masivas que generalmente están ubicadas a grandes distancias en el plano galáctico.

(b) estrellas tipo B[e] de pre-secuencia principal o “estrellas HAeB[e]”

Una fracción de las estrellas con fenómeno B[e] son claramente estrellas muy jóvenes, dado que se observan en regiones de formación estelar, aunque también se encuentran algunos objetos aislados. Este subgrupo está relacionado con las estrellas Herbig Ae/Be (HAeBe).

Principales características del grupo:

- Muestran evidencia de acreción en el espectro óptico, como por ejemplo perfiles P Cygni inversos o líneas de Balmer con perfiles de dos picos.
- Poseen $\log(L_*/L_\odot) \lesssim 4,5$, por lo que se consideran progenitoras de estrellas con masas entre 2 y 15 M_\odot .
- Presentan grandes variaciones fotométricas irregulares, probablemente debidas a irregularidades en el polvo circunestelar.
- La distribución de energía muestra la presencia de polvo tibio y frío.

(c) estrellas tipo B[e] asociadas a nebulosas planetarias compactas o “estrellas cPNB[e]”

Un grupo de estrellas que presentan el fenómeno B[e] son estrellas de baja masa en una etapa evolutiva previa a la de nebulosa planetaria.

Principales características del grupo:

- Los espectros presentan indicios de la existencia de nebulosas asociadas.
- Poseen $\log(L_*/L_\odot) \lesssim 4,0$
- Además de las líneas prohibidas de elementos de bajo grado de ionización, el espectro puede presentar también líneas prohibidas en emisión de grados de ionización más altos, tales como [O III], [S III], [Ne III], [Ar III] y [Ar IV].
- El espectro puede mostrar evidencia de una intensificación de N, lo que indica que el objeto está en un estado evolutivo avanzado.
- La distribución de energía puede mostrar la presencia de polvo frío, con $T < 100$ K, que se corresponde con un remanente del viento asociado a la fase AGB.

(d) estrellas tipo B[e] simbióticas o “estrellas Symb[e]”

Las estrellas simbióticas son binarias interactuantes formadas por una gigante fría y un objeto compacto caliente. Estos objetos a menudo están rodeados de una nebulosa. La componente caliente se manifiesta por la presencia de líneas de elementos de alto potencial de ionización, como las líneas de He II. La presencia de la estrella fría es evidente por las bandas de TiO en el espectro. Si esta componente no es lo suficientemente brillante, o si el espectro óptico está muy oscurecido, la presencia de un espectro estelar tardío en el infrarrojo puede indicar su presencia. Las estrellas simbióticas son variables fotométricas y espectroscópicas irregulares. Todas las estrellas simbióticas muestran líneas de emisión prohibidas en alguna etapa. Por consiguiente, casi todas las estrellas simbióticas son también estrellas Symb[e].

(e) estrellas tipo B[e] sin clasificar o “estrellas unclB[e]”

Si las estrellas satisfacen los criterios de más de una de las clases anteriores, su estado evolutivo no está bien definido y se le debería asignar la clase unclB[e].

Un ejemplo de esta clase de objetos es MWC 349A. Esta estrella está asociada con una nube densa de gas y polvo. Se le asignó un tipo espectral B, y en base a su espectro se la clasificó como una nebulosa planetaria joven. Sin embargo, se encontraron características espectroscópicas típicas de objetos estelares jóvenes. Por otra parte, se sabe que no puede ser un objeto muy joven, porque tiene una compañera evolucionada, MWC 349b (de tipo espectral B0 IIIe). Además, la estructura radial de densidad del disco circunestelar en el plano orbital, que es proporcional a r^{-2} , no corresponde a la de un objeto de pre-secuencia. De acuerdo a los valores que derivan algunos autores para la distancia, la luminosidad y la masa, podría de hecho tratarse de un objeto masivo evolucionado. Como el estado evolutivo de este objeto aún no está bien determinado, se lo clasifica como unclB[e].

2.3. Modelos de envoltura

Para interpretar las diversas características del fenómeno B[e] presentadas en las secciones anteriores se proponen distintos modelos de envoltura.

Las estrellas con fenómeno B[e] presentan características espectrales heterogéneas, como por ejemplo algunas líneas muy anchas y otras muy angostas, que sugieren la existencia de regiones emisoras con características muy distintas dentro de la envoltura circunestelar. Del mismo modo, la detección de moléculas y polvo sugiere la presencia de una región densa protegida de la radiación ultravioleta de la estrella central o suficientemente alejada. Con el fin de explicar las observaciones de HD 45677 Swings (1973) propuso una envoltura formada por diferentes capas con distintas condiciones físicas: una región próxima a la estrella, formada principalmente por H II, una región más fría y algo más alejada donde se formarían las líneas de metales ionizados y una región muy lejana y de baja temperatura donde se situaría el polvo. Esta estructura ha servido de base para proponer diferentes modelos de

envolturas de gas y polvo. Dependiendo del tipo de objeto, el tamaño y la temperatura de cada región puede tomar distintos valores (Pezzuto et al. 1997; Elia et al. 2004; Stee et al. 2004).

Algunas estrellas con fenómeno B[e] muestran polarización intrínseca (Zickgraf & Schulte-Ladbeck 1989; Oudmaijer & Drew 1999) que se evidencia por ejemplo en la estructura de polarización a través de $H\alpha$. Estas observaciones podrían indicar que la geometría de las regiones circunestelares se aparta de la simetría esférica, aunque en muchos objetos la forma y distribución del material está aún en discusión. Las observaciones interferométricas realizadas con AMBER/VLTI y MIDI/VLTI en el IR cercano y medio podrían contribuir a imponer restricciones a las diferentes geometrías posibles (Domiciano de Souza et al. 2007; Stee & Meilland 2006).

Capítulo 3

Extinción interestelar

La radiación proveniente de las estrellas se ve afectada por el material interestelar existente entre el observador y el objeto. En el rango de longitudes de onda comprendido entre 0,1 y 100 μm , el continuo estelar es modificado principalmente por la extinción producida por el polvo interestelar. Dado que nos interesa modelar distribuciones de energía estelares, resulta necesario tener en cuenta este fenómeno. A continuación presentaremos los conceptos básicos necesarios para caracterizar la extinción e introducir su efecto en el cálculo del flujo estelar observado. Luego analizaremos su influencia sobre la distribución de energía correspondiente al continuo estelar, utilizando para ello los parámetros elegidos para representarla.

3.1. Curva de extinción interestelar

La extinción interestelar es la atenuación de la radiación proveniente de las estrellas debida a los procesos de absorción y dispersión de fotones por partículas de polvo. Dicha atenuación no es la misma para todas las longitudes de onda, por lo que se dice que la extinción es selectiva. Las cantidades que se utilizan para cuantificarla son:

- la extinción total $A_\lambda = m_\lambda - m_{\lambda,0}$, donde:
 - m_λ es la magnitud aparente verdadera
 - $m_{\lambda,0}$ es la magnitud aparente que tendría la estrella en ausencia de extinción interestelar
- el exceso de color $E(\lambda - V) = A_\lambda - A_V = (m_\lambda - m_V) - (m_\lambda - m_V)_0$, donde:
 - $A_V = m_V - m_{V,0}$ es la extinción total en el visible, es decir, en $\lambda = 5500 \text{ \AA}$
 - $(m_\lambda - m_V)$ es el índice de color observado
 - $(m_\lambda - m_V)_0$ es el índice de color intrínseco.

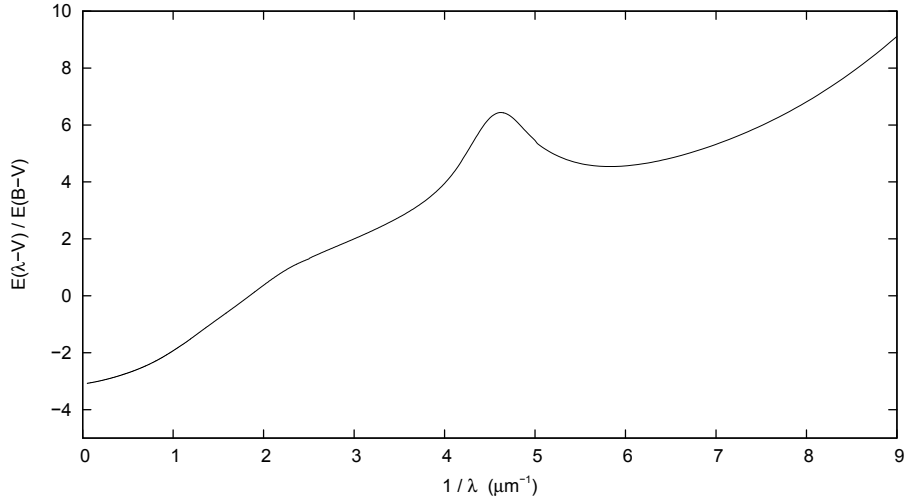


Figura 3.1: Curva de extinción interestelar derivada por Fitzpatrick (1999).

En base a estas cantidades se construye la curva de extinción, que describe el comportamiento de la extinción con la longitud de onda. La forma usual de presentar esta curva es mediante un gráfico de A_λ/A_V , $E(\lambda - V)/E(B - V)$ ó $A_\lambda/E(B - V)$ en función de $1/\lambda$, donde B corresponde a $\lambda = 4400 \text{ \AA}$.

La forma en que la extinción varía con la longitud de onda está determinada por las propiedades ópticas del polvo interestelar presente entre el observador y la fuente (Fitzpatrick 1999). Dado que el polvo no se distribuye de manera homogénea en el medio interestelar, y que sus propiedades pueden variar mucho de una región a otra dependiendo del origen y de la evolución del material, cada objeto puede tener asociada una curva de extinción diferente (Mathis 1990; Krelowski & Papaj 1993). Los estudios realizados en el ultravioleta, óptico e infrarrojo demuestran que efectivamente existe una gran variedad de curvas de extinción (Massa & Savage 1989; Fitzpatrick & Massa 1990, 2007). Por este motivo, la corrección de la distribución de energía por el efecto de la extinción interestelar debería hacerse utilizando una curva de extinción derivada específicamente para el objeto de estudio.

Sin embargo, todas las curvas observadas presentan un comportamiento global similar, lo que permite construir curvas “medias” de extinción con el fin de utilizarlas para corregir los efectos de la extinción interestelar en los casos en los que no se puede derivar una curva individual (Fitzpatrick 1999; Fitzpatrick & Massa 2007). Dependiendo de los objetos utilizados para obtenerla, la curva puede representar la dependencia típica o promedio de la extinción interestelar con la longitud de onda para un dado cúmulo o sistema estelar (Krelowski & Strobel 1983; Kizskurno et al. 1984; Pandey et al. 2003), para una dirección particular (Nandy et al. 1975; Larson & Whittet 2005), o para cualquier objeto de nuestra Galaxia (Seaton 1979a; Sasseen et al. 2002; Fitzpatrick & Massa 2007). En general, la curva media de extinción galáctica se obtiene usando objetos afectados únicamente por la extinción que produce el polvo interestelar que se encuentra en regiones de baja densidad. Esta curva de extinción corresponde entonces al medio interestelar difuso, y puede diferir significativamente de las curvas observadas en dirección a objetos oscurecidos por nubes de polvo más densas.

La Figura 3.1 muestra la curva media de extinción galáctica obtenida por Fitzpatrick (1999) para el medio interestelar difuso. Este gráfico permite visualizar el comportamiento típico de la extinción desde el ultravioleta hasta el infrarrojo. El crecimiento que se observa a lo largo de todo el intervalo indica que la extinción es mayor cuanto menor es la longitud de onda. La curva crece desde el infrarrojo siguiendo una ley de potencia, en el óptico invierte ligeramente la curvatura, luego presenta un máximo local en el ultravioleta cercano, y continúa creciendo en el ultravioleta lejano con una pendiente y una curvatura que pueden llegar a ser muy pronunciadas. La región donde la curva se eleva y alcanza su máximo forma una estructura que usualmente se denomina “bump”. Esta estructura está centrada aproximadamente en $\lambda = 2175 \text{ \AA}$, por lo cual suele hablarse también del “bump de los 2200 \AA ”. Las curvas individuales pueden diferir entre sí en la intensidad y el ancho del “bump”, así como también en la pendiente de la curva en la región del ultravioleta lejano, mientras que la posición del “bump”, dada por la longitud de onda central, permanece prácticamente constante (Fitzpatrick & Massa 1986; Valencic et al. 2004). La normalización que suele adoptarse para representar las curvas de extinción no permite distinguir variaciones en el óptico, pero si se grafica la extinción total A_λ normalizada a la extinción total en $1\mu m$, se encuentra que la forma de la curva puede variar significativamente de un objeto a otro en este rango (Fitzpatrick & Massa 2007). Por otra parte, en la región del infrarrojo no se observan cambios apreciables en la forma de la curva (Jones & Hyland 1980; Rieke & Lebofsky 1985; Cardelli et al. 1989; Mathis 1990).

Para ejemplificar las diferencias y similitudes entre las curvas individuales, en la Figura 3.2 se muestran 10 de las 328 curvas de extinción derivadas por Fitzpatrick & Massa (2007) para objetos de nuestra Galaxia. En cada caso se compara la curva individual con la curva media de Fitzpatrick (1999) presentada en la Figura 3.1.

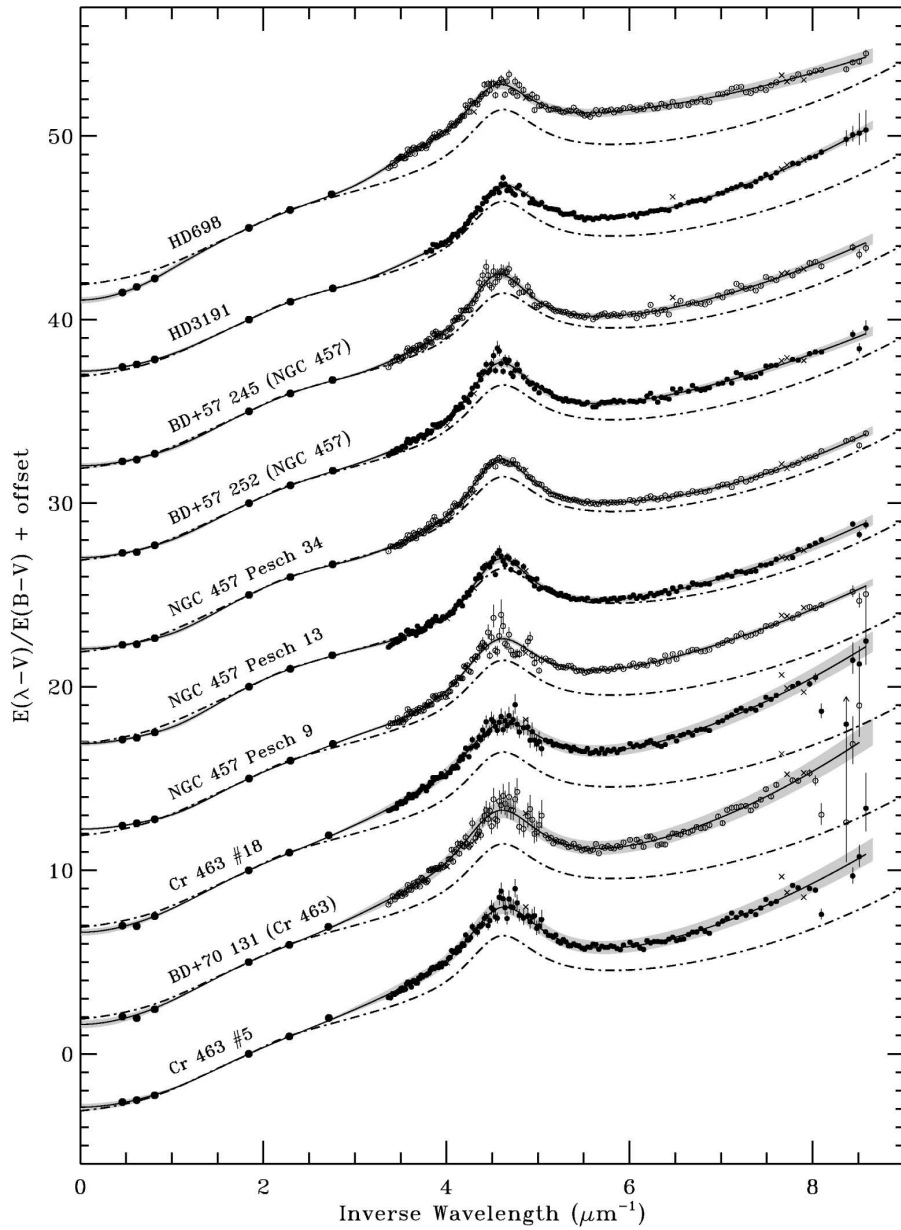


Figura 3.2: Curvas de extinción individuales determinadas por Fitzpatrick & Massa (2007). Las curvas están presentadas en la forma $E(\lambda - V)/E(B - V)$ vs. $1/\lambda$ y están desplazadas verticalmente en una cantidad arbitraria.

3.1.1. Parametrización de la curva de extinción

Como ya mencionamos, para corregir la distribución de energía de una estrella por el efecto de la extinción interestelar es necesario conocer la curva de extinción. Por este motivo resulta conveniente representar las curvas de extinción mediante expresiones analíticas, cuyos parámetros puedan ser determinados para cada caso individual.

A lo largo de los años se propusieron diversas formas de parametrizar las curvas de extinción interestelar de objetos de nuestra Galaxia en los distintos rangos espectrales (Seaton 1979b; Carnochan 1986; Fitzpatrick & Massa 1986, 1988; Cardelli et al. 1988, 1989; Fitzpatrick 1999, 2004). Estas parametrizaciones pueden diferir tanto en las funciones utilizadas para representar la forma general de la curva como en el número de parámetros necesarios para caracterizar una curva particular.

Cardelli et al. (1988, 1989) encontraron que las curvas de extinción galácticas desde el ultravioleta hasta el infrarrojo conformaban aproximadamente una familia de curvas dependientes de un solo parámetro. En particular, ellos eligieron parametrizar las curvas de extinción mediante la constante de extinción selectiva $R = R_V \equiv A_V/E(B - V)$.

El valor de R_V no es el mismo para todas las direcciones, sino que varía aproximadamente entre 2 y 6-7. Para el medio interestelar difuso se tiene un valor medio de $R_V \sim 3.1$ (Schultz & Wiemer 1975; Whittet & van Breda 1980; Rieke & Lebofsky 1985), aunque se han reportado valores de hasta $R_V \sim 1.7$ para nubes difusas (Szomoru & Guhathakurta 1999), mientras que para las nubes o regiones densas del medio interestelar se encuentran valores más altos, que pueden ir desde $R_V \sim 4-5$ hasta $R_V \sim 7$ (Vrba et al. 1981; Strafella et al. 2001; Ducati et al. 2003; Kandori et al. 2003; Balázs et al. 2004; Campeggio et al. 2007). En este formalismo, R_V caracteriza entonces las propiedades del polvo en la región que produce la extinción (Geminale & Popowski 2004).

De acuerdo con el trabajo de Cardelli et al. (1989), la curva media de extinción correspondiente a un valor dado de R_V se puede representar mediante la siguiente expresión:

$$A_\lambda/A_V = a(x) + b(x)/R_V, \quad (3.1)$$

donde $x = 1/\lambda$, con $0,1 \mu m \leq \lambda \leq 3,5 \mu m$, y $a(x)$ y $b(x)$ son los coeficientes que describen la relación lineal entre A_λ/A_V y R_V^{-1} para cada λ . Teniendo en cuenta la relación entre x y λ , la expresión (3.1) es válida para $0,3 \mu m^{-1} \leq x \leq 10 \mu m^{-1}$.

Los coeficientes $a(x)$ y $b(x)$ están dados por expresiones analíticas diferentes en cada región del espectro:

- Infrarrojo:

$$0,3 \mu m^{-1} \leq x \leq 1,1 \mu m^{-1} \iff 3,5 \mu m \geq \lambda \geq 0,9 \mu m$$

$$a(x) = 0,574 x^{1,61} \quad (3.2)$$

$$b(x) = -0,527 x^{1,61} \quad (3.3)$$

- Óptico / Infrarrojo cercano:

$$1,1 \mu m^{-1} \leq x \leq 3,3 \mu m^{-1} \iff 0,9 \mu m \geq \lambda \geq 0,3 \mu m$$

$$a(x) = 1 + 0,17699 y - 0,50447 y^2 - 0,02427 y^3 + 0,72085 y^4 + 0,01979 y^5 - 0,77530 y^6 + 0,32999 y^7 \quad (3.4)$$

$$b(x) = 1,41338 y + 2,28305 y^2 + 1,07233 y^3 - 5,38434 y^4 - 0,62251 y^5 + 5,30260 y^6 - 2,09002 y^7 \quad (3.5)$$

donde $y = (x - 1,82)$

- Ultravioleta:

$$3,3 \mu m^{-1} \leq x \leq 8 \mu m^{-1} \iff 0,3 \mu m \geq \lambda \geq 0,125 \mu m$$

$$a(x) = 1,752 - 0,316 x - 0,104 / [(x - 4,67)^2 + 0,341] + F_a(x) \quad (3.6)$$

$$b(x) = -3,090 + 1,825 x + 1,206 / [(x - 4,62)^2 + 0,263] + F_b(x) \quad (3.7)$$

donde:

- si $3,3 \mu m^{-1} \leq x \leq 5,9 \mu m^{-1}$:

$$F_a(x) = 0 \quad (3.8)$$

$$F_b(x) = 0 \quad (3.9)$$

- si $5,9 \mu m^{-1} \leq x \leq 8 \mu m^{-1}$:

$$F_a(x) = -0,04473 (x - 5,9)^2 - 0,009779 (x - 5,9)^3 \quad (3.10)$$

$$F_b(x) = 0,2130 (x - 5,9)^2 + 0,1207 (x - 5,9)^3 \quad (3.11)$$

- Ultravioleta lejano:

$$8 \mu m^{-1} \leq x \leq 10 \mu m^{-1} \iff 0,125 \mu m \geq \lambda \geq 0,1 \mu m$$

$$a(x) = -1,073 - 0,628 (x - 8) + 0,137 (x - 8)^2 - 0,070 (x - 8)^3 \quad (3.12)$$

$$b(x) = 13,670 + 4,257 (x - 8) - 0,420 (x - 8)^2 + 0,374 (x - 8)^3 \quad (3.13)$$

Los resultados obtenidos en el infrarrojo muestran que la extinción A_λ se vuelve prácticamente nula para longitudes de onda muy grandes. Se puede considerar entonces, en primera aproximación, que la extinción tiende a cero para $1/\lambda \rightarrow 0$ (Massa & Savage 1989). Por este motivo, y con el fin de extrapolar la curva de extinción en forma continua, para longitudes de onda mayores que $3,5 \mu m$ aplicaremos

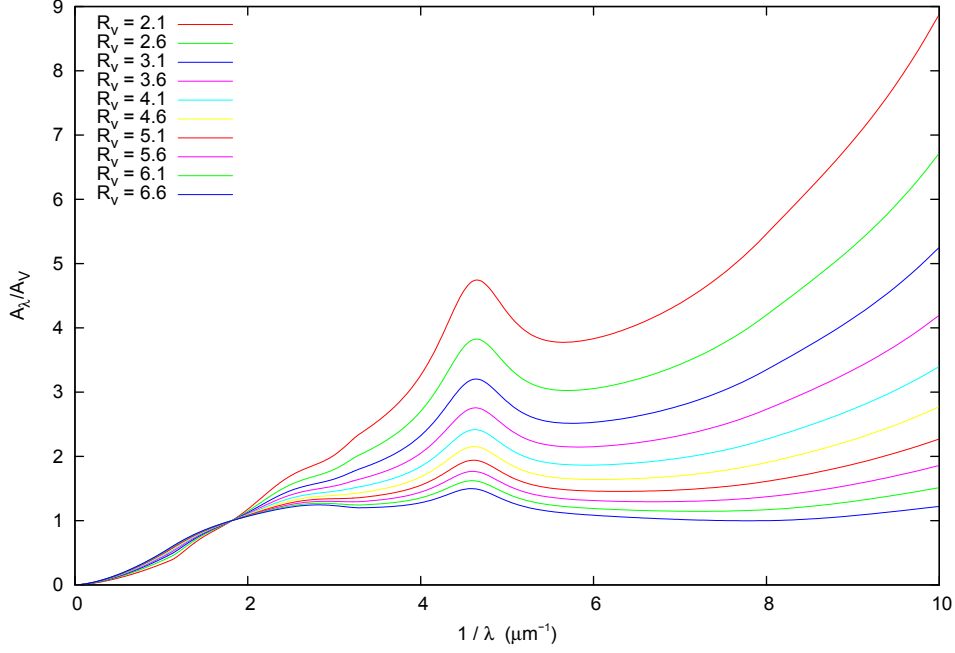


Figura 3.3: Curvas de extinción interestelar correspondientes a distintos valores de R_V obtenidas con la relación derivada por Cardelli et al. (1989).

las expresiones de los coeficientes $a(x)$ y $b(x)$ válidas para el Infrarrojo.

En la Figura 3.3 se muestran las curvas de extinción calculadas a partir de la relación (3.1) para distintos valores de R_V . En la Figura 3.4 se muestran las mismas curvas, pero expresadas en términos de otras cantidades: en el panel superior se presentan las curvas en la forma $E(\lambda - V)/E(B - V)$ vs. $1/\lambda$, mientras que en el panel inferior se grafican en la forma $A_\lambda/E(B - V)$ vs. $1/\lambda$. La relación entre las distintas representaciones es la siguiente:

$$\frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)} = \frac{A_\lambda}{E(B - V)} - R_V = \left(\frac{A_\lambda}{A_V} - 1 \right) R_V. \quad (3.14)$$

Para determinar la extinción total en cualquier longitud de onda a partir de la expresión (3.1) debemos conocer el valor de la extinción total en el visible. Utilizando la definición de R_V podemos expresar la extinción total A_λ en función del exceso de color $E(B - V)$:

$$A_\lambda = [R_V a(x) + b(x)] E(B - V). \quad (3.15)$$

Vemos entonces que la extinción interestelar puede ser caracterizada mediante las cantidades R_V y $E(B - V)$.

En el segundo gráfico de la Figura 3.4 vemos que el máximo que presenta la curva en $\lambda \simeq 2175 \text{ \AA}$ tiene la misma intensidad para todos los valores de R_V , lo que implica que, a igual valor del exceso $E(B - V)$, la extinción total A_λ en esa longitud

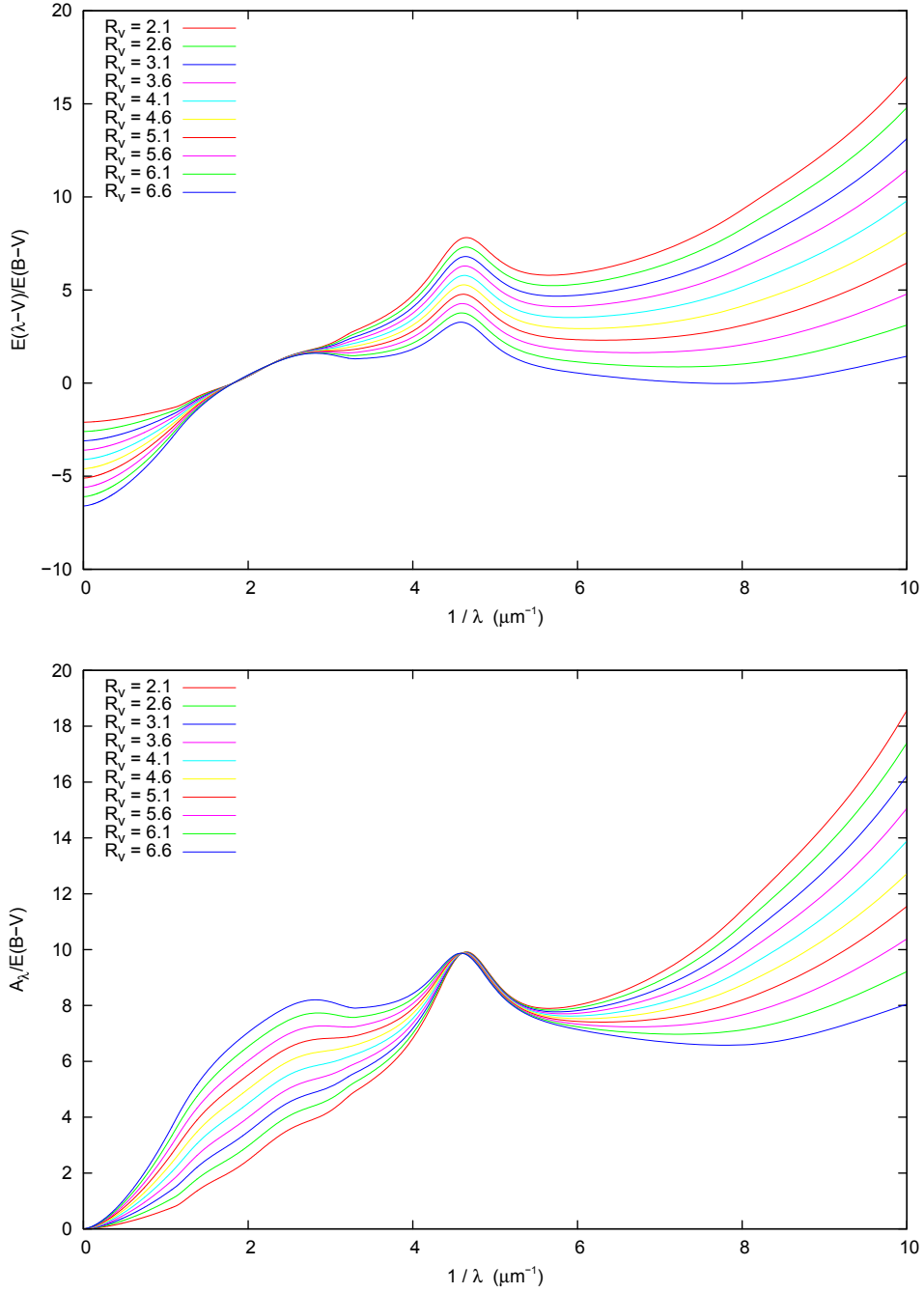


Figura 3.4: Representaciones alternativas de las curvas de extinción interestelar que se muestran en la Figura 3.3.

de onda será independiente de R_V . Por el contrario, para el resto de las longitudes de onda la forma de la curva depende fuertemente del valor de R_V : para un dado valor de $E(B - V)$, al aumentar R_V la extinción total A_λ disminuye para $\lambda < 2175 \text{ \AA}$ y aumenta para $\lambda > 2175 \text{ \AA}$.

Por otro lado, la expresión (3.15) muestra que, para un dado valor de R_V , el exceso de color $E(B - V)$ es el factor de escala que determina el valor de la extinción total en cada longitud de onda.

3.1.2. Curvas de extinción extragalácticas

La relación derivada por Cardelli et al. (1989) permite representar las curvas de extinción galácticas. Con respecto a otras galaxias se observa que, en líneas generales, las curvas medias de extinción tienen un comportamiento similar al de la curva media de nuestra Galaxia (Draine 2003). Sin embargo, algunas curvas correspondientes a objetos de las Nubes de Magallanes presentan una diferencia importante: en la región de 30 Doradus, perteneciente a la Nube Mayor de Magallanes, el máximo ubicado en $\lambda \simeq 2175 \text{ \AA}$ es más débil que el correspondiente a la Vía Láctea, mientras que en la región de la barra de la Nube Menor, este máximo parece ser extremadamente débil o estar ausente (Draine 2003; Gordon et al. 2003; Fitzpatrick 2004). También se observa en esos casos que la pendiente de la curva en el ultravioleta lejano es más pronunciada que la de la curva media de extinción galáctica (Gordon et al. 2003; Fitzpatrick 2004). Con respecto a R_V , en el trabajo de Fitzpatrick (2004) se adoptan como representativos los siguientes valores: $R_V = 1,9$ para la curva de la Nube Menor derivada por Prévot et al. (1984), $R_V = 2,5$ y $R_V = 2,85$ para las curvas de 30 Doradus y de la Nube Mayor, respectivamente, derivadas por Fitzpatrick (1986). Por otra parte, Gordon et al. (2003) determinaron los siguientes valores: $R_V \sim 2,7$ y $R_V \sim 2$ para la Nube Menor (SMC Bar y SMC Wing, respectivamente), $R_V \sim 2,7$ y $R_V \sim 3,4$ para la Nube Mayor (LMC2 supershell y LMC average, respectivamente).

3.2. Flujo estelar observado

La extinción total se puede escribir en términos del flujo recibido por un observador de la siguiente manera:

$$A_\lambda = m_\lambda - m_{\lambda,0} = -2,5 \log (f_\lambda / f_{\lambda,0}), \quad (3.16)$$

donde:

f_λ es el flujo recibido por el observador

$f_{\lambda,0}$ es el flujo que recibiría el observador en ausencia de extinción

Por lo tanto, de (3.16) se tiene que:

$$f_\lambda = f_{\lambda,0} 10^{-0,4 A_\lambda}. \quad (3.17)$$

Si queremos describir la atenuación producida por la extinción interestelar mediante la profundidad óptica τ_λ resulta:

$$f_\lambda = f_{\lambda,0} e^{-\tau_\lambda}. \quad (3.18)$$

Comparando las expresiones (3.17) y (3.18), vemos que:

$$\tau_\lambda = 0,4 \ln 10 A_\lambda. \quad (3.19)$$

Por otra parte, el flujo recibido por un observador en ausencia de extinción se relaciona con el flujo emitido por la estrella por medio de la siguiente expresión:

$$f_{\lambda,0} = (R_*/D)^2 F_\lambda, \quad (3.20)$$

donde:

F_λ es el flujo emitido por la estrella

R_* es el radio estelar

D es la distancia entre el observador y la estrella,

con lo cual (3.18) se convierte en:

$$f_\lambda = (R_*/D)^2 F_\lambda e^{-\tau_\lambda}. \quad (3.21)$$

Teniendo en cuenta que τ_λ está dada por (3.19), y que elegimos representar A_λ mediante la expresión (3.15), vemos que, en este planteo, el efecto de la extinción interestelar sobre el flujo recibido a una distancia D de una estrella de radio R_* está determinado por los valores de los parámetros R_V y $E(B - V)$.

A continuación analizaremos la influencia de cada uno de estos parámetros sobre la distribución de energía observada correspondiente al continuo de una estrella caliente.

3.3. Distribución de energía observada

Como ya mencionamos, en este trabajo estamos interesados en analizar la distribución de energía de objetos de tipo espectral B. Por consiguiente, para ilustrar el efecto que tiene la extinción interestelar sobre esta distribución de energía, consideramos un objeto de $T_{eff} = 20000$ K y $\log g = 4$. Estos parámetros corresponden aproximadamente a una estrella tipo B2 V. Para representar el flujo emitido por el objeto tomamos el modelo de Kurucz correspondiente a estos parámetros estelares.

La expresión (3.21) derivada en la sección anterior permite calcular el flujo observado, el cual depende del radio estelar y de la distancia entre el observador y el objeto. Para independizarnos de estas cantidades elegimos una longitud de onda de referencia λ_R y dividimos el flujo f_λ por el flujo $f_{\lambda_R,0}$ obtenido a partir de (3.20) usando $\lambda = \lambda_R$:

$$\frac{f_\lambda}{f_{\lambda_R,0}} = \frac{F_\lambda}{F_{\lambda_R}} e^{-\tau_\lambda}. \quad (3.22)$$

En particular, en este trabajo adoptamos $\lambda_R = 5500 \text{ \AA}$, que es una longitud de onda representativa del visible, y la simbolizamos con la letra V . Tenemos entonces la siguiente expresión para el flujo normalizado:

$$\frac{f_\lambda}{f_{V,0}} = \frac{F_\lambda}{F_V} e^{-\tau_\lambda}. \quad (3.23)$$

En las Figuras 3.5 a 3.8 presentamos las distribuciones de energía normalizadas obtenidas variando R_V y $E(B - V)$. Los rangos de valores considerados para estos parámetros son: $2 \leq R_V \leq 7$ y $0 \leq E(B - V) \leq 2$. Los gráficos presentados permiten apreciar las principales características de la curva de extinción ya discutidas en la sección 3.1, así como también la influencia de los parámetros R_V y $E(B - V)$ sobre la forma de la curva. En particular, se observa que el mínimo (local) que presenta la distribución de energía en $\lambda \simeq 2175 \text{ \AA}$ está determinado por el exceso de color $E(B - V)$, siendo independiente del valor de R_V . Como es de esperar, la profundidad del mínimo se incrementa a medida que aumenta el valor de $E(B - V)$. Por otra parte se observa que, para un dado valor de $E(B - V)$, a medida que aumenta R_V la extinción se hace menor para $\lambda < 2175 \text{ \AA}$ y mayor para $\lambda > 2175 \text{ \AA}$. Se ve además que la extinción afecta principalmente a las regiones del ultravioleta y del óptico, mientras que en el infrarrojo, para una longitud de onda lo suficientemente grande, la extinción se vuelve prácticamente nula. Dado que el exceso $E(B - V)$ es el factor de escala que modula las curvas de extinción total, a medida que aumenta su valor, aumenta la longitud de onda para la cual la extinción se vuelve despreciable.

