

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA  
FACULTAD DE CIENCIAS  
ESCUELA DE FÍSICA



**COMPUTACIÓN DE FUNCIONES NUMÉRICAS DE  
CALENTAMIENTO Y ENFRIAMIENTO RADIATIVO EN LAS  
CERCANIAS ( $\sim 10$  PC) DE UN AGUJERO NEGRO SUPERMASIVO,  
INCLUSIÓN DE POLVO CÓSMICO Y SUS CONSECUENCIAS.**

Trabajo Especial de Grado presentado por  
Blanca Morillo

ante la Facultad de Ciencias de la  
Ilustre Universidad Central de Venezuela  
como requisito parcial para optar al título  
de: **Licenciada en Física**

Con la tutoría de: Dr. Nelson Bolívar  
Dr. José Ramírez

Octubre-2018  
Caracas-Venezuela

*Escuela de Física*



UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA  
FACULTAD DE CIENCIAS  
ESCUELA DE FÍSICA



**COMPUTACIÓN DE FUNCIONES NUMÉRICAS DE  
CALENTAMIENTO Y ENFRIAMIENTO RADIATIVO EN LAS  
CERCANIAS ( $\sim 10$  PC) DE UN AGUJERO NEGRO SUPERMASIVO,  
INCLUSIÓN DE POLVO CÓSMICO Y SUS CONSECUENCIAS.**

Trabajo Especial de Grado presentado por  
Blanca Morillo

ante la Facultad de Ciencias de la  
Ilustre Universidad Central de Venezuela  
como requisito parcial para optar al título  
de: **Licenciada en Física**

Con la tutoría de: Dr. Nelson Bolívar  
Dr. José Ramírez

Octubre-2018  
Caracas-Venezuela





UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA  
FACULTAD DE CIENCIAS  
ESCUELA DE FÍSICA



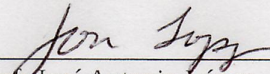
## VEREDICTO

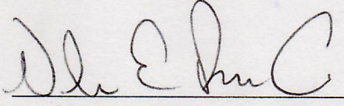
Quienes suscriben, miembros del Jurado designado por el Consejo de la Escuela de Física de la Facultad de Ciencias de la Universidad Central de Venezuela, para examinar el Trabajo Especial de Grado presentado por **Blanca Morillo**, Cédula de Identidad **V-23634115**, bajo el título “**Computación de funciones numéricas de calentamiento y enfriamiento radiativo en las cercanías (~10 pc) de un agujero negro supermasivo. Inclusión de polvo cósmico y consecuencias**”, a los fines de cumplir con el requisito legal para optar al grado de **Licenciada en Física**, dejan constancia de lo siguiente:

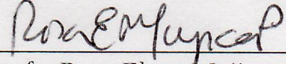
1. Leído como fue dicho trabajo por cada uno de los miembros del Jurado, éste fijó el día 24 de octubre de 2018, a Las 8:00 am, para que el autor lo defendiera en forma pública, lo que éste hizo en la Sala de Seminarios Guillermo Ruggeri de la Escuela de Física, mediante un resumen oral de su contenido, luego de lo cual respondió satisfactoriamente a las preguntas que le fueron formuladas por el jurado; todo ello conforme a los artículos 20, 21, 22, 25, 26 y 28 de la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente.
2. Finalizada la defensa pública del trabajo, el jurado decidió declararlo aprobado por considerar que se ajusta a lo dispuesto y exigido en la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente en sus artículos 1, 5 y 6.

Se levanta la presente acta a los 24 días del mes de octubre de 2018, dejándose también constancia de que, conforme a la normativa jurídica vigente, actuó como coordinador del jurado el tutor del Trabajo Especial de Grado Prof Nelson Enrique Bolivar Cova.

Firma del jurado evaluador

  
Prof. José Antonio López  
UCV

  
Prof Nelson Enrique Bolivar  
UCV

  
Prof. Rosa Elena Mujica  
UCV





# Agradecimientos

Este trabajo no podría haber sido posible sin la ayuda de numerosas personas que apoyaron y colaboraron en distintas etapas de la presente investigación.

En primer lugar mi profundo agradecimiento a mis asesores de tesis, Dr. José M. Ramírez y Dr. Nelson Bolívar. Gracias al Dr. Ramírez por aceptarme como parte de su equipo de investigación en el Instituto Venezolano de Investigaciones Científicas en un período de mi vida académica incierta y prematura en la astrofísica, su disposición en prepararme y guiarme a lo largo de este proyecto a pesar de la distancia física y su comprensión a los distintos problemas presentes hizo que esta tesis lograra ser lo que es hoy. Agradezco también al Dr. Nelson Bolívar cuyas ideas lograron iluminar la realización de los capítulos mejorando la calidad notoriamente del trabajo y quien además ha sido un apoyo importante más de una vez en un momento de crisis.

En segundo lugar, mi más sincero agradecimiento a mi familia. A mis padres a los que estoy más que agradecida por sus esfuerzos a lo largo del tiempo en brindarme lo mejor a mi vida. A mis hermanos y cuñado por su atención especial en mantenerse al tanto y su apoyo afectivo imprescindible para mí. También a mis sobrinos, quienes aún están pequeños para entender lo que significa lo que hago, pero festejan cada vez que menciono algo referente a la tesis sacándome sonrisas y suspiros.

Luego, agradezco fuertemente a todas las personas que se involucraron directamente e indirectamente en la realización de esta tesis. Mis compañeros del centro de estudiantes de física, Emma y Diego, mostrándome un mundo distinto cada uno y renovando mi voluntad y fuerza para seguir investigando. A Alfredo por su interés en mi crecimiento profesional, dándome la oportunidad de discutir acerca de la física frecuentemente y con quien tengo el honor de seguir aprendiendo. A Daniel por su apoyo al fijar mi rumbo hacia la astrofísica, sin él ciertamente este trabajo no se presentaría o no sería yo quien lo realiza.

Otro agradecimiento grande es a Brayhan, quien ha estado constantemente brindándome soporte emocional y cuidado. Además de ser mi agente favorito en emergencias computacionales, su paciencia y cariño fomentaron mejoras y optimizaciones en el tratamiento de tan imponentes datos. Tengo la certeza de que no es común conseguir un amor infinito por lo que haces y poder compartirlo con tu persona favorita, me siento realmente afortunada y profundamente agradecida por ello.

No podría dejar de lado el agradecimiento especial hacia mi casa de estudio, la Universidad Central de Venezuela, la Facultad de Ciencias y a la Escuela de Física, los cuales han sido sede de mi formación profesional y personal con el privilegio económico que sólo una institución pública puede dar, además del Programa Universitario de Astronomía dictado por distintos investigadores en el Centro de Investigaciones de Astronomía así como también el programa de inserción universitario de la Oficina de Planificación del Sector Universitaria. Sin estas instituciones no podría estar escribiendo esto ahora.



# RESUMEN

En este trabajo se calcula de manera numérica las tasas de enfriamiento y calentamiento radiativo simulando la acreción hacia un agujero negro supermasivo en el centro de una galaxia. Los parámetros del cómputo son el ángulo incidente  $\theta$ , la densidad de hidrógeno  $n_H$ , la distancia a la fuente  $R$ , la composición química basada en gas de abundancia solar en presencia y ausencia de polvo interestelar, y las distribuciones espectrales de energía compuestas ambas por un disco de acreción geoméricamente delgado y ópticamente grueso acompañado por una ley de potencia de rayos X o una corona de *bremsstrahlung*. Los cálculos realizados mostraron una diferencia de las tasas de enfriamiento entre los dos modelos de composición química de al menos un orden de magnitud en densidades de hidrógeno bajas y en ambas distribuciones espectrales de energía, esta distinción aumenta al disminuir  $\theta$  y se reduce al aumentar  $n_H$  tal que sólo es válida a temperaturas  $T > 10^{6.0}$  K. Las tasas de calentamiento se asemejan entre sí a  $n_H$  bajas y al aumentar  $n_H$  lo son sólo a temperaturas  $T < 10^{6.0}$  K variando por menos de un orden de magnitud. Los procesos principales partícipes en el enfriamiento y calentamiento son calculados también como parte del análisis de las funciones computadas.

## Palabras Claves:

Galaxia activa, Agujero negro, Polvo, Enfriamiento, Calentamiento



# Índice general

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Lista de figuras</b>  | <b>11</b> |
| <b>Introducción.</b>   | <b>21</b> |
| <b>1. Galaxias</b>   | <b>23</b> |
| 1.1. Composición del medio interestelar . . . . .                              | 23        |
| 1.1.1. Gas . . . . .   | 24        |
| 1.1.2. Polvo cósmico . . . . .   | 25        |
| 1.2. Procesos de calentamiento y enfriamiento del medio interestelar . . . . . | 26        |
| 1.2.1. Calentamiento . . . . .   | 27        |
| 1.2.2. Enfriamiento . . . . .  | 29        |
| 1.3. Clasificación de las galaxias según la<br>secuencia de Hubble . . . . .   | 31        |
| 1.3.1. Galaxias elípticas . . . . .  | 31        |
| 1.3.2. Galaxias espirales . . . . .  | 31        |
| 1.3.3. Galaxias lenticulares . . . . .   | 32        |
| 1.3.4. Galaxias irregulares . . . . .  | 33        |
| <b>2. Galaxias activas</b>   | <b>37</b> |
| 2.1. Introducción . . . . .  | 37        |
| 2.2. Procesos radiativos presentes en los núcleos activos de galaxia . . . . . | 39        |
| 2.2.1. Efecto Compton . . . . .  | 39        |
| 2.2.2. Radiación de frenado . . . . .  | 39        |
| 2.2.3. Emisión de líneas discretas . . . . .                                   | 40        |
| 2.2.4. Radiación de sincrotrón . . . . .                                       | 40        |
| 2.2.5. Creación de pares . . . . .   | 41        |
| 2.2.6. Fluorescencia de rayos X . . . . .                                      | 42        |
| 2.3. Taxonomía de las galaxias activas . . . . .                               | 42        |
| 2.3.1. Galaxias Seyfert . . . . .  | 42        |

---

|           |  |           |
|-----------|--|-----------|
| 2.3.2.    | Galaxias con regiones emisoras de baja ionización (LINERs) . . . . .                             | 43        |
| 2.3.3.    | Radiogalaxias . . . . .  | 43        |
| 2.3.4.    | Cuásares . . . . .   | 44        |
| 2.4.      | Modelo unificado . . . . .   | 44        |
| <b>3.</b> | <b>Modelo de núcleo activo de galaxia</b>  | <b>49</b> |
| 3.1.      | Código de simulación . . . . .   | 49        |
| 3.2.      | Cálculo de las tasas de calentamiento y enfriamiento radiativo . . . . .                         | 54        |
| <b>4.</b> | <b>Cálculo de las funciones numéricas de las tasas de enfriamiento y calentamiento radiativo</b> | <b>59</b> |
| 4.1.      | Arquitectura de datos . . . . .  | 59        |
| 4.2.      | Resultados del cómputo numérico . . . . .  | 62        |
| 4.2.1.    | Distribución espectral de energía SED 1 . . . . .  | 62        |
| 4.2.2.    | Distribución espectral de energía SED 2 . . . . .  | 93        |

# Índice de figuras

|       |   |    |
|-------|---|----|
| 1.1.  | Valores del modelo de fases del medio interestelar adoptados de [1]. . . . .  | 25 |
| 1.2.  | Partícula de polvo proveniente del cometa 21P/Giacobini-Zinner en 2012.<br>Créditos de imagen: <a href="https://bit.ly/2Czb8Ql/">https://bit.ly/2Czb8Ql/</a> . . . . .  | 26 |
| 1.3.  | Eficiencia de dispersión de luz azul y luz roja por nube de polvo interestelar.<br>Créditos de imagen: <a href="https://bit.ly/2QJUKQ1">https://bit.ly/2QJUKQ1</a> . . . . .  | 27 |
| 1.4.  | Caricatura del modelo de un grano de polvo interestelar. Créditos de imagen:<br><a href="https://bit.ly/2QJUKQ1">https://bit.ly/2QJUKQ1</a> . . . . .   | 27 |
| 1.5.  | Valores de abundancia del sistema solar relativas al hidrógeno adoptados<br>de [2]. . . . .   | 29 |
| 1.6.  | Radiación de frenado. Créditos de imagen: Chandra X-ray Observatory. . .  | 31 |
| 1.7.  | Galaxia elíptica Messier 87 (M87). Créditos de imagen: NASA, ESA, Hubble<br>Heritage Team (STScI/AURA). . . . .   | 32 |
| 1.8.  | Galaxia espiral Messier 81 (M81). Créditos de imagen: NASA, ESA, Hubble<br>Heritage Team (STScI/AURA). . . . .  | 33 |
| 1.9.  | Galaxia lenticular NGC 2787. Créditos de imagen: NASA, ESA, Hubble<br>Heritage Team (STScI/AURA). . . . .   | 34 |
| 1.10. | Galaxia irregular NGC 1427A. Créditos de imagen: NASA, ESA, Hubble<br>Heritage Team (STScI/AURA). . . . .   | 34 |
| 1.11. | Ilustración de la secuencia de Hubble, sistema de clasificación en forma de<br>diapasón donde se distinguen las galaxias elípticas y lenticulares, conocidas<br>también como galaxias tempranas; luego las espirales e irregulares llamadas<br>a su vez galaxias tardías. Créditos de imagen: <a href="https://bit.ly/1qnFJm0">https://bit.ly/1qnFJm0</a> . . . | 35 |
| 2.1.  | Ilustración del núcleo de una galaxia activa, el cual contiene un agujero<br>negro en su centro rodeado por un disco de acreción y un cinturón de<br>polvo. Créditos de imagen: NASA CXC/M.Weiss . . . . .  | 38 |
| 2.2.  | Dispersión de Compton. Créditos de imagen: Encyclopaedia Britannica. . .  | 40 |
| 2.3.  | Absorción y emisión de fotones. Créditos de imagen: <a href="https://bit.ly/2ybWqLh">https://bit.ly/2ybWqLh</a> . 41  | 41 |
| 2.4.  | Radiación de sincrotrón. Créditos de imagen: Chandra X-ray Observatory. 41  | 41 |

---

|      |  |    |
|------|--|----|
| 2.5. | Fluorescencia de rayos X. Créditos de imagen: <a href="https://bit.ly/2E8xoBY">https://bit.ly/2E8xoBY</a> . . .  | 42 |
| 2.6. | Galaxia Seyfert II NGC 7742. Créditos de imagen: Hubble Heritage Team (AURA/STScI/NASA/ESA) . . . . .  | 44 |
| 2.7. | Ilustración del modelo unificado de galaxias activas donde se señalan sus distintos constituyentes. Créditos de imagen: [3]. . . . .   | 46 |
| 2.8. | Esquema del modelo unificado de galaxias activas tal que según la línea de visión se obtendrán propiedades observacionales diferentes de un mismo cuerpo. Créditos de imagen: [4]. . . . .   | 47 |
| 2.9. | Representación de la distribución espectral de energía de un cuásar. La línea sólida y la línea de trazos corresponde a un cuásar en presencia y ausencia de jets o lóbulos respectivamente. El discontinuo se debe a regiones donde existe poca o nula información. Créditos de imagen: [5]. . . . .  | 48 |
| 3.1. | Características del agujero negro supermasivo y disco de acreción incluidos en el modelo de núcleo activo de galaxia construido. . . . .   | 52 |
| 3.2. | Luminosidades establecidas en el modelo de núcleo activo de galaxia construido. . . . .  | 53 |
| 3.3. | Variación de los parámetros contemplados en el cálculo de las curvas de calentamiento y enfriamiento radiativo. . . . .  | 55 |
| 3.4. | Distribuciones espectrales de energía considerados en el cálculo de las tasas de calentamiento y enfriamiento. La línea azul sólida es la SED 1 compuesta por el disco de acreción y la ley de potencia de rayos X y la línea roja sólida es la SED 2 compuesta por el disco de acreción y una corona de bremsstrahlung [6]. Los puntos azules, líneas discontinuas rojas y líneas con puntos negros son distribuciones espectrales de energía usados en los trabajos [7], [8], [9] respectivamente y utilizados como referencia. Créditos de imagen: [6]. . . . . | 56 |
| 3.5. | Valores de abundancia del sistema solar relativas al hidrógeno adoptados de [10]. . . . .  | 57 |
| 4.1. | Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parametrizados por el ángulo incidente $\theta = 0$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ . 63  |    |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 4.2. | Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parame-   |    |
|      | trizados por el ángulo incidente $\theta = 0$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $10^{1,6} \text{ cm}^{-3}$ .                         | 64 |
| 4.3. | Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parame-   |    |
|      | trizados por el ángulo incidente $\theta = 0$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $10^4 \text{ cm}^{-3}$ .                             | 65 |
| 4.4. | Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parame-   |    |
|      | trizados por el ángulo incidente $\theta = 0$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $10^6 \text{ cm}^{-3}$ .                             | 66 |
| 4.5. | Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = -2 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .              | 68 |
| 4.6. | Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = -2 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . .  | 69 |
| 4.7. | Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = -2 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .                      | 70 |
| 4.8. | Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = -2 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . . | 71 |
| 4.9. | Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .                      | 73 |

|  |    |
|--|----|
| 4.10. Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . .  | 74 |
| 4.11. Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .                      | 75 |
| 4.12. Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . . | 76 |
| 4.13. Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 4,0 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .                       | 77 |
| 4.14. Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 4,0 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . .  | 78 |
| 4.15. Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 4,0 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .                      | 80 |
| 4.16. Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 4,0 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . . | 81 |
| 4.17. Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 6 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .                         | 83 |
| 4.18. Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 6 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . .    | 84 |



|  |    |
|--|----|
| 4.19. Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 6 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .  | 86 |
| 4.20. Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $10^6 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . .   | 87 |
| 4.21. Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parame-trizados por el ángulo incidente $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = -2 \text{ cm}^{-3}$ . . . . .  | 88 |
| 4.22. Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parame-trizados por el ángulo incidente $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$ . . . . . | 89 |
| 4.23. Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parame-trizados por el ángulo incidente $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 4 \text{ cm}^{-3}$ . . . . .   | 90 |
| 4.24. Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parame-trizados por el ángulo incidente $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 6 \text{ cm}^{-3}$ . . . . .   | 91 |

|  |    |
|--|----|
| 4.25. Temperaturas de equilibrio en función de la densidad de hidrógeno correspondiente a la distribución espectral de energía SED 1 y parametrizadas por las composiciones químicas de gas de abundancia solar (modelo I) y abundancia de gas solar y polvo interestelar (modelo II) y ángulo de incidencia el cual varía según se muestra en la figura 3.3. . . . . .  | 92 |
| 4.26. Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 2, parametrizados por el ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = -2,0 \text{ cm}^{-3}$ . . . . . | 94 |
| 4.27. Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 2, parametrizados por el ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$ . . . . .  | 95 |
| 4.28. Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parametrizados por el ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 4 \text{ cm}^{-3}$ . . . . .    | 96 |
| 4.29. Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parametrizados por el ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $10^6 \text{ cm}^{-3}$ . . . . .                  | 97 |
| 4.30. Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = -2,0 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .  | 98 |

|   |     |
|---|-----|
| 4.31. Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = -2,0 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . .  | 99  |
| 4.32. Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = -2,0 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .                      | 101 |
| 4.33. Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = -2,0 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . . | 102 |
| 4.34. Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .                        | 103 |
| 4.35. Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . .   | 104 |
| 4.36. Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .                       | 105 |
| 4.37. Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . .  | 106 |
| 4.38. Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 4 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .                          | 108 |
| 4.39. Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 4 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . .                 | 109 |

|   |     |
|---|-----|
| 4.40. Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 4 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .   | 111 |
| 4.41. Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 4 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . .  | 112 |
| 4.42. Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 6,0 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .  | 113 |
| 4.43. Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 6,0 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . .   | 114 |
| 4.44. Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 6,0 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar. . . . .   | 116 |
| 4.45. Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 6,0 \text{ cm}^{-3}$ y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar. . . . .  | 117 |
| 4.46. Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 2, parametrizados por el ángulo incidente $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 2,0 \text{ cm}^{-3}$ . . . . . | 118 |
| 4.47. Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 2, parametrizados por el ángulo incidente $\theta = \pi/2$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$ . . . . .             | 119 |

|   |     |
|---|-----|
| 4.48. Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, pararametrizados por el ángulo incidente $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 4 \text{ cm}^{-3}$ . . . . . | 120 |
| 4.49. Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, pararametrizados por el ángulo incidente $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a $\log_{10}(n_H) = 6 \text{ cm}^{-3}$ . . . . . | 121 |
| 4.50. Temperaturas de equilibrio en función de la densidad de hidrógeno correspondientes a la distribución espectral de energía 2 y parametrizadas por las composiciones químicas de gas de abundancia solar (modelo I) y abundancia de gas solar y polvo interestelar (modelo II) y ángulo de incidencia el cual varía según se muestra en la figura 3.3. . . . .  | 123 |



# INTRODUCCIÓN.

La evolución de la espectroscopía en las distintas bandas del espectro electromagnético y el lanzamiento de telescopios espaciales ha abierto una ventana al estudio de cuerpos astronómicos interesantes como son los remanentes de supernova, la acreción de agujeros supermasivos o cuasáres distantes con hidrógeno primitivo. Estos últimos pertenecen al selecto grupo llamados núcleos activos de galaxia los cuales se distinguen por una emisión de radiación no térmica importante que abarca todo el espectro electromagnético, desde las ondas de radio hasta los rayos gamma. Estos cuerpos astronómicos se les adjudica procesos de origen no estelar con el fin de justificar sus excéntricas propiedades observacionales, en que el modelo aceptado actualmente lo resume en un proceso de conversión de energía gravitacional en energía radiativa consecuencia de la presencia de un agujero negro supermasivo ubicado en el centro del núcleo activo el cual es alimentado por un disco de acreción a su alrededor [11] [3] [12].

Los procesos de radiación en ambientes astrofísicos son calculados a través de la relación entre sus tasas de calentamiento y enfriamiento y entender estos mecanismos en los núcleos activos de galaxias comprende una pieza vital para decodificar su espectro electromagnético, ya que su atractivo no sólo se basa en su distinción respecto a las galaxias ordinarias con radiación estelar sino también la participación de la física fundamental presente en lograr desencadenar otros procesos evidentes a mayor escala como la presencia de lóbulos o chorros relativistas [13], generando diferencias entre los tipos de núcleos activos considerados hasta ahora.

En la actualidad existen distintos códigos de fotoionización para el cálculo de numerosos ambientes astrofísicos, un ejemplo de ello son XSTAR [14] y CLOUDY [15], siendo éste último utilizado con anterioridad para el cálculo numérico de las tasas de enfriamiento en el medio interestelar [16]. El uso de una herramienta como CLOUDY es poderosa por su método de cómputo explicado en su extensa documentación [17], [18] y [19] el cual permite la inserción de campos de radiación intensos como el proveniente de un núcleo activo de galaxia, configurando la dinámica del fluido presente y la composición química del gas a estudiar. Es entonces un código espectral ideal para la simulación de núcleos activos desde su física fundamental a partir de la construcción de un modelo acorde a la información observacional actual [5] y los recursos tecnológicos disponibles.

En el siguiente trabajo se estudiarán primero los constituyentes del medio interestelar

y los procesos microfísicos de calentamiento y enfriamiento que allí ocurren. Seguidamente se revisarán conceptos relevantes como la definición de galaxias y la clasificación de las galaxias activas, los constituyentes de éste último y el esquema aceptado en la actualidad el cual modela sus propiedades observacionales. Se describirá el modelo de núcleo activo planteado junto sus especificaciones y la técnica computacional a utilizar. Finalmente se realizarán los cálculos numéricos de las tasas de enfriamiento y calentamiento a través de CLOUDY en un modelo compuesto por un agujero negro supermasivo, un disco de acreción geoméricamente delgado y ópticamente grueso con dos distribuciones espectrales de energía y compuesto por un gas de abundancia solar en presencia y ausencia de polvo interestelar teniendo como parámetros adicionales la distancia a la fuente, el ángulo incidente, y la densidad de hidrógeno.

### **Objetivo General**

Simular procesos atómicos en modelos de galaxias activas en presencia de polvo y gas, mediante el uso de códigos de fotoionización.

### **Objetivo Específicos**

- Estudiar la documentación teórica relacionada a la clasificación de galaxias activas, agujeros negros supermasivos y discos de acreción.
- Estudiar la contribución del polvo cósmico en los procesos radiativos y su efecto en las tasas de enfriamiento y calentamiento.
- Implementar la presencia de polvo cósmico en simulación de acreción sobre un agujero negro supermasivo en el centro de una galaxia a través de códigos de fotoionización.
- Analizar similitudes y diferencias de las tasas de enfriamiento y calentamiento radiativo en presencia y ausencia de polvo cósmico para un rango de densidades y temperaturas específicas.