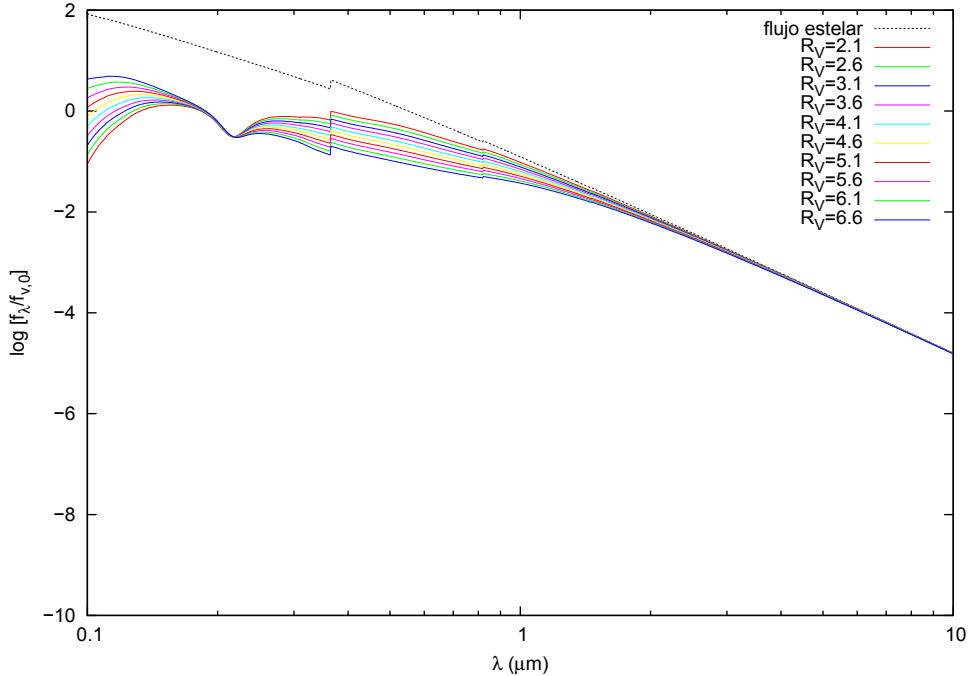


Figura 3.5: Distribuciones de energía normalizadas correspondientes a un objeto de $T_{eff} = 20000 \text{ K}$ y $\log g = 4$ para $E(B - V) = 0,4$ y R_V variable.

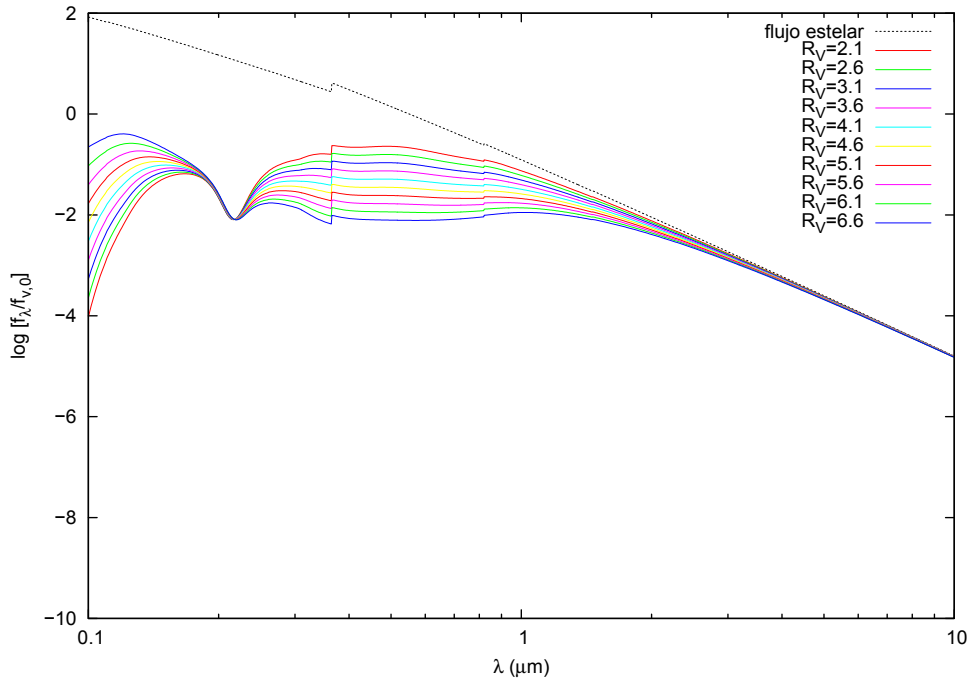


Figura 3.6: Idem Figura 1.5 con $E(B - V) = 0,8$.

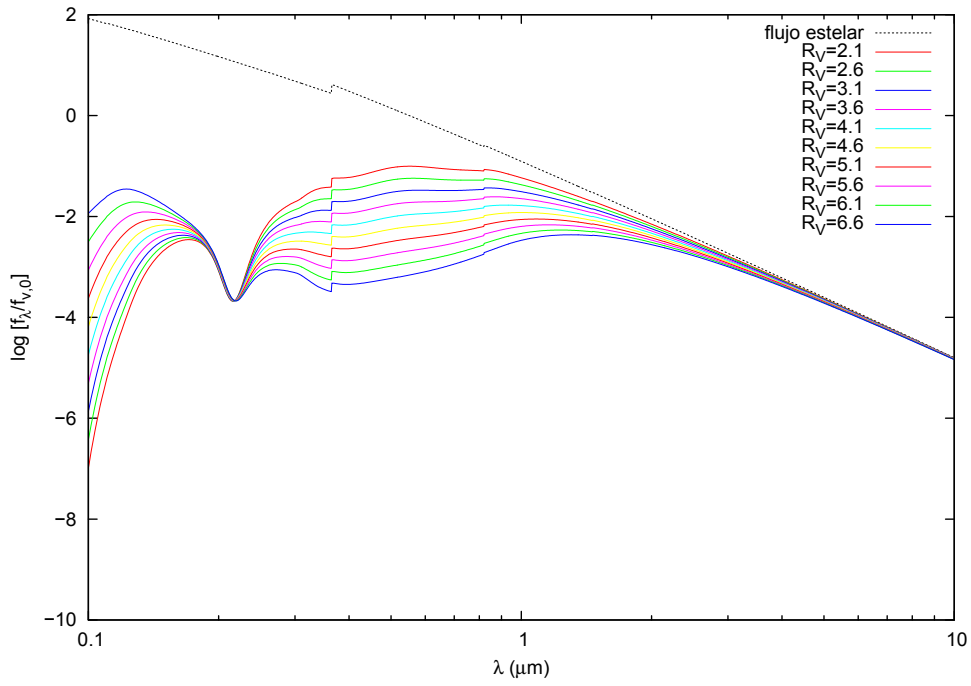


Figura 3.7: Idem Figura 1.6 con $E(B - V) = 1,2$.

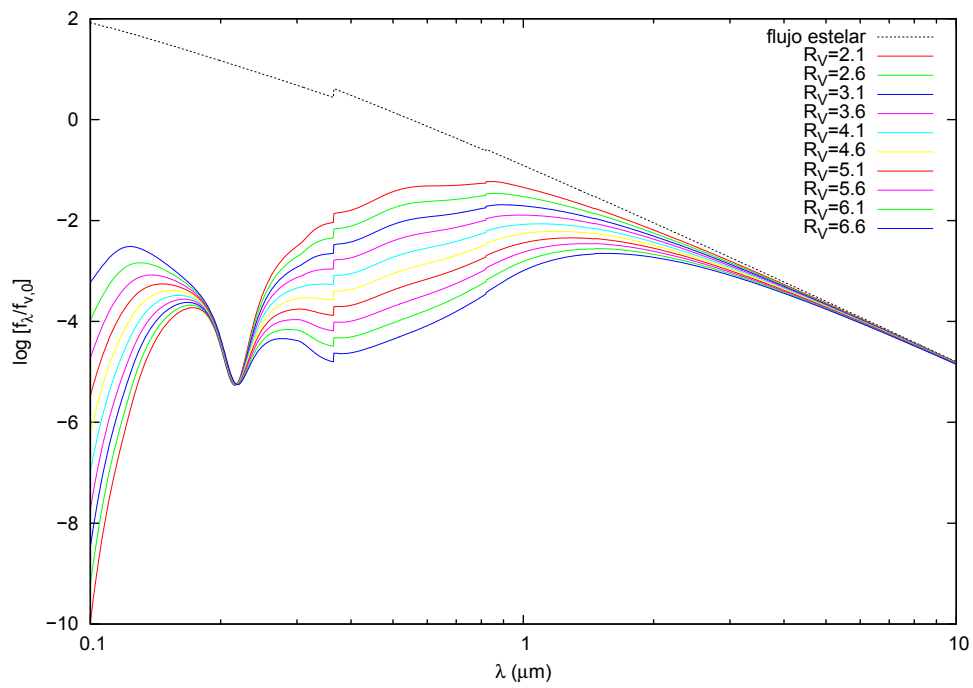


Figura 3.8: Idem Figura 1.7 con $E(B - V) = 1,6$.

Capítulo 4

Envoltura circunestelar

El modelado de las distribuciones de energía de las estrellas B[e] implica caracterizar el objeto central y adoptar un modelo de envoltura. Dado que el fenómeno B[e] está directamente relacionado con las envolturas circunestelares, el objeto central es comúnmente representado de manera simple, con un cuerpo negro a una dada temperatura o un modelo de Kurucz de temperatura y gravedad superficial adecuadas. Por otra parte, un modelo de envoltura requiere definir el tipo de material que la compone (gas y/o polvo), la geometría adoptada para las distintas regiones (anillo, disco, simetría esférica), y las propiedades del medio (densidad, temperatura, velocidad). Una vez definidas estas características, es necesario implementar el cálculo del flujo emergente del sistema estrella + envoltura, lo cual puede realizarse en base a diferentes metodologías: mediante un cálculo riguroso y autoconsistente del transporte radiativo en la envoltura o bien en base a modelos ad-hoc o semiempíricos que requieren menos detalle de cálculo y proveen características globales.

Nuestra propuesta es plantear un modelo de envoltura simple que nos permita derivar propiedades globales y parámetros fundamentales de la estrella central. En el presente capítulo describiremos el modelo propuesto para una envoltura compuesta por gas y polvo y las distribuciones de energía teóricas obtenidas.

4.1. Introducción

Cidale & Ringuelet (1989) y Moujtahid et al. (1998); Moujtahid (1998); Moujtahid et al. (1999, 2000) propusieron modelos de envoltura gaseosa para estudiar el material circunestelar de las estrellas Be. El modelo descrito en el trabajo de Cidale & Ringuelet fue desarrollado para representar las regiones de formación de las líneas que se originan en la envoltura gaseosa, dando lugar a un método que relaciona los parámetros de los perfiles de líneas observados con las propiedades físicas del medio donde éstas se forman. El modelo de Moujtahid et al. fue desarrollado con el fin de relacionar las propiedades físicas del medio circunestelar con las variaciones espectrofotométricas de largo período observadas en los objetos Be. Nos basaremos en los trabajos anteriormente mencionados para desarrollar nuestro modelo de envoltura.

Consideraremos que la envoltura circunestelar se puede separar en dos regiones bien definidas:

- una envoltura de gas ubicada en una región próxima a la estrella
- una envoltura de polvo que se encuentra a una distancia mayor

Supondremos que ambas envolturas son esféricas y concéntricas. Calcularemos en primer lugar el flujo recibido de un sistema formado por una estrella + una envoltura esférica caracterizada por una función fuente S_λ y una profundidad óptica τ_λ . Luego utilizaremos esta representación como base de los modelos de envoltura de gas y de polvo. Presentaremos por separado cada uno de estos modelos siguiendo el esquema que se muestra a continuación:

- completaremos la descripción del modelo adoptado para la envoltura estableciendo un conjunto de parámetros que nos permita representarla y determinar la forma que toman S_λ y τ_λ en función de esos parámetros
- presentaremos la expresión que nos permita predecir el flujo observado en función de los parámetros elegidos
- estudiaremos cómo afecta la presencia de la envoltura a la distribución de energía continua modelada, analizando para ello la influencia de cada uno de los parámetros

4.2. Envoltura circunestelar esférica

En esta sección calcularemos el flujo correspondiente a la radiación de continuo proveniente de un sistema formado por una estrella + una envoltura circunestelar esférica en términos de la función fuente y la profundidad óptica que la caracterizan.

Consideramos una estrella rodeada por una envoltura esférica de radio interior R_{int} y radio exterior R_{ext} . Suponemos además que esta envoltura es estática y está en estado estacionario. Para simplificar el problema, vamos a considerar que sus propiedades físicas pueden ser descritas mediante valores medios o característicos, es decir, no tendremos en cuenta la distribución de temperatura y densidad dentro de la envoltura. Esto nos permite representarla mediante una capa delgada equivalente situada a una distancia efectiva R_e , cuya temperatura característica, densidad volumétrica integrada y profundidad óptica total sean equivalentes a las de la envoltura completa. Esto significa que, dentro del cuadro de simplificaciones mencionadas, esa capa debe tener una temperatura y una densidad volumétrica uniformes. La distancia efectiva a la cual se encuentra ubicada esta capa no es un reflejo directo del tamaño de la envoltura, sino solamente una escala característica de distancia. La hipótesis de que la capa es delgada implica que su espesor es pequeño en comparación con su distancia a la estrella, es decir: $\Delta R \ll R_e$. De aquí en adelante trabajaremos entonces con la capa delgada equivalente, haciendo referencia a la envoltura sólo cuando tengamos que relacionar sus propiedades globales o medias con las de la capa que la representa.

La ecuación de transporte define el cambio de la intensidad específica de radiación al atravesar un medio. En la aproximación de capas plano-paralelas esta ecuación viene dada por:

$$\hat{\mu} \frac{dI_\lambda(\hat{\tau}_\lambda, \hat{\mu})}{d\hat{\tau}_\lambda} = I_\lambda(\hat{\tau}_\lambda, \hat{\mu}) - S_\lambda(\hat{\tau}_\lambda), \quad (4.1)$$

donde $\hat{\tau}_\lambda$ es la profundidad óptica correspondiente a un punto cualquiera dentro de la capa, $\hat{\mu} = \cos \hat{\theta}$, donde $\hat{\theta}$ es el ángulo entre la normal exterior en ese punto y la dirección de propagación de la radiación, $I_\lambda(\hat{\tau}_\lambda, \hat{\mu})$ es la intensidad específica monocromática en el punto arbitrario $\hat{\tau}_\lambda$ que se propaga en la dirección dada por $\hat{\mu}$, y $S_\lambda(\hat{\tau}_\lambda)$ es la función fuente del continuo, que consideramos isotrópica por ser un medio estático. Para escribir esta ecuación se ha tenido en cuenta además la hipótesis de estado estacionario.

La solución formal de la ecuación (4.1) para una dada dirección $\hat{\mu}$ se obtiene integrando entre dos profundidades ópticas arbitrarias $\hat{\tau}_1$ y $\hat{\tau}_2$:

$$I_\lambda(\hat{\tau}_1, \hat{\mu}) = I_\lambda(\hat{\tau}_2, \hat{\mu}) e^{-\frac{(\hat{\tau}_2 - \hat{\tau}_1)}{\hat{\mu}}} + \int_{\hat{\tau}_1}^{\hat{\tau}_2} S_\lambda(t_\lambda) e^{-\frac{(t_\lambda - \hat{\tau}_1)}{\hat{\mu}}} \frac{dt_\lambda}{\hat{\mu}}. \quad (4.2)$$

Si la capa delgada tiene una profundidad óptica total τ_λ , la intensidad específica monocromática que emerge de ella en la dirección $\hat{\mu}$ se obtiene reemplazando $\hat{\tau}_1 = 0$ y $\hat{\tau}_2 = \tau_\lambda$ en la ecuación anterior:

$$I_\lambda(0, \hat{\mu}) = I_\lambda(\tau_\lambda, \hat{\mu}) e^{-\frac{\tau_\lambda}{\hat{\mu}}} + \int_0^{\tau_\lambda} S_\lambda(t_\lambda) e^{-\frac{t_\lambda}{\hat{\mu}}} \frac{dt_\lambda}{\hat{\mu}}. \quad (4.3)$$

Dado que en nuestro caso la capa delgada representa a la envoltura, τ_λ corresponde a la profundidad óptica total de la envoltura.

Consideremos ahora un observador ubicado a una distancia D del sistema. Si tomamos en ese punto una superficie arbitraria orientada de manera que su normal coincida con la dirección al centro de la estrella, y definimos el flujo monocromático de radiación recibido por el observador como la componente del flujo perpendicular a esa superficie, entonces:

$$F_\lambda = \oint \mu I_\lambda^{obs}(\mu) d\omega, \quad (4.4)$$

donde $\mu = \cos \theta$, siendo θ el ángulo entre la dirección al centro de la estrella y la dirección de propagación de la radiación, $I_\lambda^{obs}(\mu)$ es la intensidad específica monocromática que se propaga en la dirección μ y $d\omega = \sin \theta d\theta d\phi$ es un elemento diferencial de ángulo sólido. Como el problema tiene simetría acimutal, el ángulo sólido diferencial puede ser integrado en ϕ sobre 2π . Teniendo en cuenta además que $\sin \theta d\theta = -d\mu$, el flujo monocromático recibido por el observador se puede escribir como:

$$F_\lambda = 2\pi \int_{-1}^1 \mu I_\lambda^{obs}(\mu) d\mu. \quad (4.5)$$

Para determinar el valor de la intensidad específica monocromática I_λ^{obs} correspondiente a una dada dirección μ , debemos tener en cuenta las contribuciones a lo largo de esa dirección particular.

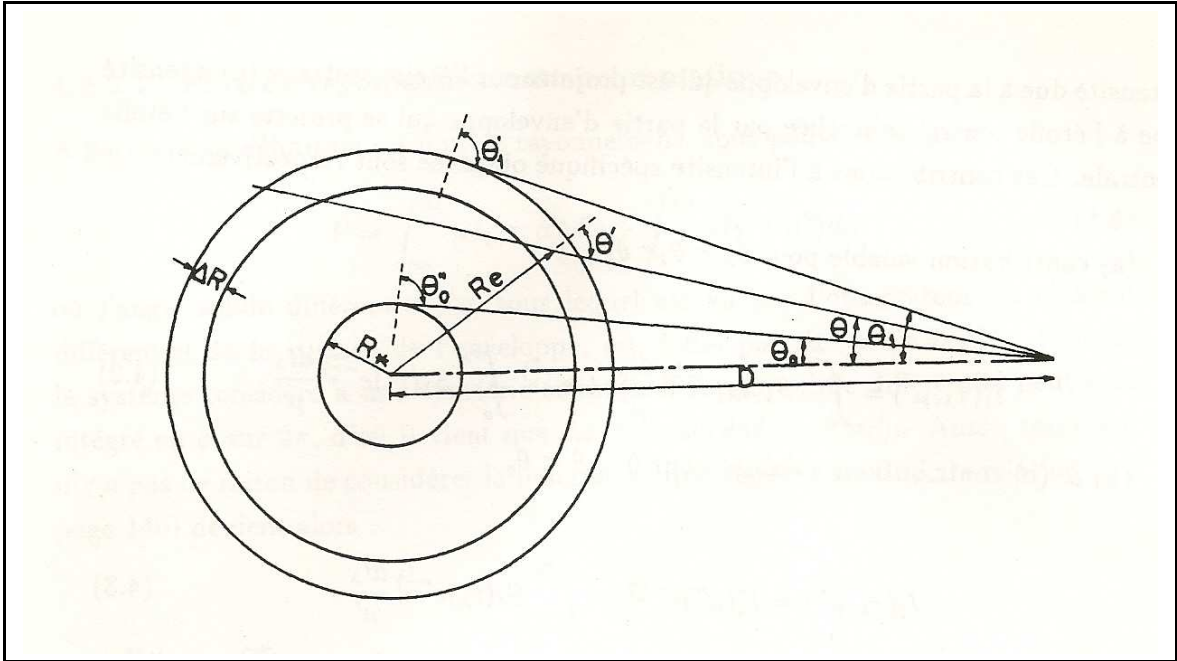


Figura 4.1: Representación esquemática de la envoltura.

La Figura 4.1 muestra esquemáticamente la situación planteada: una estrella de radio R_* rodeada de una capa delgada de radio R_e y espesor ΔR , y un observador ubicado a una distancia D del sistema. Los ángulos se definen de la siguiente manera:

- θ es el ángulo entre la dirección al centro de la estrella y una dirección arbitraria de la línea de la visual
- θ_0 es el ángulo entre la dirección al centro de la estrella y la línea de la visual al borde del disco estelar
- θ_1 es el ángulo entre la dirección al centro de la estrella y la línea de la visual al borde externo de la capa
- θ' es el ángulo entre la normal a la capa y la línea de la visual definida por θ
- θ'' es el ángulo entre la normal a la superficie de la estrella central y la línea de la visual definida por θ

Se puede ver entonces que:

- Para $0 < \theta < \theta_0$ se tiene:
 - la radiación proveniente de la porción de la capa que se proyecta sobre la estrella central

- la radiación proveniente de la estrella central, atenuada por la parte de la capa que se encuentra delante de ella
- Para $\theta_0 < \theta < \theta_1$ se debe considerar:
 - la radiación proveniente de la porción de la capa que se encuentra más cerca del observador
 - la radiación proveniente de la porción de la capa que se encuentra más alejada del observador, atenuada por la parte de la capa que se encuentra por delante
- Para $\theta_1 < \theta < \pi$ no hay contribución de ninguna fuente si suponemos que el sistema no está iluminado externamente

Si llamamos I_1^{obs} a la intensidad específica correspondiente a $\theta_0 < \theta < \theta_1$, e I_2^{obs} a la intensidad específica correspondiente a $0 < \theta < \theta_0$, entonces:

$$I_\lambda^{obs}(\mu) = \begin{cases} 0 & \text{si } -1 < \mu < \mu_1 \\ I_1^{obs}(\mu) & \text{si } \mu_1 < \mu < \mu_0 \\ I_2^{obs}(\mu) & \text{si } \mu_0 < \mu < 1 \end{cases} \quad (4.6)$$

Luego, reemplazando en la expresión (4.5) para el flujo monocromático recibido por un observador obtenemos:

$$F_\lambda = 2\pi \left\{ \int_{\mu_1}^{\mu_0} \mu I_1^{obs}(\mu) d\mu + \int_{\mu_0}^1 \mu I_2^{obs}(\mu) d\mu \right\}. \quad (4.7)$$

Ahora bien, dado que la intensidad específica monocromática no depende de la distancia, y que a cada valor del ángulo θ comprendido entre 0 y θ_1 le corresponde un valor determinado del ángulo θ' , se tiene que $I_\lambda^{obs}(\mu) = I_\lambda(0, \mu')$, siendo $\mu = \cos \theta$ y $\mu' = \cos \theta'$. Es decir que para calcular $I_1^{obs}(\mu)$ e $I_2^{obs}(\mu)$ podemos utilizar la expresión (4.3) para la intensidad específica monocromática que emerge de la capa en la dirección μ' correspondiente:

$$I_\lambda(0, \mu') = I_\lambda(\tau_\lambda, \mu') e^{-\frac{\tau_\lambda}{\mu'}} + \int_0^{\tau_\lambda} S_\lambda(t_\lambda) e^{-\frac{t_\lambda}{\mu'}} \frac{dt_\lambda}{\mu'}.$$

Para $\mu_1 < \mu < \mu_0$ se obtiene:

$$I_1^{obs}(\mu) = \left\{ \int_0^{\tau_\lambda} S_\lambda(t_\lambda) e^{-\frac{t_\lambda}{\mu'}} \frac{dt_\lambda}{\mu'} \right\} e^{-\frac{\tau_\lambda}{\mu'}} + \int_0^{\tau_\lambda} S_\lambda(t_\lambda) e^{-\frac{t_\lambda}{\mu'}} \frac{dt_\lambda}{\mu'}, \quad (4.8)$$

y para $\mu_0 < \mu < 1$, dado que $I_\lambda(\tau_\lambda, \mu') = I_\lambda^*(\mu'')$:

$$I_2^{obs}(\mu) = I_\lambda^*(\mu'') e^{-\frac{\tau_\lambda}{\mu'}} + \int_0^{\tau_\lambda} S_\lambda(t_\lambda) e^{-\frac{t_\lambda}{\mu'}} \frac{dt_\lambda}{\mu'}, \quad (4.9)$$

donde $I_\lambda^*(\mu'')$ es la intensidad específica monocromática que emerge de la estrella en la dirección $\mu'' = \cos \theta''$.

Una simplificación adicional proviene de haber considerado que la capa mediante la cual representamos la envoltura está caracterizada por valores de temperatura y densidad uniformes, ya que en ese caso la función fuente no depende de la profundidad óptica, es decir: $S_\lambda(\hat{\tau}_\lambda) = S_\lambda$. Las expresiones (4.8) y (4.9) se reducen entonces a las siguientes:

$$I_1^{obs}(\mu) = S_\lambda (1 - e^{-\frac{2\tau_\lambda}{\mu'}}), \text{ para } \mu_1 < \mu < \mu_0, \quad (4.10)$$

$$I_2^{obs}(\mu) = I_\lambda^*(\mu'') e^{-\frac{\tau_\lambda}{\mu'}} + S_\lambda (1 - e^{-\frac{\tau_\lambda}{\mu'}}), \text{ para } \mu_0 < \mu < 1. \quad (4.11)$$

Reemplazando (4.10) y (4.11) en (4.7) llegamos a la siguiente expresión para el flujo monocromático recibido por el observador a una distancia D del sistema:

$$F_\lambda = 2\pi \left\{ S_\lambda \int_{\mu_1}^{\mu_0} (1 - e^{-\frac{2\tau_\lambda}{\mu'}}) \mu d\mu + \int_{\mu_0}^1 I_\lambda^*(\mu'') e^{-\frac{\tau_\lambda}{\mu'}} \mu d\mu + S_\lambda \int_{\mu_0}^1 (1 - e^{-\frac{\tau_\lambda}{\mu'}}) \mu d\mu \right\}. \quad (4.12)$$

Para resolver las integrales planteadas en (4.12) debemos expresarlas en función de una única variable, para lo cual debemos hallar la relación entre μ , μ' y μ'' . De la Figura 4.1 se ve que:

- Si $\theta_0 < \theta < \theta_1$:

$$D \sin \theta = R_e \sin \theta' \quad (4.13)$$

- Si $0 < \theta < \theta_0$:

$$D \sin \theta = R_e \sin \theta' = R_* \sin \theta'' \quad (4.14)$$

Por lo tanto:

- Para $\mu_1 < \mu < 1$:

$$1 - \mu^2 = \left(\frac{R_e}{D} \right)^2 (1 - \mu'^2) \quad (4.15)$$

- Para $\mu_0 < \mu < 1$:

$$1 - \mu^2 = \left(\frac{R_*}{D} \right)^2 (1 - \mu''^2) \quad (4.16)$$

$$1 - \mu'^2 = \left(\frac{R_*}{R_e} \right)^2 (1 - \mu''^2). \quad (4.17)$$

Se deduce además que:

• Para $\mu_1 < \mu < 1$:

$$\mu d\mu = \left(\frac{R_e}{D}\right)^2 \mu' d\mu' \quad (4.18)$$

• Para $\mu_0 < \mu < 1$:

$$\mu d\mu = \left(\frac{R_*}{D}\right)^2 \mu'' d\mu'' \quad (4.19)$$

$$\mu' d\mu' = \left(\frac{R_*}{R_e}\right)^2 \mu'' d\mu'' \quad (4.20)$$

Los límites de integración se pueden deducir tanto del gráfico como de las relaciones (4.15) a (4.17). Se puede ver que:

$$\mu_0 = \left[1 - \left(\frac{R_*}{D}\right)^2\right]^{1/2} \quad (4.21)$$

$$\mu_1 = \left[1 - \left(\frac{R_e}{D}\right)^2\right]^{1/2} \quad (4.22)$$

$$\mu'_0 = \left[1 - \left(\frac{R_*}{R_e}\right)^2\right]^{1/2} \quad (4.23)$$

$$\mu'_1 = 0 \quad (4.24)$$

$$\mu''_0 = 0 \quad (4.25)$$

$$\mu'(\mu = 1) = 1 \quad (4.26)$$

$$\mu''(\mu = 1) = 1. \quad (4.27)$$

Podemos definir el parámetro $r = (R_*/R_e)$ para que la escala de distancia esté comprendida entre 0 y 1. En ese caso en lugar de (4.23) escribiremos:

$$\mu'_0 = (1 - r^2)^{1/2}. \quad (4.28)$$

Por otra parte, para expresar las integrales de manera más compacta resulta útil introducir las funciones integro-exponenciales $E_n(x)$, que se definen de la siguiente manera:

$$E_n(x) = \int_1^\infty \frac{e^{-xt}}{t^n} dt. \quad (4.29)$$

Luego, utilizando la identidad:

$$\int_0^{x_0} e^{-\frac{x}{t}} t^n dt = x_0^{n+1} E_{n+2} \left(\frac{x}{x_0} \right) \quad (4.30)$$

que se deriva de (4.29), podemos expresar el flujo monocromático observado en términos de las funciones integro-exponenciales $E_2(x)$ y $E_3(x)$ de la siguiente forma:

$$F_\lambda = 2\pi \left\{ \left(\frac{R_*}{D} \right)^2 \int_0^1 I_\lambda^*(\mu'') e^{-\frac{\tau_\lambda}{[1-r^2(1-\mu''^2)]^{1/2}}} \mu'' d\mu'' + \left(\frac{R_e}{D} \right)^2 S_\lambda \left\{ \frac{1}{2} - E_3(\tau_\lambda) + \mu_0'^2 \left[E_3 \left(\frac{\tau_\lambda}{\mu_0'} \right) - E_3 \left(\frac{2\tau_\lambda}{\mu_0'} \right) \right] \right\} \right\}. \quad (4.31)$$

En primera aproximación, vamos a suponer que la radiación de la estrella central es isotrópica, es decir, que $I_\lambda^*(\mu'') = I_\lambda^*$. Esto nos permite escribir la integral que aparece en (4.31) como $I_\lambda^* H_1(\tau_\lambda, r)$, donde:

$$H_1(\tau_\lambda, r) = \int_0^1 e^{-\frac{\tau_\lambda}{[1-r^2(1-\mu''^2)]^{1/2}}} \mu'' d\mu''. \quad (4.32)$$

Usando la función integro-exponencial $E_3(x)$, se puede escribir H_1 como:

$$H_1(\tau_\lambda, r) = r^{-2} \left[E_3(\tau_\lambda) - \mu_0'^2 E_3 \left(\frac{\tau_\lambda}{\mu_0'} \right) \right]. \quad (4.33)$$

Teniendo en cuenta que el flujo astrofísico emitido por la estrella es:

$$\mathcal{F}_\lambda^* = 2 \int_0^1 I_\lambda^*(\mu'') \mu'' d\mu'', \quad (4.34)$$

y que consideramos que $I_\lambda^*(\mu'') = I_\lambda^*$, se tiene que:

$$\mathcal{F}_\lambda^* = I_\lambda^*. \quad (4.35)$$

Por lo tanto, podemos reescribir la expresión (4.31) para el flujo de la siguiente manera:

$$F_\lambda = 2\pi \left\{ \left(\frac{R_*}{D} \right)^2 \mathcal{F}_\lambda^* H_1(\tau_\lambda, r) + \left(\frac{R_e}{D} \right)^2 S_\lambda \left\{ \frac{1}{2} - E_3(\tau_\lambda) + \mu_0'^2 \left[E_3 \left(\frac{\tau_\lambda}{\mu_0'} \right) - E_3 \left(\frac{2\tau_\lambda}{\mu_0'} \right) \right] \right\} \right\}. \quad (4.36)$$

Si $f_\lambda = (F_\lambda/\pi)$ es el flujo astrofísico que recibe un observador ubicado a una distancia D , se tiene que:

$$f_\lambda = \left(\frac{R_*}{D} \right)^2 \alpha_\lambda(r, \tau_\lambda) \mathcal{F}_\lambda^* + \left(\frac{R_e}{D} \right)^2 \beta_\lambda(r, \tau_\lambda) S_\lambda, \quad (4.37)$$

donde:

$$\alpha_\lambda(r, \tau_\lambda) = 2H_1(\tau_\lambda, r) \quad (4.38)$$

y

$$\beta_\lambda(r, \tau_\lambda) = 1 - r^2 \alpha_\lambda(r, \tau_\lambda) - 2\mu_0'^2 E_3 \left(\frac{2\tau_\lambda}{\mu_0'} \right). \quad (4.39)$$

Se puede ver que la expresión (4.37) nos permite recuperar: a) el flujo astrofísico observado correspondiente a la radiación de la estrella central cuando $\tau_\lambda \rightarrow 0$, ya que en ese caso $\alpha_\lambda(r, \tau_\lambda) \rightarrow 1$ y $\beta_\lambda(r, \tau_\lambda) \rightarrow 0$, y b) el flujo astrofísico observado correspondiente a la radiación de la envoltura cuando $\tau_\lambda \rightarrow \infty$, ya que en ese límite $\alpha_\lambda(r, \tau_\lambda) \rightarrow 0$ y $\beta_\lambda(r, \tau_\lambda) \rightarrow 1$.

Si recordamos que en ausencia de fuentes y sumideros el flujo astrofísico emitido por la estrella se relaciona con el flujo astrofísico recibido a una distancia D por la expresión:

$$f_\lambda^* = (R_*/D)^2 \mathcal{F}_\lambda^*, \quad (4.40)$$

donde f_λ^* es el flujo astrofísico observado, podemos entonces reescribir (4.37) de la siguiente manera:

$$f_\lambda = \alpha_\lambda(r, \tau_\lambda) f_\lambda^* + \left(\frac{R_e}{D} \right)^2 \beta_\lambda(r, \tau_\lambda) S_\lambda. \quad (4.41)$$

En definitiva se puede ver que en este planteo el flujo astrofísico observado depende de r , τ_λ y S_λ , o lo que es lo mismo, de R_e , τ_λ y S_λ .

En las siguientes secciones definiremos el conjunto de parámetros independientes que nos permitirá representar cada una de las envolturas.

Tanto la representación elegida para describir la envoltura esférica como la expresión obtenida para el flujo observado nos van a permitir considerar un caso más general; el de una envoltura dentro de la cual la temperatura y la densidad varíen significativamente. Así, podremos separar a la envoltura en zonas concéntricas de espesor variable dentro de las cuales estos parámetros sean aproximadamente constantes, y representar cada zona por una capa delgada equivalente. Luego, usando las cantidades correspondientes a la primer capa, la expresión (4.41) nos permitirá calcular el flujo observado $f_{\lambda,1}$ que proviene de la estrella + la primer zona de la envoltura. Reemplazando luego f_λ^* por $f_{\lambda,1}$ y usando las cantidades correspondientes a la segunda capa, podremos calcular el flujo observado $f_{\lambda,2}$ proveniente de la estrella + las dos primeras zonas de la envoltura. Repitiendo este procedimiento obtendremos finalmente el flujo f_λ observado en D proveniente de la estrella + la envoltura completa.

4.3. Envoltura circunestelar gaseosa

Como mencionamos al comienzo del capítulo, en esta sección nos ocuparemos de: (a) adoptar una función fuente y una profundidad óptica que reflejen las condiciones físicas en la capa que representa la envoltura, (b) establecer un conjunto de parámetros que nos permita representar la envoltura circunestelar gaseosa, (c) expresar el flujo observado en términos de los parámetros elegidos, y (d) analizar cómo se modifica la distribución de energía correspondiente al continuo al variar los valores de los parámetros.

4.3.1. Modelo de envoltura gaseosa

En el caso de objetos calientes, las temperaturas de las envolturas gaseosas pueden ser lo suficientemente altas como para alcanzar un grado de ionización importante. Por este motivo, para representar la función fuente correspondiente a la radiación de continuo vamos a considerar que tenemos dos contribuciones: una contribución debida a la absorción y a la emisión térmica, y otra contribución debida a la dispersión Thomson por electrones libres. Por simplicidad vamos a considerar que la envoltura está compuesta únicamente de hidrógeno.