# Capítulo 1

## Galaxias

Las galaxias son sistemas dinámicos que contienen gas, polvo, estrellas y materia oscura unidas gravitacionalmente. Sin embargo su descubrimiento no ocurrió hasta finales del siglo dieciocho cuando se inició la compilación de estos cuerpos astronómicos conocidos como nebulosas debido a su aspecto difuso en ese entonces [20]. Un ejemplo del contexto histórico es la galaxia de Andrómeda, llamada M31 por ser el objeto astronómico número 31 en el catálogo de Messier. En años posteriores se develó más información acerca de estos objetos, como la observación de la primera nebulosa con morfología espiral, la actual galaxia Whirlpool, o el reconocimiento de la participación de las estrellas como constituyentes de las galaxias a través del uso de la espectroscopía [21]. No obstante, no fue hasta principios del siglo veinte cuando se esclareció la dicotomía en cuanto a la naturaleza de la posición de las nebulosas, si pertenecían a La Vía Láctea o por el contrario se considerarían como islas universales individuales. La estimación de la distancia de estos cuerpos se pudo realizar debido al hallazgo de la relación entre el período y la luminosidad de las estrellas variables Cefeidas y gracias a ello se concluyó que los mismos no se encuentran contenidos dentro de La Vía Láctea [22]. Más adelante las nebulosas extragalácticas o simplemente galaxias presentaron una gran diversidad respecto a sus tamaños y formas, lo que conllevó a la necesidad de elaborar esquemas de clasificación convenientes capaz de discernir las galaxias de acuerdo a sus propiedades.

### 1.1. Composición del medio interestelar

En principio, una galaxia es una agrupación conformada por estrellas, material interestelar y materia oscura. Estos componentes realizan interacciones entre ellos a lo largo de la evolución del tiempo tal como ocurre en el gas que al colapsarse se convierte en estrella, enriqueciendo el medio interestelar debido a la eyección de materia o metales

---

a medida que muere. Es entonces el medio interestelar el lugar donde el material enriquecido proveniente de las estrellas se deposita y en donde además sucede el nacimiento de las estrellas, siendo los procesos físicos presentes determinantes en la habilidad del medio interestelar en realizar ciertos mecanismos como el enfriamiento y calentamiento del material interestelar, mecanismos relacionados directamente a la tasa de formación estelar.

### 1.1.1. Gas

El gas es uno de los componentes del material interestelar, constituido en masa por 70 % de hidrógeno, 28 % de helio y 2 % para los elementos más pesados restantes. Sus propiedades observacionales se estudiaban inicialmente a través de un modelo de dos fases estáticas de equilibrio [23]. Al suponer que el gas se encuentra en contacto térmico con su alrededor y a una presión térmica constante, las perturbaciones isobáricas generarán cambios que conducen a un aumento de la temperatura el cual será compensado por una disminución de la densidad y viceversa. Una fase corresponde a un gas denso y frío con una temperatura  $T \sim 100 K$  llamada medio neutro frío, relacionado a las condiciones presentes en las nubes de hidrógeno neutro y molecular; mientras la fase faltante se conoce como medio neutro templado con una temperatura  $T \sim 10^4 K$  tal como ocurre en las nubes de gas ionizado y neutro. De acuerdo al modelo, en el caso de gases con temperaturas intermedias entre ambos medios,  $100 K < T < 10^4 K$ , se consideran inestables y tendrán dos estados finales según su densidad, uno en el que se enfriará y aumentará su densidad hasta alcanzar el estado de equilibrio térmico del medio neutro frío, y otro en el que se calentará y reducirá su densidad acercándose al estado de equilibrio térmico perteneciente al medio neutro templado.

Posteriormente McKee y Ostriker en 1977 [24] añadieron una tercera fase dinámica representada por un gas muy caliente con temperatura  $T \sim 10^6 K$  relacionado al gas calentado debido a la onda de choque originado por la explosión de las supernovas. Esta fase se definió como medio ionizado caliente y las condiciones son tal que el estado final del gas será enfriarse, sin embargo el proceso de enfriamiento se dará en un tiempo más largo a comparación del gas con temperaturas  $100 K < T < 10^4 K$ . Por esta razón el gas perteneciente al medio ionizado caliente se espera encontrar a un valor cercano de  $T \sim 10^6 K$ , mas que converger en el medio neutro templado.

El medio ionizado templado es una cuarta fase agregada debido a numerosas observaciones [25] [26] [27] [28], siendo su densidad similar al medio neutro templado y mucho

---

mayor a comparación del valor dado para el medio ionizado caliente.

| Componente              | Temperatura (K)                   | Densidad (cm <sup>-3</sup> )        | Estado del hidrógeno |
|-------------------------|-----------------------------------|-------------------------------------|----------------------|
| Nube molecular          | 10 – 20                           | 10 <sup>2</sup> – 10 <sup>6</sup>   | Molecular            |
| Medio neutro frío       | 50 – 100                          | 20 – 50                             | Atómico neutro       |
| Medio neutro templado   | 6000 – 10000                      | 0.2 – 0.5                           | Atómico neutro       |
| Medio ionizado templado | 8000                              | 0.2 – 0.5                           | Ionizado             |
| Medio ionizado caliente | 10 <sup>6</sup> – 10 <sup>7</sup> | 10 <sup>-4</sup> – 10 <sup>-2</sup> | Ionizado             |

Figura 1.1: Valores del modelo de fases del medio interestelar adoptados de [1].

### 1.1.2. Polvo cósmico

Los granos de polvo es otro constituyente del material interestelar, el cual a diferencia del gas, se encuentra en un estado sólido. El polvo se localiza en el Universo en forma de partículas macroscópicas con una amplia variedad en tamaños y aspectos, compuesto por hidrógeno junto otros elementos como el oxígeno, carbono, nitrógeno, silicio, magnesio, hierro, los cuales permiten la condensación a un estado sólido y cuyas abundancias dependerán del sistema en estudio.

El polvo representa un agente de vital interés en el ámbito de la observación especialmente, su presencia implica la absorción o dispersión de la luz incidente con una preferencia de la luz azul y ultravioleta, fenómeno el cual se le conoce como extinción. La tendencia de los granos en absorber o dispersar la luz se deduce a partir de mediciones realizadas en las curvas de extinción, tal que la eficiencia por parte de las partículas será mayor si la radiación incidente tiene una longitud de onda similar al tamaño del grano, lo que relaciona la inclinación del polvo en dispersar la luz azul o UV en vez de la infrarroja por su tamaño, de forma que existirán más granos de polvo pequeños que grandes.

Un estudio importante del polvo interestelar fue realizado en 1977 por Mathis et. al [29] en donde se reprodujo las curvas de extinción del medio interestelar con granos esféricos de silicato y grafito con una distribución de tamaño de partícula

$$N(a)da \propto a^{-3.5}da, \quad (1.1)$$

donde  $N(a)$  es el número de granos con radio  $a$ ,  $a$  es el radio del grano y la distribución tendrá un intervalo de radio  $a$  desde  $a_{min}$  igual a 50 nm hasta  $a_{max}$  de 0,25  $\mu m$ . Este

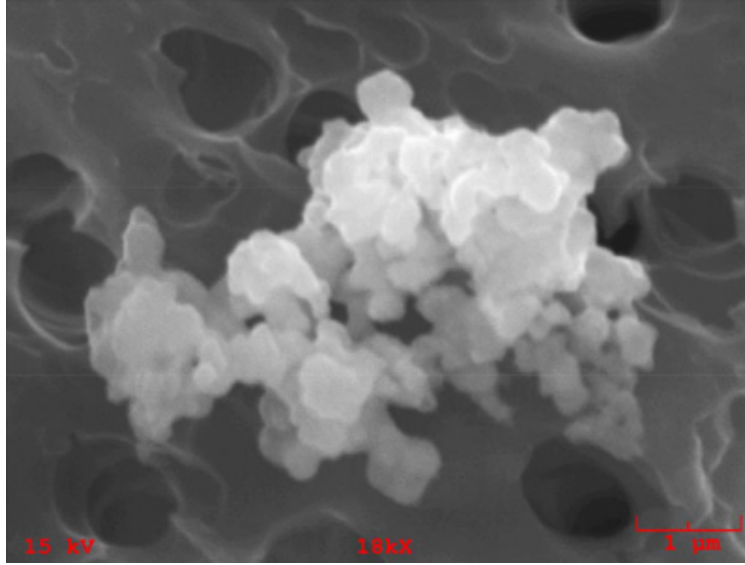


Figura 1.2: Partícula de polvo proveniente del cometa 21P/Giacobini-Zinner en 2012. Créditos de imagen: <https://bit.ly/2Czb8Ql/>

modelo fue mejorado años posteriores con diferentes contribuciones, y abrió una ventana a la caracterización del polvo del medio interestelar a través de la naturaleza química y física de sus partículas.

La representación física del polvo interestelar se compone de un núcleo con aspecto rocoso y rico en carbón o silicato, cubierta por un manto helado en el caso de estar en condiciones de temperatura bajas como ocurre en las nubes de polvo molecular con temperaturas de  $T \sim 10 - 20 \text{ K}$ . Adicionalmente, el manto helado puede estar compuesto de moléculas cuyos elementos conformantes son abundantes en el medio interestelar como el agua, metano y amoníaco.

## 1.2. Procesos de calentamiento y enfriamiento del medio interestelar

En el medio interestelar se realizan distintos mecanismos de calentamiento y enfriamiento los cuales dominan de acuerdo a las condiciones del medio presente, determinando de esta forma la física asociada a las diferentes fases del medio interestelar.

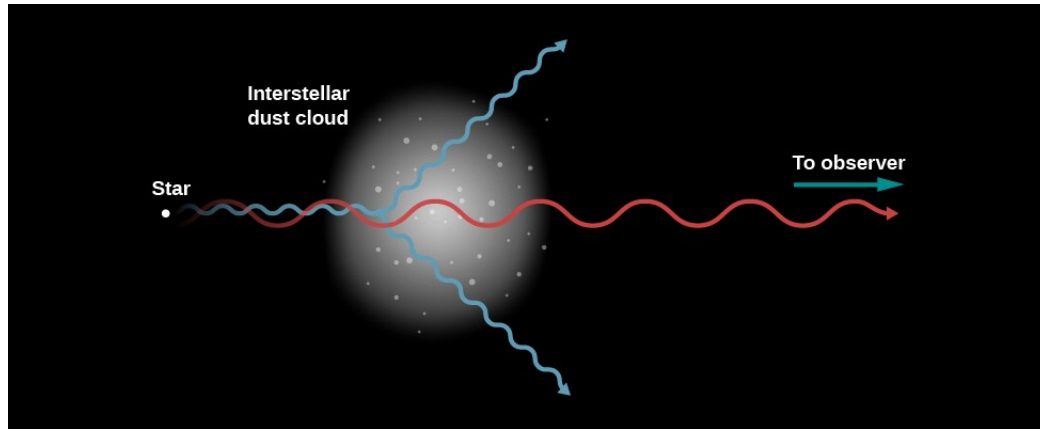


Figura 1.3: Eficiencia de dispersión de luz azul y luz roja por nube de polvo interestelar. Créditos de imagen: <https://bit.ly/2QJUKQ1>

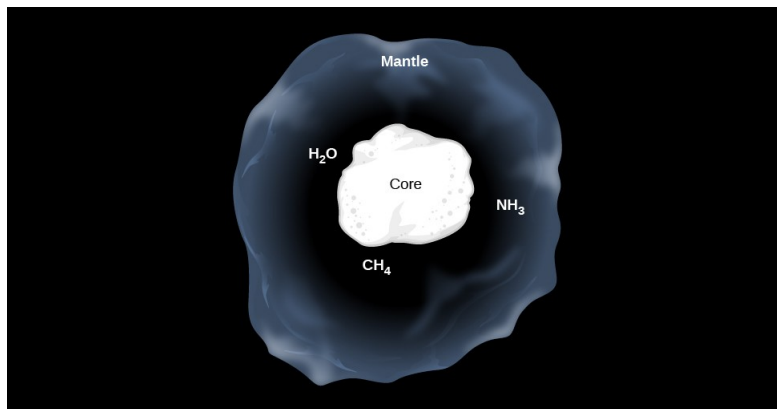


Figura 1.4: Caricatura del modelo de un grano de polvo interestelar. Créditos de imagen: <https://bit.ly/2QJUKQ1>

### 1.2.1. Calentamiento

El calentamiento del medio interestelar se origina a partir de procesos que involucran la transferencia de energía cinética hacia el medio gaseoso, a continuación se citan algunos mecanismos microscópicos cuyas influencias suelen predominar a comparación de los aportes realizados por procesos macroscópicos como la colisión de nubes, entre otros.

#### Fotoionización

El proceso de fotoionización es el principal mecanismo de calentamiento para el gas interestelar, el cual consiste en un átomo o ión  $X$  al cual se le modifica su estado de ionización debido a la remoción de uno de sus electrones

$$X + h\nu \rightarrow X^+ + e^- + E_{fi}. \quad (1.2)$$

Este fotoelectrón tendrá una energía cinética  $E_{fi}$  correspondiente a la diferencia energética del fotón incidente  $h\nu$  y el potencial de ionización  $\phi$  propia de  $X$ . En regiones de gas ionizado el calentamiento se produce a partir de la energía proveniente de los electrones libres originados por fotoionización con energía  $E_{fi} = h\nu - \phi$ , siendo la fotoionización del hidrógeno predominante debido a su abundancia con un potencial de ionización de  $13,6 \text{ eV}$ , valor que puede ser alcanzado por un fotón con una longitud de onda de  $\lambda = 91,2 \text{ nm}$ .

En regiones de gas neutro la presencia del hidrógeno se encuentra en su estado atómico neutro, lo que implica que existe una cantidad reducida de fotones con longitudes de onda  $\lambda \leq 91,2 \text{ nm}$ . En consecuencia, las únicas especies ionizadas serán aquellas cuyo potencial de ionización sea menor que  $13,6 \text{ eV}$  como sucede en el caso del carbón neutro con un potencial de ionización de  $11,3 \text{ eV}$ . Sin embargo la fotoionización del carbón no es frecuente por distintas razones, la abundancia del carbón es  $10^{-4}$  veces la abundancia del hidrógeno usualmente y la energía de los fotones incidente para ionizar el carbón se restringe a longitudes de onda desde  $91,2 \text{ nm}$  hasta  $110,0 \text{ nm}$ , lo que resulta en una transferencia de energía al medio de apenas  $\sim 1 \text{ eV}$ .

### Efecto fotoeléctrico en granos de polvo

La absorción de un fotón con longitudes de onda en el óptico o ultravioleta en un grano de polvo resultará en la eyección de un electrón superficial como un fotoelectrón. La energía del fotoelectrón será

$$E_{fe} = h\nu - W, \quad (1.3)$$

donde  $h\nu$  es la energía incidente en el grano de polvo proveniente del fotón y  $W$  la función de trabajo, definida como la energía mínima para liberar un electrón de un átomo. Los valores típicos de  $h\nu$  y  $W$  suelen ser cercanos a  $11 \text{ eV}$  y  $5 \text{ eV}$  respectivamente, lo que implica una energía de entrega al medio debido a calentamiento fotoeléctrico de  $6 \text{ eV}$ .

Es entonces el efecto fotoeléctrico en granos de polvo un mecanismo de calentamiento más eficiente que la fotoionización en ciertas fases, aportando más energía al medio debido principalmente a un valor de función de trabajo  $W$  menor que el potencial de ionización  $\phi$  de ciertas especies químicas. No obstante en el caso de las moléculas presentes en la superficie de los granos, puede ocurrir una transición energética que no resulte en una

eyección del electrón, sino en una desexcitación donde la energía se distribuye en los diferentes modos normales vibracionales lo que también se traduce en un calentamiento del medio.

| Elemento | Abundancia           |
|----------|----------------------|
| (C/H)    | $3.6 \times 10^{-4}$ |
| (O/H)    | $8.5 \times 10^{-4}$ |
| (N/H)    | $1.1 \times 10^{-4}$ |
| (Ne/H)   | $1.2 \times 10^{-4}$ |
| (Si/H)   | $3.6 \times 10^{-4}$ |
| (S/H)    | $1.8 \times 10^{-5}$ |
| (Ar/H)   | $3.6 \times 10^{-6}$ |

Figura 1.5: Valores de abundancia del sistema solar relativas al hidrógeno adoptados de [2].

### 1.2.2. Enfriamiento

Los mecanismos de enfriamiento del medio interestelar consisten en la remoción de la energía cinética del medio a través de la conversión de la misma en energía radiativa. A continuación se mencionan los procesos principales en el enfriamiento del medio interestelar y el favorecimiento de su ocurrencia de acuerdo a la fase.

#### Radiación por excitación colisional

El enfriamiento debido a la excitación por colisión se basa en la entrega de energía entre átomos, iones o partículas producto de un choque, generando un cambio en el estado energético y resultando posteriormente en la desexcitación por emisión de un fotón.

En el medio interestelar neutro el mecanismo de enfriamiento debido a colisión depende de transiciones de baja energía, siendo frecuentes en especies químicas abundantes con estructura fina como  $C^0$  y  $O^0$  ya que se logra modificar sus estados energéticos por colisiones con un valor de energía cinética baja, el cual puede ser dado por electrones con energía del orden de  $10^{-3}$  eV. Por otro lado, la abundancia de las especies en su estado atómico promueve la colisión atómica, siendo el hidrógeno atómico el principal agente impactante por su abundancia y baja masa relativa. En cambio para fases del medio interestelar con hidrógeno en estado ionizado el enfriamiento por excitación producto de un

---

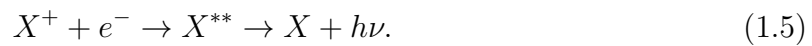
choque será mayormente por electrones libres, lo que resultará igualmente en transiciones energéticas hechas a partir de metales como  $O^0$  con un potencial de ionización  $\phi$  de 13,6 eV, semejante al potencial de ionización del hidrógeno neutro.

### Radiación por recombinación

El mecanismo de recombinación es un proceso de enfriamiento alternativo para las regiones donde los electrones tienen energías cinéticas muy bajas como para aportar una contribución importante en el enfriamiento del gas a través de colisiones. Este proceso se basa en la presencia de un átomo  $X$  ionizado y un electrón, el cual puede ocupar un estado ligado de  $X^+$  y como resultado se emitirá un fotón con energía  $h\nu$



También puede ocurrir en el proceso de captura del  $e^-$  por parte de  $X^+$  una absorción de la energía cinética proveniente del electrón, generando una transición energética de uno de los electrones ligados al átomo ionizado y resultando en dos electrones en estados excitados



El enfriamiento en esta recombinación, llamada recombinación dielectrónica, se logrará cuando la radiación emitida tenga una energía suficiente para que el átomo no tenga posibilidad de ionizarse a sí misma.

### Radiación de frenado

Otro mecanismo de enfriamiento importante es la radiación de frenado o *Bremsstrahlung*, el cual consiste en la emisión de radiación producto de la desaceleración de un electrón al desviarse de su camino debido a la presencia de un ión. A diferencia de los procesos anteriores, el espectro de emisión es continuo ya que las energías no se encuentran acotadas como ocurre en las transiciones energética atómicas. Es decir, la radiación emitida por la ralentización de electrón podrá tener una longitud de onda cualquiera.



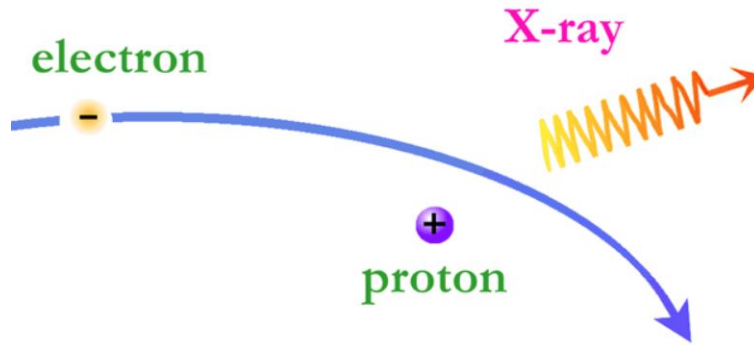


Figura 1.6: Radiación de frenado. Créditos de imagen: Chandra X-ray Observatory.

## 1.3. Clasificación de las galaxias según la secuencia de Hubble

En 1926, Hubble generó un esquema de clasificación de galaxias conocido como la secuencia de Hubble, el cual tiene como criterio de distinción su apariencia visual, dividiéndolas en cuatro categorías y organizando estas configuraciones en un diagrama de diapason [30].

### 1.3.1. Galaxias elípticas

Como lo indica su nombre, es una clase de galaxia caracterizada por poseer forma elíptica y mostrar una distribución uniforme de luz. A su vez presentan escaso gas y polvo, carentes de rasgos distintivos como brazos espirales y constituidas por estrellas las cuales suelen ser antiguas, bajas en masa y con una temperatura superficial baja lo que proporciona una apariencia rojiza. Así mismo este tipo de galaxia se subdivide en  $E_n$  grupos, donde  $n$  se refiere a la elipticidad observada, tal que aquellas galaxias pertenecientes al grupo  $E_0$  están provistas de un aspecto casi esférico, mientras que las galaxias  $E_7$  tendrán forma de disco o plato.

### 1.3.2. Galaxias espirales

Esta clase posee discos planos giratorios con brazos luminosos en forma de espiral y un bulbo central esférico. Las galaxias espirales se subdividen en dos grupos, normal (S) y barreadas (SB), de acuerdo a si se encuentra una barra en la parte central. Así mismo



Figura 1.7: Galaxia elíptica Messier 87 (M87). Créditos de imagen: NASA, ESA, Hubble Heritage Team (STScI/AURA).

estas dos categorías se subdividen en otros tres conjuntos: a, b y c; tal que para galaxias espirales Sa o SBa a Sc o SBc los brazos espirales se hallan más separados entre sí, el tamaño del bulbo relativo al disco disminuye y la cantidad de gas y polvo en el medio interestelar aumenta. Este tipo de cuerpos se les divide según componentes, por una parte la componente discal se caracteriza por la presencia de gas y polvo interestelar, material imprescindible para la formación estelar, además de estar constituido por una población estelar principalmente masiva, caliente y usualmente joven, lo contribuye a una apariencia azulada; mientras que la componente esférica está dotada de una tasa formación estelar baja y una composición estelar menos masiva y fría.

### 1.3.3. Galaxias lenticulares

La clase lenticular, designada como S0 o SB0, comparte características con las galaxias elípticas y espirales. Éstas presentan una distribución de luz uniforme, una componente esférica y una componente discal carente de brazos espirales con cantidades escasas de gas y formación estelar reducida.

---



Figura 1.8: Galaxia espiral Messier 81 (M81). Créditos de imagen: NASA, ESA, Hubble Heritage Team (STScI/AURA).

#### 1.3.4. Galaxias irregulares

Las galaxias que comprenden la clase irregular no exhiben rasgos simétricos característicos que encajen en alguna clasificación y carecen de una componente esférica o discal dominante. Además están provistas usualmente de cantidades considerables de gas y polvo, en consecuencia es común observar formación estelar reciente en su interior. Así mismo las galaxias irregulares pueden ser subdivididas en dos grupos:

- Irregulares I: Poseen una estructura organizada débil con regiones amplias de formación estelar y cúmulos estelares jóvenes en su interior; este tipo de galaxias irregulares corresponden generalmente a galaxias enanas.

- Irregulares II: Su apariencia es deforme, distorsionada y asimétrica lo que se le atribuye a interacciones gravitacionales intensas, actividad nuclear violenta o colisiones entre galaxias.



Figura 1.9: Galaxia lenticular NGC 2787. Créditos de imagen: NASA, ESA, Hubble Heritage Team (STScI/AURA).



Figura 1.10: Galaxia irregular NGC 1427A. Créditos de imagen: NASA, ESA, Hubble Heritage Team (STScI/AURA).