Dado que no conocemos la estructura de la envoltura, no nos es posible considerar en detalle los eventuales apartamientos del equilibrio termodinámico local (ETL). En estas condiciones, podemos utilizar solamente una aproximación de tipo ETL, y considerar que la temperatura T representativa de la capa equivalente no es más que un parámetro indicativo de los efectos combinados de la temperatura electrónica y de los apartamientos del ETL.

Adoptamos, por consiguiente, la forma explícita para la función fuente (Mihalas 1978):

$$S_\lambda = (1 - \rho_\lambda)B_\lambda(T) + \rho_\lambda J_\lambda. \quad (4.42)$$

En esta expresión, $B_\lambda(T)$ es la función de Planck para la temperatura T , J_λ es la intensidad específica monocromática media, y ρ_λ se define como:

$$\rho_\lambda = \frac{\sigma_e}{\sigma_e + \kappa_\lambda} = \frac{1}{1 + \frac{\kappa_\lambda}{\sigma_e}}, \quad (4.43)$$

donde σ_e es el coeficiente de absorción debido a la dispersión Thomson por electrones, y κ_λ es el coeficiente de absorción térmico relacionado con las transiciones ligado-libre y libre-libre del hidrógeno. El primer término de (4.42) representa la contribución térmica a la emisión de la envoltura, mientras que el segundo término representa un reservorio de fotones que da cuenta de la dispersión producida por los electrones.

Debemos tener presente que una de las consecuencias de la representación elegida para la envoltura es que la función fuente resulta constante dentro de la capa equivalente.

De acuerdo con la notación introducida en la sección anterior, la intensidad específica monocromática media a una profundidad óptica $\hat{\tau}_\lambda$ arbitraria está dada por:

$$J_\lambda(\hat{\tau}_\lambda) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\lambda(\hat{\tau}_\lambda, \mu') d\mu'. \quad (4.44)$$

Si queremos definir un valor de J_λ que sea representativo, podemos tomar, por ejemplo, el correspondiente al punto de profundidad óptica $\hat{\tau}_\lambda = \tau_\lambda/2$, donde τ_λ es la profundidad óptica total de la capa delgada equivalente, o lo que es lo mismo, de la envoltura. En ese caso:

$$J_\lambda \equiv J_\lambda(\frac{\tau_\lambda}{2}) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\lambda(\frac{\tau_\lambda}{2}, \mu') d\mu'. \quad (4.45)$$

Dependiendo del valor de θ' tendremos distintas contribuciones a la intensidad específica monocromática en ese punto:

- Para $0 < \theta' < \theta'_0$:
 - la radiación proveniente del material que se encuentra entre el borde interno de la capa y el punto
 - la radiación proveniente de la estrella central atenuada por ese mismo material
- Para $\theta'_0 < \theta' < \pi/2$:
 - la radiación proveniente del material que se encuentra entre el borde interno de la capa y el punto
 - la radiación proveniente de la porción de la capa que se encuentra más alejada del observador atenuada por ese mismo material
- Para $\pi/2 < \theta' < \pi$:
 - la radiación proveniente del material que se encuentra entre el borde exterior de la capa y el punto

Si llamamos I_a a la intensidad específica correspondiente a $\pi/2 < \theta' < \pi$, I_b a la intensidad específica correspondiente a $\theta'_0 < \theta' < \pi/2$, e I_c a la intensidad específica correspondiente a $0 < \theta' < \theta'_0$, entonces:

$$I_\lambda(\frac{\tau_\lambda}{2}, \mu') = \begin{cases} I_a(\frac{\tau_\lambda}{2}, \mu') & \text{si } -1 < \mu' < 0 \\ I_b(\frac{\tau_\lambda}{2}, \mu') & \text{si } 0 < \mu' < \mu'_0 \\ I_c(\frac{\tau_\lambda}{2}, \mu') & \text{si } \mu'_0 < \mu' < 1 \end{cases} \quad (4.46)$$

Para obtener I_a , I_b e I_c utilizamos la expresión (4.2):

$$I_\lambda(\hat{\tau}_1, \mu') = I_\lambda(\hat{\tau}_2, \mu') e^{-\frac{(\hat{\tau}_2 - \hat{\tau}_1)}{\mu'}} + \int_{\hat{\tau}_1}^{\hat{\tau}_2} S_\lambda(t_\lambda) e^{-\frac{(t_\lambda - \hat{\tau}_1)}{\mu'}} \frac{dt_\lambda}{\mu'}$$

con los valores adecuados de $\hat{\tau}_1$ y $\hat{\tau}_2$. Encontramos:

$$I_a(\frac{\tau_\lambda}{2}, \mu') = - \int_0^{\frac{\tau_\lambda}{2}} S_\lambda(t_\lambda) e^{-\frac{(t_\lambda - \frac{\tau_\lambda}{2})}{\mu'}} \frac{dt_\lambda}{\mu'}, \quad (4.47)$$

$$I_b\left(\frac{\tau_\lambda}{2}, \mu'\right) = \left\{ \int_0^{\tau_\lambda} S_\lambda(t_\lambda) e^{-\frac{t_\lambda}{\mu'}} \frac{dt_\lambda}{\mu'} \right\} e^{-\frac{\tau_\lambda}{2\mu'}} + \int_{\frac{\tau_\lambda}{2}}^{\tau_\lambda} S_\lambda(t_\lambda) e^{-\frac{(t_\lambda - \frac{\tau_\lambda}{2})}{\mu'}} \frac{dt_\lambda}{\mu'}, \quad (4.48)$$

$$I_c\left(\frac{\tau_\lambda}{2}, \mu'\right) = I_\lambda^*(\mu'') e^{-\frac{\tau_\lambda}{2\mu'}} + \int_{\frac{\tau_\lambda}{2}}^{\tau_\lambda} S_\lambda(t_\lambda) e^{-\frac{(t_\lambda - \frac{\tau_\lambda}{2})}{\mu'}} \frac{dt_\lambda}{\mu'}. \quad (4.49)$$

Recordando que $S_\lambda(\hat{\tau}_\lambda) = S_\lambda$, obtenemos:

$$I_a\left(\frac{\tau_\lambda}{2}, \mu'\right) = S_\lambda \left(1 - e^{-\frac{\tau_\lambda}{2\mu'}}\right), \text{ para } -1 < \mu' < 0 \quad (4.50)$$

$$I_b\left(\frac{\tau_\lambda}{2}, \mu'\right) = S_\lambda \left(1 - e^{-\frac{3\tau_\lambda}{2\mu'}}\right), \text{ para } 0 < \mu' < \mu'_0 \quad (4.51)$$

$$I_c\left(\frac{\tau_\lambda}{2}, \mu'\right) = I_\lambda^*(\mu'') e^{-\frac{\tau_\lambda}{2\mu'}} + S_\lambda \left(1 - e^{-\frac{\tau_\lambda}{2\mu'}}\right), \text{ para } \mu'_0 < \mu' < 1 \quad (4.52)$$

Reemplazando estas funciones en (4.45), teniendo en cuenta la relación entre μ' y μ'' , y utilizando las funciones integro-exponenciales, encontramos para J_λ la siguiente expresión:

$$J_\lambda = S_\lambda \left\{ 1 - E_2\left(\frac{\tau_\lambda}{2}\right) + \frac{1}{2} \mu'_0 \left[E_2\left(\frac{\tau_\lambda}{2\mu'_0}\right) - E_2\left(\frac{3\tau_\lambda}{2\mu'_0}\right) \right] \right\} + \frac{1}{2} \mathcal{F}_\lambda^* \left[E_2\left(\frac{\tau_\lambda}{2}\right) - \mu'_0 E_2\left(\frac{\tau_\lambda}{2\mu'_0}\right) \right]. \quad (4.53)$$

Para llegar a la expresión (4.53) se usó además que: $I_\lambda^*(\mu'') = I_\lambda^* = \mathcal{F}_\lambda^*$.

Podemos escribir la expresión anterior de manera más compacta como:

$$J_\lambda = S_\lambda \gamma_\lambda(r, \tau_\lambda) + \delta_\lambda(r, \tau_\lambda), \quad (4.54)$$

donde:

$$\gamma_\lambda(r, \tau_\lambda) = 1 - E_2\left(\frac{\tau_\lambda}{2}\right) + \frac{1}{2} \mu'_0 \left[E_2\left(\frac{\tau_\lambda}{2\mu'_0}\right) - E_2\left(\frac{3\tau_\lambda}{2\mu'_0}\right) \right] \quad (4.55)$$

y

$$\delta_\lambda(r, \tau_\lambda) = \frac{1}{2} \mathcal{F}_\lambda^* \left[E_2\left(\frac{\tau_\lambda}{2}\right) - \mu'_0 E_2\left(\frac{\tau_\lambda}{2\mu'_0}\right) \right]. \quad (4.56)$$

La dependencia de γ_λ y de δ_λ con r se da a través de $\mu'_0 = (1 - r^2)^{1/2}$.

Si consideramos nuevamente la expresión (4.42) para la función fuente:

$$S_\lambda = (1 - \rho_\lambda) B_\lambda(T) + \rho_\lambda J_\lambda,$$

y reemplazamos J_λ por (4.54), encontramos que:

$$S_\lambda = (1 - \epsilon_\lambda)B_\lambda(T) + \epsilon_\lambda\mathcal{D}_\lambda, \quad (4.57)$$

con:

$$\epsilon_\lambda = \frac{\rho_\lambda(1 - \gamma_\lambda)}{1 - \rho_\lambda\gamma_\lambda}, \quad (4.58)$$

$$\mathcal{D}_\lambda = \frac{\delta_\lambda}{1 - \gamma_\lambda}. \quad (4.59)$$

Es decir que, limitándonos a la capa delgada que representa a la envoltura, pudimos obtener una expresión simple para la función fuente correspondiente a la radiación de continuo. Analizando (4.57), (4.58) y (4.59) vemos que S_λ depende de T , r , τ_λ y ρ_λ , o lo que es lo mismo, de T , R_e , τ_λ y ρ_λ . Las cantidades T y R_e serán adoptadas como parámetros libres de nuestro modelo. Mostraremos, a continuación, que las cantidades τ_λ y ρ_λ pueden ser expresadas en función de parámetros que resultan significativos para nuestro análisis.

• Profundidad óptica τ_λ

Bajo la hipótesis de simetría esférica, la profundidad óptica total de la envoltura está dada por:

$$\tau_\lambda = \int_{R_{int}}^{R_{ext}} \chi_\lambda(R) dR, \quad (4.60)$$

donde R es la distancia desde el centro de la estrella a un punto arbitrario dentro de la envoltura, y $\chi_\lambda(R)$ es el coeficiente de extinción, dado por:

$$\chi_\lambda(R) = \kappa_\lambda(R) + \sigma_e(R). \quad (4.61)$$

Podemos escribir entonces:

$$\tau_\lambda = \tau_\lambda^a + \tau_e, \quad (4.62)$$

con

$$\tau_\lambda^a = \int_{R_{int}}^{R_{ext}} \kappa_\lambda(R) dR, \quad (4.63)$$

$$\tau_e = \int_{R_{int}}^{R_{ext}} \sigma_e(R) dR. \quad (4.64)$$

Partiendo de las definiciones se puede demostrar que:

- El coeficiente de absorción de radiación de continuo para las transiciones ligado-libre y libre-libre del hidrógeno en ETL se puede escribir de la siguiente forma:

$$\kappa_\lambda(R) = Q(T, \lambda) N_e^2(R), \quad (4.65)$$

donde $Q(T, \lambda)$ es un factor que depende solamente de la temperatura T y de la longitud de onda λ , y $N_e(R)$ es la densidad electrónica en R . Se consideró además que la temperatura T del medio es uniforme.

- El coeficiente de absorción debido a la dispersión Thomson por electrones libres se puede escribir de la siguiente forma:

$$\sigma_e(R) = \sigma_T N_e(R), \quad (4.66)$$

donde σ_T es la sección eficaz de dispersión Thomson por electrones libres, que es una constante independiente de la longitud de onda λ .

Esto significa que:

$$\tau_\lambda^a = Q(T, \lambda) \int_{R_{int}}^{R_{ext}} N_e^2(R) dR, \quad (4.67)$$

$$\tau_e = \sigma_T \int_{R_{int}}^{R_{ext}} N_e(R) dR. \quad (4.68)$$

Es decir que para calcular τ_λ^a y τ_e necesitamos R_{int} , R_{ext} y el valor de la densidad electrónica (N_e) en cada punto (R) dentro de la envoltura.

Como estamos interesados en las propiedades globales de la envoltura, vamos a tomar como parámetros libres a las profundidades ópticas τ_V^a y τ_e , donde τ_V^a es la profundidad óptica en el visible debida a la absorción pura, es decir, $\tau_V^a = \tau_{\lambda_V}^a$, con $\lambda_V = 5500 \text{ \AA} = 0,55 \mu m$.

Usando (4.67) podemos escribir:

$$\tau_V^a = Q(T, \lambda_V) \int_{R_{int}}^{R_{ext}} N_e^2(R) dR, \quad (4.69)$$

con lo cual:

$$\tau_\lambda^a = \tau_V^a \frac{Q(T, \lambda)}{Q(T, \lambda_V)}. \quad (4.70)$$

De esta forma, la profundidad óptica de la envoltura, definida por la expresión (4.62), se puede expresar en función de los parámetros T , τ_V^a y τ_e :

$$\tau_\lambda = \tau_V^a \frac{Q(T, \lambda)}{Q(T, \lambda_V)} + \tau_e. \quad (4.71)$$

A continuación describimos brevemente el comportamiento de la profundidad óptica con la longitud de onda y su dependencia con los distintos parámetros.

En la Figura 4.2 se muestra la profundidad óptica τ_λ^a calculada utilizando la expresión (4.70) con $T = 10000 \text{ K}$ y $\tau_V^a = 0,05, 0,4$ y $0,8$. A modo de comparación, incluimos las rectas que representan $\tau_e = 0,2$ y $\tau_e = 0,4$.

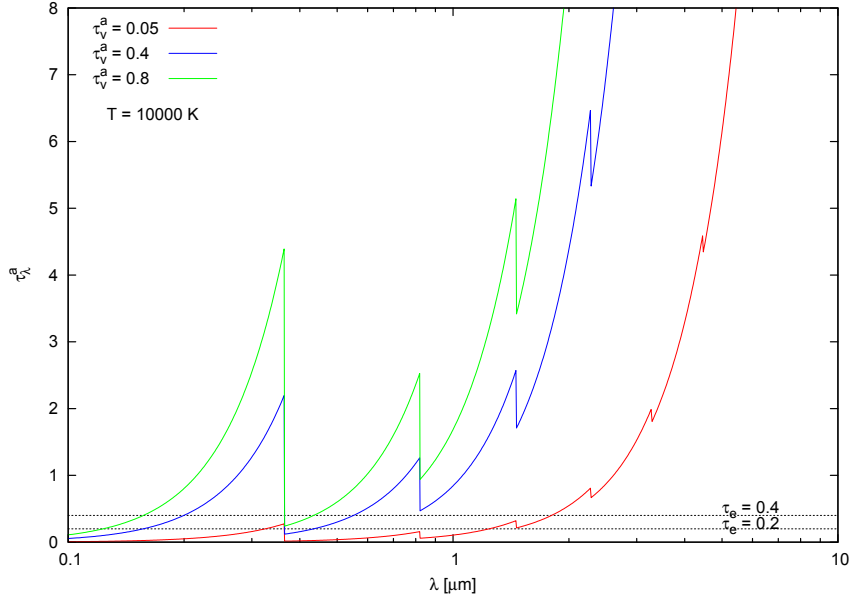


Figura 4.2: τ_λ^a en función de λ para $T = 10000$ K y distintos valores de τ_V^a . Las rectas horizontales representan $\tau_e = 0,2$ y $\tau_e = 0,4$.

En este gráfico se evidencian las características principales de la absorción térmica y de la dispersión. La profundidad óptica correspondiente a la absorción térmica refleja el comportamiento del coeficiente de absorción del hidrógeno: para longitudes de onda cortas domina el coeficiente de absorción ligado-libre, mientras que para longitudes de onda largas domina el coeficiente de absorción libre-libre. La profundidad óptica correspondiente a la dispersión Thomson por electrones es independiente de la longitud de onda.

La forma que adopta τ_λ en cada región del espectro depende de cuál es el efecto dominante en ese rango de longitudes de onda (dispersión o absorción térmica). En los intervalos de longitudes de onda para los cuales $\tau_e \gg \tau_\lambda^a$ la profundidad óptica total τ_λ estará dominada por la dispersión por electrones, con lo cual la dependencia con la longitud de onda en dichos intervalos será débil. Por otra parte, si $\tau_\lambda^a \gg \tau_e$, la profundidad óptica total será prácticamente independiente del valor de τ_e y reflejará la forma funcional del coeficiente de absorción del hidrógeno para una dada temperatura. En los intervalos en los cuales la diferencia entre los valores de τ_λ^a y τ_e no es tan marcada la profundidad óptica reflejará ambos efectos.

Las Figuras 4.3 y 4.4 muestran la variación de la profundidad óptica τ_λ con los parámetros τ_V^a y τ_e respectivamente. En ambos casos se utilizó una temperatura $T = 10000$ K. Para la primera figura se fijó un valor de $\tau_e = 0,2$ y se tomaron valores de $\tau_V^a = 0,05, 0,4$ y $0,8$, mientras que para la segunda se consideró un valor de $\tau_V^a = 0,4$ y valores de $\tau_e = 0, 0,2$ y $0,4$.

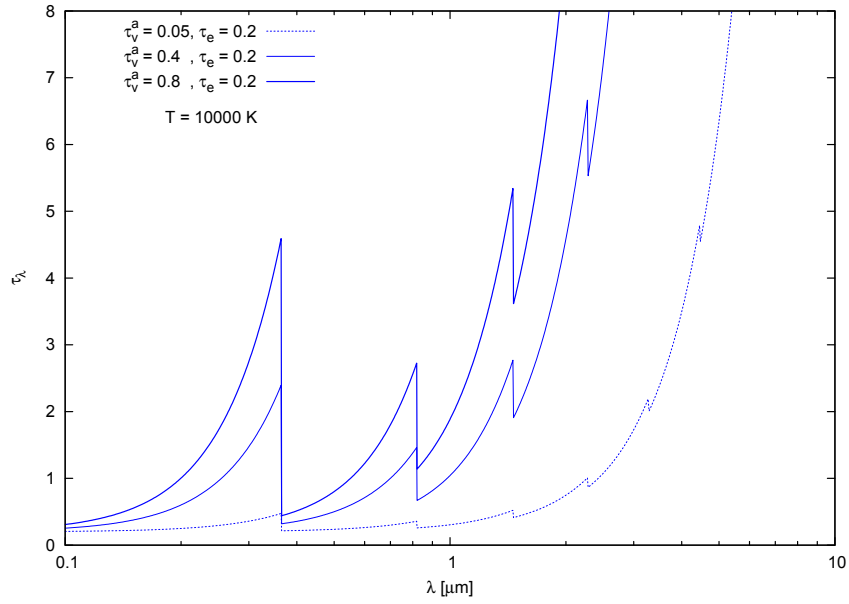


Figura 4.3: τ_λ en función de λ para $T = 10000$ K, $\tau_e = 0,2$ y distintos valores de τ_V^a .

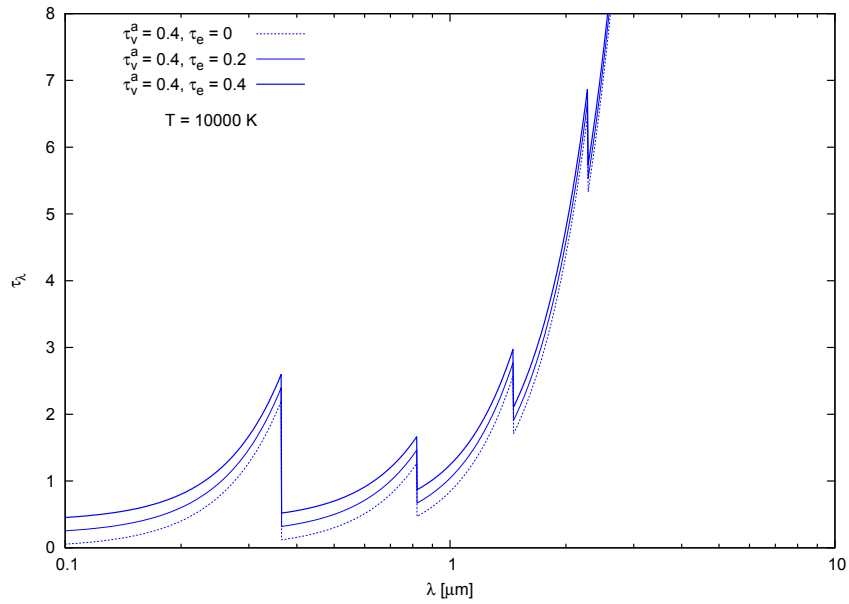


Figura 4.4: τ_λ en función de λ para $T = 10000$ K, $\tau_V^a = 0,4$ y distintos valores de τ_e .

En estos gráficos se observa lo que se discutió en el párrafo anterior, es decir, que la forma de τ_λ en las distintas regiones del espectro está determinada por la importancia relativa de la absorción térmica y la dispersión por electrones. Esto se traduce también en los cambios que se producen en la profundidad óptica τ_λ al variar el valor de cada parámetro.

Para ilustrar la variación de τ_λ con la temperatura, en la Figura 4.5 se muestra la profundidad óptica calculada a partir de la expresión (4.71) para $\tau_V^a = 0,4$, $\tau_e = 0,2$ y $T = 10000$ K, 12000 K y 14000 K.

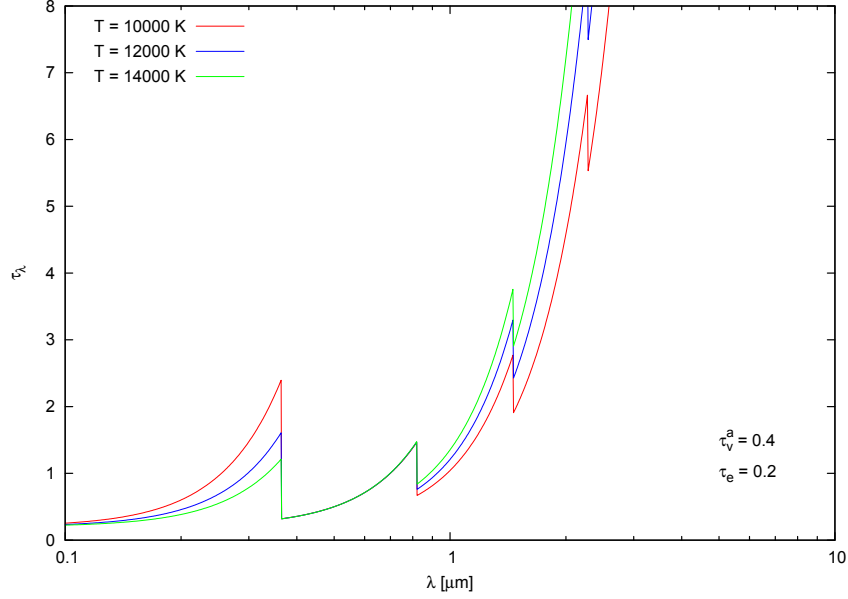


Figura 4.5: τ_λ en función de λ para $\tau_e = 0,2$, $\tau_V^a = 0,4$ y distintos valores de T .

Como era de esperar, se observa que un aumento en la temperatura produce una disminución de la intensidad de la discontinuidad para longitudes de onda menores que $1\mu m$ y un aumento leve de la profundidad óptica para longitudes de onda mayores. Este comportamiento está relacionado con el coeficiente de absorción del hidrógeno, que como ya mencionamos, está dominado por la absorción ligado-libre en longitudes de onda cortas y por la absorción libre-libre para longitudes de onda más largas.

• Cociente de opacidades ρ_λ

Como ya vimos, el coeficiente ρ_λ está dado por la expresión (4.43):

$$\rho_\lambda = \frac{\sigma_e}{\sigma_e + \kappa_\lambda} = \frac{1}{1 + \frac{\kappa_\lambda}{\sigma_e}}.$$

El hecho de que contenga coeficientes de absorción, hace que dependa de las condiciones locales o puntuales dentro de la envoltura. Sin embargo, nuestro tratamiento del transporte de radiación involucra cantidades integradas, y por lo tanto, relacionadas con valores medios o característicos de la temperatura, la densidad electrónica y la profundidad óptica. Necesitamos entonces encontrar una representación para ρ_λ que tenga relación con dichos valores medios.

Para eso haremos el siguiente planteo.

Los coeficientes de absorción $\kappa_\lambda(R)$ y $\sigma_e(R)$ son cantidades locales, ya que dependen del punto de la envoltura que se considere a través de su dependencia con la densidad electrónica $N_e(R)$.

Como redujimos la envoltura completa a una capa equivalente delgada, podemos identificar la densidad $N_e(R)$ que aparece en (4.65) y (4.66) con una densidad electrónica media $\langle N_e(R) \rangle$ representativa de dicha capa.

En ese caso, el cociente de los coeficientes de absorción estará dado por:

$$\frac{\kappa_\lambda}{\sigma_e} = \frac{Q(T, \lambda)}{\sigma_T} \langle N_e(R) \rangle. \quad (4.72)$$

Por otro lado, las profundidades ópticas τ_λ^a y τ_e son cantidades integradas que representan a la envoltura completa.

Utilizando las expresiones (4.67) y (4.68) vemos que el cociente de las profundidades ópticas está dado por:

$$\frac{\tau_\lambda^a}{\tau_e} = \frac{Q(T, \lambda)}{\sigma_T} \frac{\int_{R_{int}}^{R_{ext}} N_e^2(R) dR}{\int_{R_{int}}^{R_{ext}} N_e(R) dR}. \quad (4.73)$$

Si definimos el valor medio $\langle N_e(R) \rangle$ de la densidad electrónica como:

$$\langle N_e(R) \rangle = \frac{\int_{R_{int}}^{R_{ext}} N_e^2(R) dR}{\int_{R_{int}}^{R_{ext}} N_e(R) dR}, \quad (4.74)$$

es posible hacer la siguiente identificación:

$$\frac{\kappa_\lambda}{\sigma_e} = \frac{\tau_\lambda^a}{\tau_e}. \quad (4.75)$$

Es decir, identificamos el cociente de los coeficientes de absorción, que son cantidades locales, con el cociente de las profundidades ópticas, que son cantidades integradas.

Reemplazando este cociente en la definición de ρ_λ , y recordando que τ_λ^a está dado por (4.70), obtenemos una expresión para ρ_λ en función de los parámetros T , τ_V^a y τ_e :

$$\rho_\lambda = \frac{1}{1 + \frac{\tau_V^a}{\tau_e} \frac{Q(T, \lambda)}{Q(T, \lambda_V)}}. \quad (4.76)$$

• Propiedades físicas de la envoltura y parámetros del modelo

Cuando analizamos la forma final de la función fuente S_λ dada por (4.57), encontramos que ésta depende de T , R_e , τ_λ y ρ_λ . Luego vimos que podemos escribir τ_λ y ρ_λ en función de las cantidades T , τ_V^a y τ_e . En base a este análisis podemos elegir finalmente las cantidades T , R_e , τ_V^a y τ_e como el conjunto de parámetros que utilizaremos para describir la envoltura gaseosa, y su efecto sobre la distribución de energía observada.

4.3.2. Distribución de energía observada afectada por la envoltura gaseosa

El desarrollo general realizado en la sección anterior nos permitió llegar a la expresión (4.37) que representa el flujo astrofísico recibido de un sistema formado por estrella + envoltura gaseosa:

$$f_\lambda = \left(\frac{R_*}{D}\right)^2 \alpha_\lambda(r, \tau_\lambda) \mathcal{F}_\lambda^* + \left(\frac{R_e}{D}\right)^2 \beta_\lambda(r, \tau_\lambda) S_\lambda,$$

donde α_λ y β_λ están dados por (4.38) y (4.39) respectivamente. Si tenemos en cuenta la expresión (4.40) que relaciona el flujo astrofísico emitido por la estrella con el flujo astrofísico recibido a una distancia D en ausencia de fuentes y sumideros:

$$f_\lambda^* = (R_*/D)^2 \mathcal{F}_\lambda^*,$$

podemos independizarnos del radio estelar R_* y de la distancia D entre el observador y el objeto utilizando el flujo f_λ^* en una longitud de onda de referencia λ_R como factor de normalización. Como mencionamos en el capítulo anterior, en este trabajo decidimos adoptar $\lambda_R = 5500 \text{ \AA}$, y la simbolizamos con la letra V . Llegamos entonces a la siguiente expresión que representa el flujo astrofísico observado normalizado:

$$\bar{f}_\lambda = \frac{f_\lambda}{f_\lambda^*} = \alpha_\lambda(r, \tau_\lambda) \frac{\mathcal{F}_\lambda^*}{\mathcal{F}_V^*} + r^{-2} \beta_\lambda(r, \tau_\lambda) \frac{S_\lambda}{\mathcal{F}_V^*}. \quad (4.77)$$

Se puede ver que el primer término corresponde al flujo estelar atenuado por la envoltura, mientras que el segundo corresponde al flujo proveniente de la envoltura sola.

Para analizar la influencia de la envoltura gaseosa sobre la distribución de energía observada tomamos un intervalo de valores para cada parámetro libre y estudiamos qué efectos se observan al variar cada uno de ellos.

A modo de ejemplo mostramos los resultados encontrados para un objeto de $T_{eff} = 20000 \text{ K}$ y $\log g = 4$, que corresponde aproximadamente a una estrella tipo B2 V. Tal como hicimos en el capítulo anterior, representamos el flujo emitido por el objeto por el modelo de Kurucz correspondiente.

En base a la información recopilada de la literatura (ver capítulo 2), adoptamos los siguientes rangos de valores para el radio efectivo y la temperatura de la envoltura: $1,1 R_* \leq R_e \leq 7 R_*$ y $10000 \text{ K} \leq T \leq 14000 \text{ K}$. Este último parámetro se elige de acuerdo con la temperatura efectiva del objeto central. En general se adopta $T = 0,5 T_{eff}$ o $T = 0,8 T_{eff}$ (Zorec & Briot 1991; Moujtahid et al. 1998). Con respecto a las profundidades ópticas, mostramos los resultados encontrados utilizando los siguientes rangos de variación: $0 \leq \tau_V^a \leq 1$ y $0 \leq \tau_e \leq 0,5$.

Para simplificar nuestro análisis, estudiaremos en primer lugar el efecto que tienen los parámetros libres de nuestro modelo sobre las distribuciones de energía correspondientes a cada una de las contribuciones presentes en (4.77). Luego analizaremos cómo influye cada una de estas contribuciones en la distribución de energía

del sistema. Finalmente presentaremos las distribuciones de energía obtenidas con nuestro modelo para distintos conjuntos de valores de los parámetros libres.

En lo que sigue llamaremos \bar{f}_λ^{at} al flujo estelar atenuado por la envoltura y \bar{f}_λ^{env} al flujo proveniente de la envoltura.

• Flujo estelar atenuado por la envoltura gaseosa

Las Figuras 4.6 a 4.9 muestran cómo se modifica la distribución de energía correspondiente al flujo \bar{f}_λ^{at} al variar cada uno de los parámetros del modelo. A modo de comparación, en todos los casos se incluye la distribución de energía correspondiente al modelo de Kurucz utilizado.

La discusión sobre la profundidad óptica presentada en la subsección anterior nos permite entender la influencia de los parámetros τ_V^a , τ_e y T sobre la atenuación de la radiación estelar, ya que el coeficiente de absorción del hidrógeno modula la distribución de energía emitida.

La contribución de la absorción térmica y de la dispersión por electrones a la atenuación no es la misma en todas las regiones espectrales, sino que depende de los valores relativos de τ_V^a y τ_e , y en consecuencia, de los valores relativos de τ_V^a y τ_e .

En la Figura 4.6 se puede ver que los cambios en τ_V^a introducen variaciones importantes en la atenuación. Se observa que al aumentar τ_V^a se intensifican los saltos y la absorción en el infrarrojo a partir de $1 \mu m$, lo que refleja el comportamiento observado en el coeficiente de absorción del hidrógeno.

En la Figura 4.7 se observa que la atenuación introducida por τ_e es muy pequeña, aún para valores relativamente grandes de este parámetro. Para longitudes de onda largas la atenuación es prácticamente independiente del valor de τ_e (ver Figura 4.4).

En definitiva se encuentra que cuando el valor de τ_V^a es lo suficientemente pequeño, para $\lambda \lesssim 3 \mu m$ domina la dispersión por electrones, mientras que para $\lambda \gtrsim 3 \mu m$ domina la absorción térmica. En cambio, para valores grandes de τ_V^a la forma global de la atenuación está dominada por la absorción térmica.

En la Figura 4.8 se muestra que el efecto de la temperatura se evidencia en los saltos y en la región de longitudes de onda mayores que $1 \mu m$: un aumento en la temperatura produce una disminución en la altura de los saltos para longitudes de onda cortas, y un aumento en la atenuación para longitudes de onda más largas (ver Figura 4.5).

Finalmente, en la Figura 4.9 se muestra que la variación del radio efectivo de la envoltura afecta muy poco a la atenuación.

En todos los casos mostramos el intervalo de longitudes de onda comprendido entre $0,1$ y $10 \mu m$ para destacar las regiones donde se producen las variaciones.

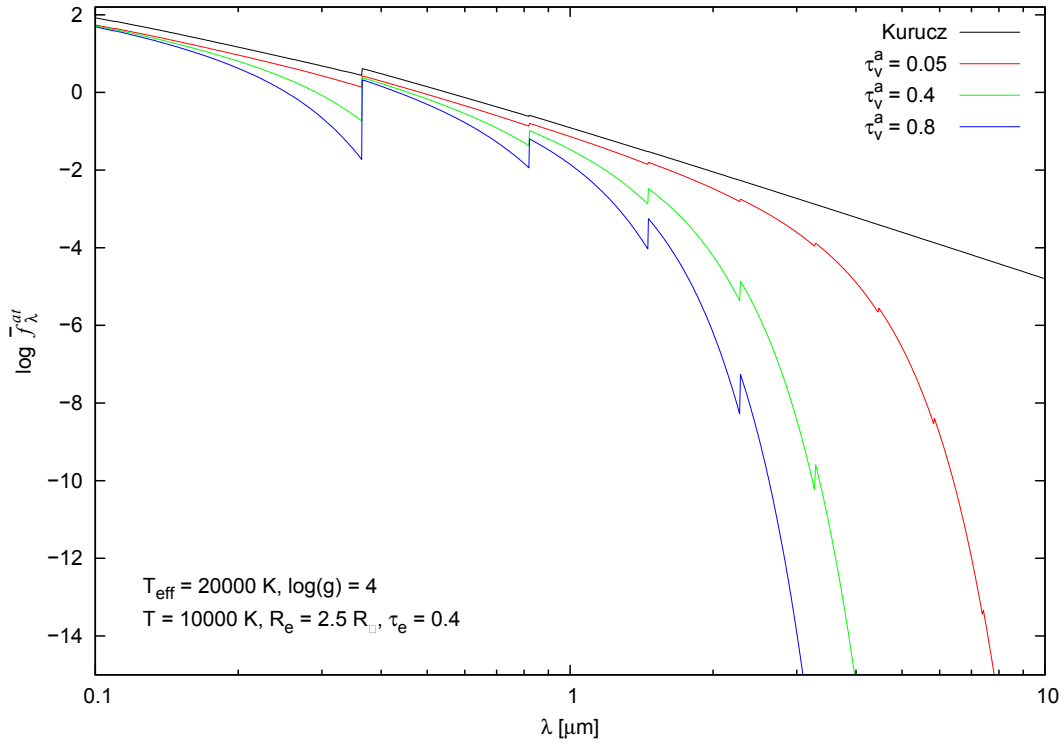


Figura 4.6: Flujo estelar atenuado por la envoltura gaseosa en función de λ para distintos valores de τ_v^a y valores fijos de los demás parámetros.

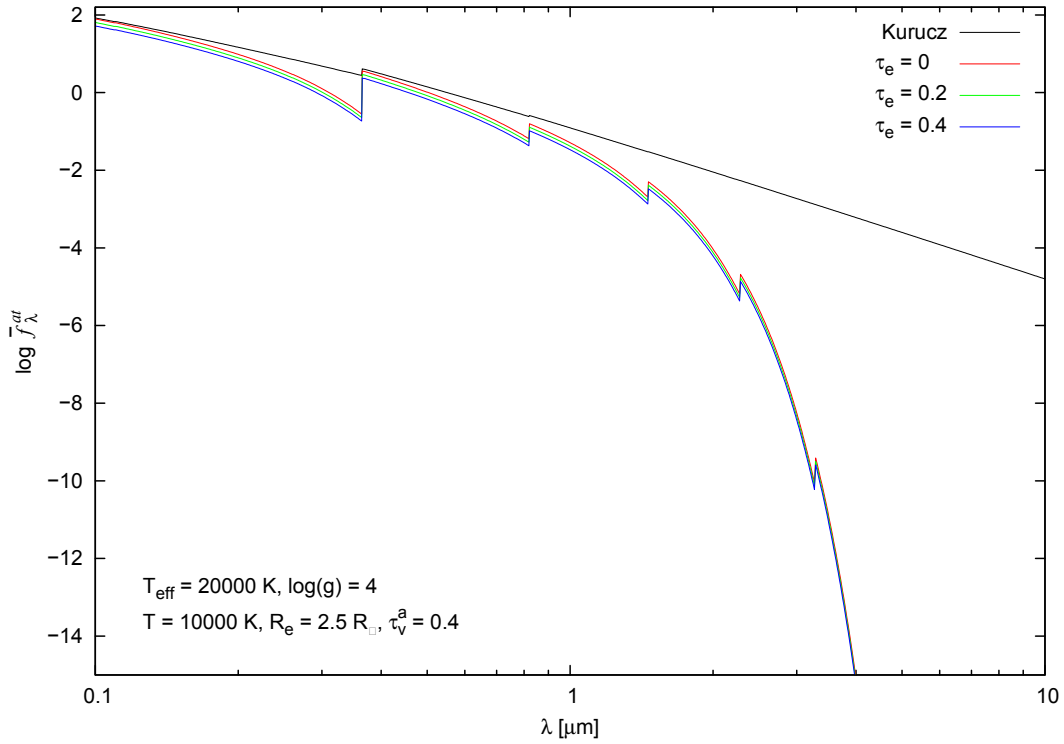


Figura 4.7: Flujo estelar atenuado por la envoltura gaseosa en función de λ para distintos valores de τ_e y valores fijos de los demás parámetros.

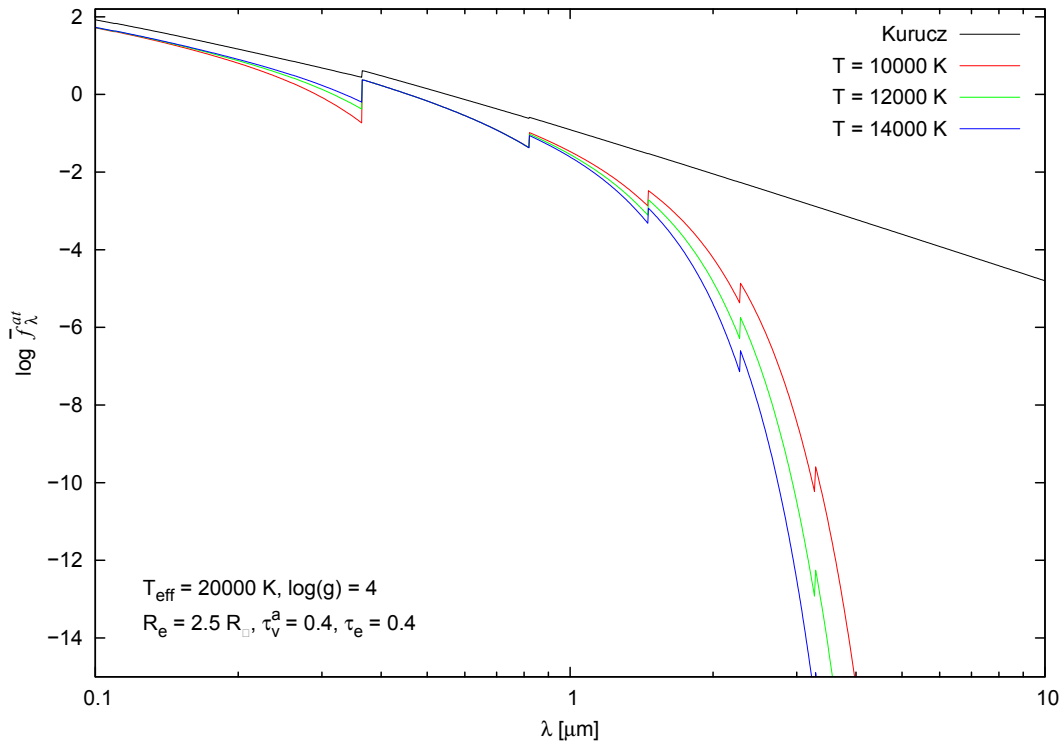


Figura 4.8: Flujo estelar atenuado por la envoltura gaseosa en función de λ para distintos valores de T y valores fijos de los demás parámetros.

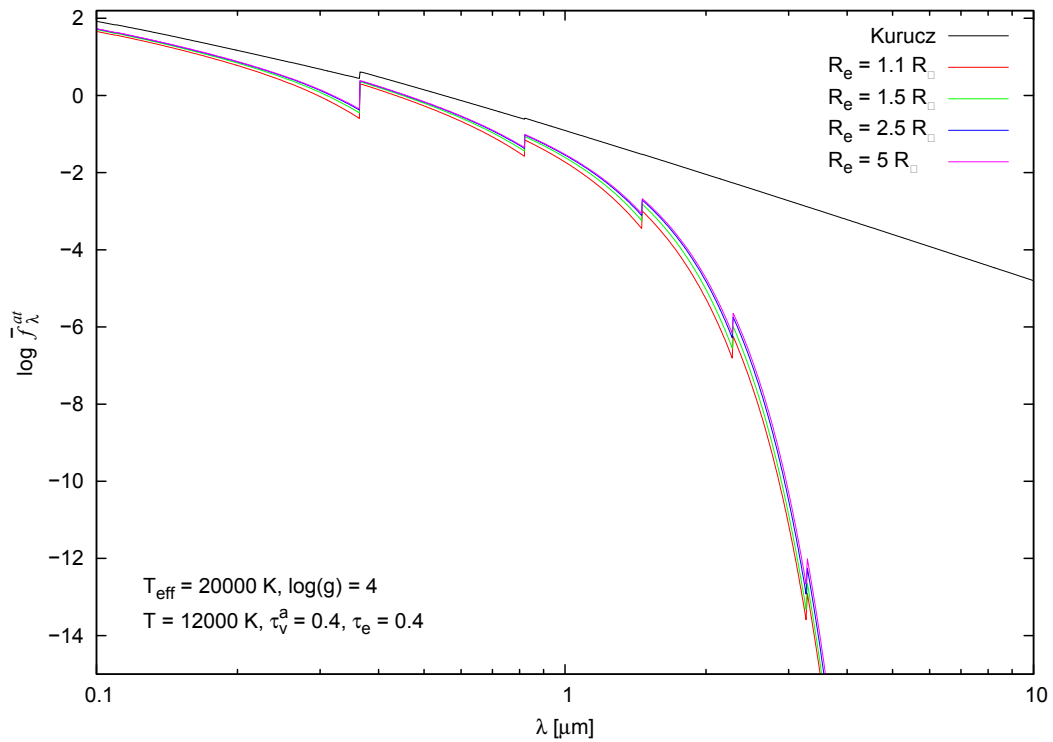


Figura 4.9: Flujo estelar atenuado por la envoltura gaseosa en función de λ para distintos valores de R_e y valores fijos de los demás parámetros.

• Flujo propio de la envoltura gaseosa

Las Figuras 4.10 a 4.14 muestran el efecto de la variación de los parámetros del modelo sobre la distribución de energía proveniente de la envoltura, \bar{f}_λ^{env} .

En las Figuras 4.10 y 4.11 presentamos las distribuciones de energía correspondientes a distintos valores de τ_V^a . El incremento del valor de τ_V^a produce un aumento en la emisión para $\lambda \lesssim 2 \mu m$, por lo que disminuye la intensidad de los saltos. Para $\lambda \gtrsim 2 \mu m$ no se observa ninguna variación. A medida que aumentamos el valor de τ_V^a desde 0,05 hasta 1, la distribución de energía varía muy rápidamente al comienzo y más lentamente al final, es decir que un pequeño cambio en τ_V^a produce una variación muy importante si τ_V^a es chico, mientras que un cambio relativamente grande no modifica significativamente la distribución de energía si $\tau_V^a \gtrsim 0,4$.

En la Figura 4.12 se observa que la variación de τ_e afecta principalmente la región del ultravioleta y del visible, produciendo un aumento en la emisión que es más pronunciado para longitudes de onda correspondientes al ultravioleta lejano ($\lambda \lesssim 2000 \text{ \AA}$). Debido a este aumento en la emisión disminuye además la intensidad de los saltos. Para longitudes de onda $\lambda \gtrsim 1 \mu m$ la distribución de energía no cambia. Al igual que con τ_V^a , la variación introducida por un cambio en τ_e es más importante para valores pequeños de τ_e y mucho menos notoria para valores de τ_e mayores.

La Figura 4.13 muestra que un aumento de la temperatura produce una mayor emisión en todas las longitudes de onda mayores que 1200 \AA . Este incremento en la emisión es más marcado en la región del ultravioleta y visible, y mucho menos notorio en el infrarrojo lejano.

En la Figura 4.14 se puede ver que un aumento del radio efectivo produce un importante incremento de la emisión general en todas las longitudes de onda mayores que 1200 \AA .

Como antes, mostramos en todas las figuras el intervalo de longitudes de onda comprendido entre $0,1$ y $10 \mu m$ para destacar las regiones donde se producen las variaciones.

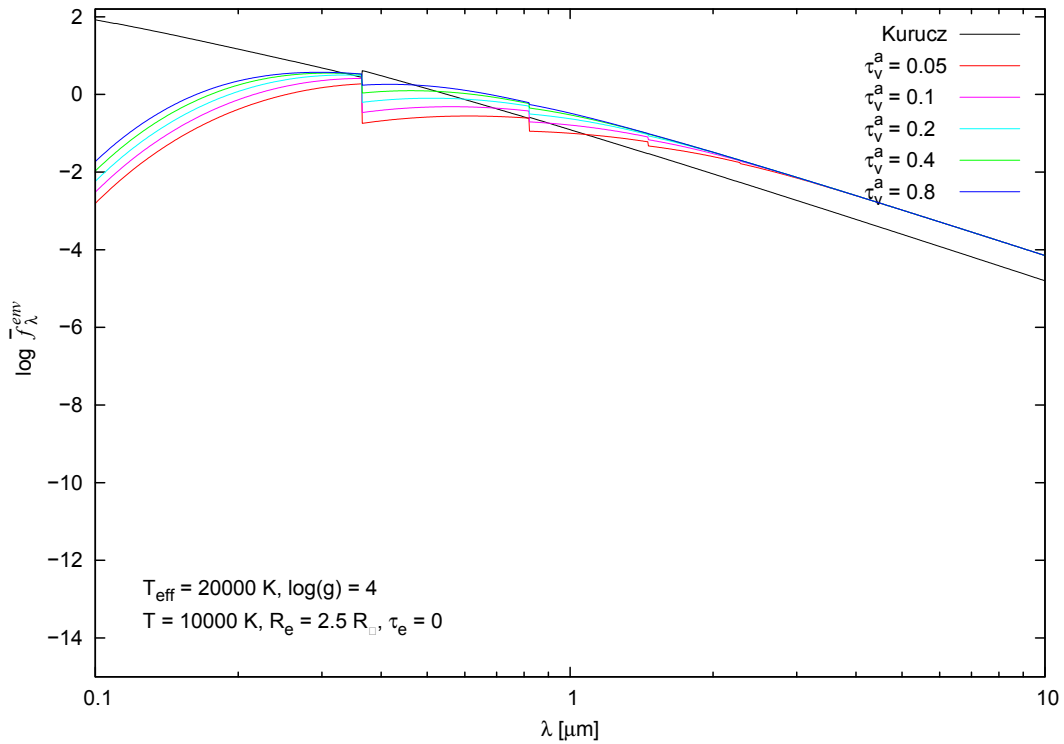


Figura 4.10: Flujo propio de la envoltura gaseosa en función de λ para distintos valores de τ_V^a , $\tau_e = 0$ y valores fijos de los demás parámetros.

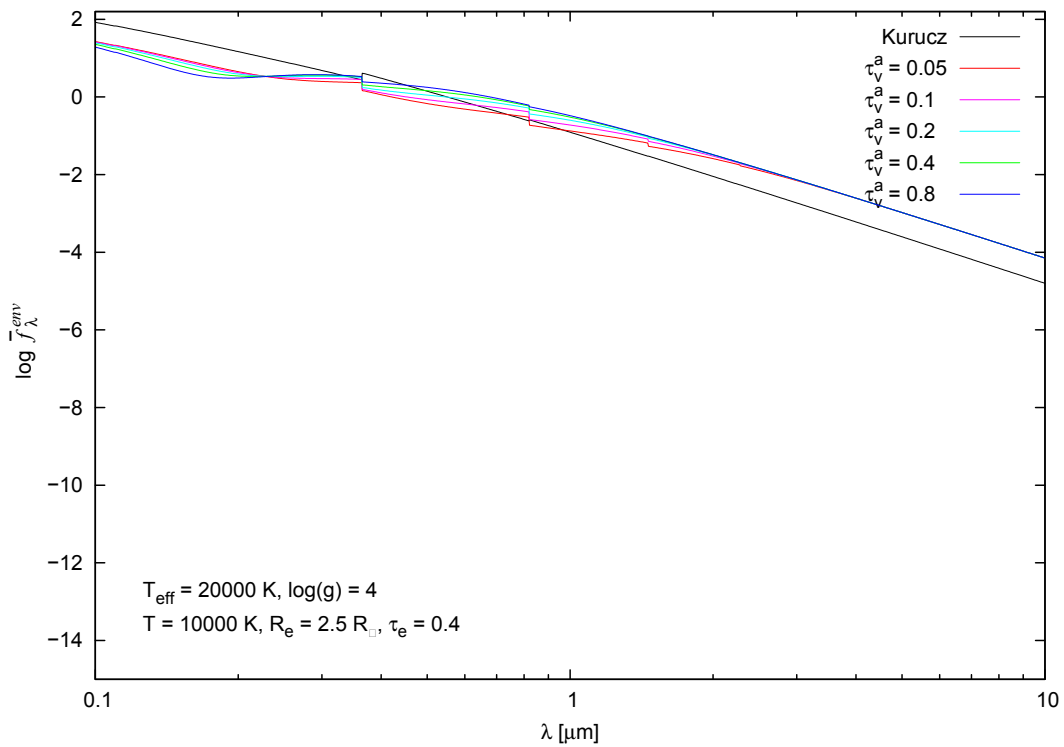


Figura 4.11: Flujo propio de la envoltura gaseosa en función de λ para distintos valores de τ_V^a , $\tau_e = 0,4$ y valores fijos de los demás parámetros.

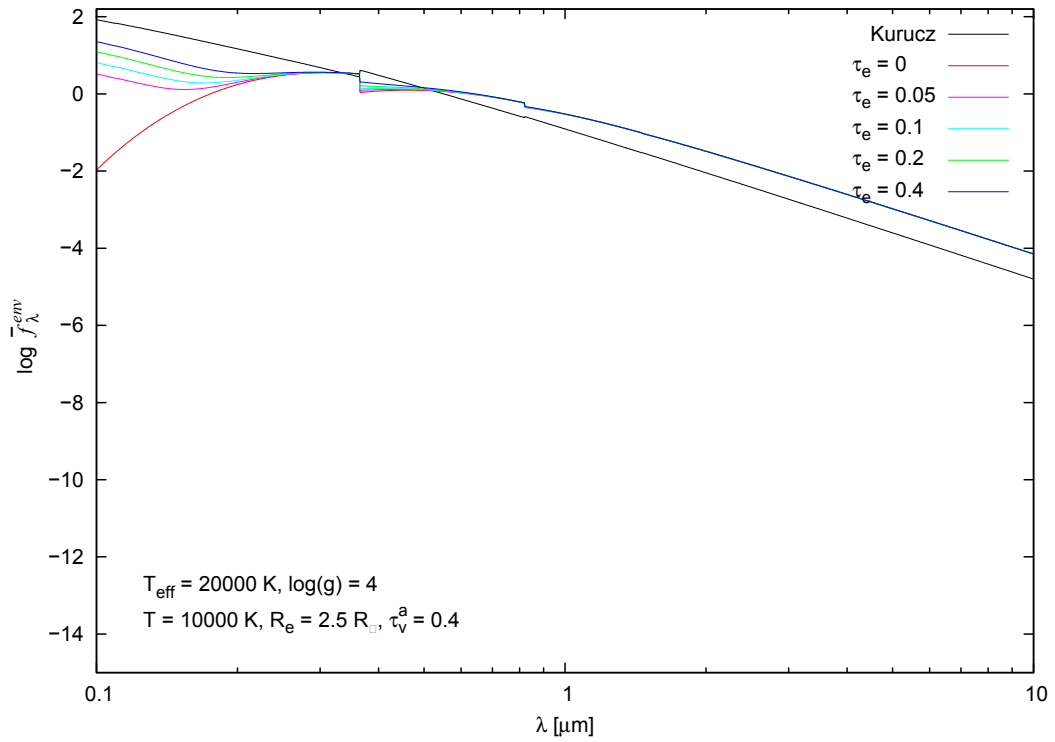


Figura 4.12: Flujo propio de la envoltura gaseosa en función de λ para distintos valores de τ_e y valores fijos de los demás parámetros.

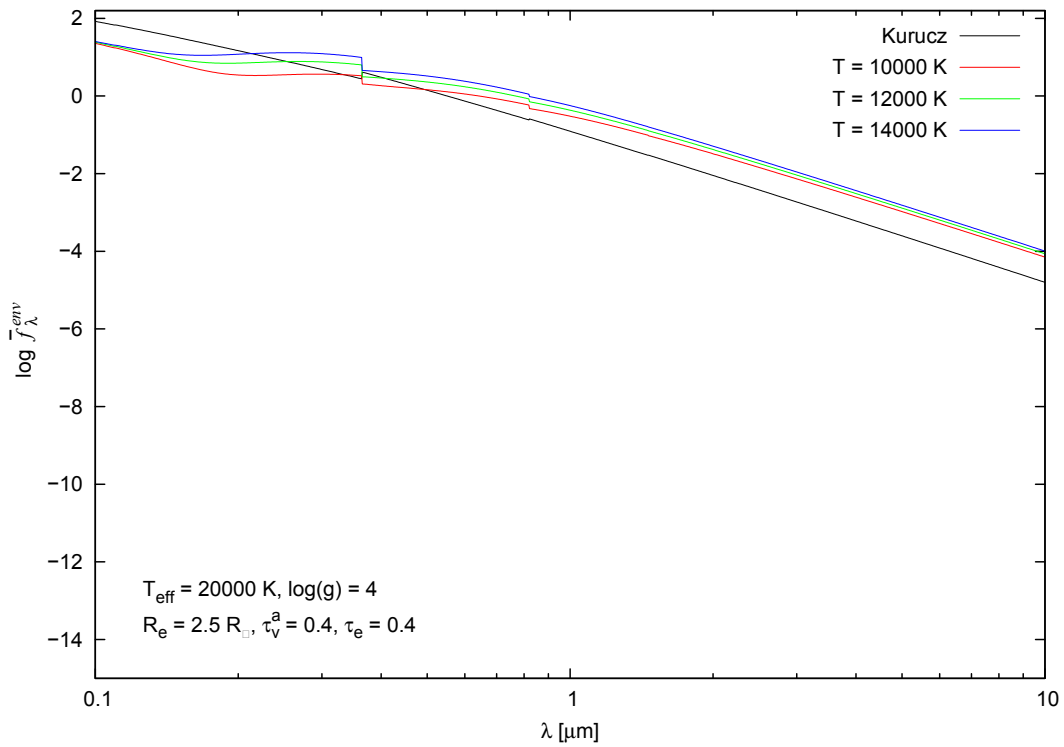


Figura 4.13: Flujo propio de la envoltura gaseosa en función de λ para distintos valores de T y valores fijos de los demás parámetros.

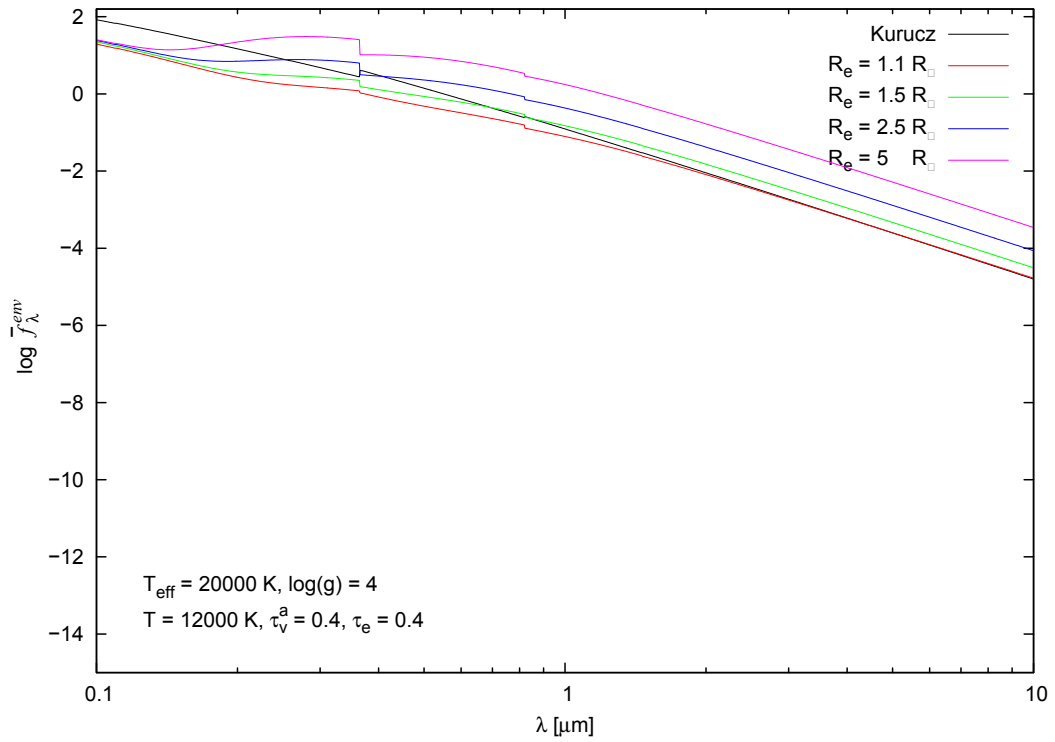


Figura 4.14: Flujo propio de la envoltura gaseosa en función de λ para distintos valores de R_e y valores fijos de los demás parámetros.

• Comparación de ambas contribuciones

En las Figuras 4.15 a 4.22 comparamos las contribuciones descritas anteriormente, \bar{f}_λ^{at} y \bar{f}_λ^{env} , para distintos conjuntos de parámetros del modelo. Esto nos permite ver como se combinan ambas contribuciones para dar lugar a la distribución de energía del sistema. Incluimos la distribución de energía correspondiente al flujo estelar y la distribución de energía que resulta de combinar las dos contribuciones.

Las ocho figuras están separadas en dos grupos según el valor del radio efectivo. Las primeras cuatro figuras corresponden a un valor del radio efectivo $R_e = 1,1 R_*$, y las siguientes cuatro corresponden a $R_e = 5 R_*$. Dentro de cada grupo, las primeras dos figuras muestran distribuciones obtenidas con $T = 10000$ K, mientras que las otras dos presentan distribuciones obtenidas con $T = 14000$ K. Para cada temperatura, la primer figura corresponde a un valor de $\tau_V^a = 0,05$ y la segunda a un valor de $\tau_V^a = 0,8$. En todos los casos cada figura muestra dos distribuciones de energía, obtenidas usando $\tau_e = 0$ y $\tau_e = 0,4$ respectivamente.

Se observa que, en general, la emisión de la envoltura domina en el infrarrojo, es decir, para longitudes de onda $\lambda \gtrsim 1 \mu m$. Sin embargo, para valores grandes de temperatura y radio efectivo, la emisión de la envoltura domina sobre el flujo estelar atenuado prácticamente en todas las longitudes de onda.

Otra característica que se puede destacar es que para valores de τ_e grandes la forma de la distribución de energía resultante es similar a la de la envoltura, ya sea porque domina sobre la radiación estelar atenuada o porque ambas tienen el mismo orden de magnitud.

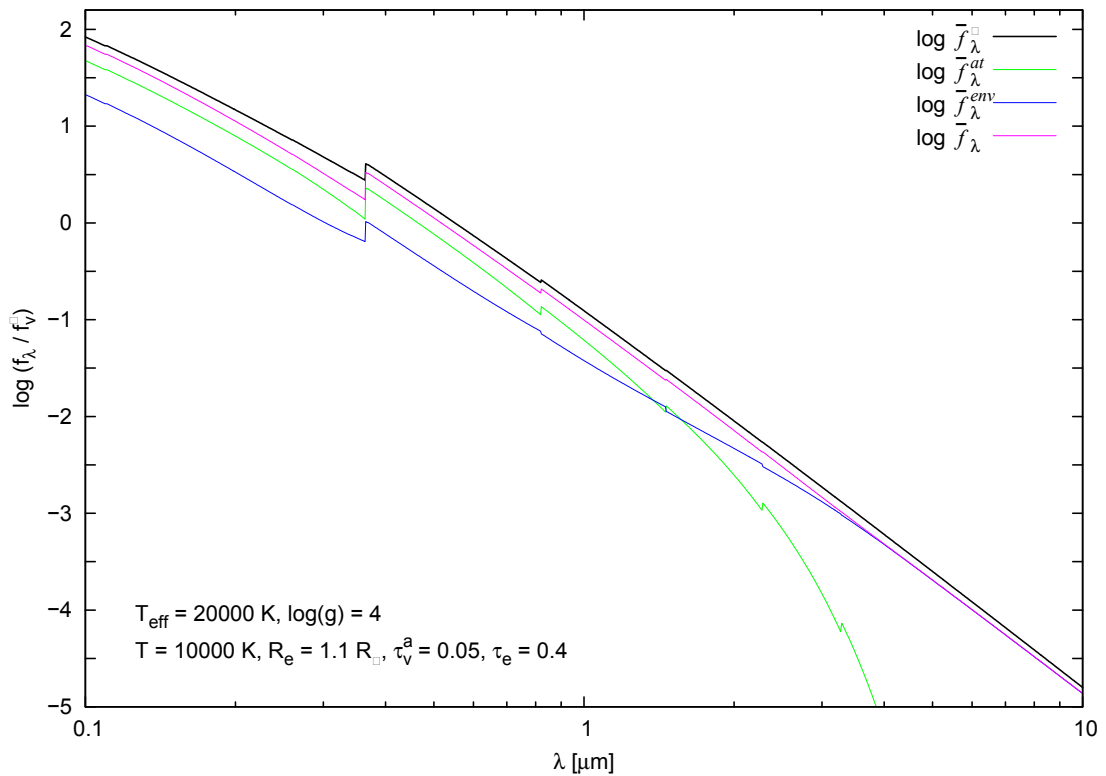
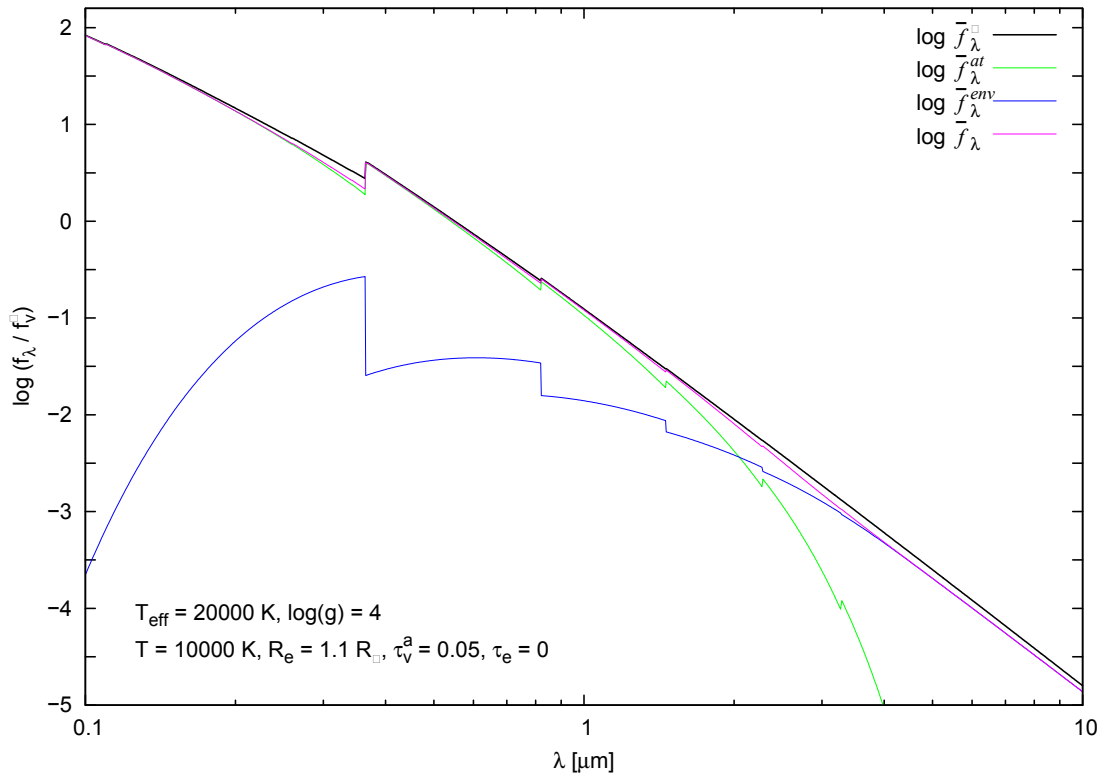


Figura 4.15: Comparación entre las distribuciones de energía correspondientes a: flujo estelar, flujo estelar atenuado por la envoltura gaseosa, flujo propio de la envoltura gaseosa y flujo total. Las distribuciones fueron obtenidas con: $T = 10000 \text{ K}$, $R_e = 1,1 R_{*}$, $\tau_V^a = 0,05$, $\tau_e = 0$ (gráfico superior) y $\tau_e = 0,4$ (gráfico inferior).

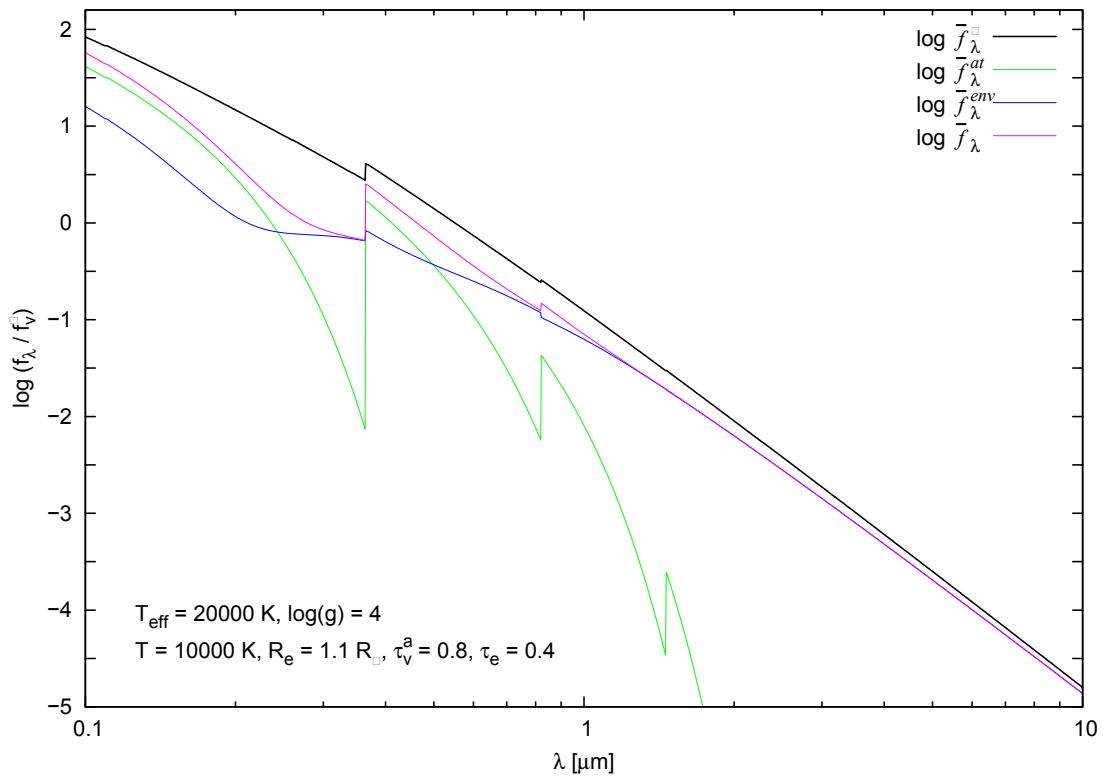
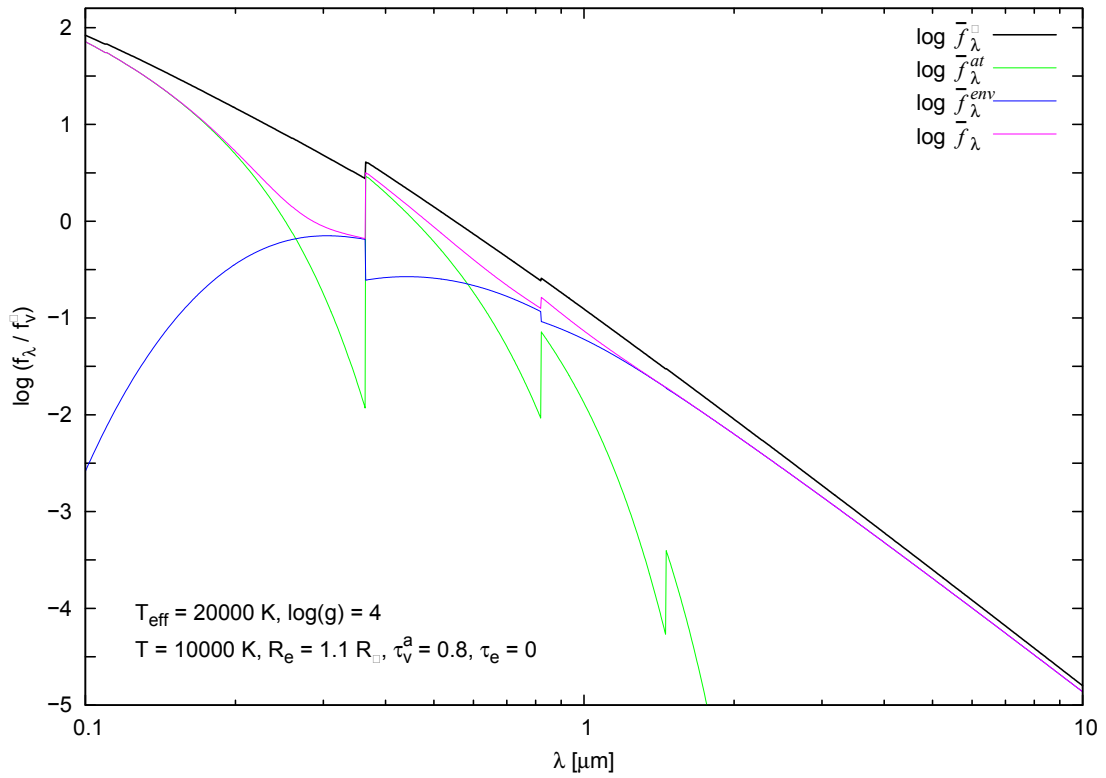


Figura 4.16: Comparación entre las distribuciones de energía correspondientes a: flujo estelar, flujo estelar atenuado por la envoltura gaseosa, flujo propio de la envoltura gaseosa y flujo total. Las distribuciones fueron obtenidas con: $T = 10000 \text{ K}$, $R_e = 1,1 R_{\odot}$, $\tau_v^a = 0,8$, $\tau_e = 0$ (gráfico superior) y $\tau_e = 0,4$ (gráfico inferior).