---

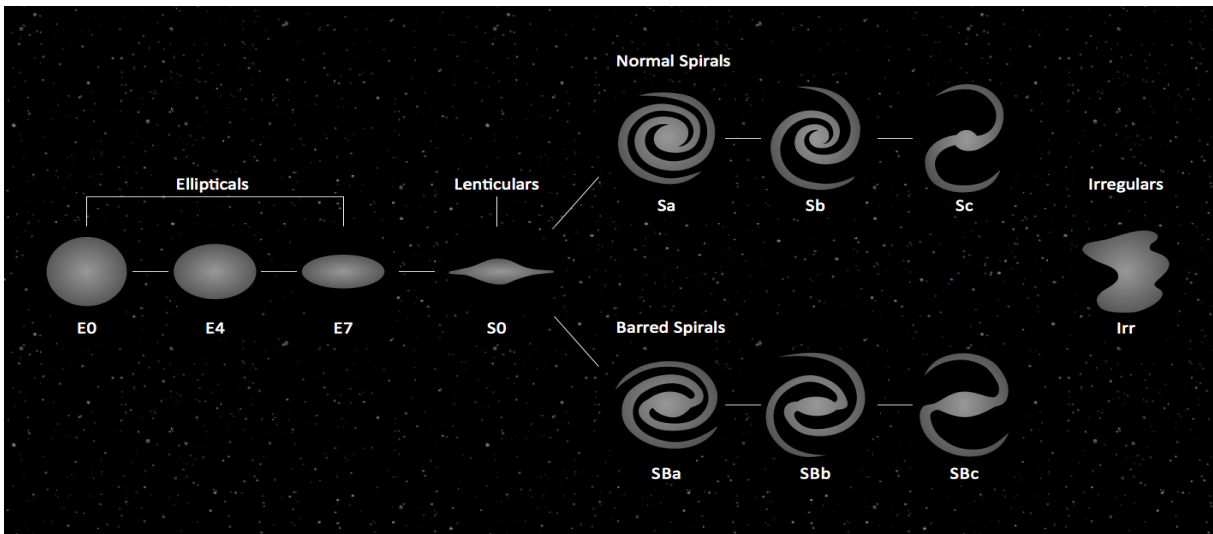


Figura 1.11: Ilustración de la secuencia de Hubble, sistema de clasificación en forma de diapason donde se distinguen las galaxias elípticas y lenticulares, conocidas también como galaxias tempranas; luego las espirales e irregulares llamadas a su vez galaxias tardías. Créditos de imagen: <https://bit.ly/1qnFJm0>.



# Capítulo 2

## Galaxias activas

### 2.1. Introducción

Las galaxias con el fin de ser clasificadas están sujetas a numerosos criterios, por ejemplo, su morfología. Sin embargo existen otros parámetros como la actividad nuclear, el cual permite catalogarlas en galaxias normales o activas. Las primeras muestran una contribución luminosa dominante por parte de la radiación estelar emitida, y al considerar estas estrellas en equilibrio hidrodinámico y térmico en su capa más externa, su radiación térmica se modela a partir de la Ley de Planck. En esta clase de objeto el espectro electromagnético resultante corresponde a la suma de las contribuciones radiativas individuales de cada estrella contenida en la galaxia con longitudes de onda desde el cercano infrarrojo hasta el ultravioleta.

En su lugar, el espectro electromagnético de los núcleos activos de galaxias ocupa todas las longitudes de onda, incluyendo las ondas de radio, rayos gamma y rayos X, radiación con longitudes de onda en las que las galaxias ordinarias emiten difícilmente e indicando que estas contribuciones no están dadas por procesos estelares. El fundamento de esta radiación originada en el núcleo activo se cree que es debido a un mecanismo de atracción de materia hacia un agujero negro supermasivo donde a causa de la conservación del momento angular se produce un disco rotante que posteriormente se convierte en un disco de acreción, el cual alimenta el objeto compacto central y genera la conversión de energía gravitacional en cantidades importantes de energía radiativa.

En otras palabras una galaxia se clasifica como activa cuando su luminosidad tiene un valor mínimo de  $10^{43} \text{ erg s}^{-1}$  hasta mayores de  $10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ , lo que a través de modelos teóricos se explica al considerar en su interior un agujero negro supermasivo de una masa

---

mayor que  $10^5 M_{\odot}$ . De igual forma, para que un objeto astronómico sea considerado como una galaxia activa se requiere que cumpla al menos una de las siguientes propiedades observacionales:

- Contiene una región nuclear compacta, la cual emite radiación más de la esperada por procesos típicos estelares para dicho tipo de galaxia.
- Muestra una emisión continua de origen no estelar en su centro.
- Su espectro contiene líneas de emisión intensas y con un ancho de origen no estelar.
- Muestra variación en sus líneas espectrales o en el espectro continuo.

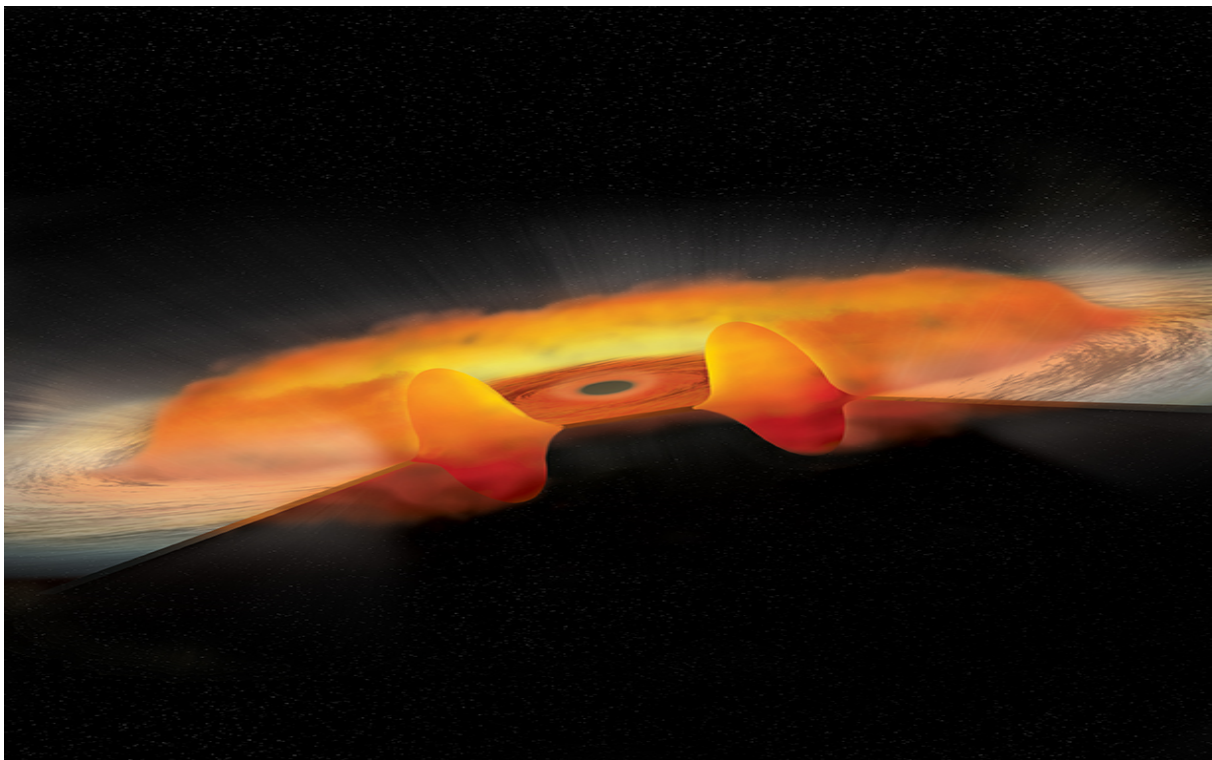


Figura 2.1: Ilustración del núcleo de una galaxia activa, el cual contiene un agujero negro en su centro rodeado por un disco de acreción y un cinturón de polvo. Créditos de imagen: NASA CXC/M.Weiss

---



## 2.2. Procesos radiativos presentes en los núcleos activos de galaxia

Se considera que las características de los núcleos activos de galaxia no se originan a partir de procesos que ocurren en galaxias ordinarias, ya sea porque no suceden o que el mecanismo en las condiciones en que se encuentran no generan contribuciones importantes a comparación de otros. A continuación se mencionan distintos procesos los cuales justifican la distribución espectral de energía de un núcleo activo de galaxia, tal como la fuente de los rayos X y ondas de radio.

### 2.2.1. Efecto Compton

Es un proceso basado en la colisión entre un fotón y un electrón el cual no pertenece a ninguna estructura, ocurriendo un intercambio energético entre ellos. Si la partícula de luz tiene mayor energía que el electrón, ésta cederá su energía, elongando su longitud de onda y como estado final del choque, el electrón ahora más energético se moverá hacia una dirección y el fotón se dirigirá hacia otra. En cambio si el electrón posee mayor energía a comparación al fotón, el electrón entregará su energía y resultará en un fotón más energético con una longitud de onda distinta.

En este sentido la relevancia de la dispersión Compton, además de ser uno de los mecanismos que cita la interacción entre la materia y la radiación, es la posibilidad de ser la fuente de fotones de alta energía como rayos gamma [31] y se cree que es responsable de la componente de rayos X en forma de ley de potencia observada en la distribución espectral de los núcleos activos de galaxia [32].

### 2.2.2. Radiación de frenado

La radiación de frenado se ha mencionado en el capítulo anterior al indicar su participación en el enfriamiento del medio interestelar. Sin embargo este proceso es relevante en los núcleos activos de galaxia también ya que la presencia de un electrón altamente energético pudiera emitir radiación con longitudes de onda perteneciente a los rayos X al ser desviado por la presencia de un ión en su vecindad, siendo otra fuente de la componente de rayos X observada en los núcleos activos de galaxia.

---

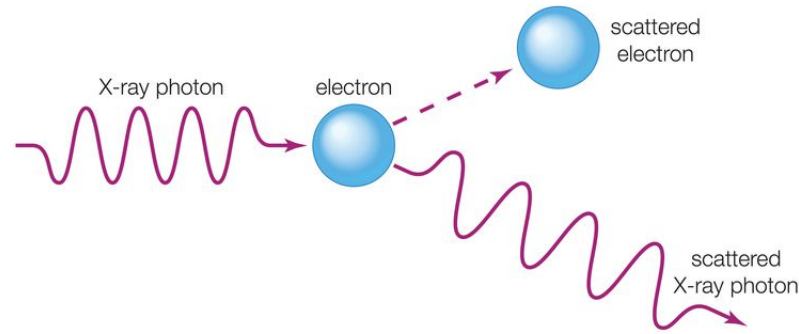


Figura 2.2: Dispersión de Compton. Créditos de imagen: Encyclopaedia Britannica.

### 2.2.3. Emisión de líneas discretas

El origen de las líneas discretas recae en la emisión de radiación debido a la interacción en términos energéticos entre partículas de luz y átomos, de manera que la energía del fotón puede ocasionar un cambio en el estado de energía del sistema en cuestión. Los electrones ligados al átomo tienen valores de energía discretos específicos de acuerdo al nivel energético en el que se encuentren y la especie atómica en consideración, tal que una transición entre niveles energéticos tendrá un valor de energía fijo también. En ese sentido, si un fotón interactúa energéticamente con un electrón orbitante, éste puede moverse a estados más energéticos de acuerdo a la energía entregada por el fotón y el sistema entraría en un estado excitado. Posteriormente esta energía excedente será liberada a través de la emisión de fotones en uno o varios procesos, siendo la energía emitida total igual a la energía absorbida inicialmente. Cada transición se muestra en el espectro como una línea discreta ubicada al valor de longitud de onda correspondiente a la diferencia de energías entre los estados iniciales y finales de dichas transiciones, siendo este mecanismo de emisión una fuente para la emisión de rayos X suaves.

### 2.2.4. Radiación de sincrotrón

La radiación electromagnética de sincrotrón se genera a partir del movimiento de partículas cargadas influenciadas por un campo magnético intenso, siempre que la partícula no se desplace en las líneas del campo magnético. En consecuencia la trayectoria de la partícula será espiral y emitirá radiación producto a los cambios generados en su aceleración, tal que las características de la radiación dependerá de la velocidad de la partícula cargada y su ángulo con respecto al campo magnético. Además, la longitud de la radiación emitida será de acuerdo a las propiedades del campo magnético presente como su

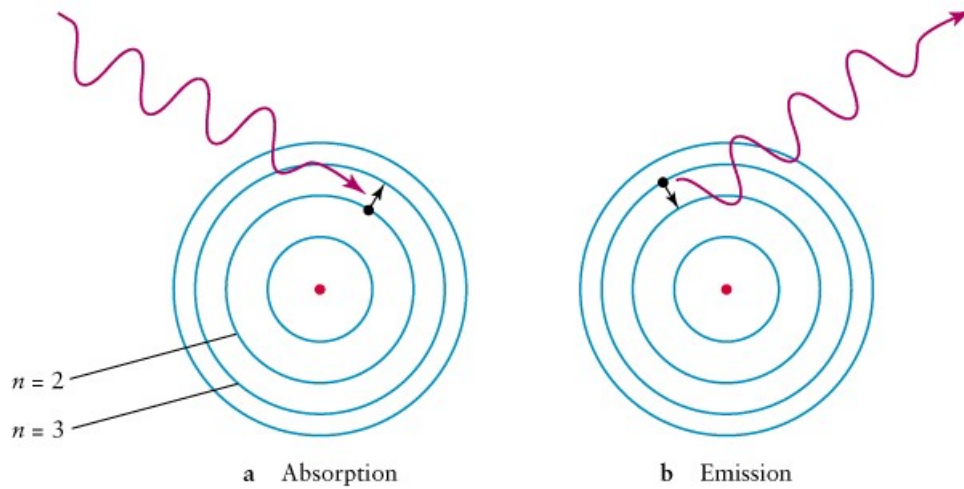


Figura 2.3: Absorción y emisión de fotones. Créditos de imagen: <https://bit.ly/2ybWqLh>.

intensidad y dirección, resultando en un espectro de emisión continuo desde las ondas radio hasta los rayos gamma.



Figura 2.4: Radiación de sincrotrón. Créditos de imagen: Chandra X-ray Observatory.

### 2.2.5. Creación de pares

La creación de pares de antipartículas se origina a partir de fotones de alta energía con un mínimo de 1,022 MeV. El tránsito cercano de estos fotones a un campo magnético nuclear importante da lugar a que el fotón desaparezca y se produzca la creación de estos pares como por ejemplo un par electrón y positrón siendo su reacción característica

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (2.1)$$

### 2.2.6. Fluorescencia de rayos X

La fluorescencia de rayos X es un proceso basado en la incidencia de un fotón con longitud de onda en los rayos X a un electrón ubicado en los estados energéticos más ligados al átomo, produciendo la eyección del mismo y resultando en un átomo inestable. En consecuencia la vacante es llenada por un electrón de niveles energéticos más externos el cual emite una diferencia de energía correspondiente a rayos X al ocupar el vacío.

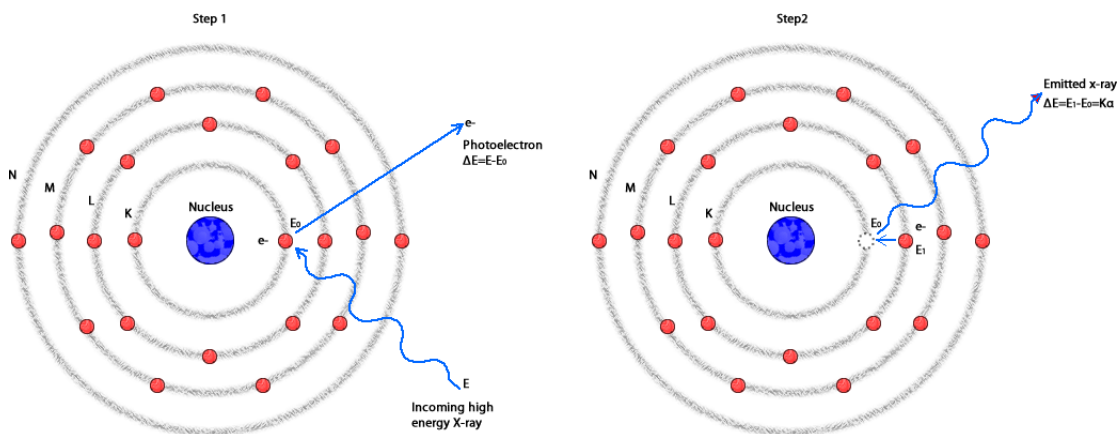


Figura 2.5: Fluorescencia de rayos X. Créditos de imagen: <https://bit.ly/2E8xoBY>.

## 2.3. Taxonomía de las galaxias activas

### 2.3.1. Galaxias Seyfert

En 1908, Edward Fath realizó la primera observación de esta clase de galaxia activa, en aquel entonces la nebulosa espiral NGC 1068, en que se notaba un núcleo muy luminoso el cual dominaba con respecto a la contribución luminosa dada por la galaxia huésped [33]. Más adelante Carl Seyfert en 1943 elaboró un estudio sistemático de numerosas galaxias, en donde se hallaron nebulosas con espectros similares al de NGC 1068 con líneas de emisión de especies altamente ionizadas. De esta manera Seyfert consideró estas galaxias como cuerpos astronómicos especiales con el fin de caracterizarlos, atribuyéndole el origen de las líneas de emisión observadas a procesos ocurriendo en el núcleo [34]. A causa de esta contribución se le nombra a este tipo de cuerpo Seyfert.

El espectro electromagnético de las galaxias Seyfert está caracterizado por líneas de emisión altamente ionizadas provenientes del núcleo central, mientras que la componente

---

espectral dada por la galaxia huésped se origina a partir de los procesos estelares que ocurren fuera del núcleo y que en consecuencia producen líneas de absorción en el espectro continuo. El estudio de esta clase de galaxia es relevante ya que aproximadamente un 3–5 % de todas las galaxias conocidas son galaxias Seyfert. En años posteriores se elaboró un estudio espectroscópico de 71 galaxias el cual se observaron que las galaxias Seyfert se podían clasificar en dos grupos de acuerdo al ancho relativo de las líneas permitidas que presentan [35]:

- Galaxias Seyfert I: Muestran líneas de emisión permitidas anchas con un ensanchamiento Doppler correspondiente a velocidades de  $10,000 \text{ km s}^{-1}$  y líneas prohibidas delgadas dadas para velocidades de  $1,000 \text{ km s}^{-1}$ .

- Galaxias Seyfert II: Muestran líneas de emisión permitidas y prohibidas con un ancho correspondiente a velocidades similares del orden de  $1,000 \text{ km s}^{-1}$ .

### 2.3.2. Galaxias con regiones emisoras de baja ionización (LINERs)

Esta clase de galaxia activa contiene un núcleo poco luminoso, en donde las líneas de emisión presentes son consecuencia de transiciones energéticas de átomos neutros o débilmente ionizados caracterizadas por ser muy intensas, mientras que las líneas de emisión de átomos altamente ionizados son débiles en intensidad a comparación [36]. El porqué de las propiedades de estas líneas de emisión es aún un misterio, se ha considerado atribuirlo al resultado de la fotoionización de nubes de gas en la cercanía de una fuente intensa de radiación como también suponer su origen de regiones de formación estelar.

### 2.3.3. Radiogalaxias

Las radiogalaxias son un tipo de galaxia activa con una importante emisión de ondas radio proveniente de los lóbulos ubicados a cada lado del núcleo activo relacionado a la radiación sincrotrón alimentado a través de haces de partículas relativistas en presencia de campos magnéticos. Otra característica relevante en la estructura de las radiogalaxias es la existencia de chorros compuesto por partículas de alta energía, considerados como la representación de dichos haces.

---

### 2.3.4. Cuásares

Los cuásares son el ejemplo de núcleos activos de galaxia más extremos siendo los cuerpos más energéticos conocidos en el universo con una luminosidad mínima de  $10^{43} - 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ . El espectro de los cuásares es similar al de las galaxias Seyfert, sin embargo las líneas de emisión anchas son mucho más intensas con respecto a las líneas delgadas y, por otro lado, la contribución generada por la galaxia huésped es opacada por la gran actividad nuclear presente.

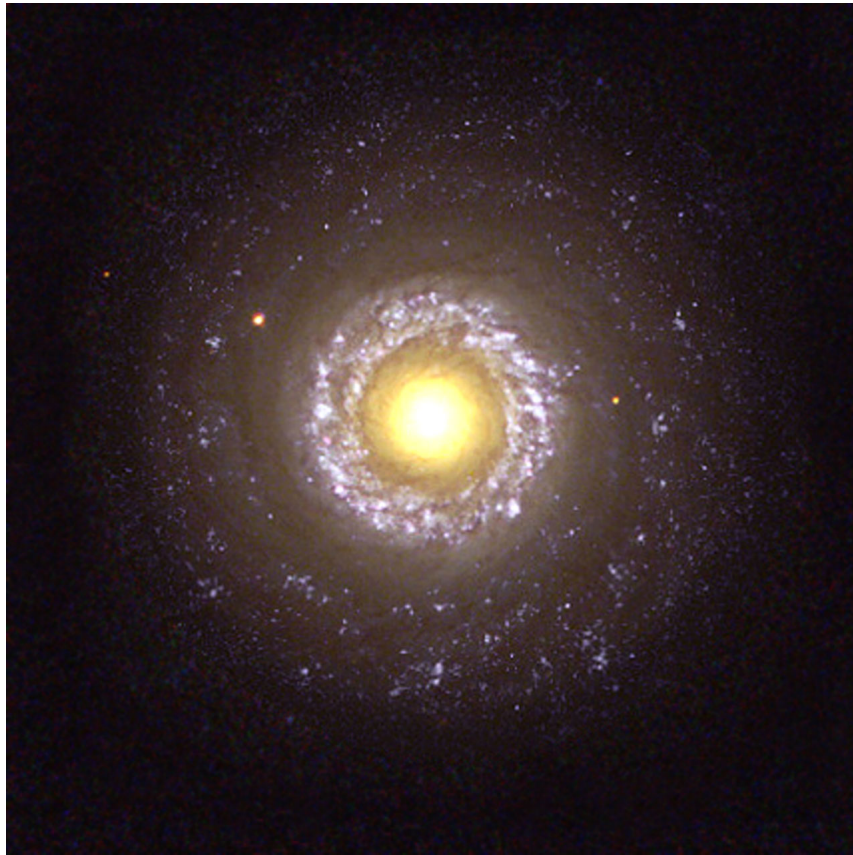


Figura 2.6: Galaxia Seyfert II NGC 7742. Créditos de imagen: Hubble Heritage Team (AURA/STScI/NASA/ESA)

## 2.4. Modelo unificado

El modelo unificado tiene como objetivo el explicar las diferencias en las actividades nucleares observadas para las distintas clases de galaxias activas en un mismo marco de

---

referencia, tal que todos los núcleos activos son un tipo de cuerpo idéntico sólo que vistos desde varios ángulos de observación [11][3]. En este esquema el origen de la radiación proveniente del núcleo activo se le atribuye al mecanismo de atracción de materia hacia un objeto compacto muy masivo y rotante como lo es un agujero negro supermasivo, alimentado por un disco de acreción creado producto de la conservación de momento angular. Este disco de acreción se extiende hasta la órbita estable más cercana al objeto compacto, donde ocurre la transformación de energía gravitacional en energía radiativa y el origen de la emisión de cantidades importantes de radiación, generando la bifurcación entre el espectro electromagnético de una galaxia activa y una normal. Adicionalmente estos dos elementos se encuentran embebidos en un cinturón de polvo en forma de toroide, de manera que según la línea de visión se oscurecerá o no la zona interna del núcleo activo lo que explica también la diferencia de las propiedades observacionales de las galaxias activas tales como las líneas anchas en las Seyfert I o la emisión suave de rayos X.

El esquema de una galaxia activa según el modelo unificado actual considera distintos constituyentes. En principio un objeto compacto como un agujero negro supermasivo ubicado en el centro galáctico, el cual es alimentado por la materia proveniente del disco de acreción contiguo al mismo. En el disco de acreción ocurre el mecanismo principal de luminosidad de origen no estelar, este proceso está dado por la tasa de acreción:

$$L_a = \frac{dE}{dt} = \epsilon \dot{M} c^2, \quad (2.2)$$

donde  $\epsilon$  es la eficiencia de la materia acretada convertida en radiación, valor que puede variar en un intervalo de  $0,05 - 0,42$  dependiendo de las características del objeto central [12],  $\dot{M}$  la tasa de acreción de materia y  $c$  la velocidad de la luz.

El agujero negro supermasivo y el disco de acreción se encuentran a su vez embebidos en un cinturón de polvo en forma de toroide. Esta estructura molecular densa aumenta su temperatura debido a la absorción de los fotones provenientes del disco de acreción con una preferencia a los fotones ópticos o del UV que en el infrarrojo gracias a su composición, proceso que deriva en el oscurecimiento de la región interna del núcleo activo.

A su vez, alrededor del disco de acreción a una distancia de  $0,01 - 0,1$  pc del objeto compacto central se encuentran orbitando nubes densas de gas a altas velocidades ( $\sim 5000$   $km\ s^{-1}$ ). Esta zona se conoce como la región de líneas anchas debido a que el gas ionizado por la radiación proveniente del disco de acreción emite líneas anchas consecuencia

al ensanchamiento Doppler. Así mismo a  $10 - 1000$  pc por arriba y debajo del cinturón de polvo se encuentra la región de líneas delgadas, en donde se emiten líneas delgadas gracias a las velocidades más modestas a las que orbitan estas nubes de gas menos densas ( $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ ). En cambio este gas es fotoionizado debido a las contribuciones energéticas provenientes del núcleo.

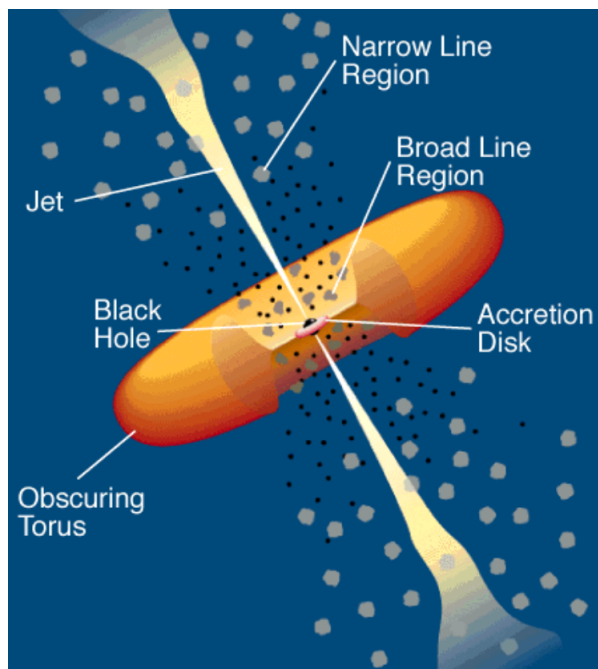


Figura 2.7: Ilustración del modelo unificado de galaxias activas donde se señalan sus distintos constituyentes. Créditos de imagen: [3].

Un parámetro importante en el modelo unificado es la línea de visión del núcleo activo con respecto a la orientación del toroide. En el caso de poder observar directamente la región interna del núcleo los rasgos espectrales apreciados concuerdan con una galaxia Seyfert I, logrando percibir el gas a altas velocidades alrededor del núcleo responsable de la emisión de las líneas anchas que caracterizan a dichas galaxias. Por el contrario, si la visión que se posee del núcleo es de canto, el toroide actúa como agente oscurecedor y sólo permite la apreciación del gas orbitando a velocidades bajas en la región de líneas delgadas. Esta última orientación permite un espectro con líneas estrechas, rasgos característicos de galaxias como las Seyfert II.

Adicionalmente, el esquema unificado toma en consideración la presencia de chorros relativistas o jets, compuestos de partículas muy energéticas y que son expulsados a lo



largo del eje de rotación del núcleo, estructura presente en las radiogalaxias. Así mismo la componente de rayos X del espectro electromagnético de una galaxia activa está descrita por una ley de potencia y se cree que es causado debido a la presencia de una corona caliente ubicada por debajo y encima del disco de acreción en donde los fotones provenientes del disco son dispersados por el efecto Compton.

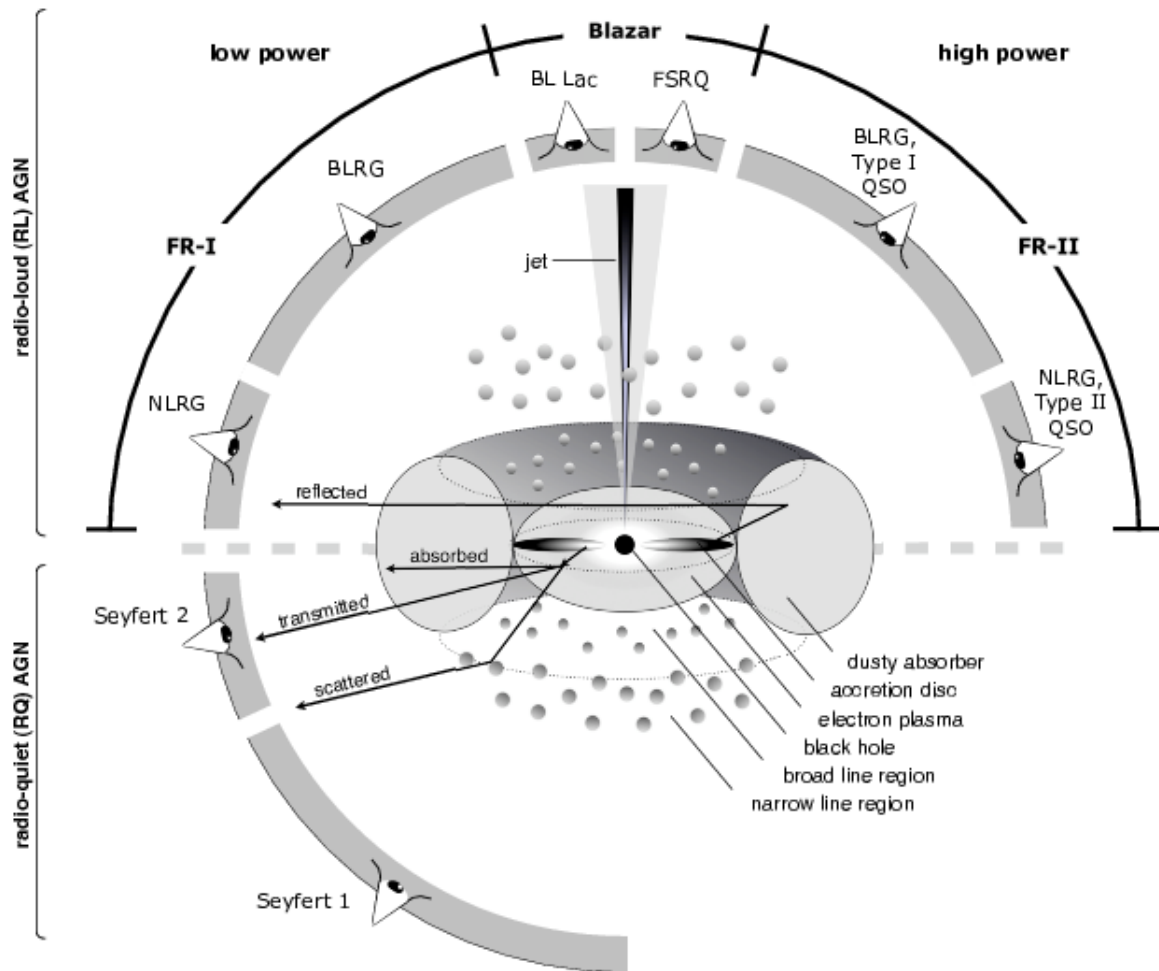


Figura 2.8: Esquema del modelo unificado de galaxias activas tal que según la línea de visión se obtendrán propiedades observacionales diferentes de un mismo cuerpo. Créditos de imagen: [4].

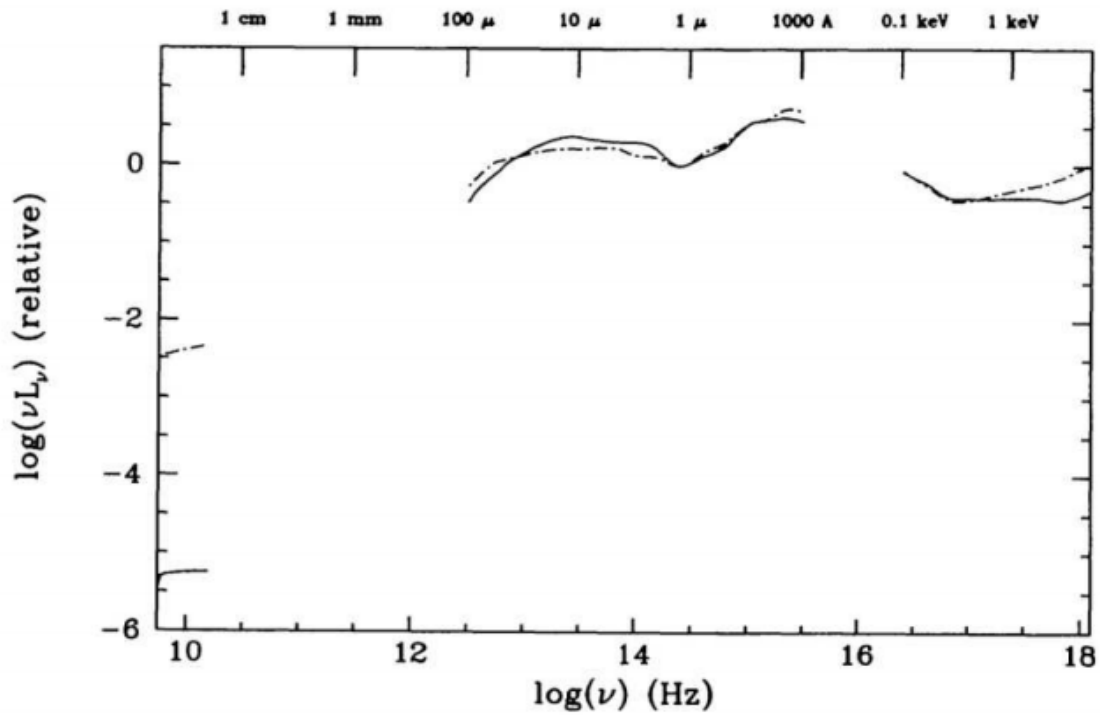


Figura 2.9: Representación de la distribución espectral de energía de un cuásar. La línea sólida y la línea de trazos corresponde a un cuásar en presencia y ausencia de jets o lóbulos respectivamente. El discontinuo se debe a regiones donde existe poca o nula información. Créditos de imagen: [5].

# Capítulo 3

## Modelo de núcleo activo de galaxia

Este trabajo se plantea el estudio de los distintos procesos microfísicos que participan en el calentamiento y enfriamiento en los núcleos activos de galaxia en presencia y ausencia de polvo cósmico, para ello se realizó el cálculo de las tasas de calentamiento y enfriamiento radiativo de manera numérica en la cercanía de un agujero negro supermasivo implementando dos modelos de distribución espectral de energía con composiciones químicas diferentes, con y sin polvo interestelar. A continuación se brindan más detalles del modelo computacional utilizado.

### 3.1. Código de simulación

La simulación de las condiciones físicas en el modelo de núcleo activo de galaxia utilizado se llevó a cabo a través del uso del código CLOUDY v13.03 [15], el cual realiza el cómputo al dividir la nube de gas en un conjunto de cáscaras finas concéntricas con respecto a un punto cuyas múltiples capas tendrán un grosor ideal para que en cada una de ellas las condiciones físicas sean casi constantes. A fin de que se realice el cálculo se requiere la especificación de ciertos parámetros: campo de radiación incidente, composición química, geometría y estructura de velocidad.

El campo de radiación incidente en el gas, el cual suele ser la fuente principal de ionización y calentamiento del gas, debe estar descrito según su forma e intensidad. En el código escrito se implementaron dos distribuciones espectrales de energía basados en las propiedades observadas de los núcleos activos de galaxia. La primera distribución espectral de energía se compone de un disco de acreción y una ley de potencia en los rayos X, mientras que la segunda distribución espectral de energía se constituye por un disco de

---

acreción y una corona donde ocurre *bremstrahlung*.

El disco de acreción utilizado es del tipo geoméricamente delgado y ópticamente grueso, estructura que emitirá radiación térmica como un cuerpo negro justificado por la presencia de radiación en la distribución espectral de energía que puede ser modelada como un cuerpo negro con temperatura de  $\sim 10^5 K$  y un pico de radiación en el ultra violeta [37]. Según la componente geométrica la altura del disco de acreción  $h$  y su radio externo  $r$  cumplen la condición  $h \ll r$  y se asume que la materia se desplaza en círculos con una velocidad angular  $\Omega$  de valores generalmente keplerianos ( $(GM/r^3)^{1/2}$ ) alrededor de un objeto central con masa  $M$  y radio  $R_{oc}$ . La luminosidad generada por un disco estable delgado de radio interno  $r_1$  y radio externo  $r_2$  se define como

$$L(r_1, r_2) = 2 \int_{r_1}^{r_2} D(R) 2\pi R dR, \quad (3.1)$$

donde el factor 2 se debe al considerar los dos lados del disco de acreción y  $D(R)$  se define como la disipación viscosa por unidad de área del disco, este valor se calcula a través de la ecuación de conservación para el momento angular para un disco delgado estable y viene dado como

$$D(R) = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3} \left[ 1 - \left( \frac{R_{oc}}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (3.2)$$

La sustitución de la ecuación (3.2) en la ecuación (3.1) resulta

$$L(r_1, r_2) = \frac{3GM\dot{M}}{2} \int_{r_1}^{r_2} \left[ 1 - \left( \frac{R_{oc}}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \frac{dR}{R^2}. \quad (3.3)$$

Y si son resueltas las operaciones pertinentes de la ecuación (3.3) se obtiene

$$L(r_1, r_2) = \frac{3GM\dot{M}}{2} \left\{ \frac{1}{r_1} \left[ 1 - \frac{2}{3} \left( \frac{R_{oc}}{r_1} \right)^{\frac{1}{2}} \right] - \frac{1}{r_2} \left[ 1 - \frac{2}{3} \left( \frac{R_{oc}}{r_2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}. \quad (3.4)$$

Si se evalúa el caso donde  $r_1 = R_{oc}$  y  $r_2 \rightarrow \infty$  la ecuación (3.4) resulta

$$L = \frac{\epsilon GM\dot{M}}{2R_{oc}} = \frac{1}{2} L_a. \quad (3.5)$$

donde se ha usado  $R_{oc} = 2GM/c^2$  [38]. Por otro lado, la componente óptica del disco de acreción se relaciona con respecto a su radiación. Aquí el disco se divide en anillos en donde cada uno de ellos emite como un cuerpo negro con temperatura distintas  $T(R)$ , resultando en un solapamiento de numerosos cuerpos negros que igualan a la tasa de disipación por unidad de área  $D(R)$

$$\sigma T(R)^4 = D(R). \quad (3.6)$$

Al sustituir el valor de  $D(R)$  de la ecuación (3.2), correspondiente a un disco de acreción delgado estable, en la ecuación (3.6) se obtiene

$$T(R) = \left\{ \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3\sigma} \left[ 1 - \left( \frac{R_{oc}}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}^{\frac{1}{4}}, \quad (3.7)$$

y para valores de  $R \gg R_{oc}$  se tiene

$$T(R) = \left( \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R_{oc}^3\sigma} \right)^{\frac{1}{4}} \left( \frac{R}{R_{oc}} \right)^{-\frac{3}{4}} \left\{ \left[ 1 - \left( \frac{R_{oc}}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}^{\frac{1}{4}}. \quad (3.8)$$

El objeto compacto central de masa  $M$  y radio  $R_{oc}$  se toma como un agujero negro supermasivo no rotante y se caracteriza por un radio de Schwarzschild, el cual corresponde al radio del horizonte de eventos en donde la luz no puede escapar debido a la atracción del campo gravitacional y viene dado por

$$R_s = \frac{2GM_{BH}}{c^2}, \quad (3.9)$$

donde  $G$  es la constante gravitacional,  $M_{BH}$  la masa del agujero negro y  $c$  la velocidad de la luz. Otro parámetro relevante en este cuerpo compacto es la órbita circular estable más cercana  $r_{ISCO}$  y se define como la distancia más corta a la singularidad en donde la materia puede orbitar el objeto compacto. El valor de la órbita  $r_{ISCO}$  varía de acuerdo a la clase de objeto compacto considerado, para un agujero negro no rotante la órbita circular estable más cercana se encuentra en el orden de  $3R_s$ .

En el modelo de núcleo activo construido se presenta un disco de acreción geométricamente delgado y ópticamente grueso con una tasa de acreción  $\dot{M} = 1,6 M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$  [39], una eficiencia  $\epsilon = 0,0833$  con un radio interno  $r_{iD}$  y radio externo  $r_{oD}$  de  $3R_s$  y  $10R_s$  respectivamente, acompañado de un agujero negro supermasivo en el centro del disco con una masa  $M_{BH} = 10^8 M_{\odot}$ . Por lo tanto la temperatura en el radio interno  $T(r_{iD})$  y

la temperatura en el radio externo  $T(r_{oD})$  vendrá dado por la ecuación (3.8) y resulta  $T(3R_s) = 1,35 \times 10^5 K$  y  $T(10R_s) = 4,50 \times 10^4 K$ .

| $M_{BH} (M_\odot)$ | $\dot{M} (M_\odot \text{ año}^{-1})$ | $\epsilon$ | $r_{iD} (R_s)$ | $r_{oD} (R_s)$ | $T_{r_{iD}} (K)$   | $T_{r_{oD}} (K)$   |
|--------------------|--------------------------------------|------------|----------------|----------------|--------------------|--------------------|
| $10^8$             | 1,6                                  | 0,0833     | 3              | 10             | $1,35 \times 10^5$ | $4,50 \times 10^4$ |

Figura 3.1: Características del agujero negro supermasivo y disco de acreción incluidos en el modelo de núcleo activo de galaxia construido.

Por otra parte, la luminosidad total presente en el núcleo activo de galaxia se basa en la luminosidad de acreción. A partir de la ecuación (3.5) se puede despejar la luminosidad de acreción  $L_a$  en función de los parámetros característicos del disco de acreción y el agujero negro. Si se considera sólo una superficie del disco de acreción, la luminosidad  $L$  será igual a la cuarta parte de  $L_a$

$$\frac{1}{4}L_a = \frac{\epsilon GM_{BH}\dot{M}}{2R_s}, \quad (3.10)$$

donde las variables  $M$  y  $R_{oc}$  se sustituyeron por la masa y el radio de Schwarzschild del agujero negro supermasivo del modelo. Si se despeja la luminosidad de acreción  $L_a$  de la ecuación (3.10) resulta

$$L_a = \frac{2\epsilon GM_{BH}\dot{M}}{R_{oc}}. \quad (3.11)$$

Al sustituir los valores se obtiene una luminosidad de acreción  $L_a = L_T = 7,5 \times 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ . En cada distribución espectral de energía la luminosidad de sus componentes estará definida respecto a la luminosidad de acreción y en el caso del disco de acreción, se plantea una dependencia al ángulo incidente  $\theta$ .

La luminosidad proveniente del disco de acreción viene dada por

$$L_{disco} = f_{disco}L_a \cos(\theta), \quad (3.12)$$

siendo  $f_{disco}$  una fracción adimensional de valor fijo 0,95 y  $\cos(\theta)$  la dependencia con respecto al ángulo incidente  $\theta$ . La luminosidad dada por la ley de potencia en rayos X  $L_X$ , con cortes de energía en  $10^5 K$  y  $10^{10} K$ , se define como

$$L_X = f_X L_a, \quad (3.13)$$

siendo  $f_X$  una fracción adimensional de valor fijo 0,05. En cambio la segunda distribución espectral de energía mantiene el mismo disco de acreción de la primera distribución y presenta adicionalmente una corona de bremsstrahlung con una temperatura  $T_{ff}$  de  $1,16 \times 10^8 K$  con una luminosidad  $L_{ff}$  dada como

$$L_{ff} = f_{ff} L_a, \quad (3.14)$$

siendo  $f_{ff}$  una fracción adimensional de valor fijo 0,05.

El código también incorpora la radiación de fondo cósmico asociando su campo de radiación a un campo de radiación de cuerpo negro en equilibrio termodinámico a una temperatura dada  $T_{RFC}$ , la cual se define como

$$T_{RFC} = T_0(1 + z)(K), \quad (3.15)$$

donde  $z$  es una magnitud adimensional relacionada al corrimiento al rojo y el cual se le asigna un valor cero, lo que implica la ausencia de corrimiento en el sistema bajo estudio, y la temperatura actual aceptada para  $T_0$  es cercana a un valor de  $2,725 \pm 0,002 K$ . De igual manera se incorpora un fondo de radiación fotoionizante que comprende desde longitudes de onda radio hasta los rayos X de acuerdo a [40].

| $L_T$ ( $erg s^{-1}$ ) | $f_{disco}$ | $L_{disco}$ ( $erg s^{-1}$ )               | $f_x$ | $L_x$ ( $erg s^{-1}$ ) | $f_{ff}$ | $L_{ff}$ ( $erg s^{-1}$ ) |
|------------------------|-------------|--|-------|------------------------|----------|---------------------------|
| $7,5 \times 10^{45}$   | 0,95        | $\cos(\theta) \times 7,125 \times 10^{45}$ | 0,05  | $3,75 \times 10^{44}$  | 0,05     | $3,75 \times 10^{45}$     |

Figura 3.2: Luminosidades establecidas en el modelo de núcleo activo de galaxia construido.

En CLOUDY las composiciones químicas sólo tratan los 30 elementos más livianos incluyendo todos sus estados de ionización, recombinaciones radiativas, intercambios de carga y recombinaciones dielectrónicas. Por otro lado los mecanismos de ionización presentes en el programa comprenden la fotoionización desde las órbitas de valencia e internas y múltiples estados excitados, ionización debido a colisión y transferencia de carga [17]. Para cada distribución espectral de energía construida se usaron dos composiciones

químicas, una de ellas compuesta por gas únicamente y la restante por gas y polvo cósmico.

Ambas composiciones químicas presentan un gas con abundancia solar GASS10 extraído de [10], incluyendo la abundancia de los 30 elementos más livianos en términos relativos al hidrógeno y enlistadas en la figura 3.5, adicionalmente en el código se anula la contribución realizada por moléculas tal que sólo se abarcan regiones ionizadas. El polvo cósmico añadido, por otra parte, se especifica con una distribución de tamaño de partícula y abundancia correspondiente al medio interestelar definidos por [29] con granos de silicato y grafito.

En el código la geometría asumida es WIND, o viento en español y así se computa un fluido con una velocidad inicial de 100 kilómetros por segundo que describe la geometría del disco como rotacional. El ancho de línea y las probabilidades de escape son evaluadas a través de la aproximación Sobolev o viento del gradiente y a su vez se agrega una turbulencia, la cual precisa la estructura de velocidad y tiene un valor de 100 kilómetros por segundo.

## 3.2. Cálculo de las tasas de calentamiento y enfriamiento radiativo

El cálculo de las tasas de enfriamiento y calentamiento radiativo [ $erg\ cm^{-3}\ s^{-1}$ ] se realizó de manera numérica a través de CLOUDY v13.03 [15] y cuyos métodos de cómputo se explican en detalle en su extensa documentación [17][18][19], razón por la cual no se incluirán aquí. Los parámetros de cálculo de estas curvas son la temperatura  $T$ , la densidad de hidrógeno  $n_H$ , la distancia a la fuente  $R$  y el ángulo incidente  $\theta$ , asignándoles valores previo al cómputo en cada una de sus corridas.

El único parámetro fijo a lo largo de todo el cómputo es la distancia a la fuente  $R$  con un valor de  $10^{19}\ cm$ , mientras que los otros poseen intervalos de variación y pasos particulares. Para cada ángulo incidente  $\theta$  especificado en el cálculo, el cual tiene un intervalo  $0 \leq \theta \leq \pi/2$  y un paso de  $\Delta\theta = \pi/10$ , se establece una densidad de hidrógeno  $n_H$  que varía desde  $n_H = 10^{-2,0}\ cm^{-3}$  hasta  $n_H = 10^{9,0}\ cm^{-3}$  junto a un incremento  $\Delta\log_{10}(n_H)$  igual a 0,1. Posterior a la especificación del ángulo incidente  $\theta$  y la densidad de hidrógeno  $n_H$ , la temperatura  $T$  varía en un rango de valores desde  $\log_{10}(T) = 2,0$  [K] hasta  $\log_{10}(T) = 9$  [K] y un incremento  $\Delta\log_{10}(T)$  igual a 0,1 en cada corrida; de esta forma se establece un orden en la variación de los parámetros durante el cálculo.