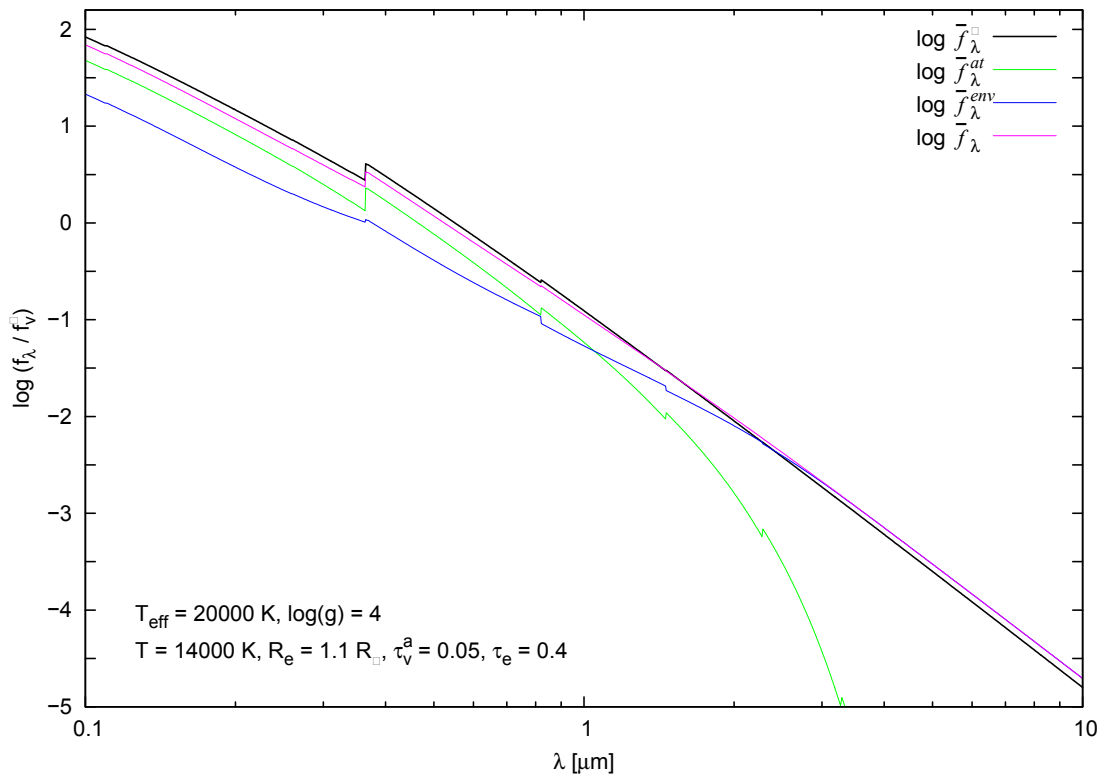
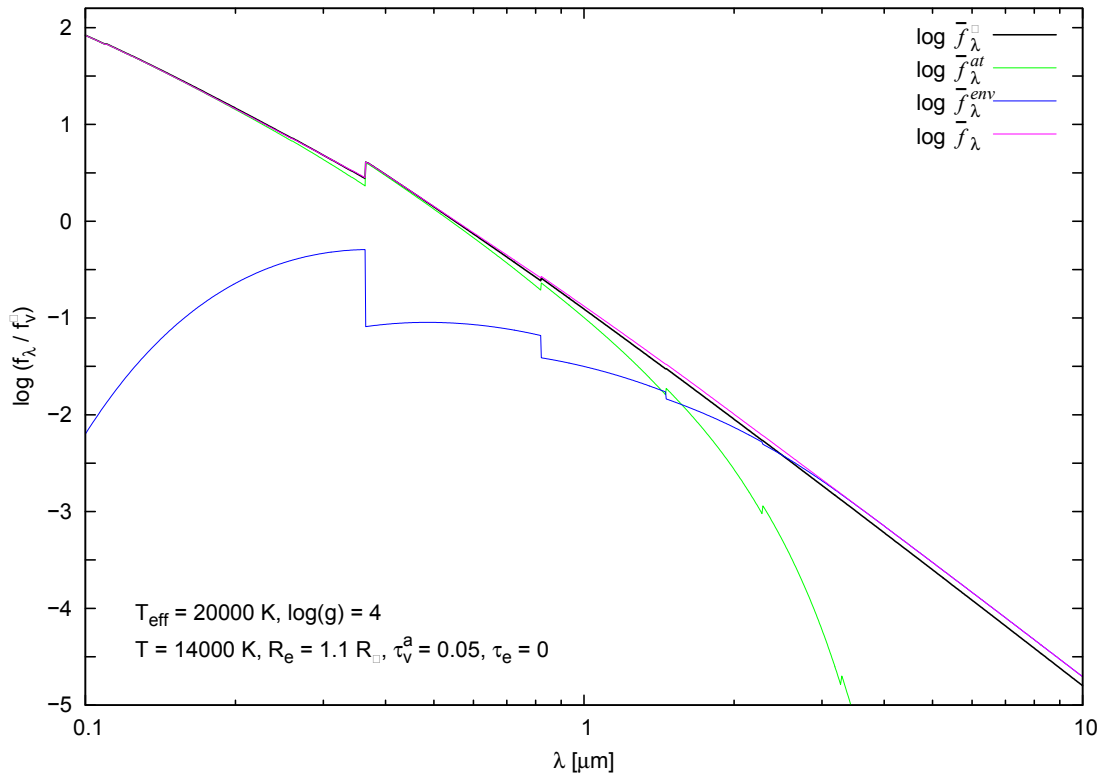


Figura 4.17: Comparación entre las distribuciones de energía correspondientes a: flujo estelar, flujo estelar atenuado por la envoltura gaseosa, flujo propio de la envoltura gaseosa y flujo total. Las distribuciones fueron obtenidas con: $T = 14000 \text{ K}$, $R_e = 1,1 R_{*}$, $\tau_V^a = 0,05$, $\tau_e = 0$ (gráfico superior) y $\tau_e = 0,4$ (gráfico inferior).

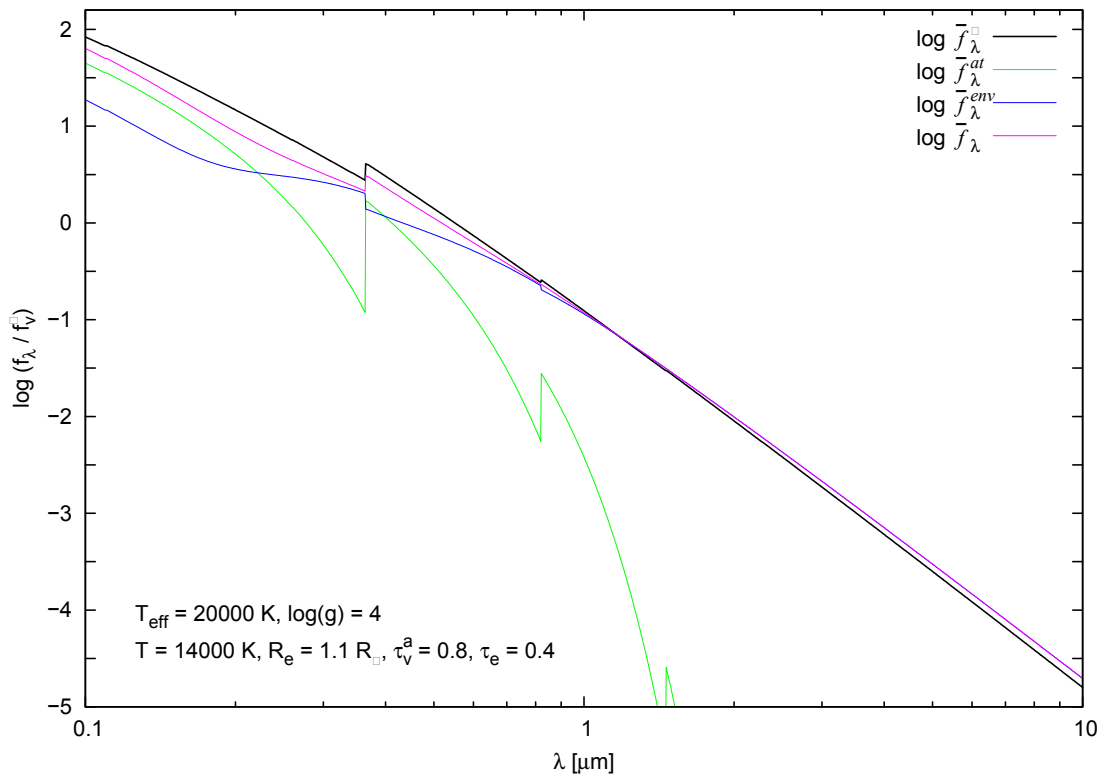
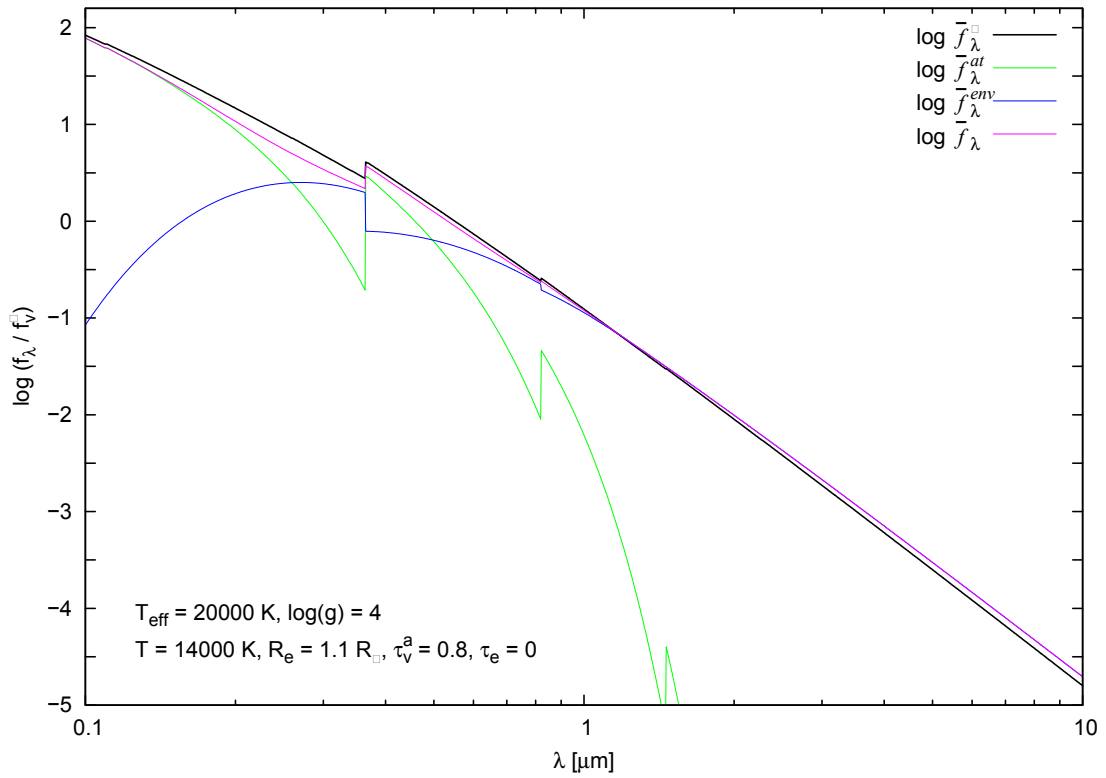


Figura 4.18: Comparación entre las distribuciones de energía correspondientes a: flujo estelar, flujo estelar atenuado por la envoltura gaseosa, flujo propio de la envoltura gaseosa y flujo total. Las distribuciones fueron obtenidas con: $T = 14000 \text{ K}$, $R_e = 1,1 R_{*}$, $\tau_V^a = 0,8$, $\tau_e = 0$ (gráfico superior) y $\tau_e = 0,4$ (gráfico inferior).

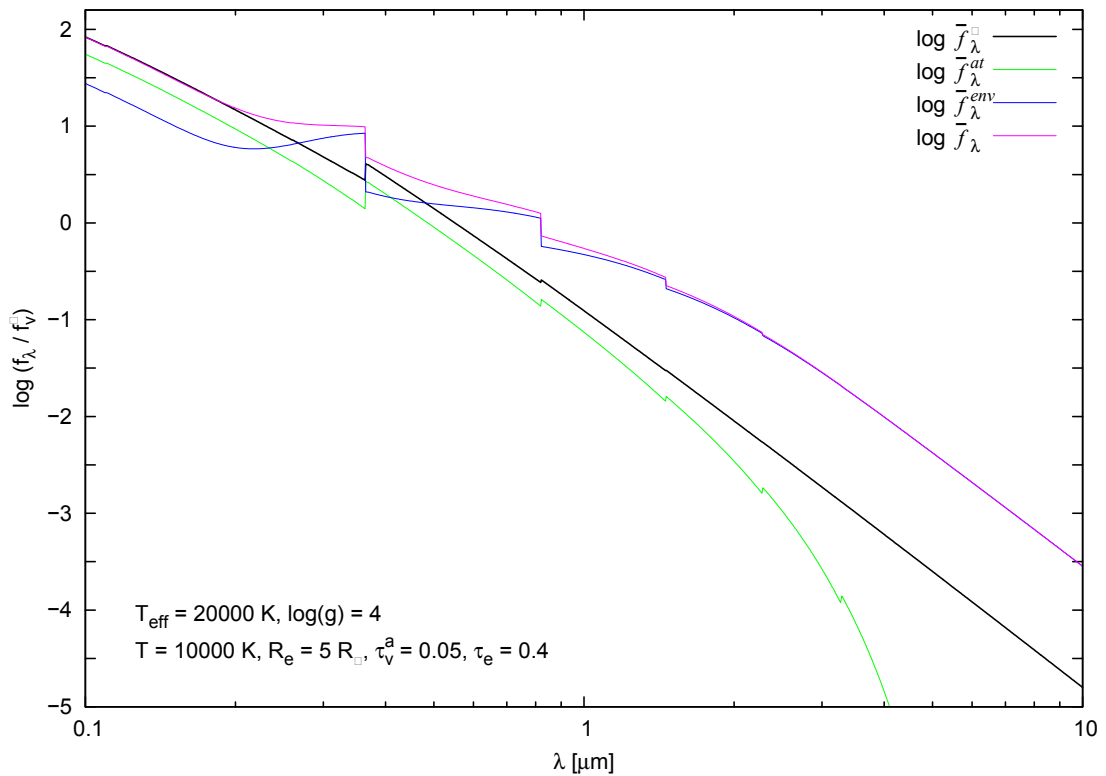
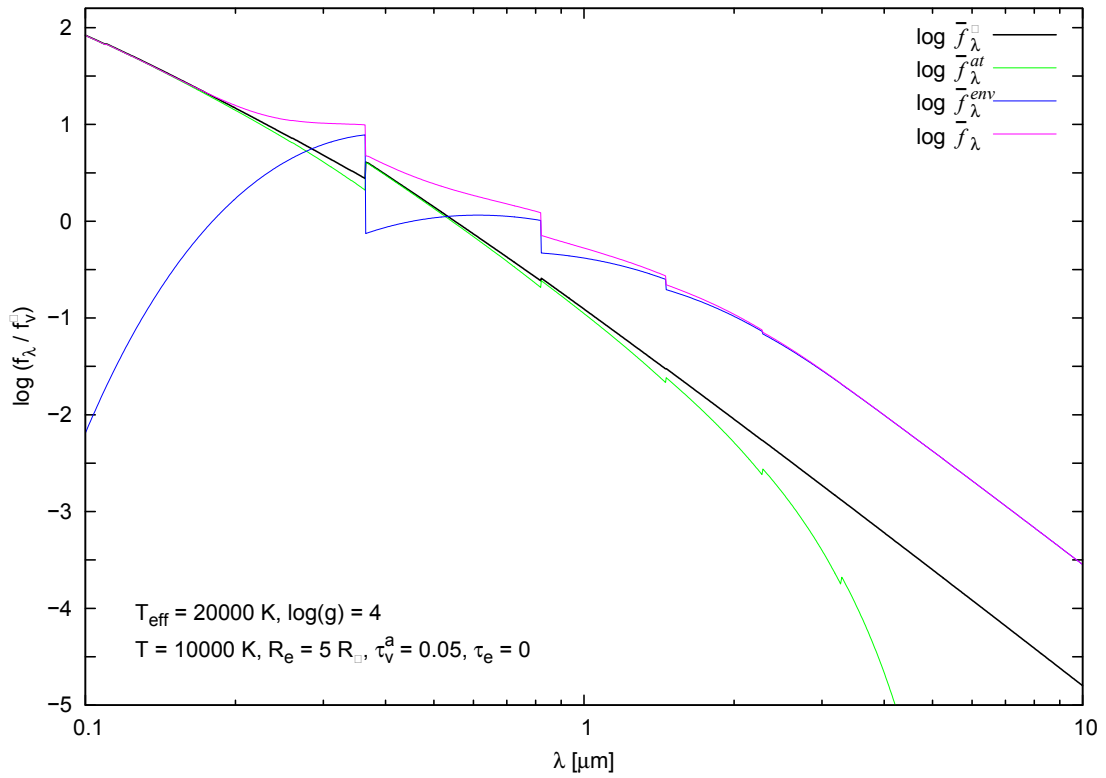


Figura 4.19: Comparación entre las distribuciones de energía correspondientes a: flujo estelar, flujo estelar atenuado por la envoltura gaseosa, flujo propio de la envoltura gaseosa y flujo total. Las distribuciones fueron obtenidas con: $T = 10000 \text{ K}$, $R_e = 5 R_*$, $\tau_v^a = 0,05$, $\tau_e = 0$ (gráfico superior) y $\tau_e = 0,4$ (gráfico inferior).

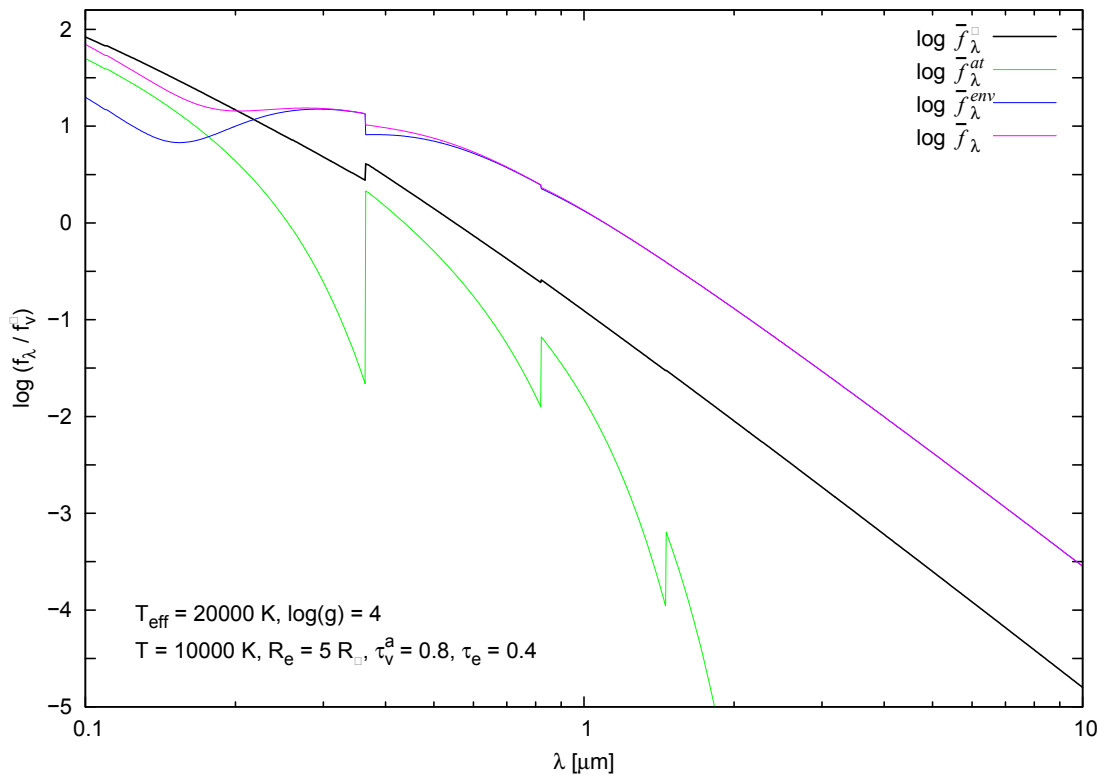
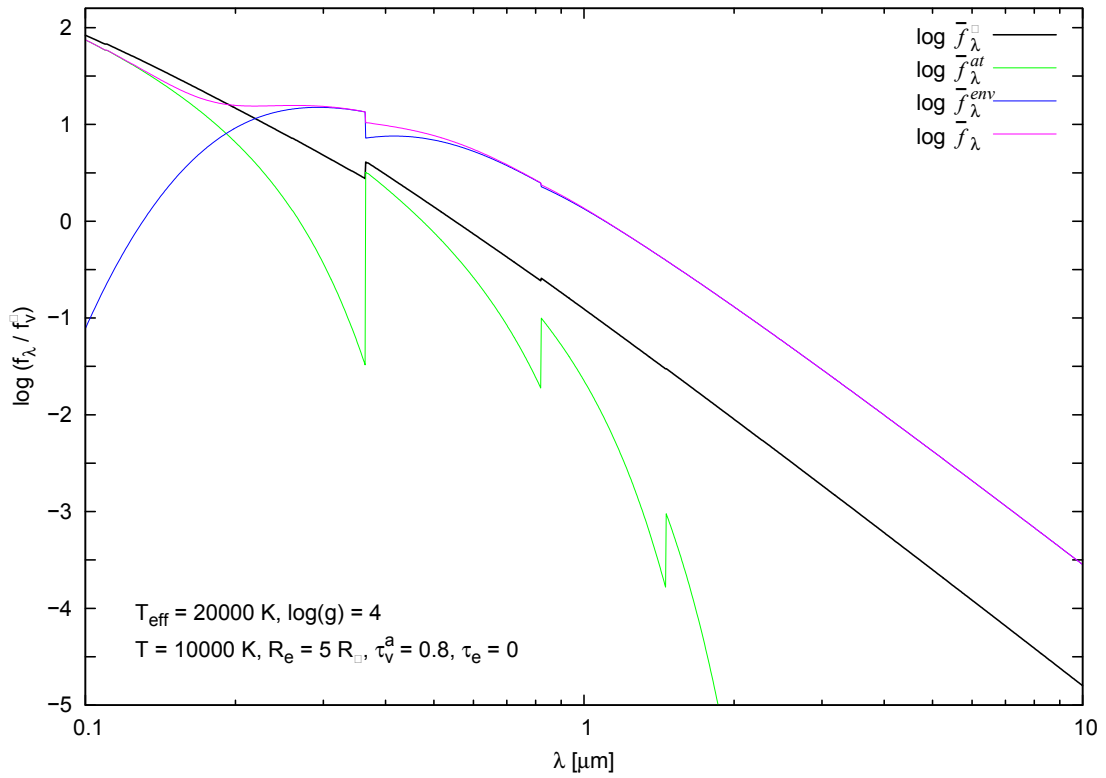


Figura 4.20: Comparación entre las distribuciones de energía correspondientes a: flujo estelar, flujo estelar atenuado por la envoltura gaseosa, flujo propio de la envoltura gaseosa y flujo total. Las distribuciones fueron obtenidas con: $T = 10000 \text{ K}$, $R_e = 5 R_*$, $\tau_v^a = 0,8$, $\tau_e = 0$ (gráfico superior) y $\tau_e = 0,4$ (gráfico inferior).

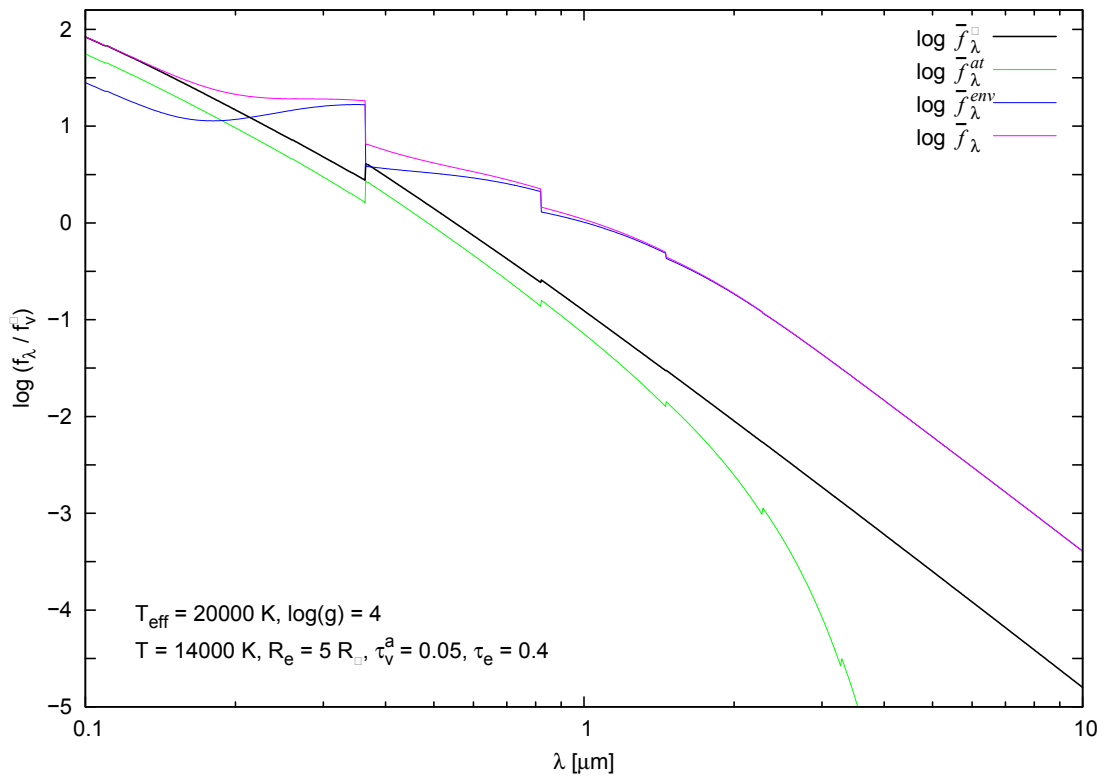
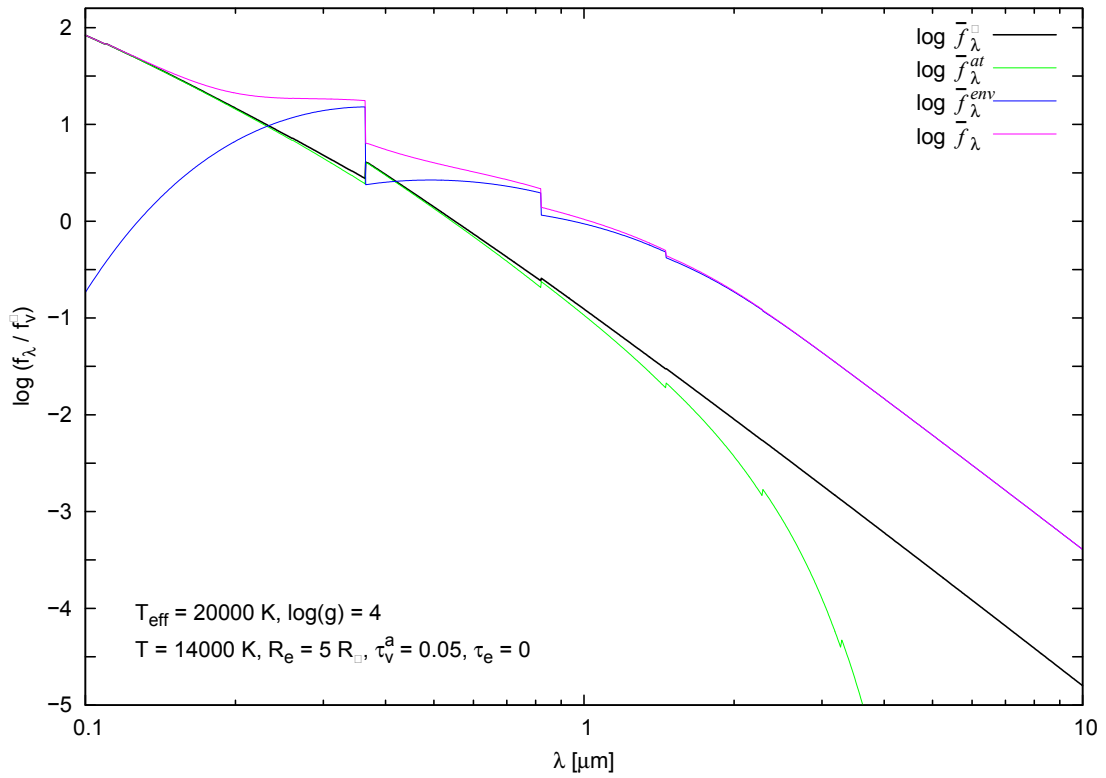


Figura 4.21: Comparación entre las distribuciones de energía correspondientes a: flujo estelar, flujo estelar atenuado por la envoltura gaseosa, flujo propio de la envoltura gaseosa y flujo total. Las distribuciones fueron obtenidas con: $T = 14000 \text{ K}$, $R_e = 5 R_*$, $\tau_v^a = 0,05$, $\tau_e = 0$ (gráfico superior) y $\tau_e = 0,4$ (gráfico inferior).

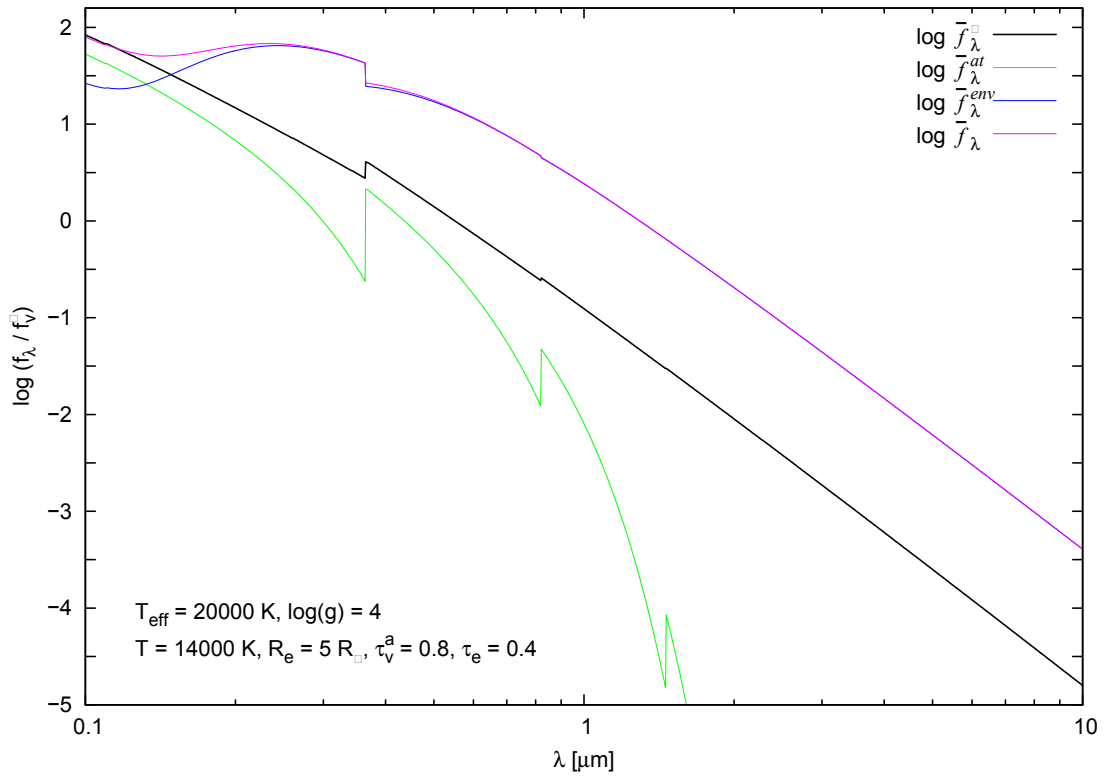
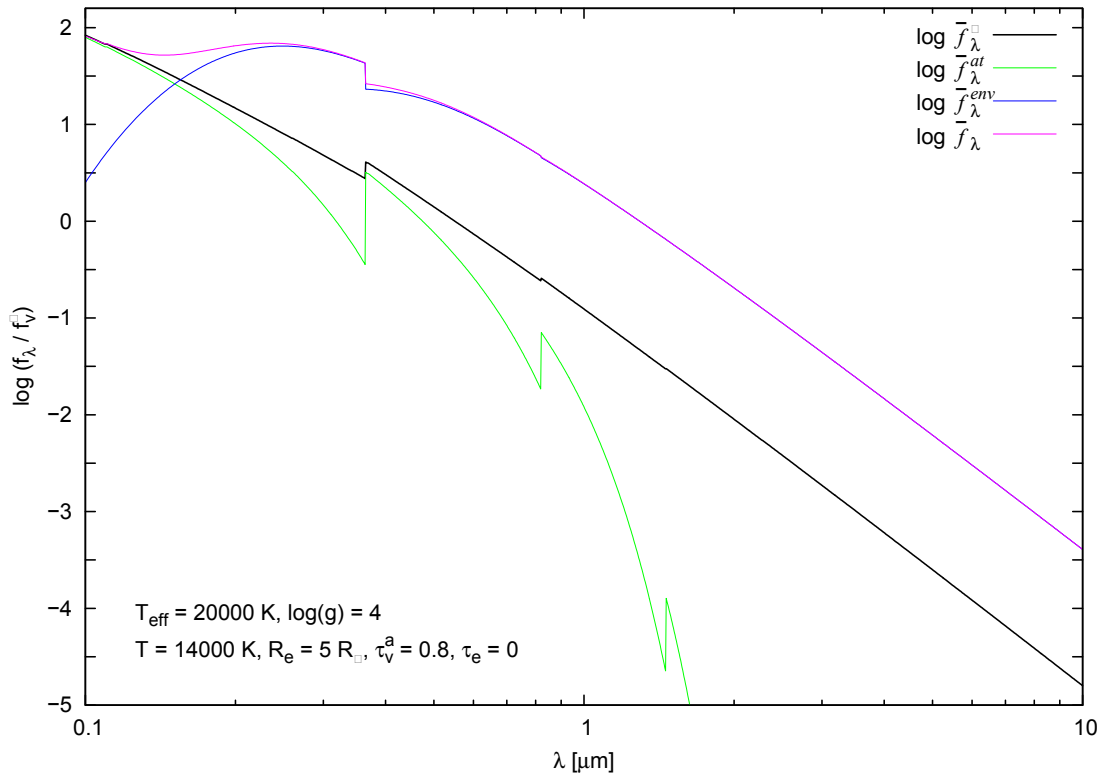


Figura 4.22: Comparación entre las distribuciones de energía correspondientes a: flujo estelar, flujo estelar atenuado por la envoltura gaseosa, flujo propio de la envoltura gaseosa y flujo total. Las distribuciones fueron obtenidas con: $T = 14000 \text{ K}$, $R_e = 5 R_*$, $\tau_v^a = 0,8$, $\tau_e = 0$ (gráfico superior) y $\tau_e = 0,4$ (gráfico inferior).

• Distribución de energía observada

En las Figuras 4.23 a 4.28 mostramos las distribuciones de energía teóricas obtenidas en el intervalo de longitudes de onda comprendido entre 0,1 y $10 \mu m$ para distintos conjuntos de parámetros del modelo.

Las Figuras 4.23 y 4.24 corresponden a un valor del radio efectivo $R_e = 1,1 R_*$, y las Figuras 4.25 y 4.26 corresponden a $R_e = 5 R_*$. Las dos figuras que se muestran para cada valor de R_e corresponden a distribuciones obtenidas con $T = 10000$ K y $T = 14000$ K respectivamente. Dentro de cada figura, en el gráfico superior se comparan distribuciones obtenidas con un valor de $\tau_V^a = 0,4$ y distintos valores de τ_e , mientras que en el gráfico inferior se comparan distribuciones obtenidas con un valor de $\tau_e = 0,4$ y distintos valores de τ_V^a .

Las Figuras 4.27 y 4.28 corresponden a valores fijos de τ_V^a y τ_e ($\tau_V^a = 0,4$ y $\tau_e = 0,4$). En la primer figura se comparan las distribuciones de energía obtenidas con distintos valores de R_e para dos temperaturas diferentes, $T = 10000$ K (gráfico superior) y $T = 14000$ K (gráfico inferior). En la segunda figura se comparan las distribuciones de energía obtenidas con distintos valores de T para dos valores diferentes del radio efectivo, $R_e = 1,1 R_*$ (gráfico superior) y $R_e = 5 R_*$ (gráfico inferior).