Adicionalmente, estos parámetros varían de acuerdo a la relación descrita anteriormente para cada distribución espectral de energía, los cuales se llamarán de ahora en adelante SED 1 y SED 2 para el modelo de disco de acreción con ley de potencia de rayos X y el modelo disco de acreción con corona de *bremstrahlung* respectivamente. Además para cada distribución espectral de energía se emplean dos composiciones químicas distintas, una de ellas únicamente con gas de abundancias anteriormente discutidas y se referirá a la misma como modelo I mientras que el sistema de gas de abundancia solar y polvo interestelar se nombrará como modelo II.

| $R$ (cm)  | $\theta$    | $\Delta\theta$ | $\log_{10}(nH)$ | $\Delta\log_{10}(nH)$ | $\log_{10}(T)$ | $\Delta\log_{10}(T)$ |
|-----------|-------------|----------------|-----------------|-----------------------|----------------|----------------------|
| $10^{19}$ | $0 - \pi/2$ | $\pi/10$       | $-2,0 - +9,0$   | 0,1                   | 2 - 9          | 0,1                  |

Figura 3.3: Variación de los parámetros contemplados en el cálculo de las curvas de calentamiento y enfriamiento radiativo.

---

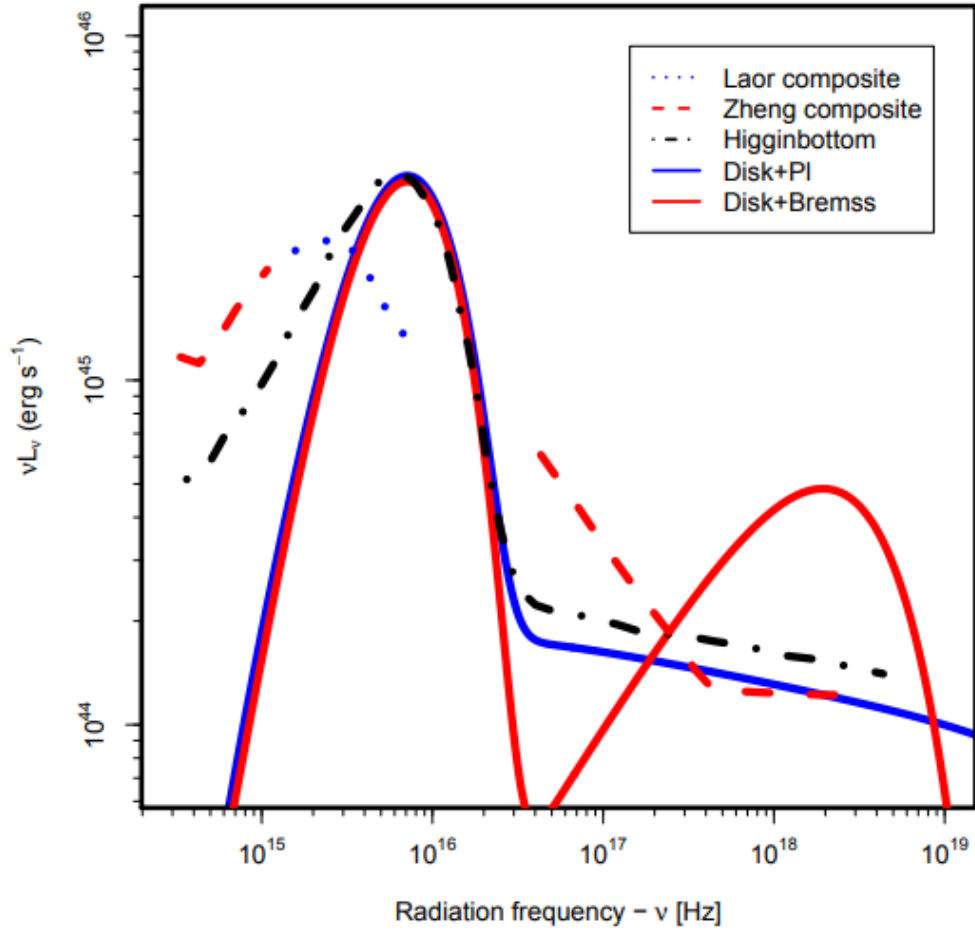


Figura 3.4: Distribuciones espectrales de energía considerados en el cálculo de las tasas de calentamiento y enfriamiento. La línea azul sólida es la SED 1 compuesta por el disco de acreción y la ley de potencia de rayos X y la línea roja sólida es la SED 2 compuesta por el disco de acreción y una corona de bremsstrahlung [6]. Los puntos azules, líneas discontinuas rojas y líneas con puntos negros son distribuciones espectrales de energía usados en los trabajos [7], [8], [9] respectivamente y utilizados como referencia. Créditos de imagen: [6].

|    | Símbolo | Elemento/Hidrógeno     | $\text{Log}_{10}(\text{Elemento}/\text{Hidrógeno})$ |
|----|---------|------------------------|---|
| 1  | H       | 1                      | 0   |
| 2  | He      | $8,51 \times 10^{-02}$ | -1.07   |
| 3  | Li      | $1,12 \times 10^{-11}$ | -10,95  |
| 4  | Be      | $2,40 \times 10^{-11}$ | -10,62  |
| 5  | B       | $5,01 \times 10^{-10}$ | -9,3  |
| 6  | C       | $2,69 \times 10^{-04}$ | -3,57   |
| 7  | N       | $6,76 \times 10^{-05}$ | -4,17   |
| 8  | O       | $4,90 \times 10^{-04}$ | -3,31   |
| 9  | F       | $3,63 \times 10^{-08}$ | -7,44   |
| 10 | Ne      | $8,51 \times 10^{-05}$ | -4,07   |
| 11 | Na      | $1,74 \times 10^{-06}$ | -5,76   |
| 12 | Mg      | $3,98 \times 10^{-05}$ | -4,4  |
| 13 | Al      | $2,82 \times 10^{-06}$ | -5,55   |
| 14 | Si      | $3,24 \times 10^{-05}$ | -4,49   |
| 15 | P       | $2,57 \times 10^{-07}$ | -6,59   |
| 16 | S       | $1,32 \times 10^{-05}$ | -4,88   |
| 17 | Cl      | $3,16 \times 10^{-07}$ | -6,5  |
| 18 | Ar      | $2,51 \times 10^{-06}$ | -5,6  |
| 19 | K       | $1,07 \times 10^{-07}$ | -6,97   |
| 20 | Ca      | $2,19 \times 10^{-06}$ | -5,66   |
| 21 | Sc      | $1,41 \times 10^{-09}$ | -8,85   |
| 22 | Ti      | $8,91 \times 10^{-08}$ | -7,05   |
| 23 | V       | $8,51 \times 10^{-09}$ | -8,07   |
| 24 | Cr      | $4,37 \times 10^{-07}$ | -6,36   |
| 25 | Mn      | $2,69 \times 10^{-07}$ | -6,57   |
| 26 | Fe      | $3,16 \times 10^{-05}$ | -4,5  |
| 27 | Co      | $9,77 \times 10^{-08}$ | -7,01   |
| 28 | Ni      | $1,66 \times 10^{-06}$ | -5,78   |
| 29 | Cu      | $1,55 \times 10^{-08}$ | -7,81   |
| 30 | Zn      | $3,63 \times 10^{-08}$ | -7,44   |

Figura 3.5: Valores de abundancia del sistema solar relativas al hidrógeno adoptados de [10].



# Capítulo 4

## Cálculo de las funciones numéricas de las tasas de enfriamiento y calentamiento radiativo

### 4.1. Arquitectura de datos

Los resultados del cálculo numérico de las tasas de calentamiento y enfriamiento radiativo se encuentran en archivos de formato ASCII o texto delimitado y separado por el carácter de tabulación. Estos datos se organizan en tablas y se ubican en directorios *simul.i.j* donde el índice *i* indica el valor de la densidad  $n_H$  y el índice *j* se refiere al valor del ángulo incidente  $\theta$ , de manera que la carpeta *simul.1.1* denota una densidad  $n_H$  de  $10^{-2,0} \text{ cm}^{-3}$  y un ángulo incidente  $\theta$  igual a 0 mientras que la carpeta *simul.111.6* señala una densidad  $n_H$  igual a  $10^{9,0} \text{ cm}^{-3}$  y un ángulo incidente  $\theta$  igual a  $\pi/2$ .

En cada carpeta principal, las cuales contiene todos los *simul.i.j*, se halla un archivo ASCII llamado *nH\_SED1\_mod.11.txt* el cual especifica cada valor de *i* y *j* para cada densidad  $n_H$  y ángulo incidente  $\theta$  dado. Este archivo se estructura como una tabla y contiene seis columnas:

1. Primera columna: Índice *i*.
  2. Segunda columna: Índice *j*.
  3. Tercera columna: Logaritmo de la densidad  $\log_{10}(n_H)$  [en  $\text{cm}^{-3}$ ].
  4. Cuarta columna: Ángulo incidente  $\theta$  [en radianes].
-

5. Quinta columna: Radio inicial  $\log_{10}(r)$  [en  $cm$ ].
6. Sexta columna: Radio final  $\log_{10}(r)$  [en  $cm$ ].

A causa de las limitaciones presentes en el equipo de cómputo usado, la quinta columna y la sexta columna se mantienen idénticas. La variación de la distancia la fuente o radio  $R$  como parámetro del cálculo puede ser incluido mientras los recursos tecnológicos lo permitan.

En el interior de cada carpeta *simul\_i-j* se encuentra un archivo *My1Part.Out.txt* con sus valores de densidad  $n_H$  y ángulo incidente  $\theta$  respectivos, en donde se almacenan, entre otros datos, el cálculo de las funciones de las tasas de calentamiento y enfriamiento. Este archivo se compone por doce columnas:

1. Primera columna: Ángulo incidente  $\theta$  [en radianes].
2. Segunda columna: Logaritmo de la densidad  $\log_{10}(n_H)$  [en  $cm^{-3}$ ].
3. Tercera columna: Distancia desde el agujero negro  $\log_{10}(r)$  [en  $cm$ ].
4. Cuarta columna: Logaritmo de la temperatura  $\log_{10}(T)$  [en  $K$ ].
5. Quinta columna: Logaritmo de la tasa total de enfriamiento  $\log_{10}(C)$  [en  $erg\ cm^{-3}\ s^{-1}$ ].
6. Sexta columna: Logaritmo de la tasa total de calentamiento  $\log_{10}(H)$  [en  $erg\ cm^{-3}\ s^{-1}$ ].
7. Séptima columna : Aceleración debido al continuo  $g_{Cont}^{rad}$  [en  $cm\ s^{-2}$ ].
8. Octava columna: Aceleración debido a la gravedad  $g_{Grav}^{rad}$  [en  $cm\ s^{-2}$ ].
9. Novena columna: Aceleración total hacia afuera  $g_{Total}^{rad}$  [en  $cm\ s^{-2}$ ].
10. Décima columna: Aceleración debido a la dispersión de electrones  $g_{Elec}^{rad}$  [en  $cm\ s^{-2}$ ].
11. Undécima columna: Aceleración debido a líneas espectrales  $g_{Line}^{rad}$  [en  $cm\ s^{-2}$ ].
12. Duodécima columna: Fuerza multiplicadora  $M_T$  [sin dimensión].

Este trabajo se enfoca en el cálculo de las funciones de las tasas de calentamiento y enfriamiento radiativo, es por ello que los datos ubicados desde la séptima hasta la duodécima columna no serán parte del análisis, por el contrario, estarán incluidas en otro

---

---

trabajo donde las aceleraciones radiativas computadas se vincularán con la ecuación de momentum.

Además en cada carpeta *simul\_i\_j* se ubican dos archivos los cuales contienen las fracciones de contribución de los fenómenos físicos principales que participan en el calentamiento y enfriamiento radiativo calculado, *My1Part\_Out.het* y *My1Part\_Out.col*. Ambos archivos se componen por catorce columnas:

1. Primera columna: Profundidad óptica [en cm].
2. Segunda columna: Temperatura  $T$  [en  $K$ ].
3. Tercera columna: Tasa total de calentamiento  $H$  [en  $erg\ cm^{-3}\ s^{-1}$ ].
4. Cuarta columna: Tasa total de enfriamiento  $C$  [en  $erg\ cm^{-3}\ s^{-1}$ ].
5. Quinta columna: Nombre del contribuyente principal.
6. Sexta columna: Fracción de participación del contribuyente principal [sin dimensión].
7. Séptima columna : Nombre del segundo contribuyente principal.
8. Octava columna: Fracción de participación del segundo contribuyente principal [sin dimensión].
9. Novena columna: Nombre del tercer contribuyente principal.
10. Décima columna: Fracción de participación del tercer contribuyente principal [sin dimensión].
11. Undécima columna: Nombre del cuarto contribuyente principal.
12. Duodécima columna: Fracción de participación del cuarto contribuyente principal [sin dimensión].
13. Décima tercera columna: Nombre del quinto contribuyente principal.
14. Décima cuarta columna: Fracción de participación del quinto contribuyente principal [sin dimensión].

Por último en cada carpeta *simul\_i\_j* se incluye un archivo *My1Part\_Out.out* en donde se replica la información del modelo construido junto a las especificaciones establecidas: composición química, geometría, campo de radiación, luminosidad y distancia. Además

---

CLOUDY añade las consideraciones al momento de realizar el cómputo acompañado con información general que interprete como relevante a conocer.

El presente capítulo se centrará en la interpretación de los datos ubicados en los 2664 directorios *simul.i-j* obtenidos, para dos distribuciones espectrales de energía con dos modelos de composiciones químicas, y que en su totalidad tienen un peso aproximado de 45 GB en total.

## 4.2. Resultados del cómputo numérico

### 4.2.1. Distribución espectral de energía SED 1

Las figuras 4.1, 4.2, 4.3 y 4.4 muestran las curvas de calentamiento y enfriamiento en función a la temperatura parametrizadas por los valores de densidad  $\log_{10}(n_H) = -2$  ( $cm^{-3}$ ),  $\log_{10}(n_H) = 1,6$  ( $cm^{-3}$ ),  $\log_{10}(n_H) = 4$  ( $cm^{-3}$ ),  $\log_{10}(n_H) = 6$  ( $cm^{-3}$ ) y ángulo incidente  $\theta \approx 0$  rad pertenecientes a la distribución espectral de energía SED 1, siendo las dos tasas de calentamiento y enfriamiento correspondientes a los dos modelos de composición química, nombradas como modelo I y modelo II para la composición de gas de abundancia solar y la composición de gas de abundancia solar acompañado por polvo interestelar respectivamente. La elección de estos valores de densidad  $n_H$  se basa en asegurar una comparación eficiente de los datos obtenidos y sistemas reales estudiados en la actualidad, en este caso, las fases del medio interestelar.

A medida que la densidad aumenta, las tasas de calentamiento y enfriamiento incrementan también. Las figuras 4.5 y 4.6 muestra los porcentajes de contribución de los agentes principales de enfriamiento para los sistemas con densidad de hidrógeno  $\log_{10}(n_H) = -2$  ( $cm^{-3}$ ), ángulo incidente  $\theta = 0$  rad y considerando dos composiciones químicas, modelo I y II. Cada panel refiere al proceso de expansión como el principal agente de enfriamiento con un porcentaje de contribución  $\approx 68\%$  y  $\approx 99\%$  para el modelo I y modelo II respectivamente, válido para el rango de temperaturas  $2,0 \leq \log_{10}(T) \leq 9,0$  (K). El modelo WIND toma en consideración la expansión del gas como una característica añadida cuyo propósito es simular la mecánica de fluidos proveniente del disco de acreción y sus alrededores. Es entonces en sistemas con densidades de hidrógeno suficientemente bajas, donde los procesos como recombinación o emisión de líneas no son suficientemente frecuentes, en que el aporte por la expansión térmica domina, siendo más significativa su contribución si la presión térmica es mayor como ocurre en el sistema del modelo II

---



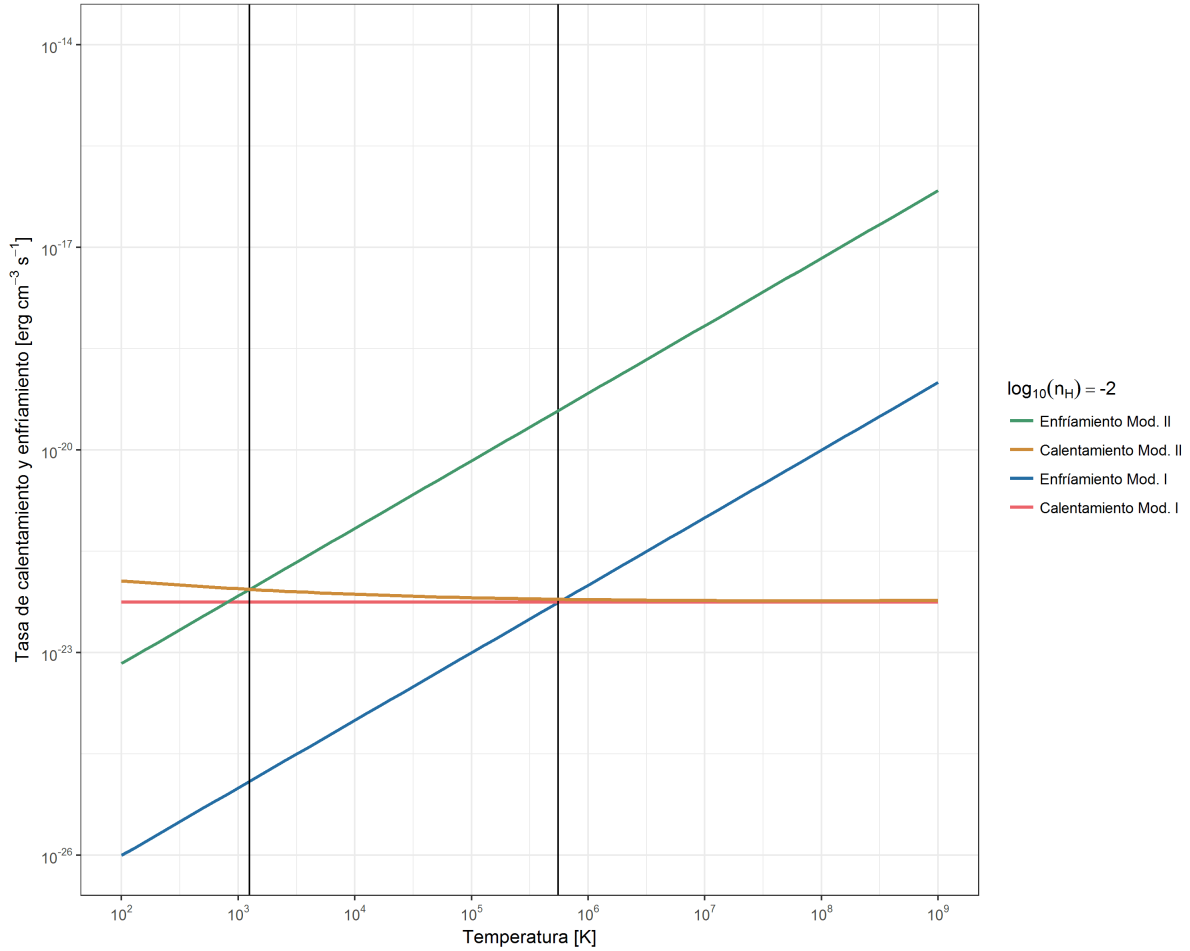


Figura 4.1: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parámetros por el ángulo incidente  $\theta = 0$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ .

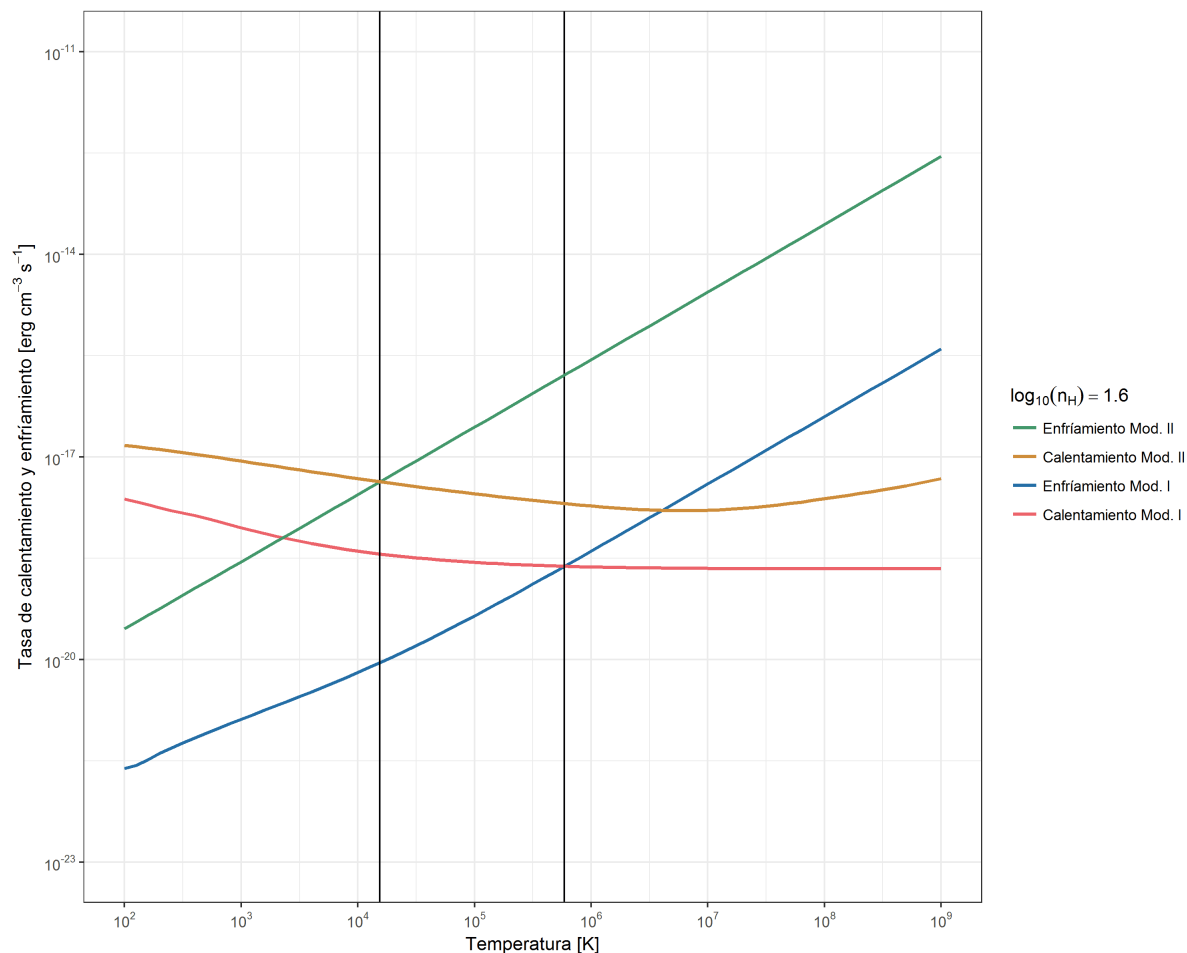


Figura 4.2: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parametrizados por el ángulo incidente  $\theta = 0$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $10^{1.6} \text{ cm}^{-3}$ .