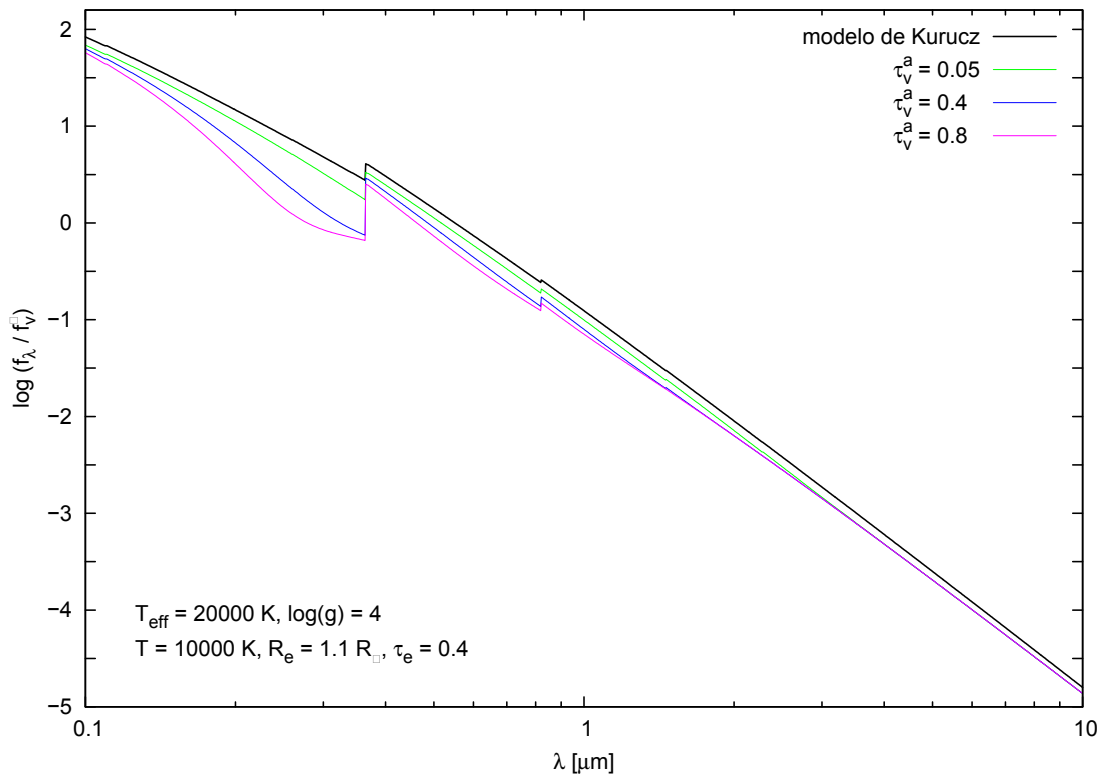
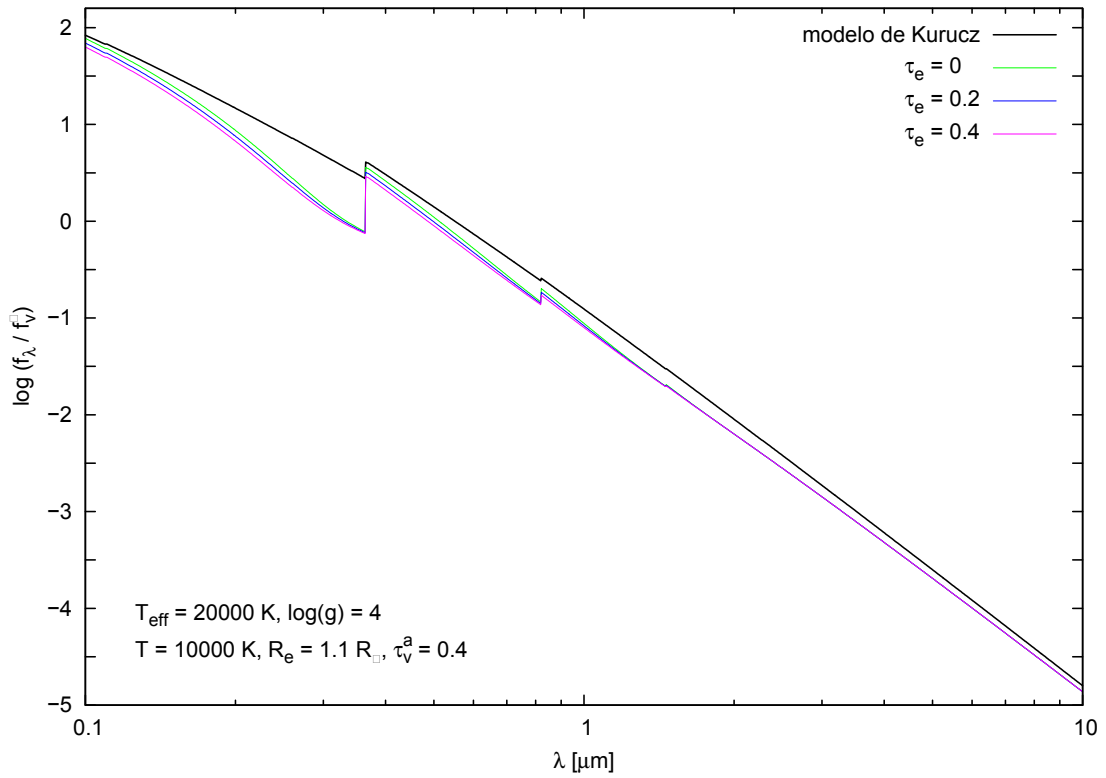


Figura 4.23: Distribuciones de energía correspondientes al sistema estrella + envoltura gaseosa para valores fijos de temperatura y radio efectivo: $T = 10000 \text{ K}$ y $R_e = 1,1 R_*$. En el gráfico superior se comparan distribuciones obtenidas con $\tau_v^a = 0,4$ y distintos valores de τ_e . En el gráfico inferior se comparan distribuciones obtenidas con $\tau_e = 0,4$ y distintos valores de τ_v^a .

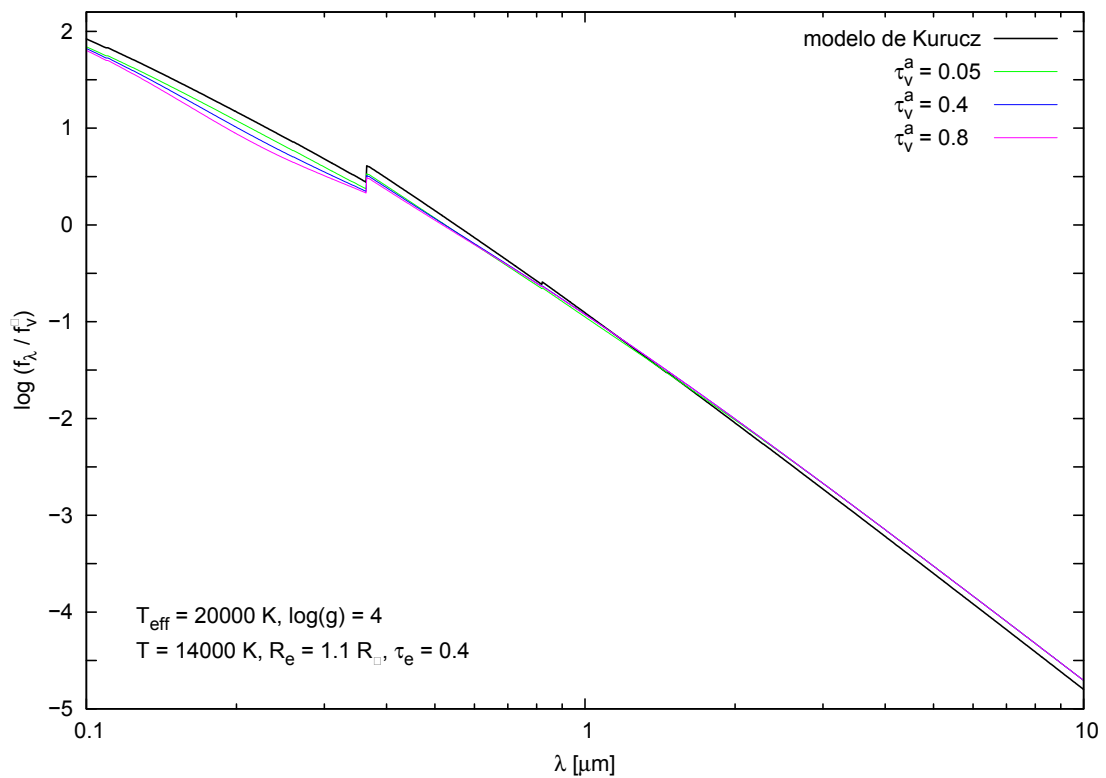
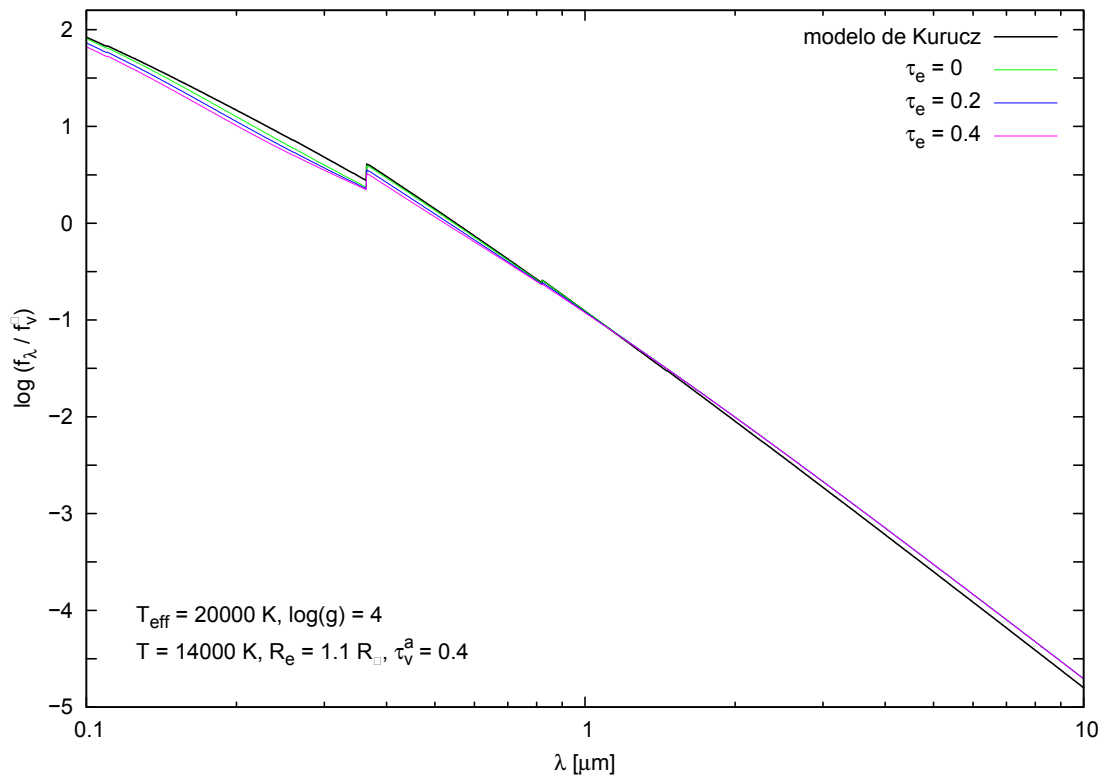


Figura 4.24: Distribuciones de energía correspondientes al sistema estrella + envoltura gaseosa para valores fijos de temperatura y radio efectivo: $T = 14000 \text{ K}$ y $R_e = 1,1 R_{*}$. En el gráfico superior se comparan distribuciones obtenidas con $\tau_v^a = 0,4$ y distintos valores de τ_e . En el gráfico inferior se comparan distribuciones obtenidas con $\tau_e = 0,4$ y distintos valores de τ_v^a .

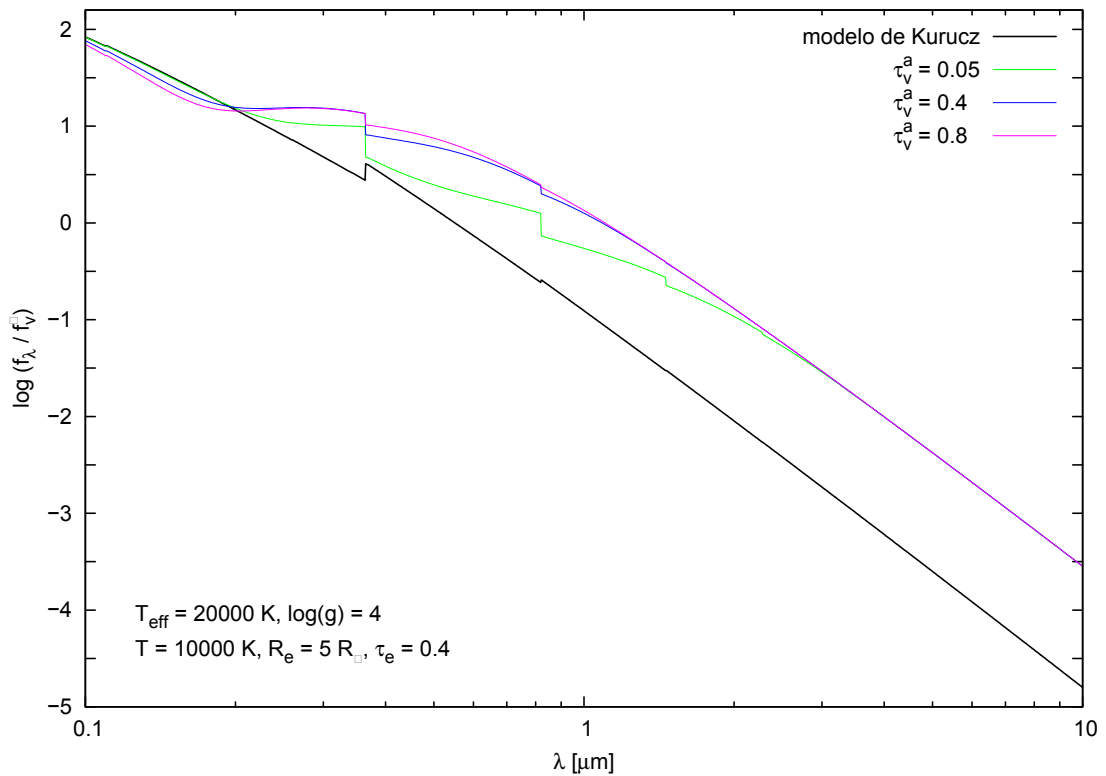
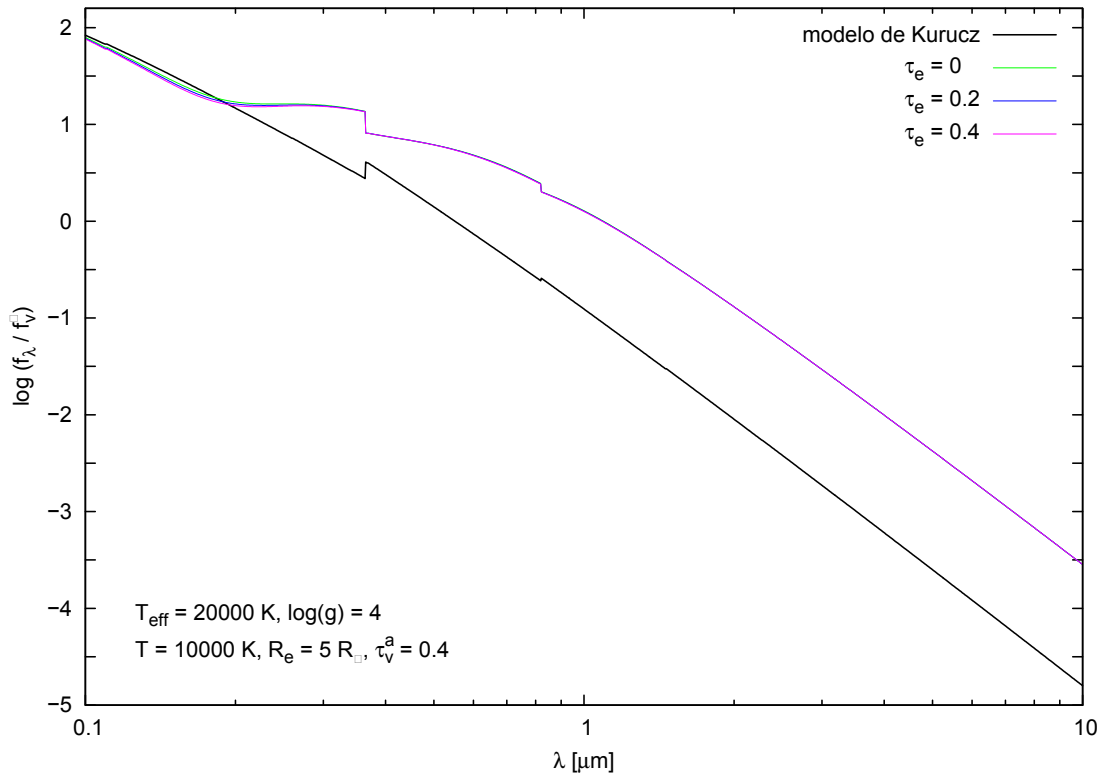


Figura 4.25: Distribuciones de energía correspondientes al sistema estrella + envoltura gaseosa para valores fijos de temperatura y radio efectivo: $T = 10000 \text{ K}$ y $R_e = 5 R_{\odot}$. En el gráfico superior se comparan distribuciones obtenidas con $\tau_v^a = 0,4$ y distintos valores de τ_e . En el gráfico inferior se comparan distribuciones obtenidas con $\tau_e = 0,4$ y distintos valores de τ_v^a .

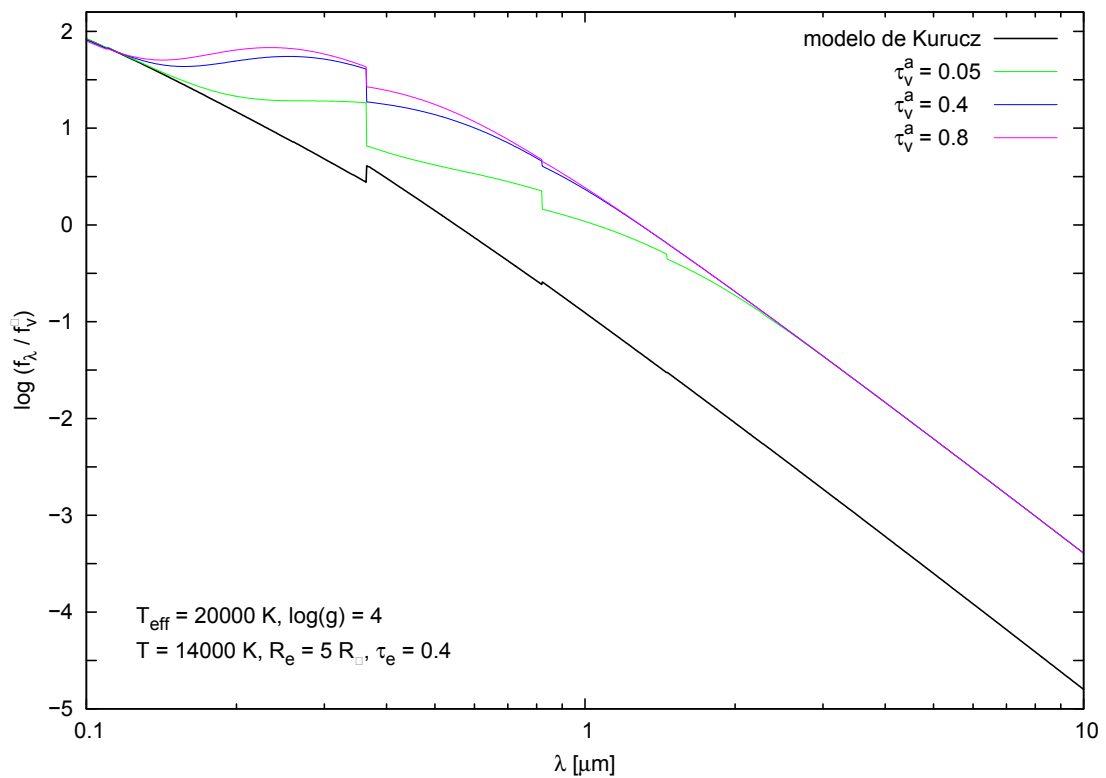
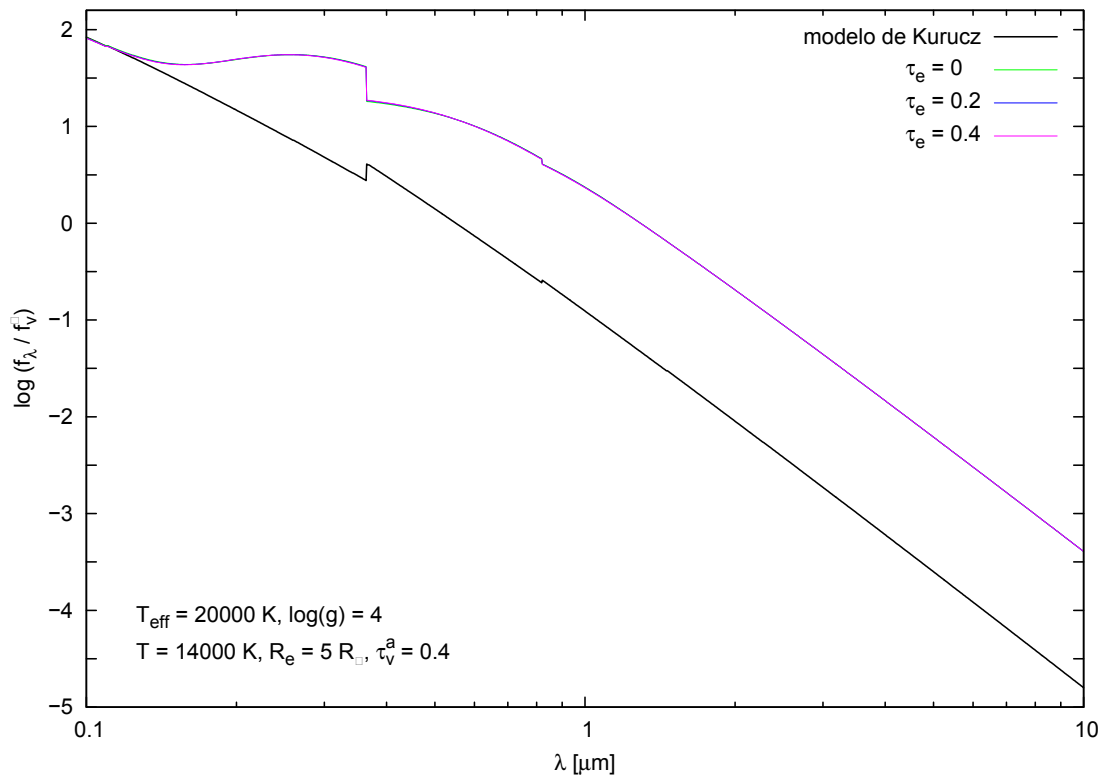


Figura 4.26: Distribuciones de energía correspondientes al sistema estrella + envoltura gaseosa para valores fijos de temperatura y radio efectivo: $T = 14000 \text{ K}$ y $R_e = 5 R_*$. En el gráfico superior se comparan distribuciones obtenidas con $\tau_v^a = 0,4$ y distintos valores de τ_e . En el gráfico inferior se comparan distribuciones obtenidas con $\tau_e = 0,4$ y distintos valores de τ_v^a .

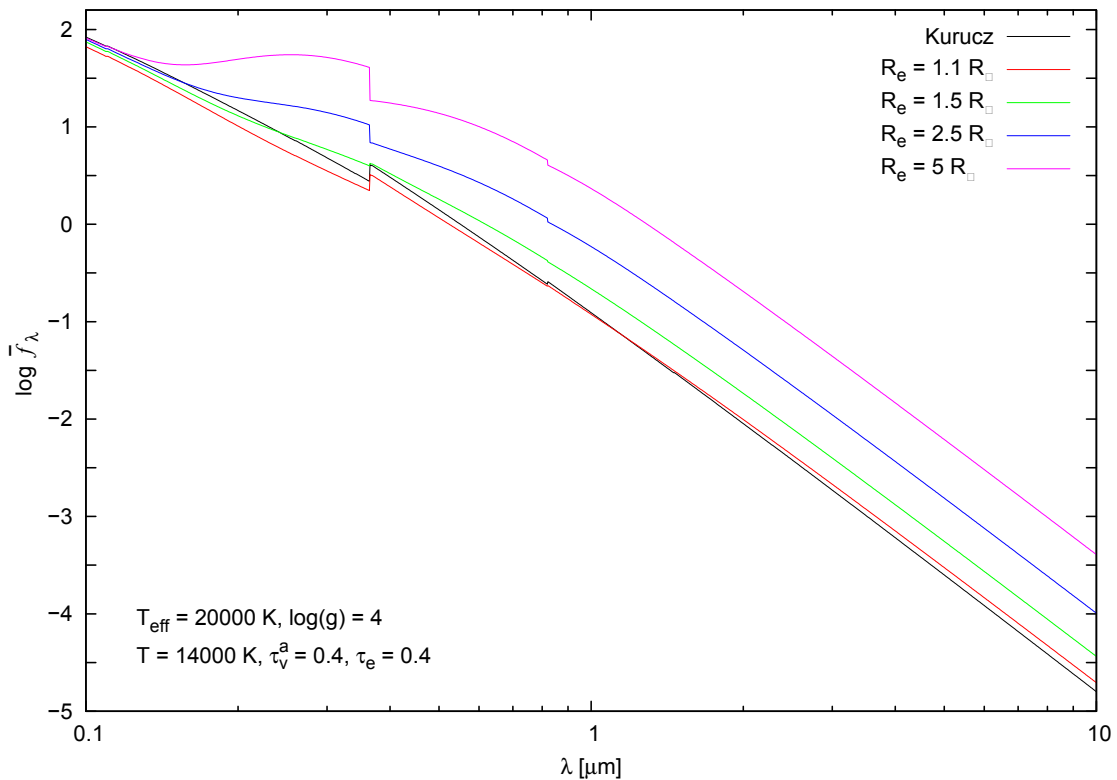
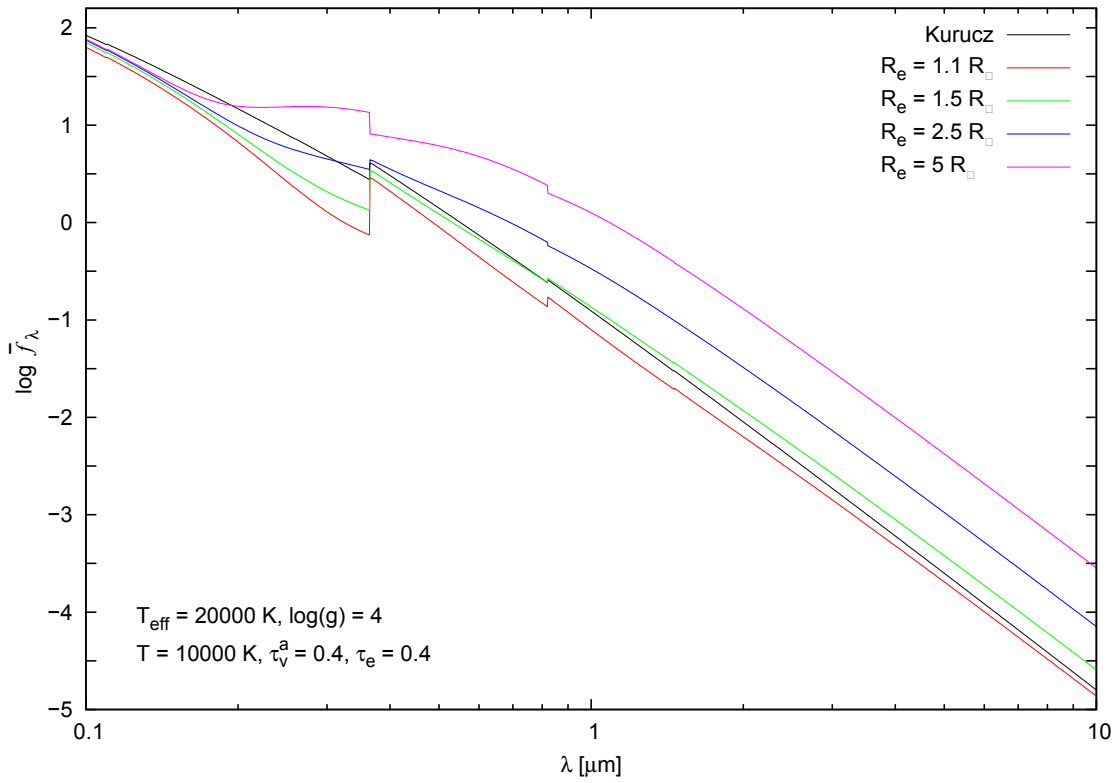


Figura 4.27: Comparación entre distribuciones de energía correspondientes al sistema estrella + envoltura gaseosa obtenidas con distintos valores de R_e para dos temperaturas diferentes, $T = 10000 \text{ K}$ (gráfico superior) y $T = 14000 \text{ K}$ (gráfico inferior). En todos los casos $\tau_v^a = 0,4$ y $\tau_e = 0,4$.

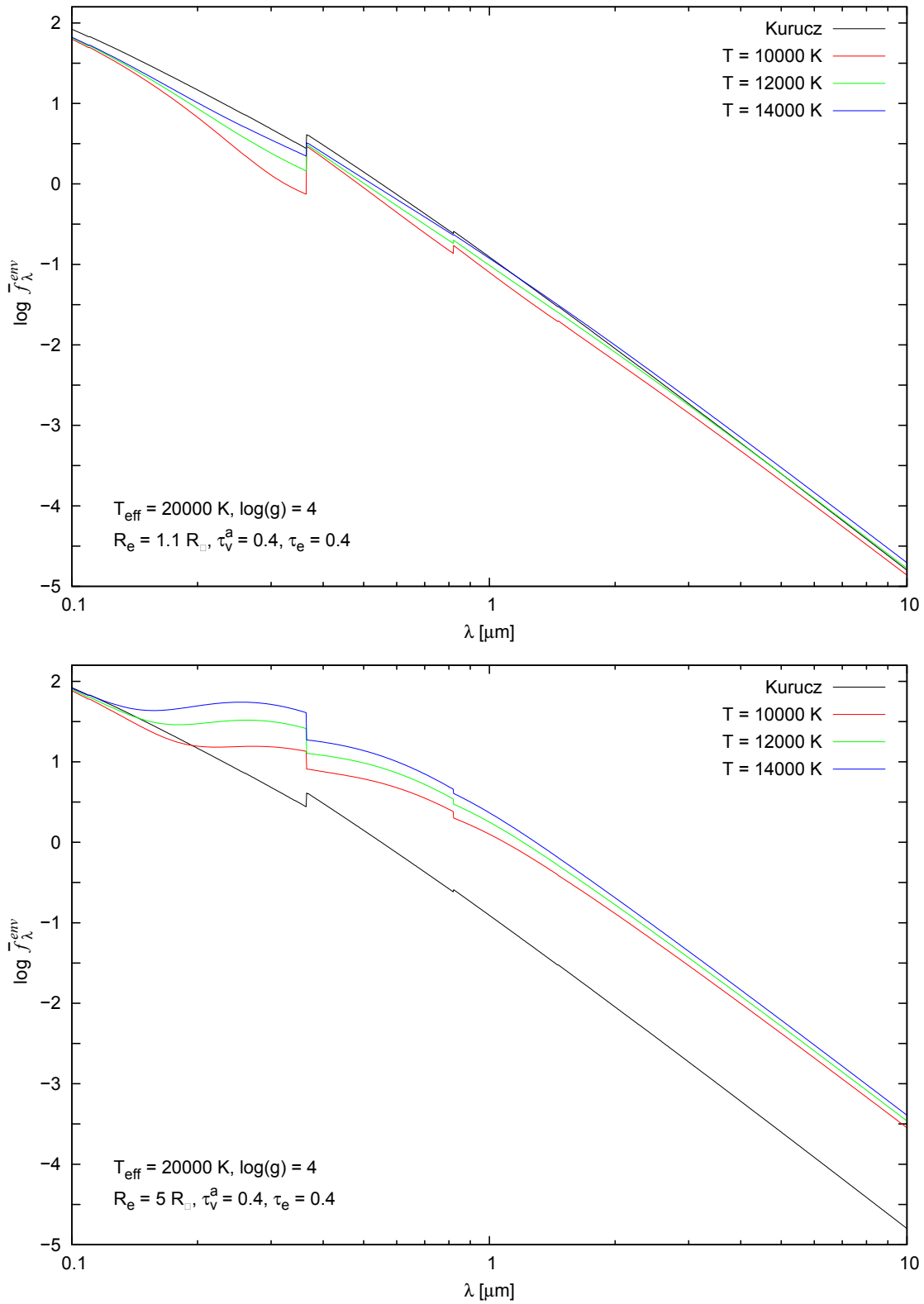


Figura 4.28: Comparación entre distribuciones de energía correspondientes al sistema estrella + envoltura gaseosa obtenidas con distintos valores de T para dos valores diferentes del radio efectivo, $R_e = 1,1 R_*$ (gráfico superior) y $R_e = 5 R_*$ (gráfico inferior). En todos los casos $\tau_V^a = 0,4$ y $\tau_e = 0,4$.

4.4. Envoltura circunestelar de polvo

En esta sección describiremos la función fuente y la profundidad óptica adoptadas para caracterizar la envoltura de polvo. Expresaremos estas cantidades en términos de un conjunto de parámetros que consideramos representativos de sus propiedades. Esto nos permitirá analizar cómo afecta la envoltura de polvo a la distribución de energía correspondiente al continuo estelar.

4.4.1. Modelo de envoltura de polvo

El polvo presente en el medio circunestelar afecta el continuo estelar de dos maneras:

- produce una atenuación de la radiación estelar debida a los procesos de absorción y dispersión (extinción)
- genera un exceso de radiación debido a la emisión propia de las partículas (emisión térmica) y a la dispersión de la radiación estelar en la dirección del observador.

En el capítulo anterior vimos que podemos caracterizar la extinción interestelar mediante una profundidad óptica y relacionamos esta profundidad óptica con la extinción total mediante la expresión (3.19). Si ahora llamamos τ_λ a la profundidad óptica asociada a la extinción circunestelar, y A_λ a la extinción total en la longitud de onda λ debida a esta extinción, se sigue cumpliendo la misma relación:

$$\tau_\lambda = 0,4 \ln 10 A_\lambda. \quad (4.78)$$

El comportamiento de la extinción circunestelar con la longitud de onda se puede describir con una ley de extinción interestelar (Zorec 1998; Moujtahid et al. 1998). Por este motivo utilizaremos la parametrización de la curva de extinción interestelar desarrollada por Cardelli et al. (1989) para representar la curva de extinción correspondiente al material circunestelar. Recordemos que, en ese caso, la extinción total se puede escribir en función de los parámetros R_V y $E(B - V)$ tal como muestra la expresión (3.15):

$$A_\lambda = [R_V a(x) + b(x)] E(B - V),$$

donde R_V es la constante de extinción selectiva, $E(B - V)$ es el exceso de color, $x = 1/\lambda$, y $a(x)$ y $b(x)$ son coeficientes que dependen de λ . Los valores de R_V asociados al polvo circunestelar son en general mayores que los asociados al polvo interestelar (Moujtahid et al. 1998).

Las partículas de polvo absorben la radiación estelar y la reemiten luego en longitudes de onda correspondientes al infrarrojo cercano y medio, debido a que alcanzan una temperatura de equilibrio que puede estar entre 100 y 1500 K. Es decir que la emisión térmica afecta al continuo principalmente en este rango espectral.

Si suponemos que las partículas de polvo emiten como cuerpos negros, podemos considerar que la función fuente de la envoltura de polvo está representada por la función de Planck, es decir, $S_\lambda = B_\lambda(T)$, donde T es la temperatura de equilibrio

del polvo. Esta temperatura será entonces otro de los parámetros libres de nuestro modelo de envoltura de polvo.

Además de la emisión térmica, en longitudes de onda cortas puede haber una contribución debida a la radiación estelar dispersada. En general, la dispersión de la radiación estelar en dirección al observador se puede pensar como una disminución efectiva de la extinción. Dado que la dispersión afecta principalmente la región del ultravioleta, el resultado es que la curva de extinción se aplanan en esa región espectral. El efecto depende tanto de las propiedades ópticas del polvo como de la geometría de la envoltura (Voshchinnikov et al. 1996; Zorec 1998). Para poder modelar adecuadamente este efecto deberíamos contemplar distintos tipos de granos de polvo y distintas geometrías. Dado que hemos propuesto como primera aproximación una geometría esférica no contemplaremos este efecto en nuestro modelo. De todas formas, para $\lambda \geq 0,25 \mu m$ este efecto podría despreciarse (Moujtahid et al. 1998).

En el caso de la envoltura de polvo, se puede hacer una simplificación adicional.