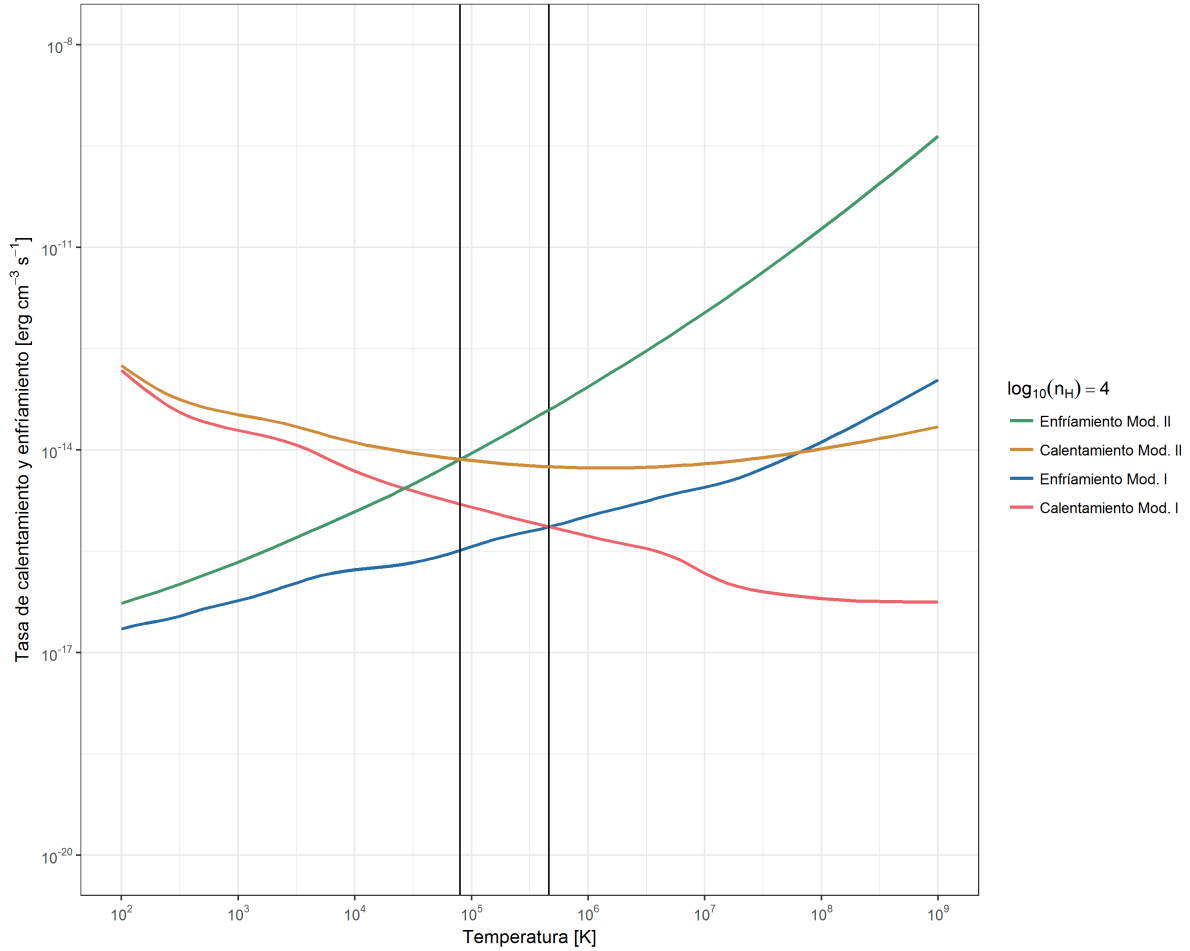


Figura 4.3: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parámetros por el ángulo incidente  $\theta = 0$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ .

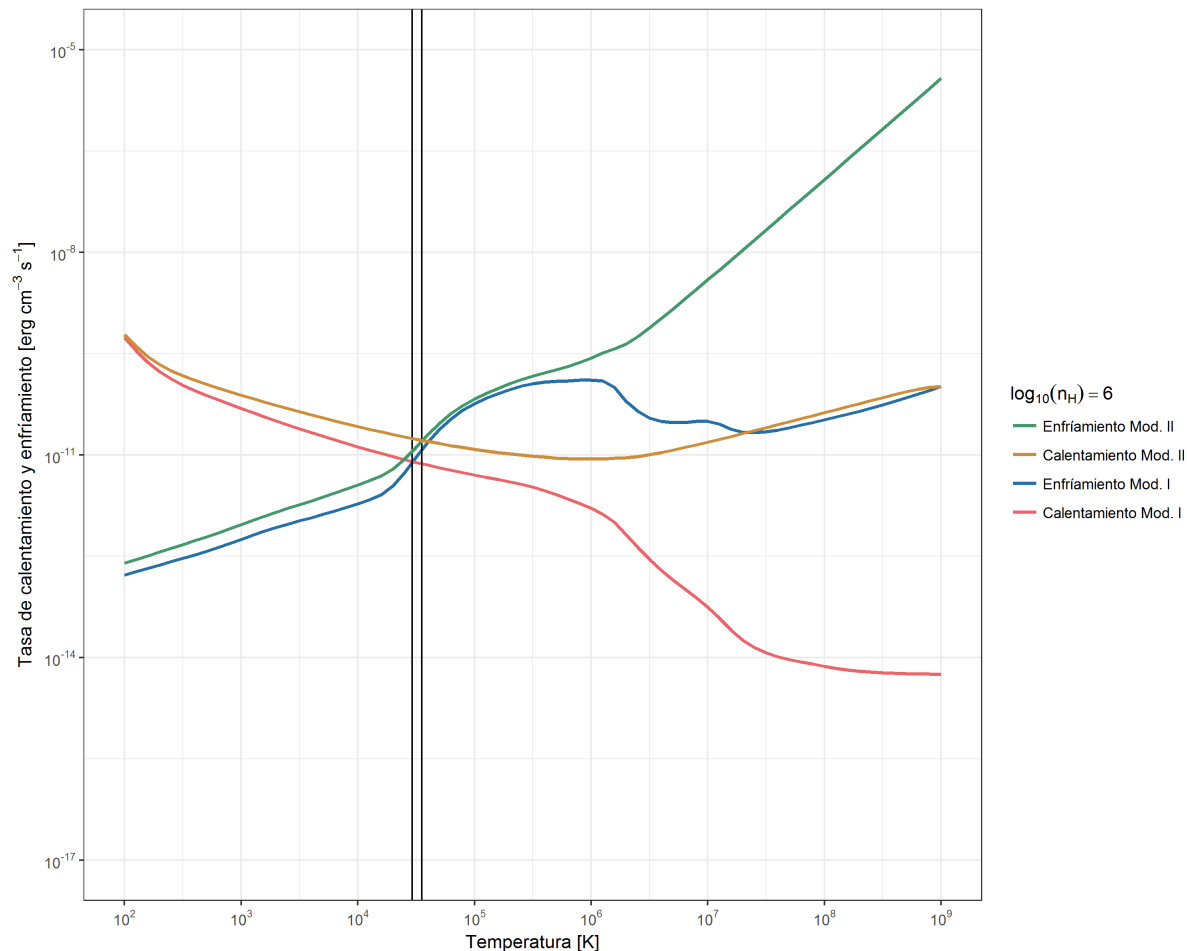


Figura 4.4: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parametrizados por el ángulo incidente  $\theta = 0$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ .

a comparación del modelo I. Este mecanismo sucede en otros ambientes también como aquellos con remanentes de supernova donde la presión generada supera la presión del medio interestelar, desencadenando la expansión hasta que ambas presiones se igualen [41].

Por otro lado en las figuras 4.7 y 4.8 se muestran los porcentajes de contribución de los agentes de calentamiento correspondientes al sistema de las figuras 4.5 y 4.6 respectivamente. El modelo I presenta al calentamiento compton como agente principal predominante en todo el rango de temperaturas con un porcentaje de contribución  $\approx 100\%$ . En cambio el agente principal en el modelo II es el foto calentamiento por granos de polvo a temperaturas  $\log_{10}(T) = 2,0$  (K) con un porcentaje de contribución  $\approx 51\%$  y el efecto compton en el intervalo de temperaturas  $2,1 \leq \log_{10}(T) \leq 9,0$  (K) con un porcentaje de contribución  $\approx 50 - 96\%$ . La contribución en el calentamiento por efecto compton domina en el sistema con densidad de hidrógeno  $\log_{10}(n_H) = -2,0$  ( $cm^{-3}$ ), ya que en estos valores de densidad de hidrógeno el aporte dado por otros mecanismos como la ionización de elementos no son suficientemente frecuentes para participar notoriamente en el calentamiento del gas o polvo, sin embargo, la densidad electrónica incrementa proporcional a la temperatura lo que posibilita una mayor interacción fotón-electrón a mayores temperaturas. Este comportamiento se mantiene en el sistema con densidad de hidrógeno  $\log_{10}(n_H) = 1,6$  ( $cm^{-3}$ ) y modelo I como composición química, donde la ionización de  $O^{+1}$  es el agente principal de calentamiento con un porcentaje de contribución  $\approx 13\%$  desde temperaturas  $\log_{10}(T) = 2,0$  (K) hasta  $\log_{10}(T) = 2,2$  (K) y luego el calentamiento compton es el agente principal con un porcentaje de contribución  $\approx 13 - 99\%$  en el intervalo de temperatura  $2,3 \leq \log_{10}(T) \leq 9,0$ . El estudio de las interacciones entre partículas de luz y electrones como el efecto compton y la distribución espectral de energía de núcleos activos ha sido investigado con anterioridad por [39], [42] y [43] en donde los cuasáres con campos de radiación intensos considerados pudieran tener flujos salientes importantes desencadenados por el efecto compton y que en otras palabras implica un proceso de enfriamiento a escala galáctica, mecanismo conectado con la retroalimentación del núcleo activo y que afecta el gas intracúmulo [13].

La figura 4.9 muestra para el sistema con densidad de hidrógeno  $\log_{10}(n_H) = 1,6$  ( $cm^{-3}$ ), ángulo incidente  $\theta = 0$  rad y composición química de gas de abundancia solar a la expansión como el agente principal de enfriamiento con un porcentaje de contribución  $\approx 29 - 68\%$  para todo el intervalo de temperatura considerado. De igual manera ocurre en el sistema constituido por gas de abundancia solar y polvo cósmico (ver figura 4.10)

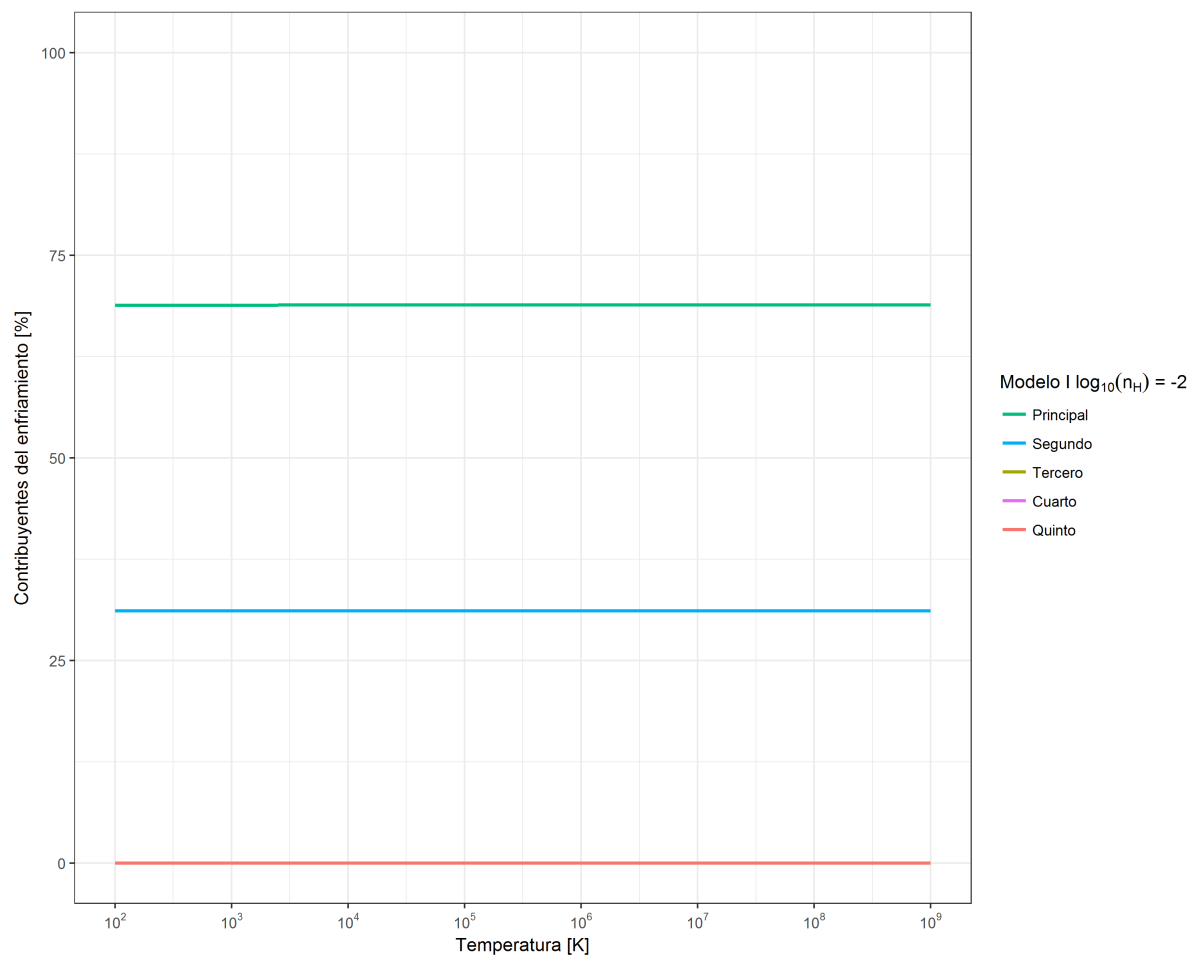


Figura 4.5: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = -2$  ( $cm^{-3}$ ) y composición química de gas de abundancia solar.

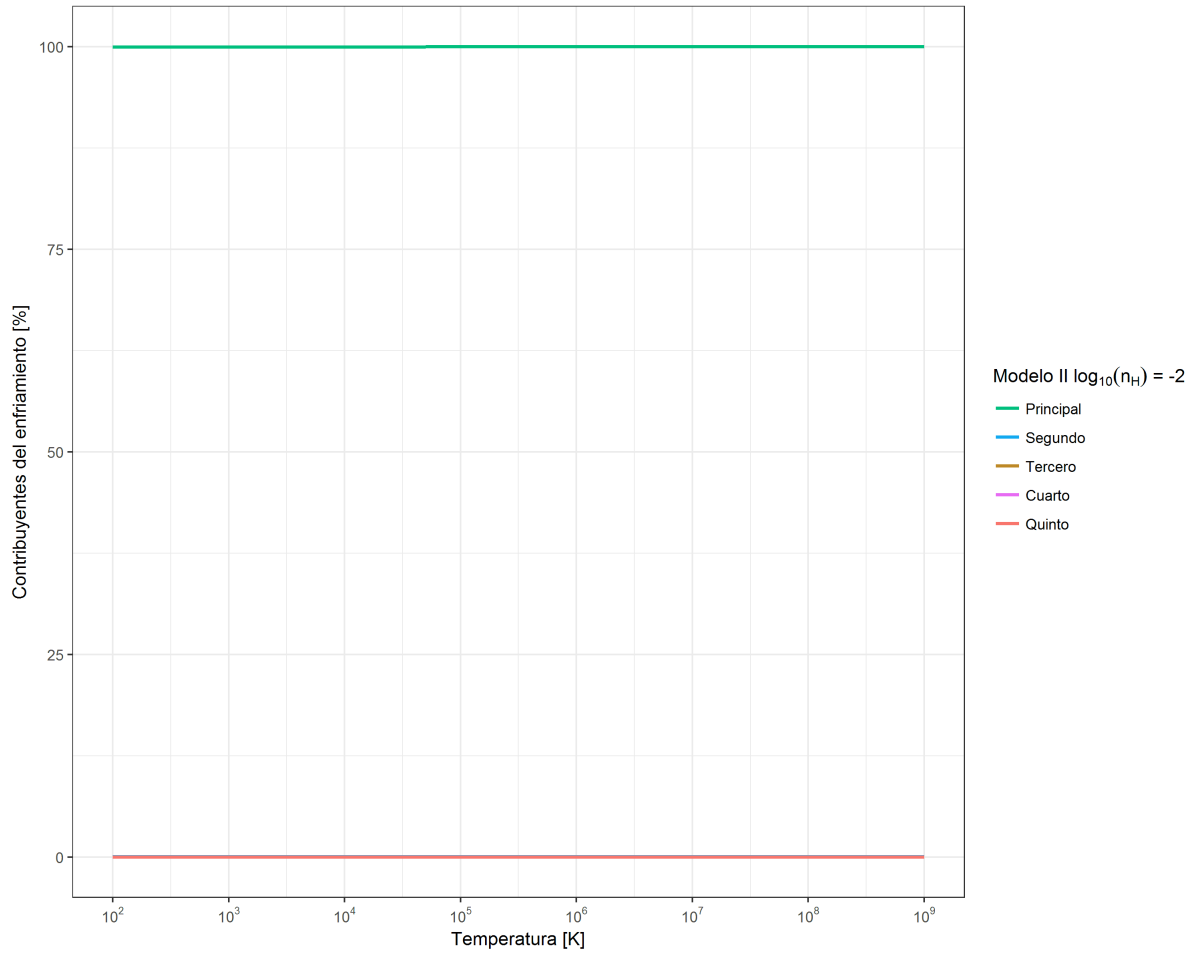


Figura 4.6: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = -2 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.

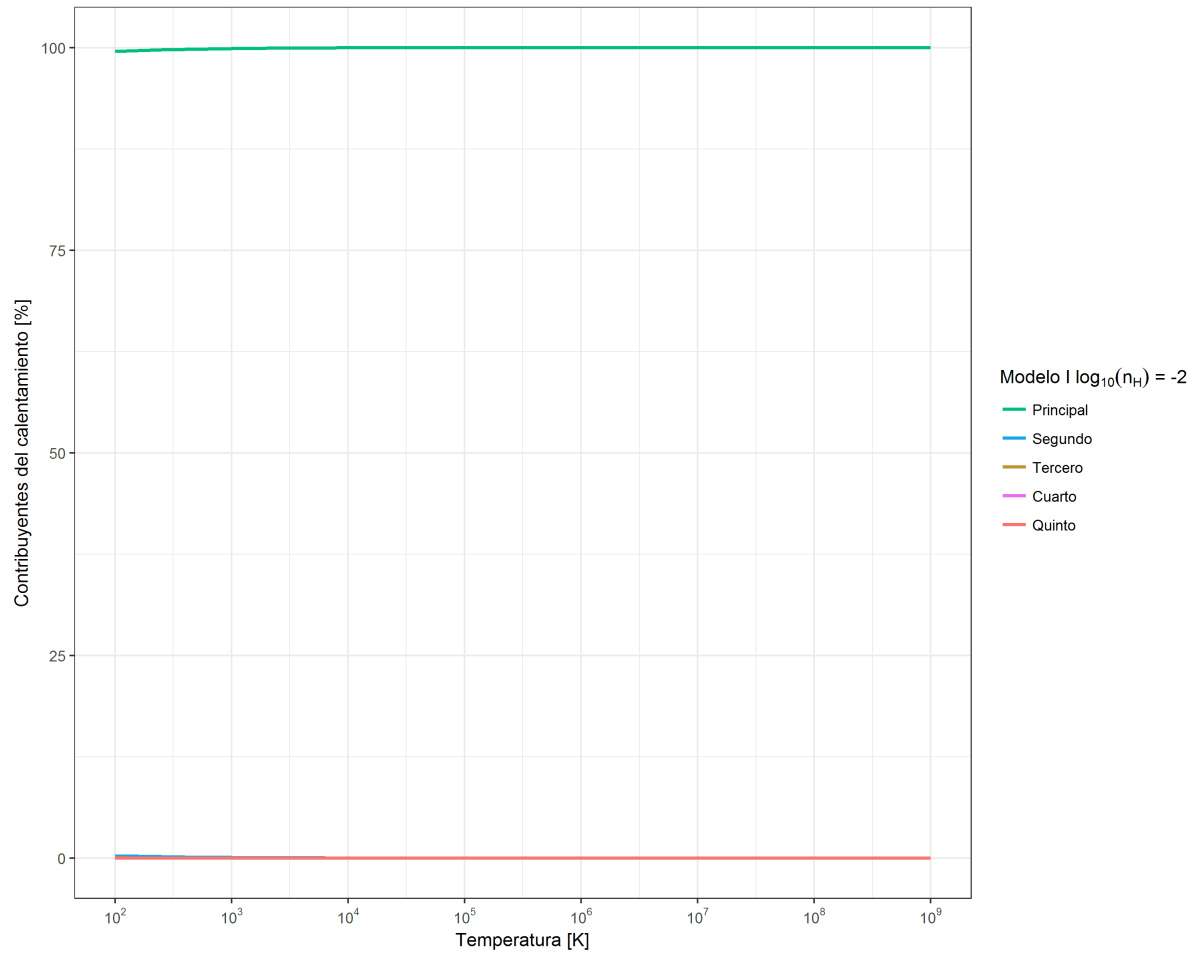


Figura 4.7: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = -2 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar.



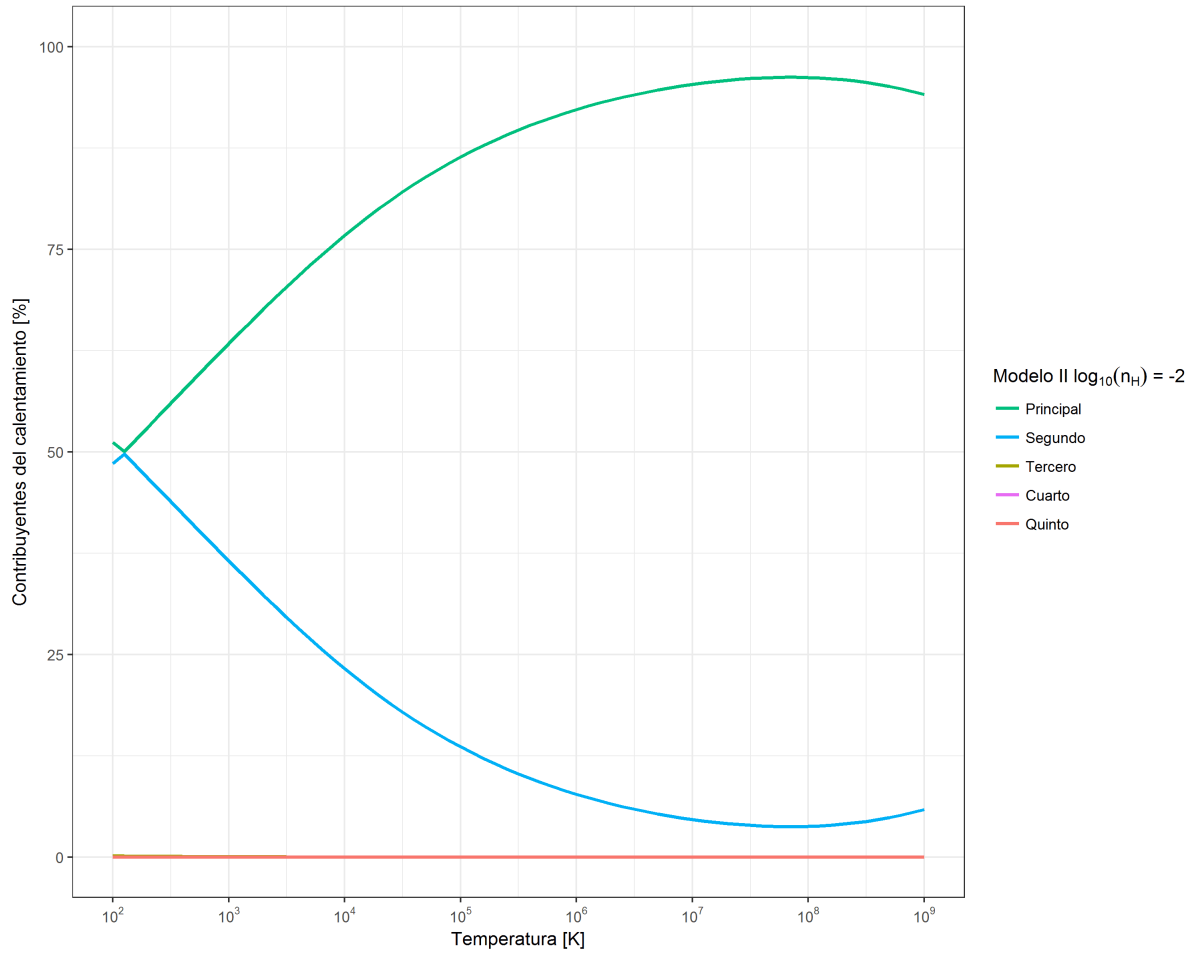


Figura 4.8: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = -2 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.

donde el enfriamiento por expansión alcanza un porcentaje de contribución  $\approx 95-99\%$  en  $2, 0 \leq \log_{10}(T) \leq 9, 0$  (K). Esta participación dominante del enfriamiento por expansión en el modelo II a comparación del modelo I se debe a una mayor presión térmica presente en el sistema como consecuencia del foto calentamiento por granos de polvo, siendo el agente principal de calentamiento con un porcentaje de contribución  $\approx 84-95\%$  para todo el rango de temperaturas considerado. En el modelo I, la expansión a pesar de ser el principal fenómeno contribuyente en el enfriamiento, su participación relativa es menor a comparación de su aporte en el panel superior de la figura 4.5 ya que a estos valores de densidad de hidrógeno los procesos de colisión e ionización de especies empiezan a tener lugar logrando una mayor contribución como agentes secundarios en el intervalo de temperaturas considerado.