Como la envoltura de polvo se encuentra generalmente a distancias $R_e > 100 R_*$, entonces se tiene que $r = (R_*/R_e) < 0,01$. Esto nos permite usar la aproximación $r \ll 1$, o lo que es lo mismo, $r \rightarrow 0$, para reescribir las funciones α_λ y β_λ dadas por las expresiones (4.38) y (4.39):

$$\alpha_\lambda(r, \tau_\lambda) = 2H_1(\tau_\lambda, r),$$

$$\beta_\lambda(r, \tau_\lambda) = 1 - r^2\alpha_\lambda(r, \tau_\lambda) - 2\mu_0'^2 E_3\left(\frac{2\tau_\lambda}{\mu_0'}\right),$$

donde

$$H_1(\tau_\lambda, r) = r^{-2} \left[E_3(\tau_\lambda) - \mu_0'^2 E_3\left(\frac{\tau_\lambda}{\mu_0'}\right) \right].$$

Observando que cuando $r \rightarrow 0$, $\mu_0' = (1 - r^2)^{1/2} \rightarrow 1$, encontramos que:

$$\alpha_\lambda(r, \tau_\lambda) \rightarrow e^{-\tau_\lambda}, \quad (4.79)$$

$$\beta_\lambda(r, \tau_\lambda) \rightarrow 1 - 2E_3(2\tau_\lambda). \quad (4.80)$$

Es decir que podemos escribir la expresión (4.37) para el flujo astrofísico de la siguiente manera:

$$f_\lambda = \left(\frac{R_*}{D}\right)^2 e^{-\tau_\lambda} \mathcal{F}_\lambda^* + \left(\frac{R_e}{D}\right)^2 [1 - 2E_3(2\tau_\lambda)] S_\lambda. \quad (4.81)$$

Finalmente, vemos que podemos utilizar los parámetros R_e , T , R_V y $E(B - V)$ para describir la envoltura de polvo.

4.4.2. Distribución de energía observada afectada por la envoltura de polvo

Dado que la expresión (4.81) que se dedujo para modelar el flujo observado depende del radio estelar y de la distancia entre el observador y el objeto, procederemos de la misma manera que en la sección anterior. Eligiendo $\lambda_R = 5500 \text{ \AA}$, y tomando como factor de normalización el flujo estelar f_λ^* dado por (4.40) en esa longitud de onda, llegamos a la siguiente expresión para el flujo astrofísico observado normalizado:

$$\bar{f}_\lambda = \frac{f_\lambda}{f_V^*} = e^{-\tau_\lambda} \frac{\mathcal{F}_\lambda^*}{\mathcal{F}_V^*} + r^{-2} [1 - 2E_3(2\tau_\lambda)] \frac{S_\lambda}{\mathcal{F}_V^*}. \quad (4.82)$$

El primer término de (4.82) corresponde al flujo estelar atenuado por la envoltura, mientras que el segundo corresponde al flujo proveniente de la envoltura sola.

Para analizar la influencia de la envoltura de polvo sobre la distribución de energía observada tomamos un intervalo de valores para cada parámetro libre y estudiamos qué efectos se observan al variar cada uno de ellos.

A modo de ejemplo mostramos los resultados encontrados utilizando un objeto de $T_{eff} = 20000 \text{ K}$ y $\log g = 4$, que corresponden aproximadamente a una estrella tipo B2 V. Tal como hicimos en el capítulo anterior, representamos el flujo emitido por el objeto por el modelo de Kurucz correspondiente.

Para los parámetros libres consideramos los siguientes rangos de valores:

- $100 R_* \leq R_e \leq 10000 R_*$
- $100 \text{ K} \leq T \leq 1400 \text{ K}$
- $4 \leq R_V \leq 7$
- $0 \leq E(B - V) \leq 3$

En las Figuras 4.29 a 4.32 mostramos las distribuciones de energía teóricas en el rango de longitudes de onda $0,1 - 100 \mu m$ para distintos conjuntos de valores de los parámetros. En estas figuras se observan los efectos combinados de la extinción producida por la envoltura circunestelar de polvo sobre la radiación estelar y de la emisión propia de dicha envoltura.

En la Figura 4.29 mostramos cómo se modifica la distribución de energía al variar el radio efectivo de la capa de polvo. Vemos que al aumentar el valor de R_e la región correspondiente a longitudes de onda menores a $1 \mu m$ permanece inalterada, mientras que a partir de $1 \mu m$ la emisión aumenta considerablemente. Esto se debe a la dependencia con r^{-2} del segundo término de (4.82), que describe la contribución de la emisión de la envoltura al flujo.

En la Figura 4.30 mostramos la variación de la distribución de energía con la temperatura. Se observa algo similar al caso anterior, con la diferencia de que a medida que T aumenta la emisión se desplaza hacia longitudes de onda más cortas. Esto refleja la dependencia de la función fuente $S_\lambda = B_\lambda(T)$ con la temperatura.

El efecto de la extinción sobre la radiación estelar y la influencia de los parámetros R_V y $E(B - V)$ sobre la distribución de energía fue analizado en el capítulo anterior.

En las Figuras 4.31 y 4.32 vemos que, como era de esperarse, un cambio en el valor de R_V o de $E(B - V)$ no altera significativamente la porción infrarroja del espectro, afectando de manera muy marcada la región del ultravioleta y el visible. Tal como vimos en el capítulo anterior, al aumentar R_V se produce un cambio en la pendiente a ambos lados de la absorción de los 2200 \AA , mientras que el valor del flujo en esa longitud de onda permanece constante. Además, un aumento del exceso de color $E(B - V)$ atenúa significativamente el flujo en la región de longitudes de onda $\lambda \lesssim 2 \mu m$. Con respecto al infrarrojo, tanto el aumento de R_V como el aumento de $E(B - V)$ producen un incremento de la emisión, pero estas variaciones son pequeñas comparadas con las que se originan por un aumento de la temperatura o el radio efectivo. El cambio introducido por la variación de R_V es ligeramente menor que el introducido por la variación de $E(B - V)$.

En resumen, para longitudes de onda corta la distribución de energía está dominada por la atenuación que produce la envoltura, mientras que para longitudes de onda largas la distribución está dominada por la emisión propia de la envoltura.

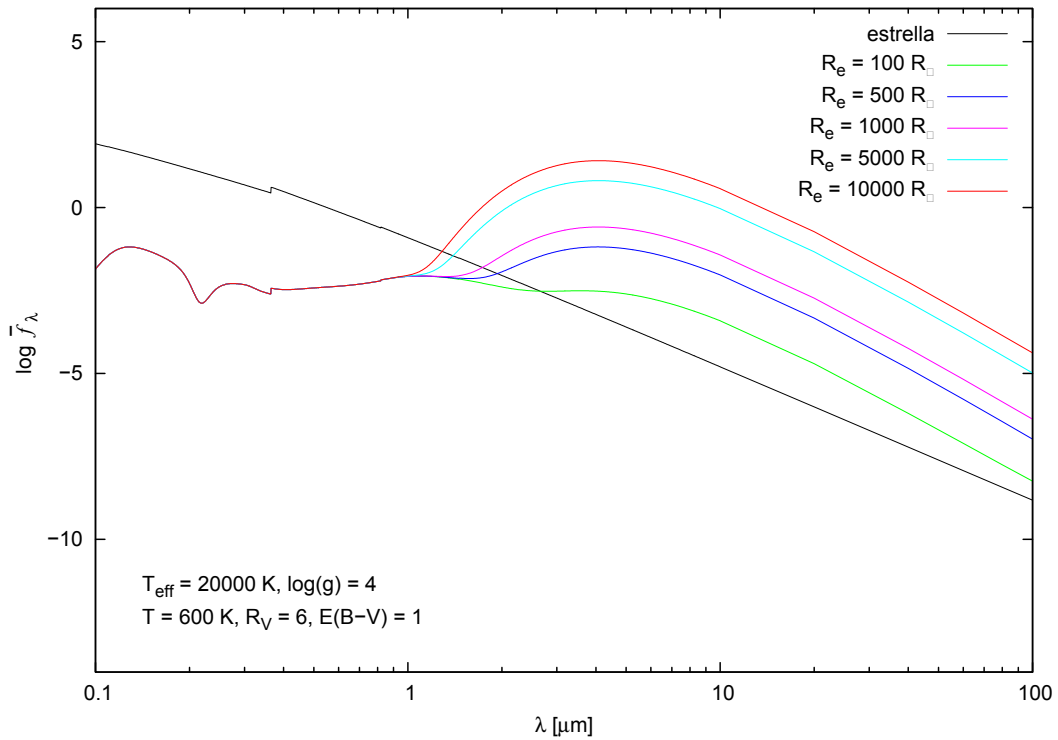


Figura 4.29: Distribuciones de energía correspondientes al sistema estrella + envoltura de polvo para distintos valores de R_e y valores fijos de los demás parámetros.

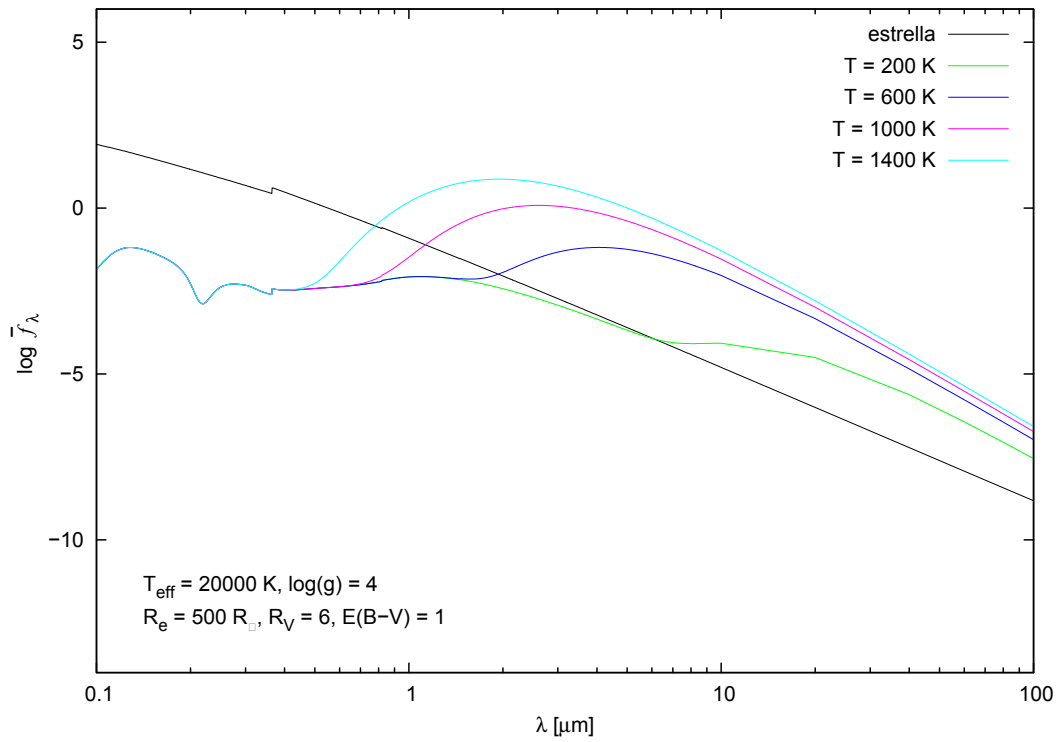


Figura 4.30: Distribuciones de energía correspondientes al sistema estrella + envoltura de polvo para distintos valores de T y valores fijos de los demás parámetros.

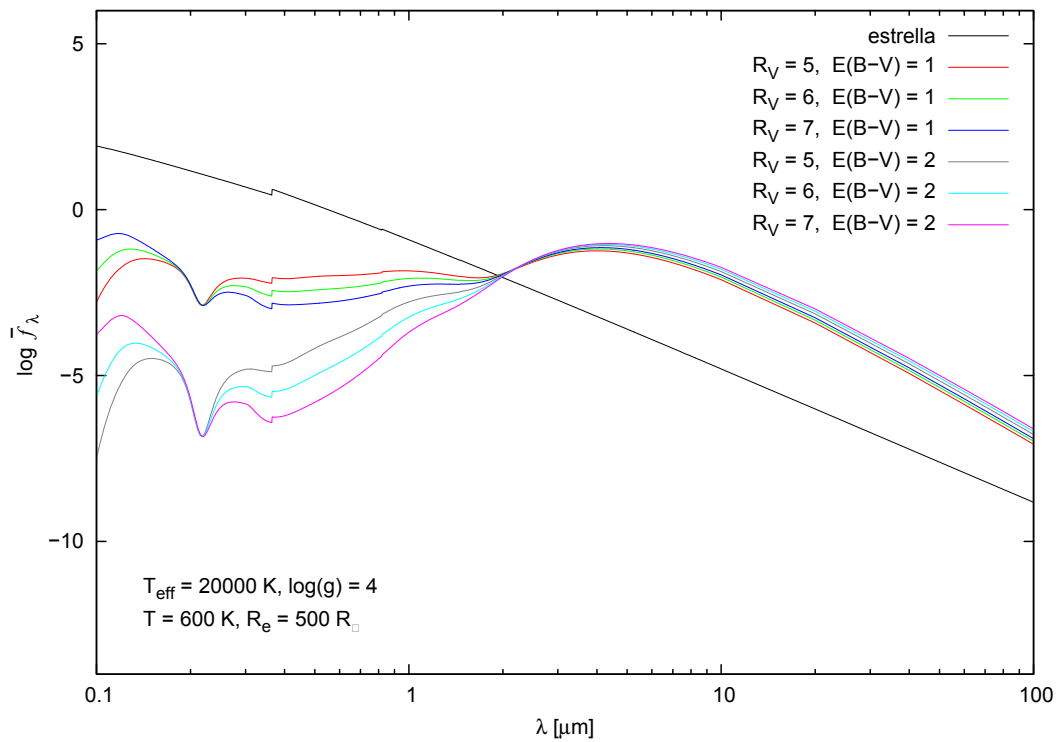


Figura 4.31: Distribuciones de energía correspondientes al sistema estrella + envoltura de polvo para distintos valores de R_V y valores fijos de los demás parámetros.

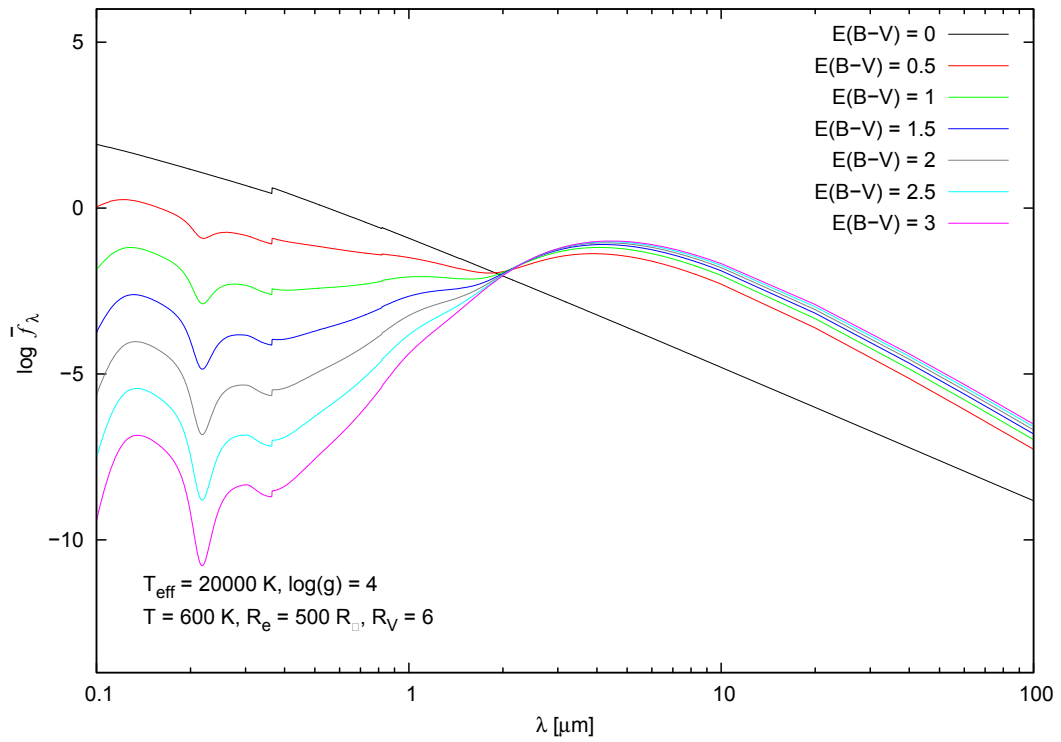


Figura 4.32: Distribuciones de energía correspondientes al sistema estrella + envoltura de polvo para distintos valores de $E(B - V)$ y valores fijos de los demás parámetros.

Capítulo 5

Análisis de las distribuciones de energía

En este capítulo presentaremos las distribuciones de energía teóricas obtenidas con nuestro modelo para un sistema formado por una estrella más una envoltura circunestelar de gas y polvo incluyendo el efecto de la extinción interestelar. Luego mostraremos distribuciones de energía observadas de estrellas con fenómeno B[e] construidas a partir de datos recopilados de la literatura, y comentaremos sus principales características. Finalmente discutiremos las principales diferencias y similitudes que encontramos entre las distribuciones de energía teóricas y observadas, con el fin de analizar la aplicabilidad del modelo.

5.1. Distribuciones de energía teóricas

Como ya mencionamos, en este trabajo consideramos que el flujo recibido de una estrella con fenómeno B[e] puede ser representado por el flujo emitido por una estrella de tipo espectral B, modificado primero por una envoltura de gas, luego por una envoltura de polvo, y finalmente por extinción interestelar. En los capítulos anteriores presentamos la forma en que modelamos cada una de estas contribuciones, obteniendo en cada caso una expresión para el flujo monocromático astrofísico observado que depende de una serie de parámetros libres. Utilizando las expresiones obtenidas, podemos escribir la siguiente expresión final para el flujo recibido a una distancia D :

$$f_\lambda = \left\{ \left[\left(\frac{R_*}{D} \right)^2 \alpha_{g\lambda}(r_g, \tau_{g\lambda}) \mathcal{F}_\lambda^* + \left(\frac{R_g}{D} \right)^2 \beta_{g\lambda}(r_g, \tau_{g\lambda}) S_{g\lambda} \right] e^{-\tau_{p\lambda}} + \left(\frac{R_p}{D} \right)^2 [1 - 2E_3(2\tau_{p\lambda})] S_{p\lambda} \right\} e^{-\tau_{i\lambda}}. \quad (5.1)$$

En esta expresión utilizamos los subíndices g , p e i para distinguir las cantidades correspondientes al gas, al polvo y al medio interestelar.

Para eliminar la dependencia con la distancia D y con el radio estelar R_* , normalizamos el flujo a la longitud de onda $\lambda_R = 5500 \text{ \AA}$. La expresión para el flujo normalizado resulta:

$$\bar{f}_\lambda = \frac{f_\lambda}{f_V^*} = \left\{ \left[\alpha_{g\lambda}(r_g, \tau_{g\lambda}) \frac{\mathcal{F}_\lambda^*}{\mathcal{F}_V^*} + r_g^{-2} \beta_{g\lambda}(r_g, \tau_{g\lambda}) \frac{S_{g\lambda}}{\mathcal{F}_V^*} \right] e^{-\tau_{p\lambda}} + r_p^{-2} [1 - 2E_3(2\tau_{p\lambda})] \frac{S_{p\lambda}}{\mathcal{F}_V^*} \right\} e^{-\tau_{i\lambda}}. \quad (5.2)$$

Hemos desarrollado un código que nos permite calcular tanto el flujo total dado por (5.2) como el flujo afectado por cada una de las componentes consideradas por separado: envoltura de gas, envoltura de polvo y polvo interestelar. Esto nos permite elegir el tipo de envoltura a modelar, sin restringir al caso de envoltura de gas y polvo más extinción. En la Figura 5.1 mostramos cómo afectan los distintos componentes considerados al flujo estelar.

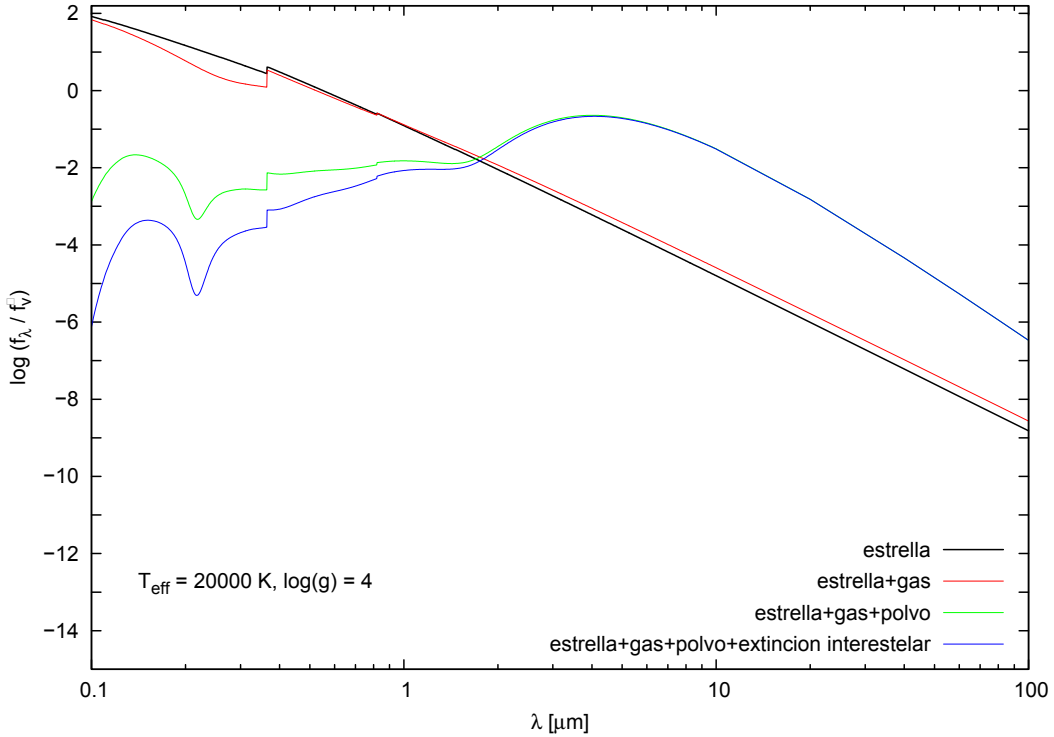


Figura 5.1: Secuencia de distribuciones de energía que muestran cómo se ve afectado el flujo a medida que atraviesa las distintas componentes consideradas.

En las Figuras 5.2 a 5.7 mostramos las distribuciones de energía teóricas calculadas para distintos modelos de envoltura. Las figuras fueron seleccionadas con el fin de comparar las distribuciones de energía correspondientes a combinaciones particulares de parámetros, que pueden ser de utilidad para distinguir cuál es el modelo más adecuado en el momento de realizar ajustes con las observaciones.

Para obtener las distribuciones de energía finales adoptamos una hipótesis adicional: la temperatura T y el radio efectivo R_e de la envoltura no son parámetros independientes, sino que están vinculados a través de la siguiente relación dada por el balance de energía:

$$\left(\frac{R_e}{R_*}\right)^2 = \left(\frac{T_{eff}}{T}\right)^4. \quad (5.3)$$

En la Figura 5.2 mostramos distribuciones de energía calculadas para distintos valores de los excesos $E(B - V)_p$ y $E(B - V)_i$ de tal manera que su suma resulte constante. Usamos $R_{V_p} = 5,0$ y $R_{V_i} = 3,1$. Vemos que cuando el exceso de color $E(B - V)_p$ es mayor que $E(B - V)_i$ dominarán las características de una extinción correspondiente con un valor de R_V grande, en el caso contrario dominarán las características de una extinción con R_V chico, tal como vimos en el capítulo 3. En todos los casos, la intensidad del flujo en los 2200 Å es la misma, dado que resulta independiente de R_V .

En la Figura 5.3 mostramos distribuciones de energía para distintos radios efectivos y excesos de color de la envoltura de polvo. Adoptamos un $E(B - V)_i = 0,1$ fijo. Consideramos dos radios para la envoltura de polvo: $R_p = 1000 R_*$ y $R_p = 1500 R_*$. Para cada radio adoptamos dos valores del exceso $E(B - V)_p$ muy diferentes: 0,5 y 1,9. Para un mismo R_p , la variación en $E(B - V)_p$ produce una diferencia muy marcada en el ultravioleta y visible, y una diferencia menos pronunciada en el infrarrojo. Para un mismo exceso $E(B - V)_p$ y diferentes valores de R_p la región del ultravioleta y óptico prácticamente no cambian, mientras que en el infrarrojo se observa una diferencia, aunque pequeña. La combinación de $R_p = 1000 R_*$ y $E(B - V)_p = 1,9$ produce en el infrarrojo una forma del continuo similar a la combinación de $R_p = 1500 R_*$ y $E(B - V)_p = 0,5$, sin embargo, ambos modelos se diferencian claramente en el ultravioleta y óptico.

En la Figura 5.4 presentamos distribuciones de energía para distintas combinaciones del radio efectivo R_p y la temperatura T_p de la envoltura de polvo. Se muestra el efecto combinado de la variación de R_p y T_p , cuando estos parámetros están vinculados por la expresión (5.3).

En la Figura 5.5 mostramos distribuciones de energía correspondientes a distintos valores de τ_V^a y dos combinaciones diferentes de excesos de color $E(B - V)_p$ y $E(B - V)_i$. Vemos cómo se traduce una variación de τ_V^a en la distribución de energía final. Esta variación se evidencia principalmente en el salto de Balmer y en el continuo de Balmer.

En la Figura 5.6 mostramos distribuciones de energía correspondientes a distintos valores de T_g y dos combinaciones diferentes de excesos de color $E(B - V)_p$ y $E(B - V)_i$. Vemos que una variación en la temperatura de la envoltura gaseosa no influye significativamente sobre la forma de la distribución de energía final.

En la Figura 5.7 mostramos distribuciones de energía correspondientes a distintos valores de R_g y dos combinaciones diferentes de excesos de color $E(B - V)_p$ y $E(B - V)_i$. Vemos que una variación en el radio efectivo de la envoltura gaseosa introduce una variación en la región desde el continuo de Balmer hasta aproximadamente $2 \mu m$.

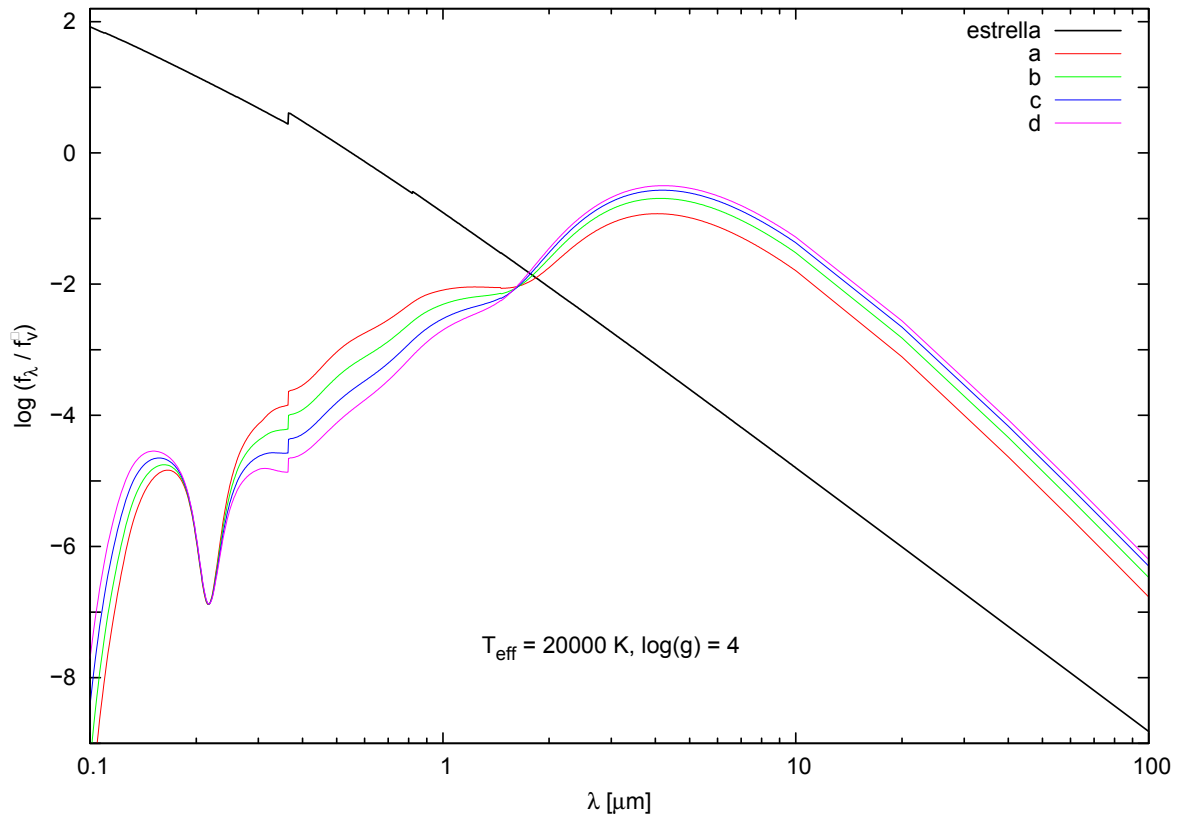


Figura 5.2: Distribuciones de energía correspondientes a distintas combinaciones de valores del exceso de color circunestelar $E(B - V)_p$ y del exceso de color interestelar $E(B - V)_i$:

- (a) $E(B - V)_p = 0,5$, $E(B - V)_i = 1,5$
- (b) $E(B - V)_p = 1,5$, $E(B - V)_i = 1,5$
- (c) $E(B - V)_p = 1,5$, $E(B - V)_i = 0,5$
- (d) $E(B - V)_p = 1,9$, $E(B - V)_i = 0,1$

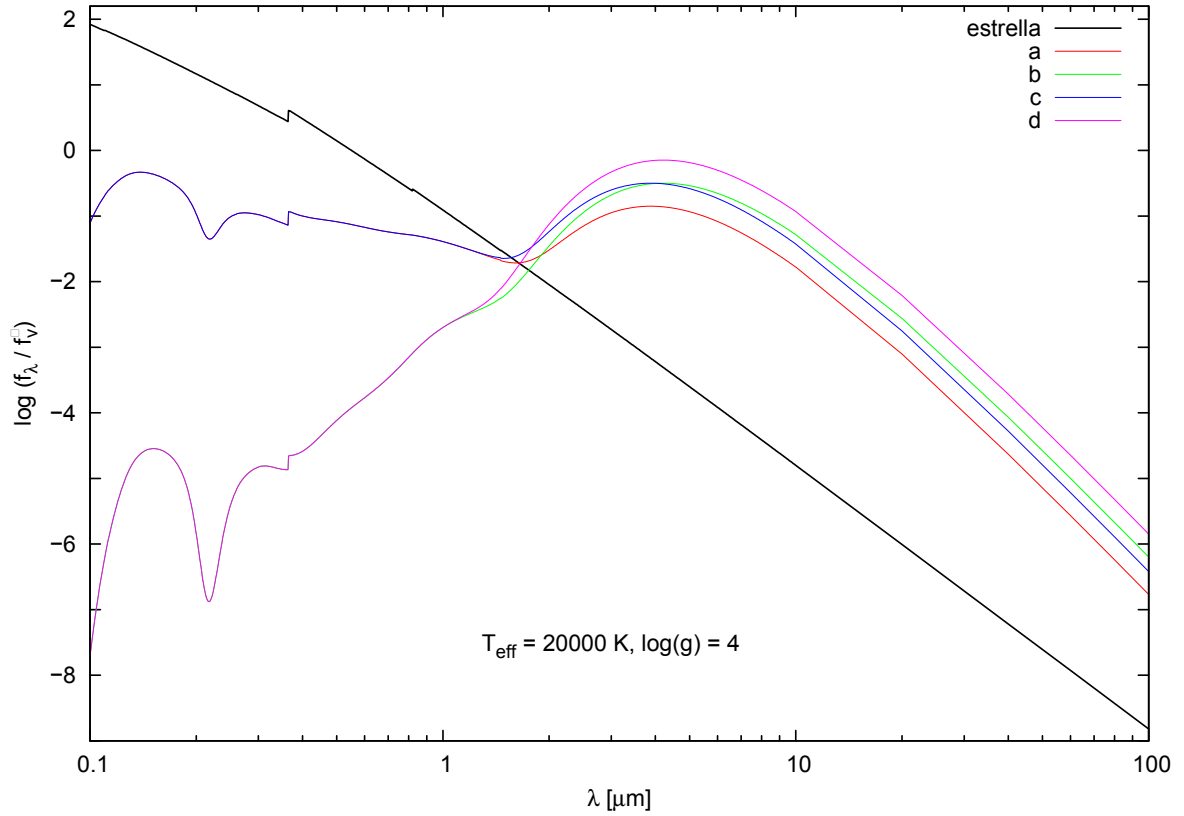


Figura 5.3: Distribuciones de energía correspondientes a distintos valores del radio efectivo R_p y del exceso de color $E(B - V)_p$ de la envoltura de polvo:

- (a) $R_p = 1000 R_*$, $E(B - V)_p = 0,5$, $E(B - V)_i = 0,1$
- (b) $R_p = 1000 R_*$, $E(B - V)_p = 1,9$, $E(B - V)_i = 0,1$
- (c) $R_p = 1500 R_*$, $E(B - V)_p = 0,5$, $E(B - V)_i = 0,1$
- (d) $R_p = 1500 R_*$, $E(B - V)_p = 1,9$, $E(B - V)_i = 0,1$

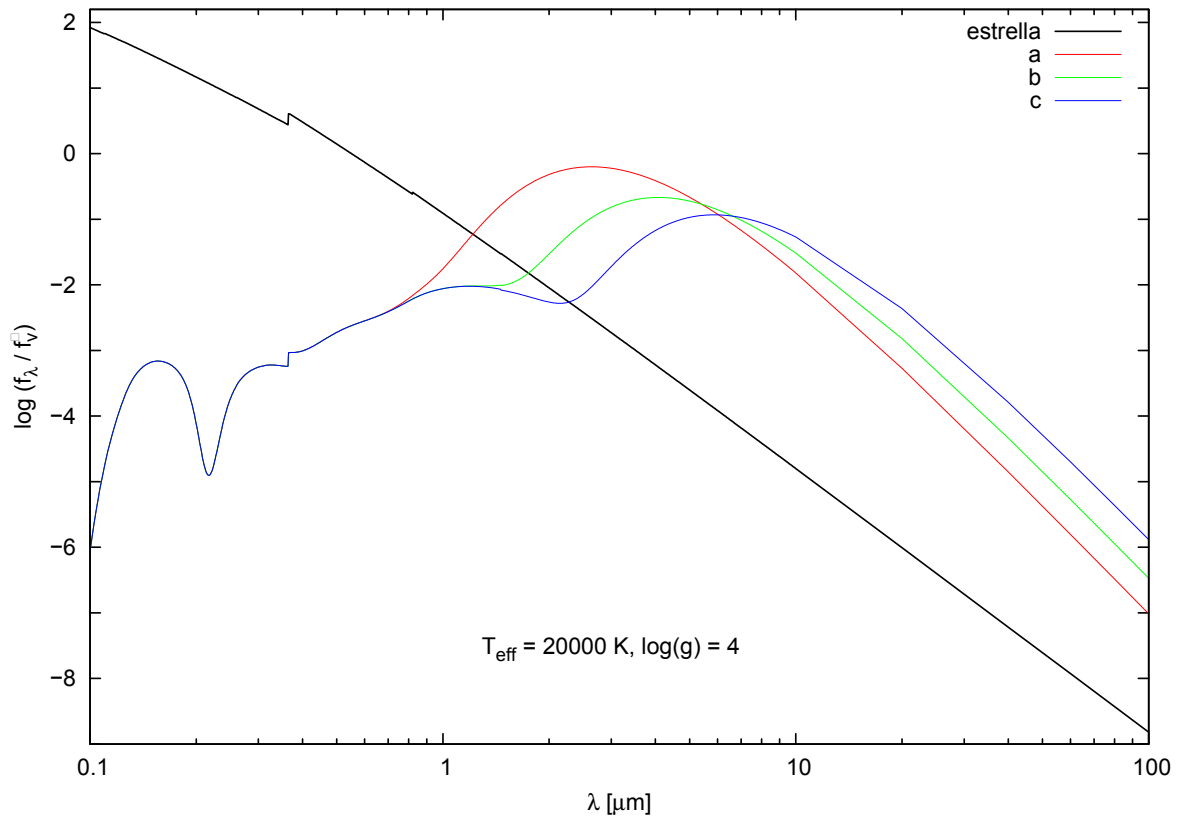


Figura 5.4: Distribuciones de energía correspondientes a distintas combinaciones de valores del radio efectivo R_p y la temperatura T_p de la envoltura de polvo:

- (a) $R_p = 400 R_*, T_p = 1000 \text{ K}$
- (b) $R_p = 1000 R_*, T_p = 600 \text{ K}$
- (c) $R_p = 2500 R_*, T_p = 400 \text{ K}$

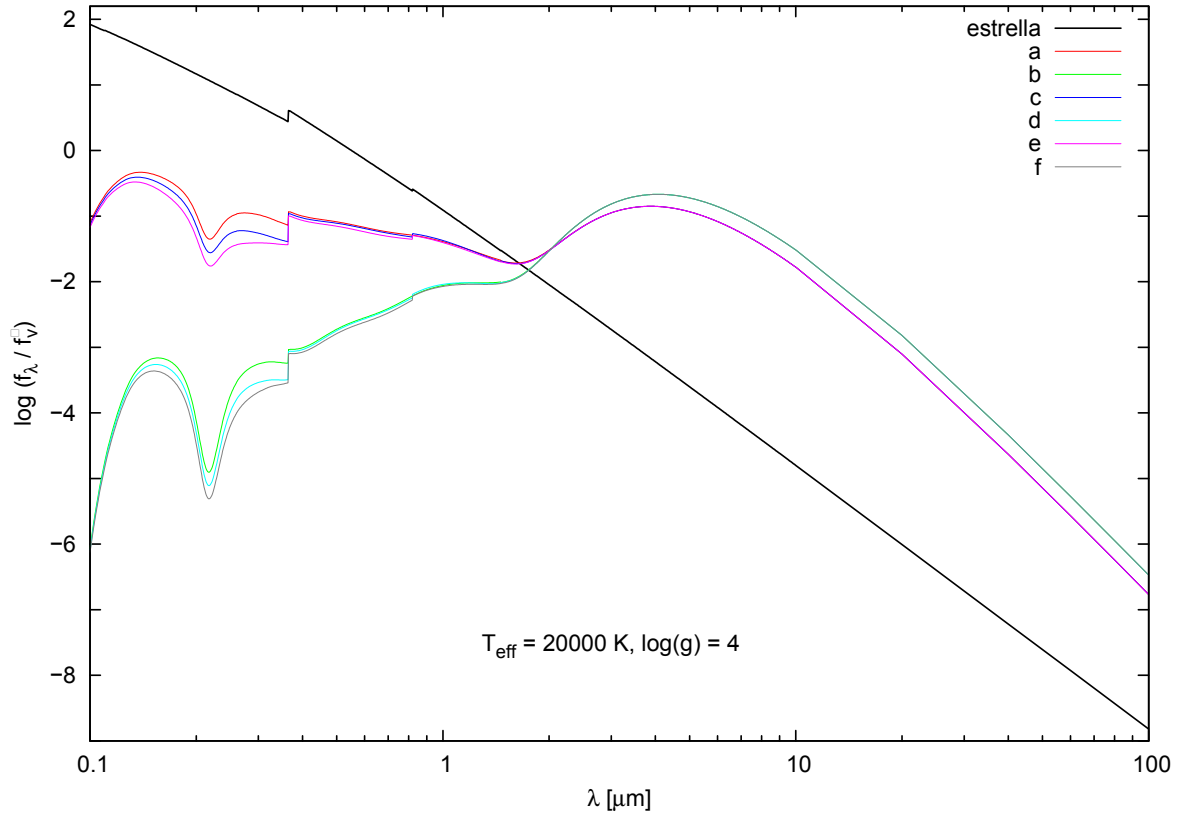


Figura 5.5: Distribuciones de energía correspondientes a distintos valores de τ_V^a , obtenidas con dos combinaciones diferentes de valores de los excesos de color $E(B - V)_p$ y $E(B - V)_i$:

- (a) $\tau_V^a = 0,05$, $E(B - V)_p = 0,5$, $E(B - V)_i = 0,1$
- (b) $\tau_V^a = 0,05$, $E(B - V)_p = 1$, $E(B - V)_i = 0,5$
- (c) $\tau_V^a = 0,4$, $E(B - V)_p = 0,5$, $E(B - V)_i = 0,1$
- (d) $\tau_V^a = 0,4$, $E(B - V)_p = 1$, $E(B - V)_i = 0,5$
- (e) $\tau_V^a = 0,8$, $E(B - V)_p = 0,5$, $E(B - V)_i = 0,1$
- (f) $\tau_V^a = 0,8$, $E(B - V)_p = 1$, $E(B - V)_i = 0,5$

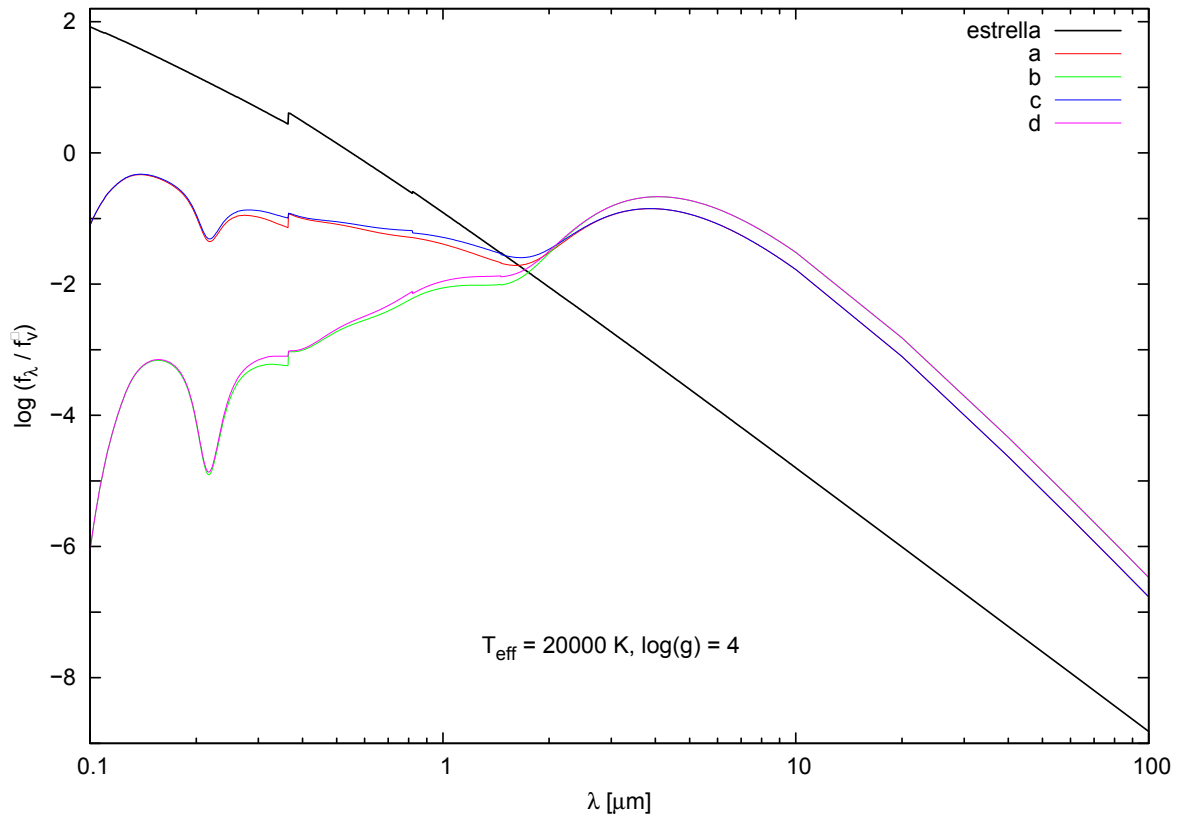


Figura 5.6: Distribuciones de energía correspondientes a distintos valores de la temperatura T_g de la envoltura gaseosa, obtenidas con dos combinaciones diferentes de valores de los excesos de color $E(B - V)_p$ y $E(B - V)_i$:

- (a) $T_g = 10000$ K, $E(B - V)_p = 0,5$, $E(B - V)_i = 0,1$
- (b) $T_g = 10000$ K, $E(B - V)_p = 1$, $E(B - V)_i = 0,5$
- (c) $T_g = 14000$ K, $E(B - V)_p = 0,5$, $E(B - V)_i = 0,1$
- (d) $T_g = 14000$ K, $E(B - V)_p = 1$, $E(B - V)_i = 0,5$

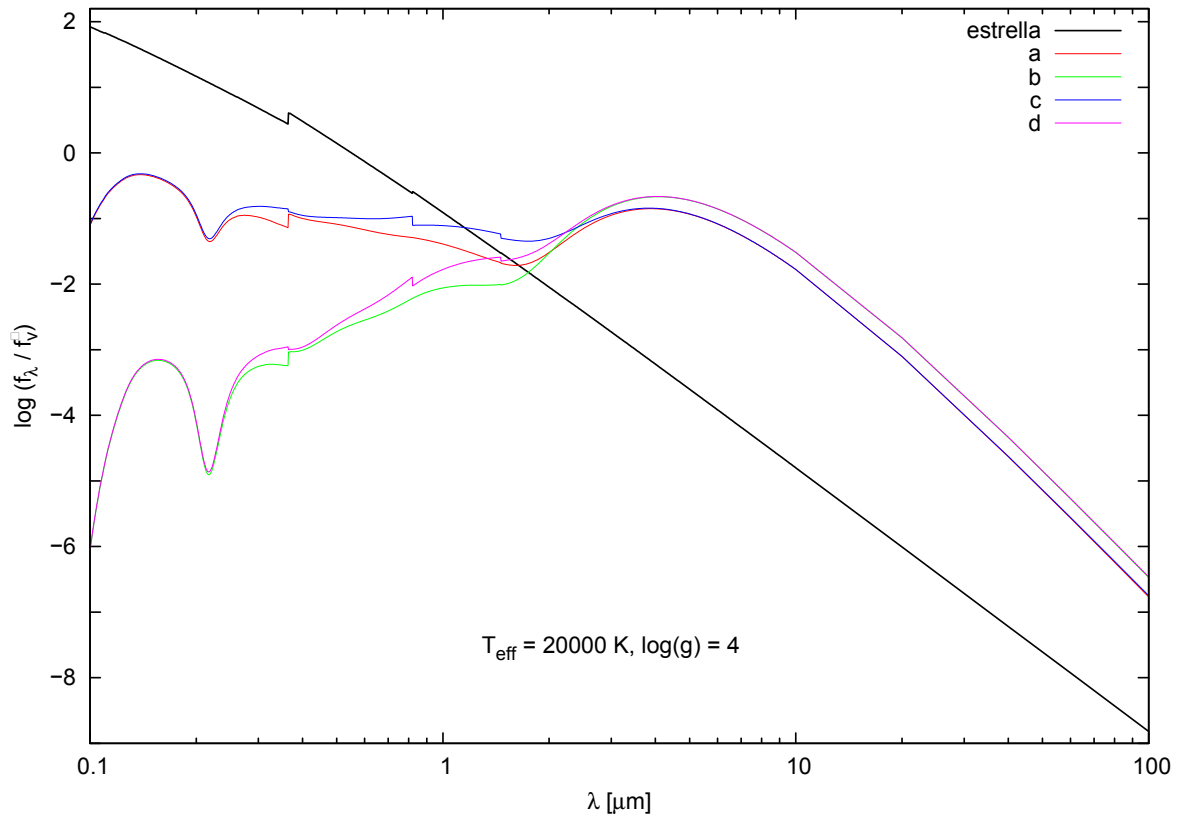


Figura 5.7: Distribuciones de energía correspondientes a distintos valores del radio efectivo R_g de la envoltura gaseosa, obtenidas con dos combinaciones diferentes de valores de los excesos de color $E(B - V)_p$ y $E(B - V)_i$:

- (a) $R_g = 1,5 R_*$, $E(B - V)_p = 0,5$, $E(B - V)_i = 0,1$
- (b) $R_g = 1,5 R_*$, $E(B - V)_p = 1$, $E(B - V)_i = 0,5$
- (c) $R_g = 3 R_*$, $E(B - V)_p = 0,5$, $E(B - V)_i = 0,1$
- (d) $R_g = 3 R_*$, $E(B - V)_p = 1$, $E(B - V)_i = 0,5$

5.2. Distribuciones de energía observadas

Nuestro interés es comparar los resultados del modelo propuesto con observaciones concretas de estrellas con fenómeno B[e]. Esta comparación requiere contar con observaciones de los objetos seleccionados en un amplio rango espectral, desde unos pocos angstroms hasta 100 micrones, correspondiente al rango que cubren nuestros modelos. Esto implica necesariamente componer el espectro observado, colectando datos de distintas fuentes para los distintos rangos espectrales. Estos datos observacionales pueden o no ser simultáneos. En particular, hemos recopilado datos fotométricos y espectroscópicos existentes en la literatura para reconstruir la distribución de energía de 20 objetos con fenómeno B[e]. Las fuentes consultadas fueron la base de datos del satélite IUE, las observaciones de los satélites IRAS e ISO, observaciones espectroscópicas en el rango óptico realizadas en CASLEO (San Juan), y datos fotométricos extraídos de diversas publicaciones (Arhipova 1989; Arhipova & Ikonnikova 1992; Bergner et al. 1995; de Winter et al. 1996).

Hay que tener en cuenta, además, que nuestro modelo calcula el flujo recibido por encima de la atmósfera terrestre. Es decir no hemos introducido en nuestro cálculo teórico correcciones por los efectos de la extinción atmosférica. Resulta más adecuado aplicar estas correcciones a los datos observacionales, ya que las mismas dependen del propio observatorio. Por otra parte, en el caso de los datos obtenidos a partir de observaciones desde satélites, no es necesario introducir dicha corrección.

En las Figuras 5.8 y 5.9 mostramos las distribuciones de energía construidas a partir de datos observacionales para algunos objetos de la muestra. Notamos que estas distribuciones pueden presentar aspectos muy diversos, tanto en la región ultravioleta como en el infrarrojo. En particular, el exceso infrarrojo es muy variable, así como también el continuo en la región de la absorción de los 2200 Å. Entre los objetos de la muestra hay estrellas HAeB[e]: HD 190073, HD 163296, HD 31648 y objetos B[e] cuya clasificación es aún incierta: HD 50138, HD 45677, CD-24 5721, MWC 300, MWC 645, MWC 84. Algunos de estos últimos objetos fueron agrupados por Miroschnichenko et al. (2006) como una nueva clase denominada B[e]WD (“Warm Dust”).

5.3. Comparación entre distribuciones de energía teóricas y observadas

En esta sección haremos una comparación cualitativa entre las distribuciones de energía teóricas y las observadas. Esto nos permitirá conocer las limitaciones de nuestro modelo y analizar su aplicabilidad.

Tanto en la Figura 5.10 como en la Figura 5.11 mostramos una distribución de energía teórica y una observada que presentan aspectos similares. Si bien no refinamos aún los valores de los parámetros para lograr un ajuste preciso, se observa que las distribuciones teóricas presentadas muestran una forma global del continuo similar a las distribuciones de energía observadas. En otros casos, encontramos diferencias que podrían atribuirse a diferentes razones: que no hemos explorado la

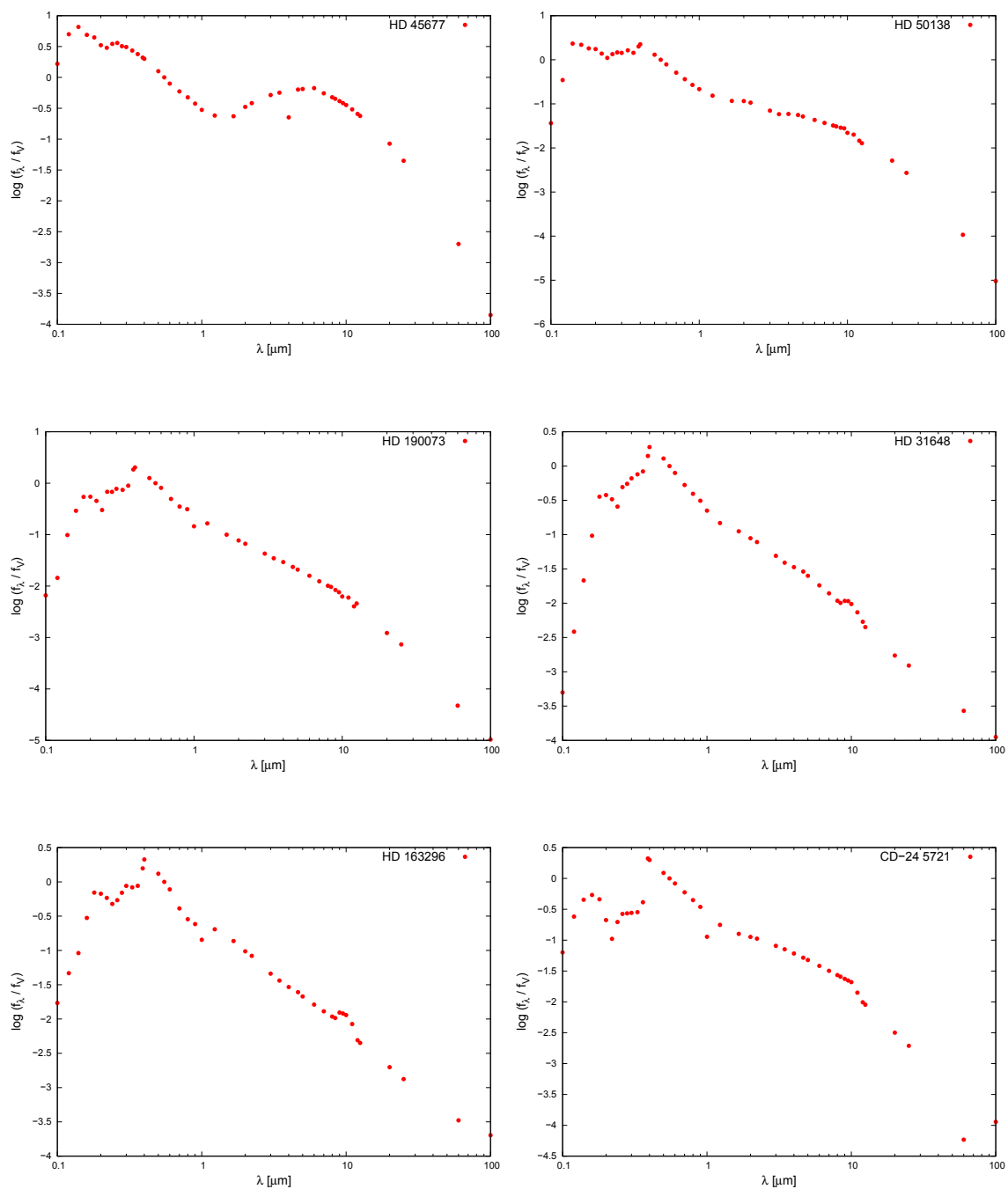


Figura 5.8: Distribuciones de energía observadas construidas a partir de datos recopilados de la literatura.

totalidad de los parámetros posibles, o que nuestro modelo no contempla fenómenos que pueden ser importantes. En algunos casos, se observa un exceso infrarrojo muy intenso que no se corresponde con la débil extinción en el ultravioleta, sugiriendo la existencia de un mecanismo adicional a la reemisión del polvo o algún tipo particular de estructura o geometría. Por ejemplo, Mitskevich (1994) mostró que una envoltura

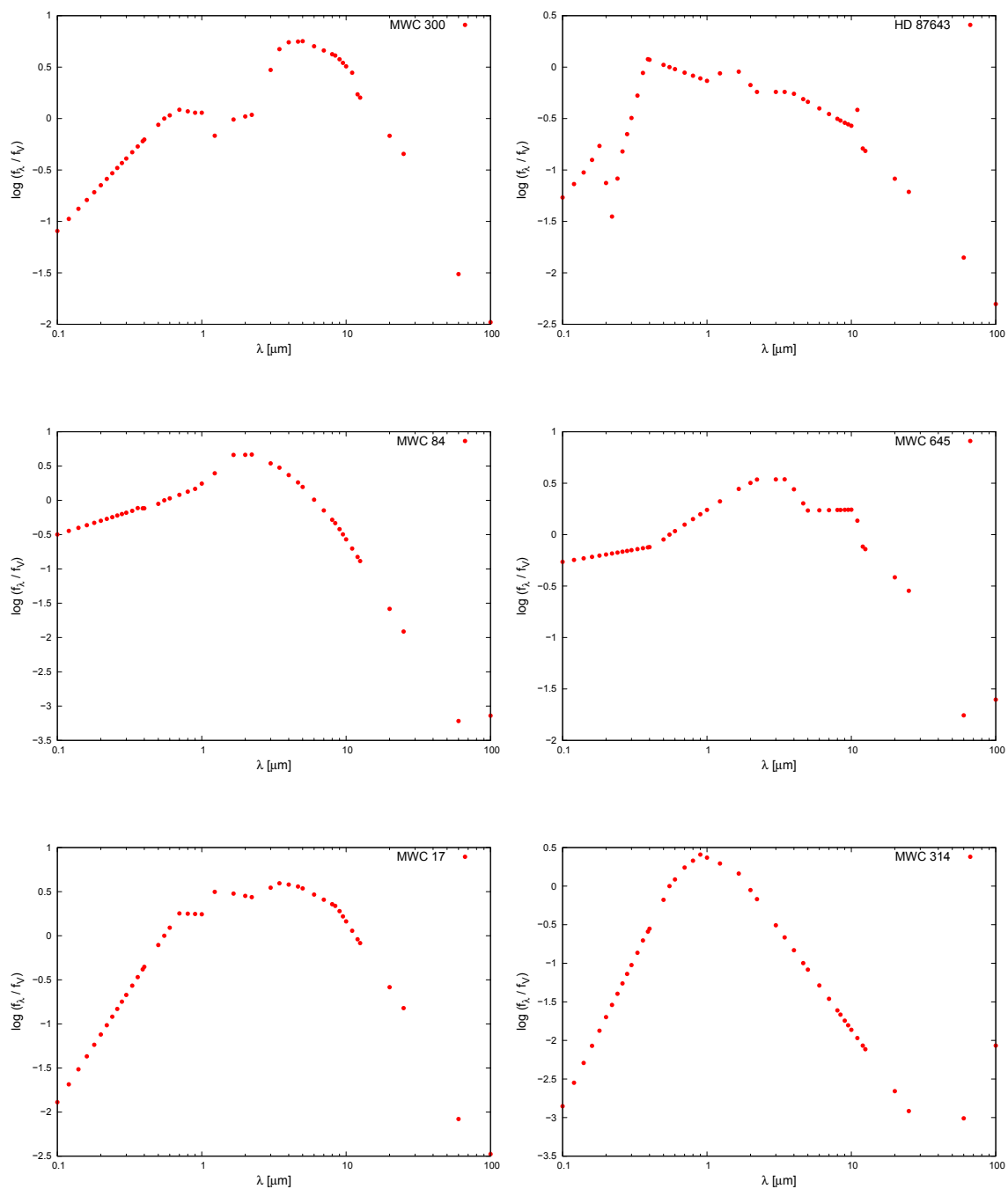


Figura 5.9: Distribuciones de energía observadas construidas a partir de datos recopilados de la literatura.

inhomogénea puede dar lugar a este efecto. Notamos también que muchos objetos presentan un continuo ultravioleta muy aplanado que es difícil de reproducir con nuestro modelo. Una posible explicación sería la contribución de la radiación estelar dispersada que compensaría la extinción generando una extinción efectiva menor y prácticamente independiente de la longitud de onda en ese rango. Es interesante

mencionar que algunos de estos objetos pueden ser a su vez sistemas binarios con una componente fría, por lo cual el flujo infrarrojo observado estaría afectado no sólo por el polvo sino también por la contribución de la compañera.

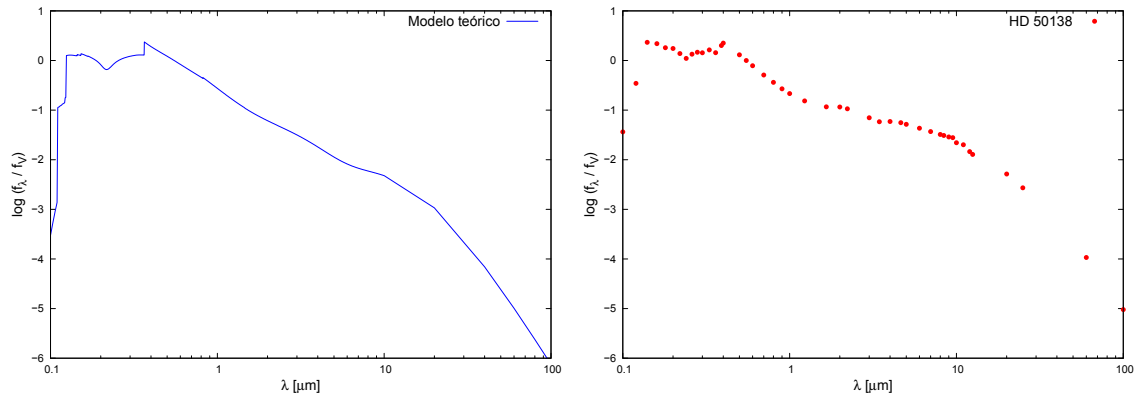


Figura 5.10: Comparación entre una distribución de energía teórica y la distribución de energía observada correspondiente a HD 50138.

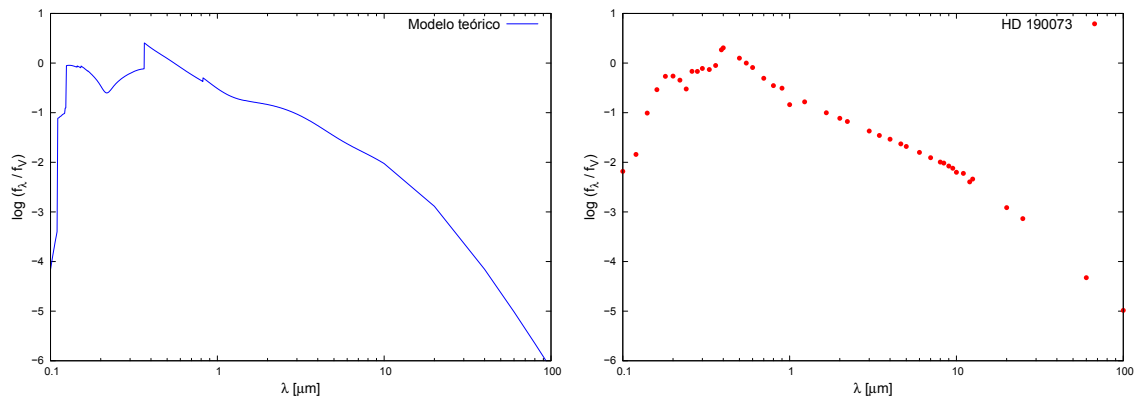


Figura 5.11: Comparación entre una distribución de energía teórica y la distribución de energía observada correspondiente a HD 190073.

Capítulo 6

Conclusiones y perspectivas futuras

En el presente trabajo modelamos la distribución de energía proveniente de un objeto caliente ($T_{eff} > 10000$ K) rodeado por una envoltura de gas y polvo, con el fin de abordar el estudio del espectro continuo de las estrellas con fenómeno B[e]. El modelo propuesto está basado en hipótesis simples con la idea de utilizarlo en un futuro como herramienta para derivar propiedades físicas globales tanto de la estrella subyacente como de su envoltura. Nos interesa en particular revelar los parámetros fundamentales de la fuente de radiación central, que está oculta o velada por el material circunestelar. Esto será de utilidad para definir el estado evolutivo de los objetos B[e], el cual en muchos casos es ambiguo o desconocido.

Nuestro modelo considera una estrella central representada por un flujo de Kurucz y una envoltura esférica formada por dos regiones bien definidas: una zona próxima a la estrella central (entre 1.5 y 5 radios estelares) compuesta por gas ionizado y otra zona más alejada (100 radios estelares o más) compuesta por polvo. Consideramos que cada región puede ser representada por una capa equivalente delgada con un radio, una temperatura y una profundidad óptica características. En base a estas hipótesis calculamos el flujo proveniente del sistema estrella + envoltura. Contemplamos además el efecto de la extinción interestelar sobre este flujo. Estudiamos en detalle como se modifica la distribución de energía continua al variar los distintos parámetros libres de nuestro modelo. Notamos, por ejemplo, que el radio efectivo y la temperatura de la envoltura de polvo definen la emisión en la región del infrarrojo, por lo cual dicha emisión nos daría información directa de estos parámetros. Encontramos además que la dispersión Thomson por electrones no afecta significativamente a las distribuciones de energía.

Dada la simplicidad del modelo, discutimos como primer paso la aplicabilidad del mismo mediante una comparación cualitativa de los resultados teóricos con los datos observacionales. Para realizar dicha comparación debimos reconstruir la distribución de energía observada de objetos B[e] recopilando la información disponible en la literatura, que en muchos casos es dispersa, abarca rangos limitados de longitud de onda y puede no ser simultánea.

Encontramos que, en primera aproximación, nuestro modelo es adecuado para representar las distribuciones de energía de los objetos con fenómeno B[e], dado que

nuestras distribuciones logran reflejar la forma global del continuo correspondiente a varias de las distribuciones de energía observadas.

Nuestro próximo objetivo será introducir hipótesis más realistas al modelo de envoltura gaseosa y de polvo con el fin de incluir efectos no contemplados en nuestro tratamiento actual. Por ejemplo analizaremos el efecto de un viento estelar modulado por rotación o el tratamiento más detallado del polvo que considere composición y tamaño de los granos. Nos proponemos además realizar ajustes del modelo a objetos concretos y derivar las características físicas de la envoltura y la estrella central. Conociendo el flujo observado y el conjunto de parámetros del modelo que produce el mejor ajuste, es posible obtener una estimación de la distancia al objeto usando la expresión 5.1. Esta distancia es un dato valioso al momento de definir el estado evolutivo de la estrella B[e].

Bibliografía

- Arkipova, V. P. 1989, *Soviet Astronomy Letters*, 15, 400
- Arkipova, V. P. & Ikonnikova, N. P. 1992, *Soviet Astronomy Letters*, 18, 418
- Balázs, L. G., Ábrahám, P., Kun, M., Kelemen, J., & Tóth, L. V. 2004, *A&A*, 425, 133
- Bergner, Y. K., Miroshnichenko, A. S., Yudin, R. V., et al. 1995, *A&AS*, 112, 221
- Bjorkman, J. E. 1998, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 233, B[e] stars, ed. A. M. Hubert, & C. Jaschek, 189–+
- Campeggio, L., Strafella, F., Maiolo, B., Elia, D., & Aiello, S. 2007, *ApJ*, 668, 316
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1988, *ApJ*, 329, L33
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Carnochan, D. J. 1986, *MNRAS*, 219, 903
- Cidale, L. S. & Ringuelet, A. E. 1989, *PASP*, 101, 417
- de Winter, D., van den Ancker, M. E., Perez, M. R., et al. 1996, *A&AS*, 119, 1
- Domiciano de Souza, A., Driebe, T., Chesneau, O., et al. 2007, *A&A*, 464, 81
- Draine, B. T. 2003, *ARA&A*, 41, 241
- Ducati, J. R., Ribeiro, D., & Rembold, S. B. 2003, *ApJ*, 588, 344
- Elia, D., Strafella, F., Campeggio, L., et al. 2004, *ApJ*, 601, 1000
- Fitzpatrick, E. L. 1986, *AJ*, 92, 1068
- Fitzpatrick, E. L. 1999, *PASP*, 111, 63
- Fitzpatrick, E. L. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 309, *Astrophysics of Dust*, ed. A.Ñ. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine, 33–+
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. 1986, *ApJ*, 307, 286
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. 1988, *ApJ*, 328, 734

- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. 1990, *ApJS*, 72, 163
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. 2007, *ApJ*, 663, 320
- Geminale, A. & Popowski, P. 2004, *Acta Astronomica*, 54, 375
- Gordon, K. D., Clayton, G. C., Misselt, K. A., Landolt, A. U., & Wolff, M. J. 2003, *ApJ*, 594, 279
- Gummersbach, C. A., Zickgraf, F., & Wolf, B. 1995, *A&A*, 302, 409
- Jones, T. J. & Hyland, A. R. 1980, *MNRAS*, 192, 359
- Kandori, R., Dobashi, K., Uehara, H., Sato, F., & Yanagisawa, K. 2003, *AJ*, 126, 1888
- Kiszkurno, E., Krelowski, J., Strobel, A., & Kolos, R. 1984, *A&A*, 135, 337
- Krelowski, J. & Papaj, J. 1993, *PASP*, 105, 1209
- Krelowski, J. & Strobel, A. 1983, *A&A*, 127, 271
- Lamers, H. J. G. L. M. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 355, *Stars with the B[e] Phenomenon*, ed. M. Kraus & A. S. Miroshnichenko, 371–+
- Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P. 1999, *Introduction to Stellar Winds*, ed. Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P.
- Lamers, H. J. G. L. M., Zickgraf, F., de Winter, D., Houziaux, L., & Zorec, J. 1998, *A&A*, 340, 117
- Larson, K. A. & Whittet, D. C. B. 2005, *ApJ*, 623, 897
- Massa, D. & Savage, B. 1989, in *IAU Symposium*, Vol. 135, *Interstellar Dust*, ed. L. J. Allamandola & A. G. G. M. Tielens, 3–+
- Mathis, J. S. 1990, *ARA&A*, 28, 37
- McGregor, P. J., Hyland, A. R., & Hillier, D. J. 1988, *ApJ*, 324, 1071
- Mihalas, D. 1978, *Stellar atmospheres /2nd edition/*, ed. Hevelius, J.
- Miroshnichenko, A. S., Bernabei, S., Bjorkman, K. S., et al. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 355, *Stars with the B[e] Phenomenon*, ed. M. Kraus & A. S. Miroshnichenko, 315–+
- Mitskevich, A. S. 1994, *A&A*, 281, 471
- Moujtahid, A. 1998, *Tesis Doctoral*, ed. Universidad de Paris
- Moujtahid, A., Zorec, J., & Hubert, A. M. 1999, *A&A*, 349, 151

- Moujtahid, A., Zorec, J., & Hubert, A. M. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 214, IAU Colloq. 175: The Be Phenomenon in Early-Type Stars, ed. M. A. Smith, H. F. Henrichs, & J. Fabregat, 506–+
- Moujtahid, A., Zorec, J., Hubert, A. M., Garcia, A., & Burki, G. 1998, *A&AS*, 129, 289
- Nandy, K., Thompson, G. I., Jamar, C., Monfils, A., & Wilson, R. 1975, *A&A*, 44, 195
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, ed. Osterbrock, D. E.
- Oudmaijer, R. D. & Drew, J. E. 1999, *A&A*, 350, 485
- Pandey, A. K., Upadhyay, K., Nakada, Y., & Ogura, K. 2003, *A&A*, 397, 191
- Pezzuto, S., Strafella, F., & Lorenzetti, D. 1997, *ApJ*, 485, 290
- Prévot, M. L., Lequeux, J., Prévot, L., Maurice, E., & Rocca-Volmerange, B. 1984, *A&A*, 132, 389
- Rieke, G. H. & Lebofsky, M. J. 1985, *ApJ*, 288, 618
- Sasseen, T. P., Hurwitz, M., Dixon, W. V., & Airieau, S. 2002, *ApJ*, 566, 267
- Savage, B. D., Wesselius, P. R., Swings, J. P., & The, P. S. 1978, *ApJ*, 224, 149
- Schultz, G. V. & Wiemer, W. 1975, *A&A*, 43, 133
- Seaton, M. J. 1979a, *MNRAS*, 187, 785
- Seaton, M. J. 1979b, *MNRAS*, 187, 73P
- Stee, P., Bittar, J., & Lopez, B. 2004, *ApJ*, 602, 978
- Stee, P. & Meilland, A. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 355, Stars with the B[e] Phenomenon, ed. M. Kraus & A. S. Miroshnichenko, 233–+
- Strafella, F., Campeggio, L., Aiello, S., Cecchi-Pestellini, C., & Pezzuto, S. 2001, *ApJ*, 558, 717
- Swings, J. P. 1973, *A&A*, 26, 443
- Szomoru, A. & Guhathakurta, P. 1999, *AJ*, 117, 2226
- Valencic, L. A., Clayton, G. C., & Gordon, K. D. 2004, *ApJ*, 616, 912
- Voshchinnikov, N. V., Molster, F. J., & The, P. S. 1996, *A&A*, 312, 243
- Vrba, F. J., Coyne, G. V., & Tapia, S. 1981, *ApJ*, 243, 489

- Whittet, D. C. B. & van Breda, I. G. 1980, MNRAS, 192, 467
- Winkler, H. & Wolf, B. 1989, A&A, 219, 151
- Zickgraf, F. 1998, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 233, B[e] stars, ed. A. M. Hubert & C. Jaschek, 1–+
- Zickgraf, F. 2000, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 214, IAU Colloq. 175: The Be Phenomenon in Early-Type Stars, ed. M. A. Smith, H. F. Henrichs, & J. Fabregat, 26–+
- Zickgraf, F., Kovacs, J., Wolf, B., et al. 1996, A&A, 309, 505
- Zickgraf, F. & Schulte-Ladbeck, R. E. 1989, A&A, 214, 274
- Zickgraf, F., Stahl, O., & Wolf, B. 1992, A&A, 260, 205
- Zickgraf, F., Wolf, B., Stahl, O., Leitherer, C., & Klare, G. 1985, A&A, 143, 421
- Zorec, J. 1998, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 233, B[e] stars, ed. A. M. Hubert & C. Jaschek, 27–+
- Zorec, J. & Briot, D. 1991, A&A, 245, 150