En el sistema de densidad de hidrógeno  $\log_{10}(n_H) = 4, 0$  ( $cm^{-3}$ ), ángulo incidente  $\theta = 0$  rad y modelo I el enfriamiento por recombinación debido a colisión de hidrógeno es el agente principal, tal como se muestra en el panel superior de la figura 4.13, con un porcentaje de contribución  $\approx 35-51\%$  para el intervalo de temperaturas  $2, 0 \leq \log_{10}(T) \leq 4, 6$  (K). Luego el enfriamiento por radiación de frenado con un porcentaje de contribución  $\approx 22-34\%$  se convierte en el agente principal en el intervalo de temperaturas  $4, 7 \leq \log_{10}(T) \leq 7, 0$  K y es sustituido a partir de  $\log_{10}(T) \sim 7, 1$  (K) hasta  $\log_{10}(T) \sim 9, 0$  (K) por el proceso de expansión con un porcentaje de contribución  $\approx 36-62\%$ . En la figura 4.14 el enfriamiento por recombinación en granos de polvo es el agente principal con un porcentaje de contribución  $\approx 39-44\%$  desde temperaturas  $\log_{10}(T) \sim 2, 0$  (K) hasta  $\log_{10}(T) \sim 3, 2$  (K), posteriormente la expansión es el agente principal en el intervalo de temperaturas  $10^{3,3} \leq T \leq 10^{7,5}$  K con un porcentaje de contribución  $\approx 40-80\%$  y el enfriamiento por recombinación en granos de polvo retorna como agente principal con un porcentaje de contribución  $\approx 52-84\%$  desde  $\log_{10}(T) \sim 7, 6$  (K) hasta  $\log_{10}(T) \sim 9, 0$  (K).

El incremento de la densidad disminuye el potencial de ionización por lo que la participación de las colisiones y su relevancia aumentan. A bajas temperaturas el enfriamiento por colisión de hidrógeno tiene lugar, sin embargo, a medida que aumenta la temperatura las especies logran ionizarse por lo que aquellos elementos que colisionaban a bajas temperaturas en un estado de ionización determinado ya no lo hacen, menguando la intervención de la colisión como agente de enfriamiento. Adicionalmente el aporte por parte de la radiación de frenado es dominante a temperaturas por encima de  $\log_{10}(T) = 6-7$  (K) [44] y se ve favorecida por la presencia de metales pesados altamente ionizados como  $Fe^{+20} - Fe^{+19}$  y  $O^{+8}$ , los cuales son agentes principales de calentamiento en el rango de

---

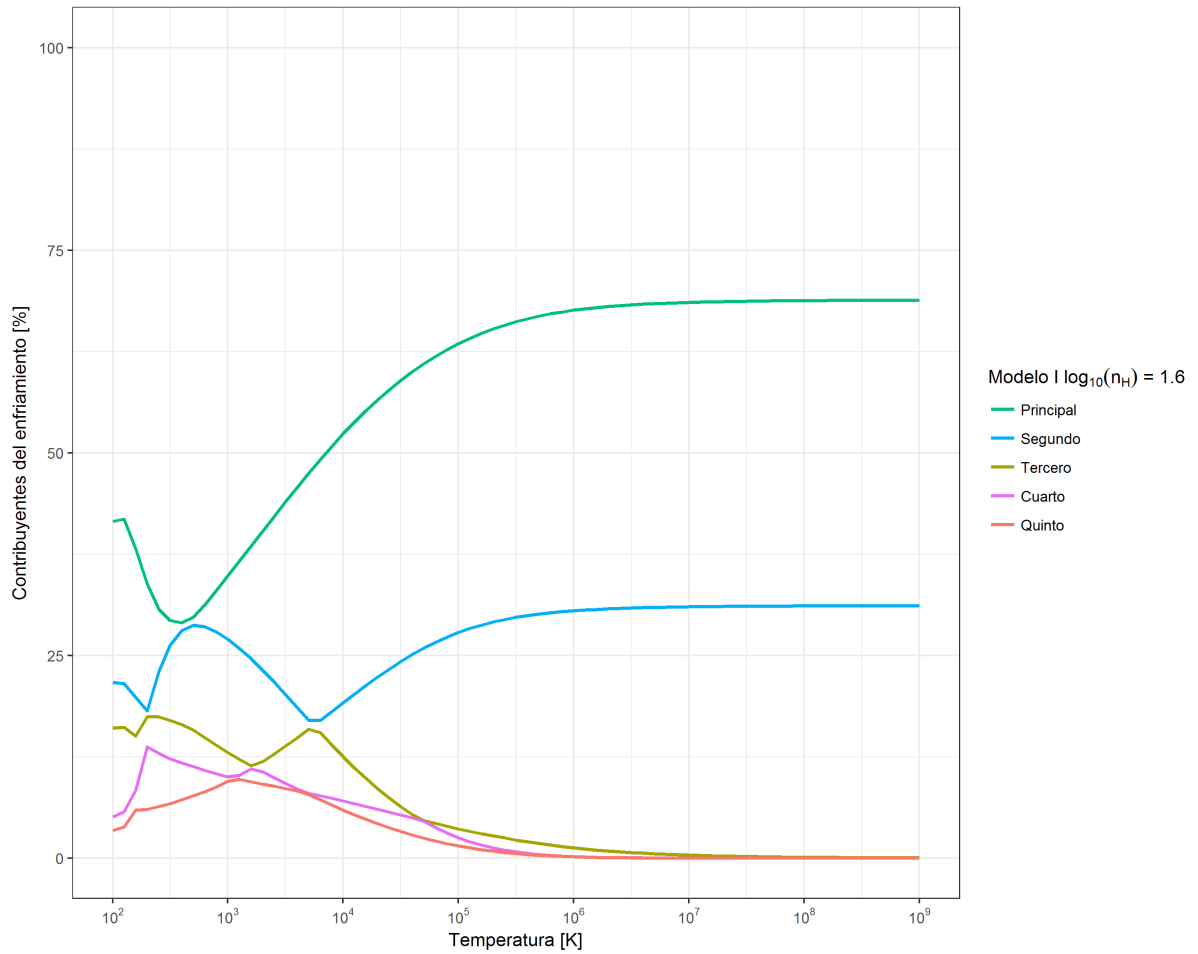


Figura 4.9: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar.

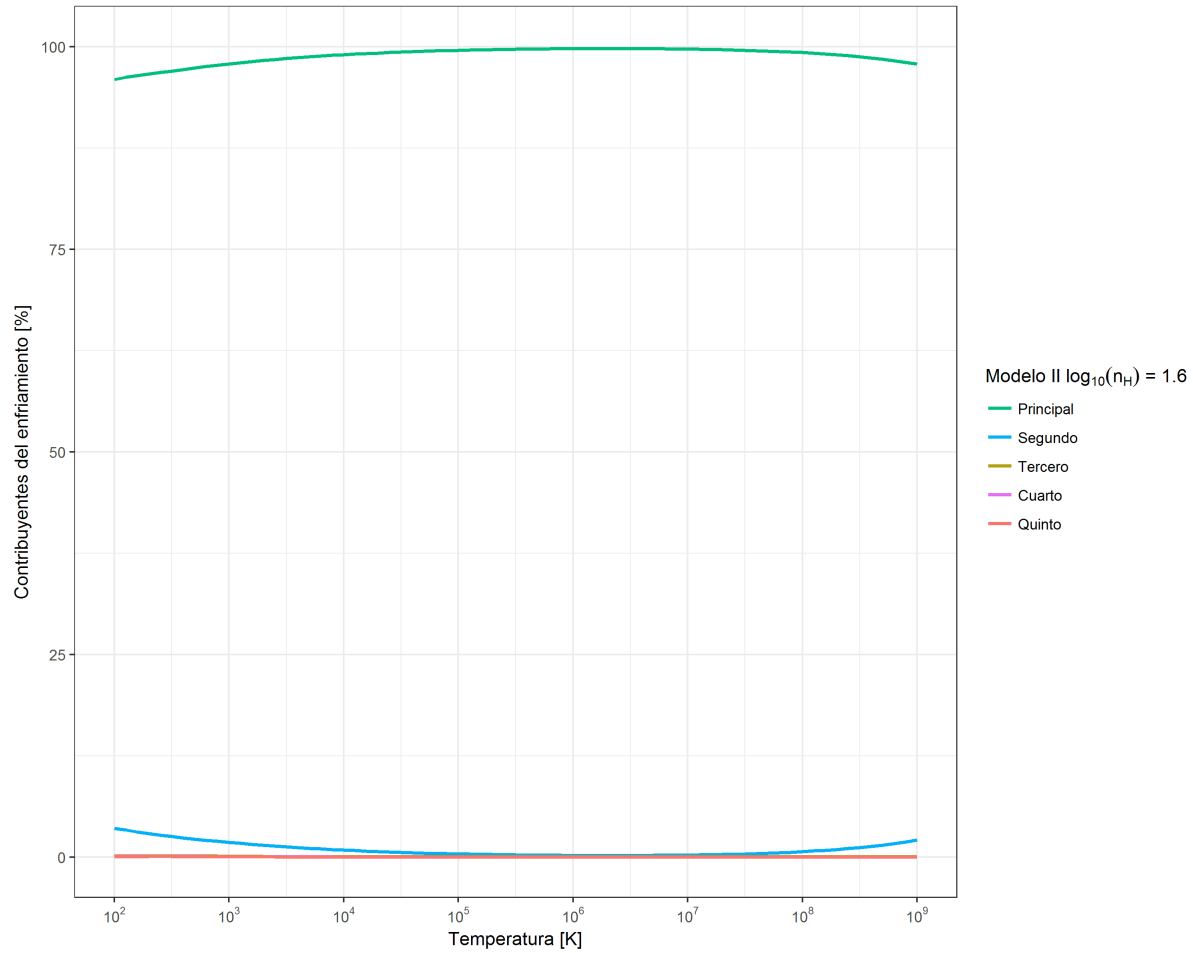


Figura 4.10: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.

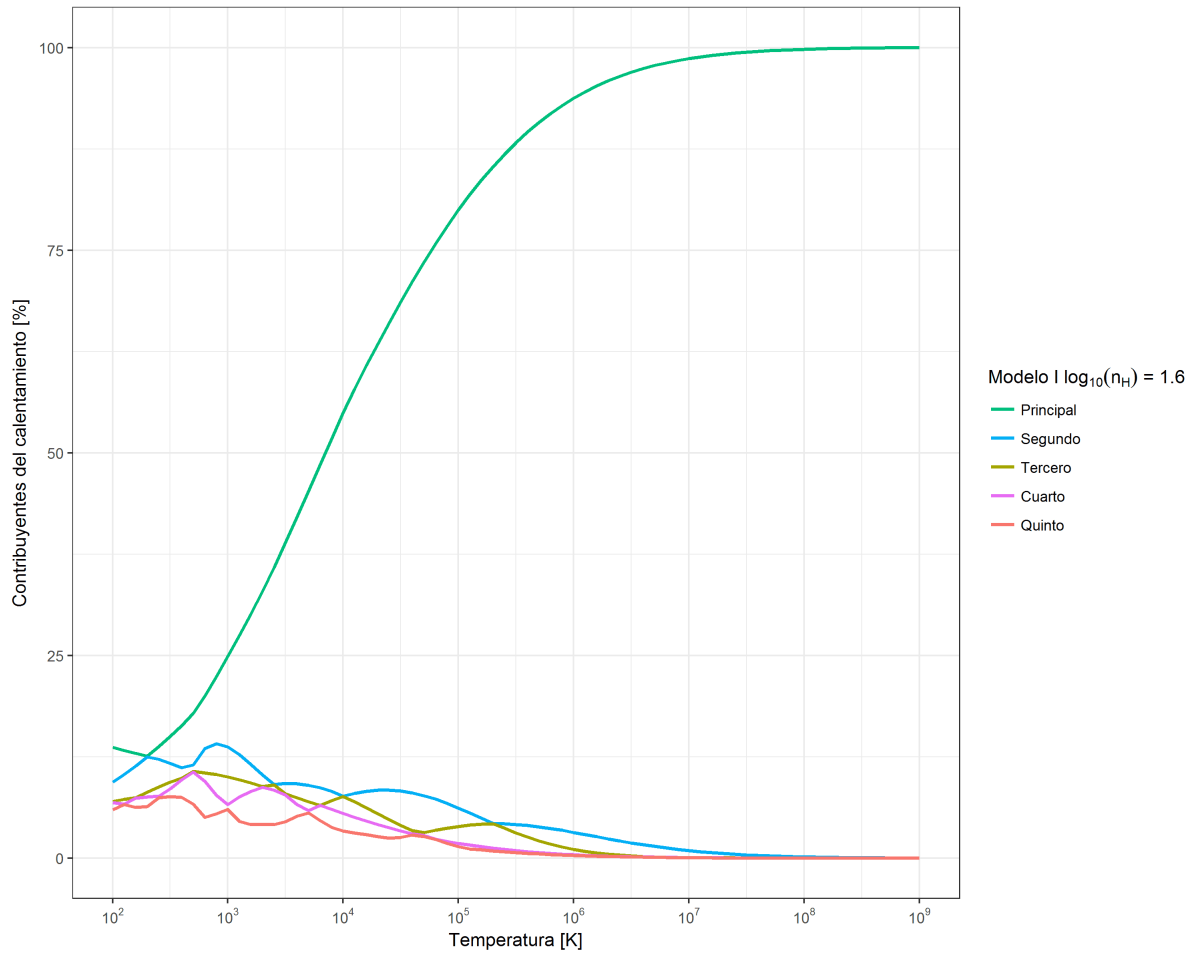


Figura 4.11: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar.

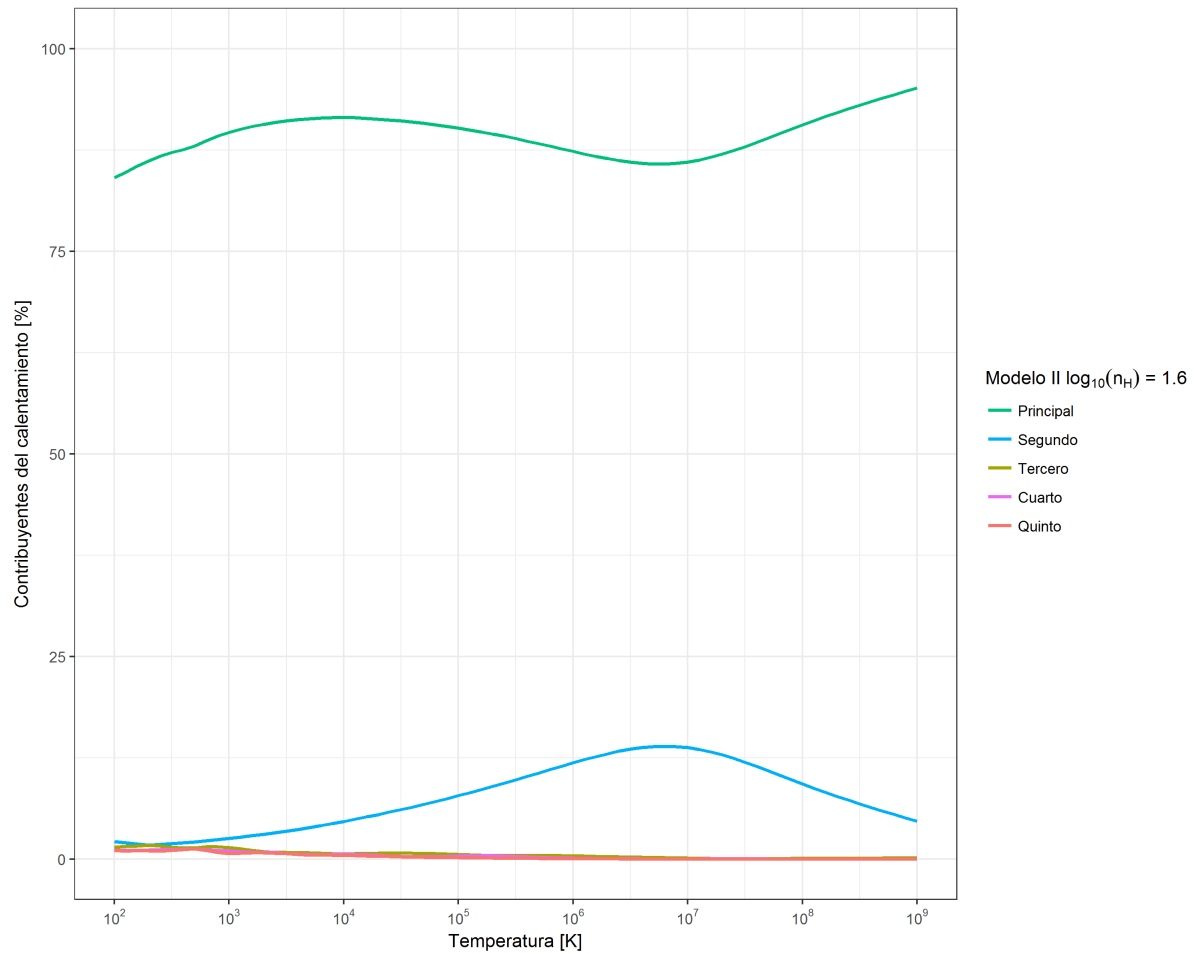


Figura 4.12: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.

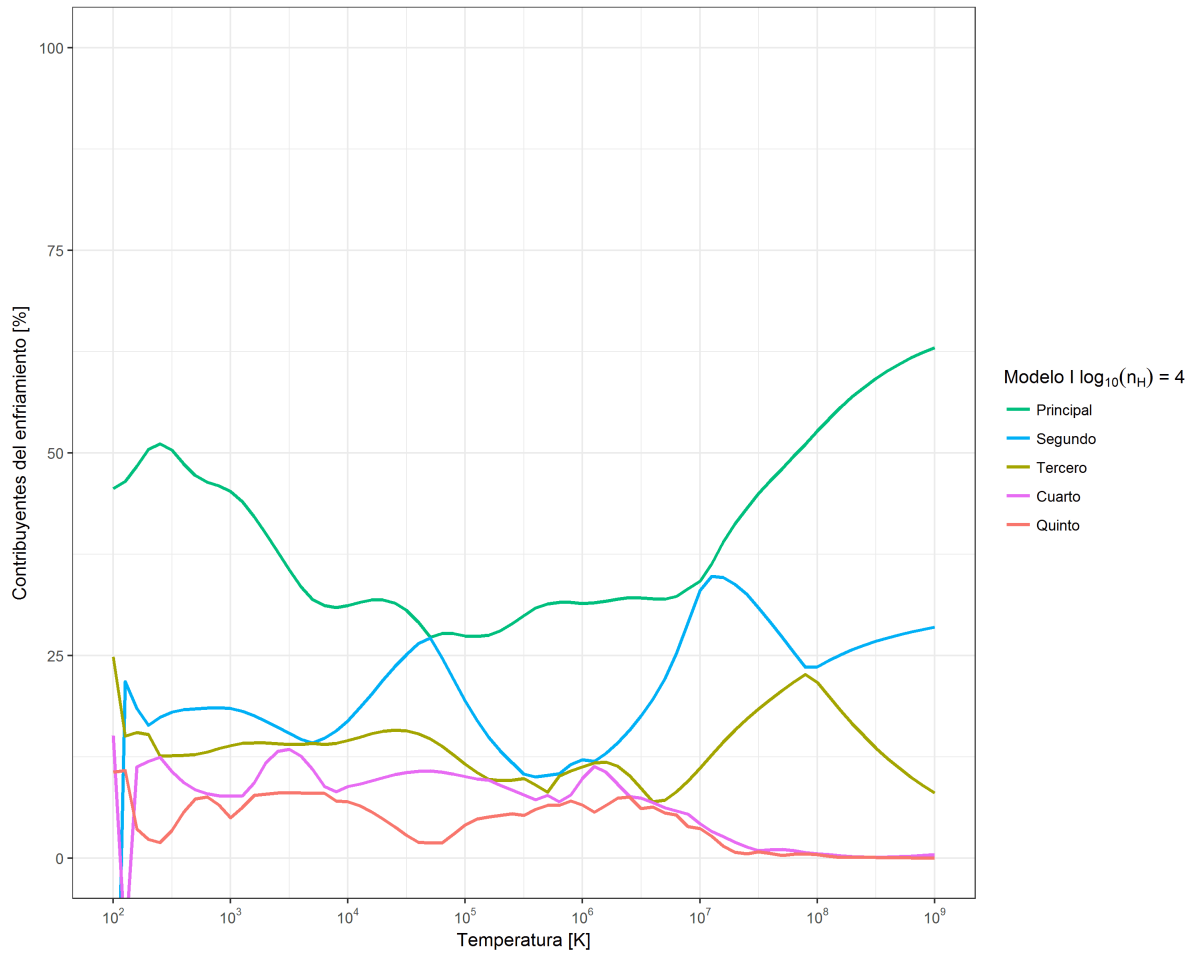


Figura 4.13: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 4,0 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar.

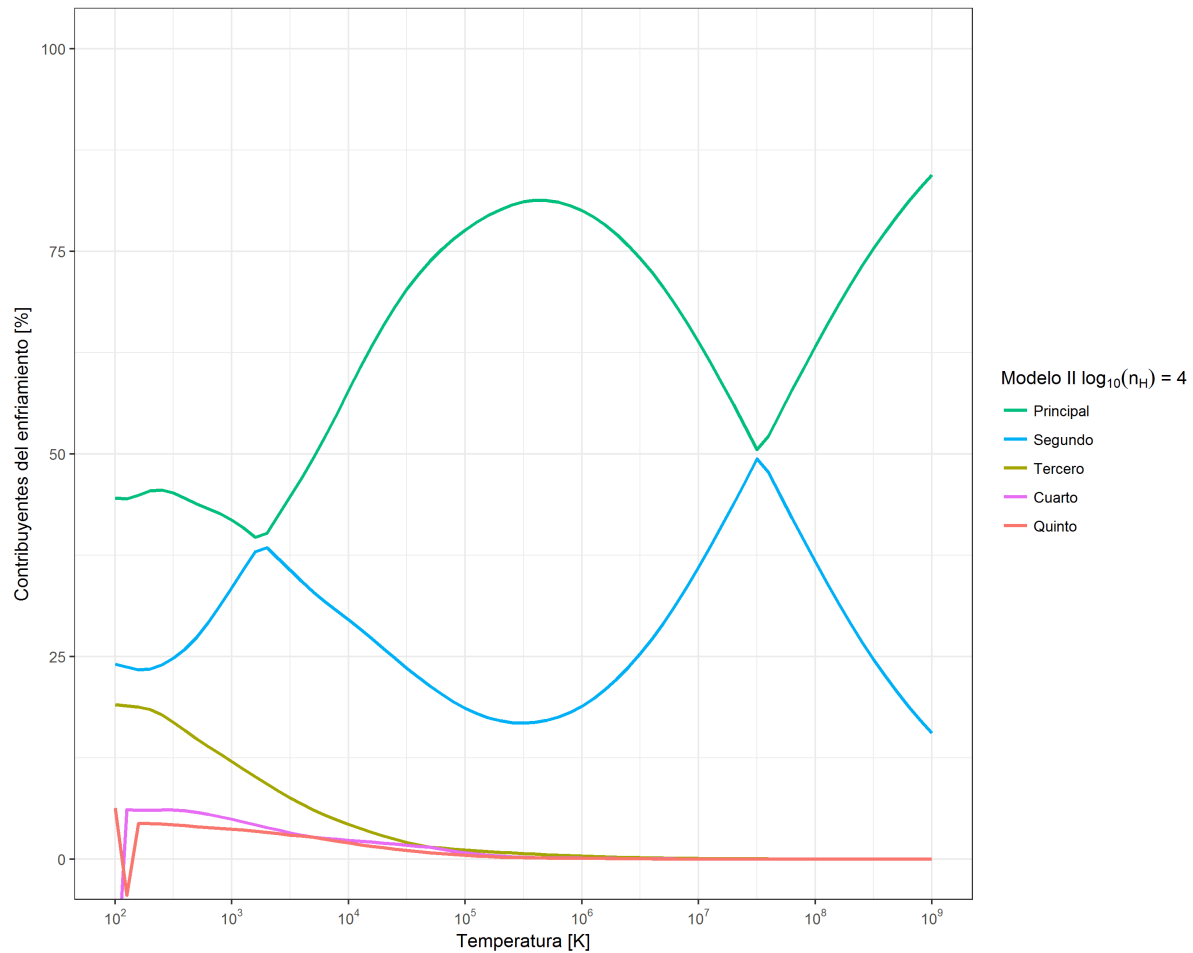


Figura 4.14: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 4,0 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.



temperaturas  $\log_{10}(T) = 4, 1$  (K) y  $\log_{10}(T) = 6, 3$  (K) con un porcentaje de contribución  $\approx 13 - 14 \%$  como se muestra en la figura 4.15. Otros procesos de calentamiento interceden como *Unresolved Transition Array* - UTA a temperaturas menores, siendo este fenómeno correspondiente al caso donde no se pueden diferenciar las líneas de emisión de los elementos, luego el calentamiento compton es el agente principal a temperaturas mayores. El aumento de temperatura implica un incremento de la densidad electrónica consecuencia de la ionización de especies, de esta forma la interacción entre electrones e iones se vuelve más frecuente mientras que el valor de la densidad de hidrógeno sea suficiente para ello, como sucede en la radiación de frenado. De la misma forma ocurre con la interacción entre electrones y partículas de luz por lo que fenómenos como el calentamiento compton tienen mayor ocurrencia a altas temperaturas.

En el caso del sistema con composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar, los agentes de calentamientos se muestran en la figura 4.16 y se resumen al foto calentamiento por granos de polvo en casi todo el rango de temperaturas con un porcentaje de contribución  $\approx 23 - 97 \%$ . Estos resultados muestran una participación activa en el enfriamiento y calentamiento del sistema por parte de los granos de polvo introducidos en la composición química. El enfriamiento por recombinación ion-electrón en granos de polvo es un proceso relevante al estimar la densidad electrónica de nubes gaseosas debido a su eficiencia en neutralizar iones en comparación a otros procesos radiativos que incluyen la interacción de electrones libres [45] y también pudiera ser el proceso de conexión entre la componente ionizante e IR del espectro electromagnético proveniente de los núcleos activos como menciona [46], de esta forma, el intervalo donde la expansión permanente realiza una contribución principal en el enfriamiento se podría deber a un agotamiento de electrones libres originados por la ionización de especies tal que la recombinación será agente principal nuevamente a temperaturas mayores donde la ionización de otros metales tenga lugar. Por otro lado, los procesos de calentamiento que vinculan granos de polvo y gas pudieran ser clave para entender el espectro proveniente de las galaxias activas [46], además la consideración de la emisión de electrones por granos de polvo es también un proceso fundamental en el calentamiento del sistema ya que su aporte pudiera ser comparable a la contribución hecha por la foto ionización del hidrógeno en presencia de campos de radiación como los considerados en este cálculo [47].

En el sistema de densidad de hidrógeno  $\log_{10}(n_H) = 6$  ( $cm^{-3}$ ) y ángulo incidente  $\theta = 0$  rad, la figura 4.17 muestra una interacción más compleja entre los contribuyentes de enfriamiento del modelo I y algunos resultados arrojan porcentajes negativos desde

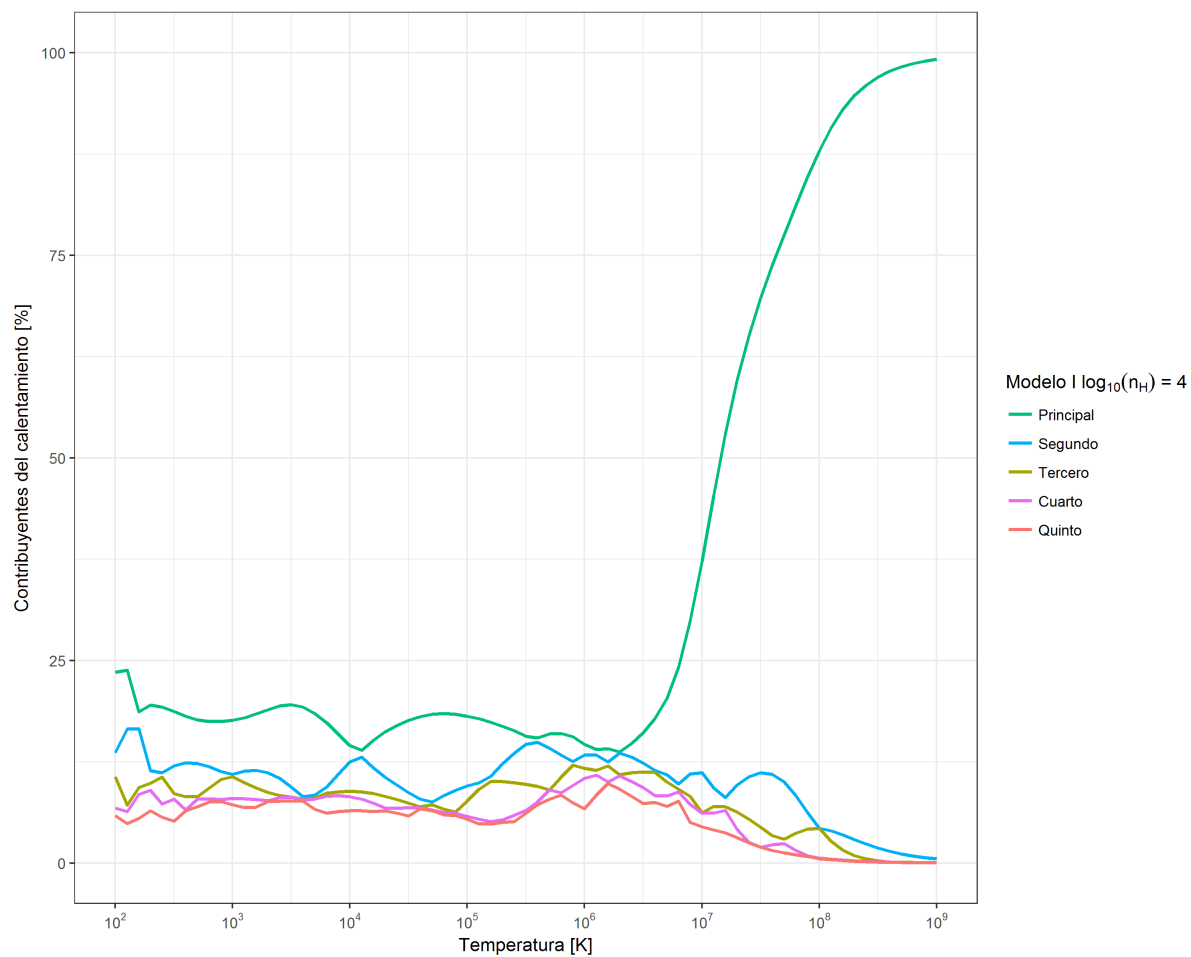


Figura 4.15: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 4,0 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar.

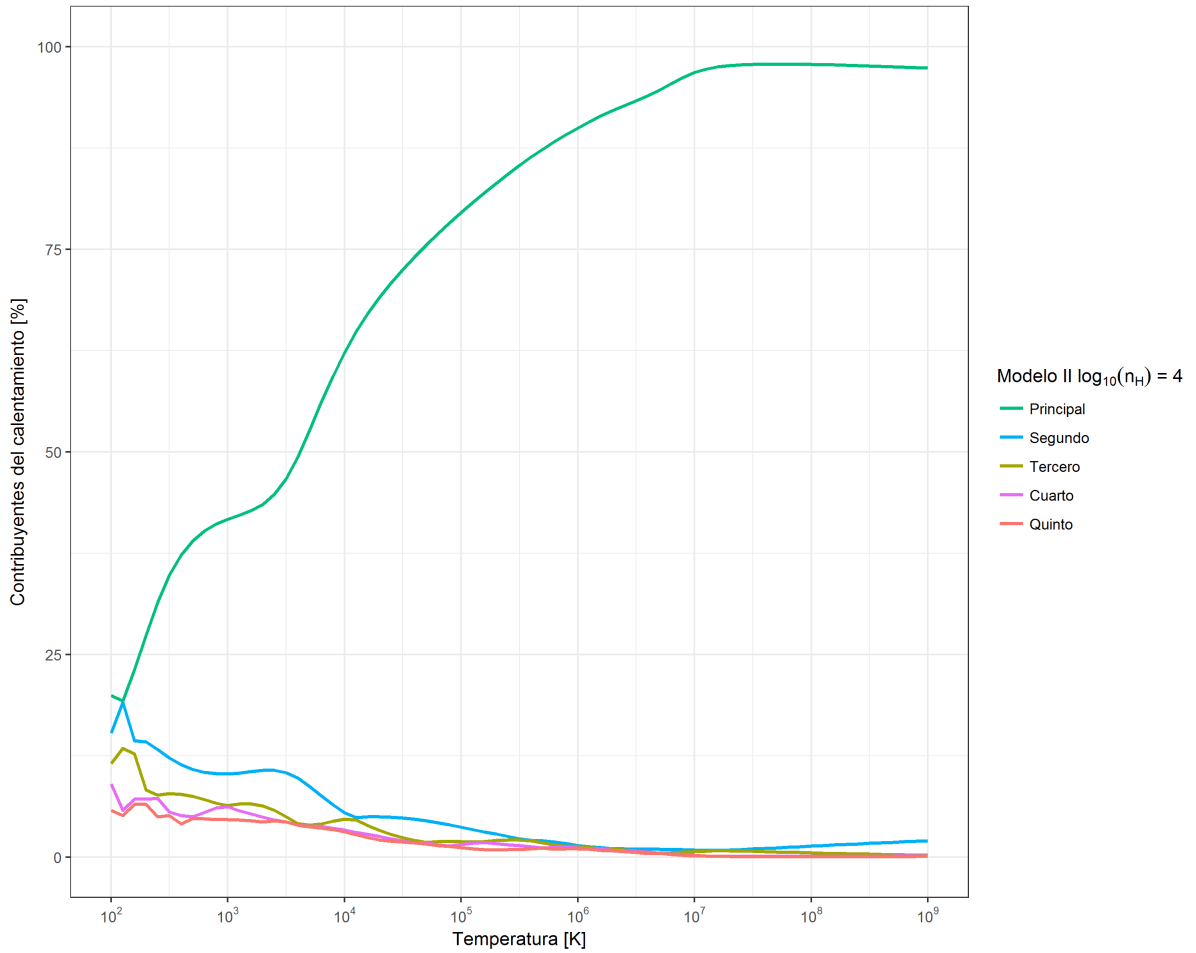


Figura 4.16: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 4,0 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.

$\log_{10}(T) = 2,0$  K hasta  $\log_{10}(T) = 3,1$  (K), razón por las cuales se muestran súbitos descensos en las curvas los cuales se originan por el conflicto de manejar campos de radiación intensos y valores de densidad de hidrógeno muy grandes  $\log_{10}(n_H) > 4$  ( $cm^{-3}$ ). El enfriamiento por recombinación de H es el agente principal desde  $\log_{10}(T) = 2,0$  (K) hasta  $\log_{10}(T) = 4,3$  (K) con un porcentaje de contribución inicial  $\approx 62\%$  y desciende hasta  $\approx 17\%$ . A partir de  $\log_{10}(T) = 4,4$  (K) el agente principal de enfriamiento está dado por la emisión de distintos elementos en varios estados de ionización:  $O^{+6}$ ,  $O^{+5}$ ,  $Ne^{+6}$ ,  $Ne^{+7}$ ,  $Fe^{+8}$ ,  $Fe^{+9}$ ,  $Fe^{+10}$ ,  $Fe^{+11}$ ,  $Fe^{+12}$ ,  $Fe^{+13}$ ,  $Fe^{+14}$ ,  $Fe^{+15}$  y  $Fe^{+16}$  con un porcentaje de contribución  $\approx 10 - 37\%$ . Luego desde temperaturas  $\log_{10}(T) = 6,6$  (K) hasta  $\log_{10}(T) = 9,0$  (K) el enfriamiento por radiación de frenado es el agente principal con un porcentaje de contribución  $20 - 85\%$ .

La figura 4.18, perteneciente al modelo II, muestra a la recombinación por colisión de H como agente principal del enfriamiento desde  $\log_{10}(T) = 2,0$  (K) hasta  $\log_{10}(T) = 2,5$  (K) con un porcentaje de contribución  $\approx 37-41\%$  y desde  $\log_{10}(T) = 2,6$  (K) a  $\log_{10}(T) = 4,5$  (K) el enfriamiento por recombinación ion-electrón en granos de polvo participa como agente principal con un porcentaje de contribución  $\approx 37 - 44\%$ . Posteriormente la emisión de línea de  $O^{+3}$  es el agente principal con un porcentaje de contribución  $\approx 17 - 31\%$  en el rango de temperaturas  $\log_{10}(T) \leq 4,6$  (K) y  $\log_{10}(T) \geq 5,2$  (K). Finalmente la recombinación ion-electrón en granos de polvo es el agente principal nuevamente para el resto del rango de temperaturas,  $\log_{10}(T) = 5,3$  (K) a  $\log_{10}(T) = 9,0$  (K), con un porcentaje de contribución  $\approx 16 - 100\%$ .

Los procesos de calentamiento de este sistema con composición química de gas de abundancia solar se muestran en la figura 4.19 tal que existen distintos contribuyentes principales como la ionización de  $O^{+3}$ ,  $H^+$ ,  $Fe^{+9}$ ,  $Fe^{+17}$ ,  $Fe^{+18}$ ,  $Fe^{+19}$  con porcentajes de contribución  $\approx 11 - 42\%$ . También *Unresolved Transition Array* intercede como agente principal desde  $\log_{10}(T) = 5,1$  (K) y  $\log_{10}(T) = 6,0$  (K) con porcentajes de contribución de  $\approx 12\%$  y  $\approx 23\%$  respectivamente. Finalmente el calentamiento compton predomina en el rango de temperaturas  $\log_{10}(T) = 7,1$  (K) hasta  $\log_{10}(T) = 9,0$  (K) con un porcentaje de contribución  $\approx 14 - 98\%$ . La figura 4.20 cita los porcentajes de los contribuyentes de calentamiento en el sistema con composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar, los cuales son idénticos al sistema con composición química de gas de abundancia solar en el rango de temperaturas desde  $\log_{10}(T) = 2,0$  (K) a  $\log_{10}(T) = 2,6$  K por la ionización de  $O^{+3}$  y  $H^+$  con un porcentaje de contribución  $\approx 19\%$  y  $\approx 20 - 29\%$ . A partir de  $\log_{10}(T) = 2,7$  (K) el calentamiento por granos de polvo domina como agente

---

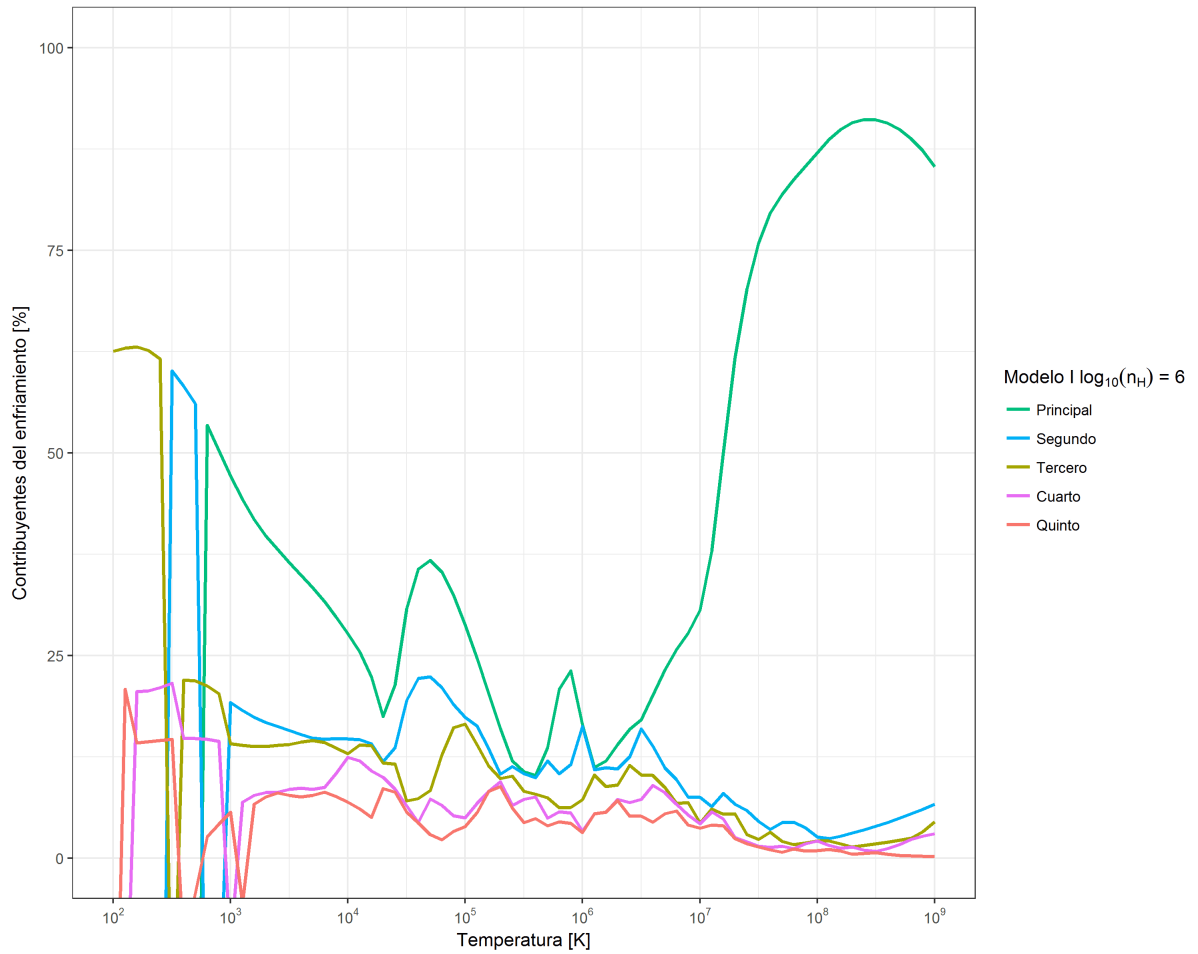


Figura 4.17: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 6 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar.

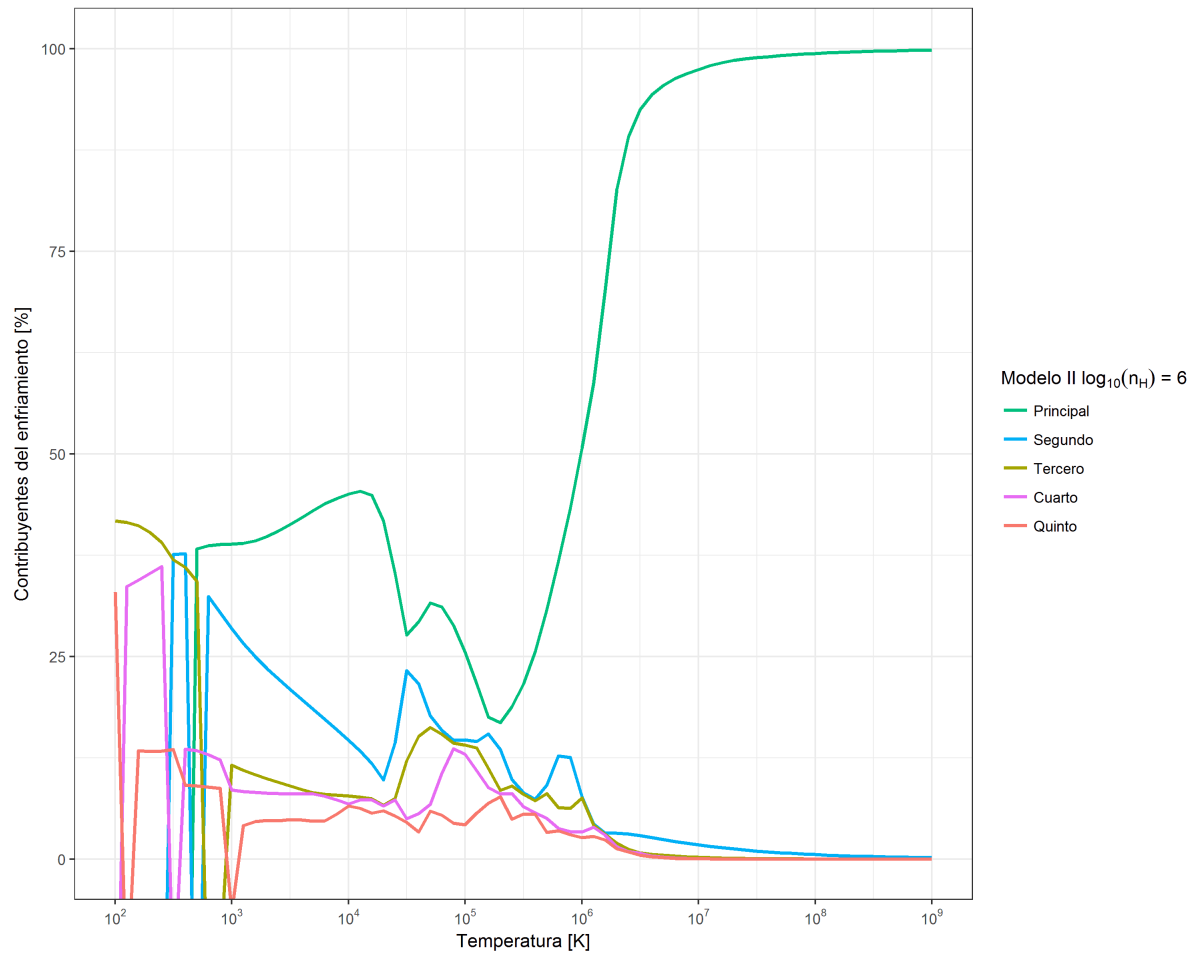


Figura 4.18: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 6 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.

principal con un porcentaje de contribución  $\approx 31 - 96 \%$ .

El aumento del ángulo de incidencia resulta en un cambio de la luminosidad proveniente del disco de acreción (ver ecuación (3.12)) y su modificación evidencia una variación notable de las tasas de calentamiento y enfriamiento. Las figuras 4.21 y 4.22 corresponden a los sistemas con ángulo de incidencia  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$  y densidad de hidrógeno  $\log_{10}(n_H) = -2,0 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$  y  $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$  respectivamente. Si se les compara con las tasas de calentamiento y enfriamiento en los paneles de la figura 4.1, las curvas de estos sistemas se distancian por varios ordenes de magnitud con una misma tendencias. Esta diferencia disminuye a medida que incrementa la densidad de hidrógeno como se observa en las figuras ?? y ?. No obstante en la figura ??, correspondiente al sistema con densidad de hidrógeno  $\log_{10}(n_H) = 6 \text{ cm}^{-3}$ , la tasa de calentamiento del modelo II presenta una tendencia distinta a temperaturas  $\log_{10}(T) = 6,8 \text{ (K)}$  hasta  $\log_{10}(T) = 9,0 \text{ (K)}$  a comparación de la figura 4.4 lo cual puede ser estudiado al interpretar los agentes que participan en el calentamiento y cuyo análisis será incluido en la publicación del presente trabajo. Adicionalmente las temperaturas de equilibrio, señaladas con una línea vertical en donde existe la intersección entre las tasas de calentamiento y enfriamiento de un mismo modelo, también varían de acuerdo al ángulo incidente considerado tal como se mostrará a continuación.

La figura 4.25 resume las temperaturas de equilibrio de la distribución espectral de energía SED 1 y composiciones químicas definidas como modelo I y modelo II parametrizadas por los diferentes ángulos de incidencia tal como se expresa en la figura 3.3. Las curvas correspondientes a la composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar muestran una tendencia a aumentar desde densidades de hidrógeno  $\log_{10}(n_H) = -2,0 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$  a  $\log_{10}(n_H) = 3,1 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$  en el caso de la curva del sistema con ángulo incidente  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$  y  $\log_{10}(n_H) = 3,5 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$  para el resto de los ángulos incidentes considerados. A partir de allí disminuyen sus temperaturas de equilibrio hasta ser idénticos entre si a partir de  $\log_{10}(n_H) = 4,8 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ . En cambio las temperaturas de equilibrio dadas por la composición química de gas de abundancia solar alcanzan valores mayores que el modelo II y se mantienen casi constantes desde densidades de hidrógeno  $\log_{10}(n_H) = -2,0 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$  hasta  $\log_{10}(n_H) = 2,5 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ , luego desde  $\log_{10}(n_H) = 2,6 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$  decrecen hasta  $\log_{10}(n_H) = 9,0 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$  y se superponen entre ellas desde  $\log_{10}(n_H) = 3,6 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ . A su vez, se evidencia una similitud entre las temperaturas de equilibrio pertenecientes a todos los ángulos de incidencia y composiciones químicas consideradas desde  $\log_{10}(n_H) = 4,9 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ .

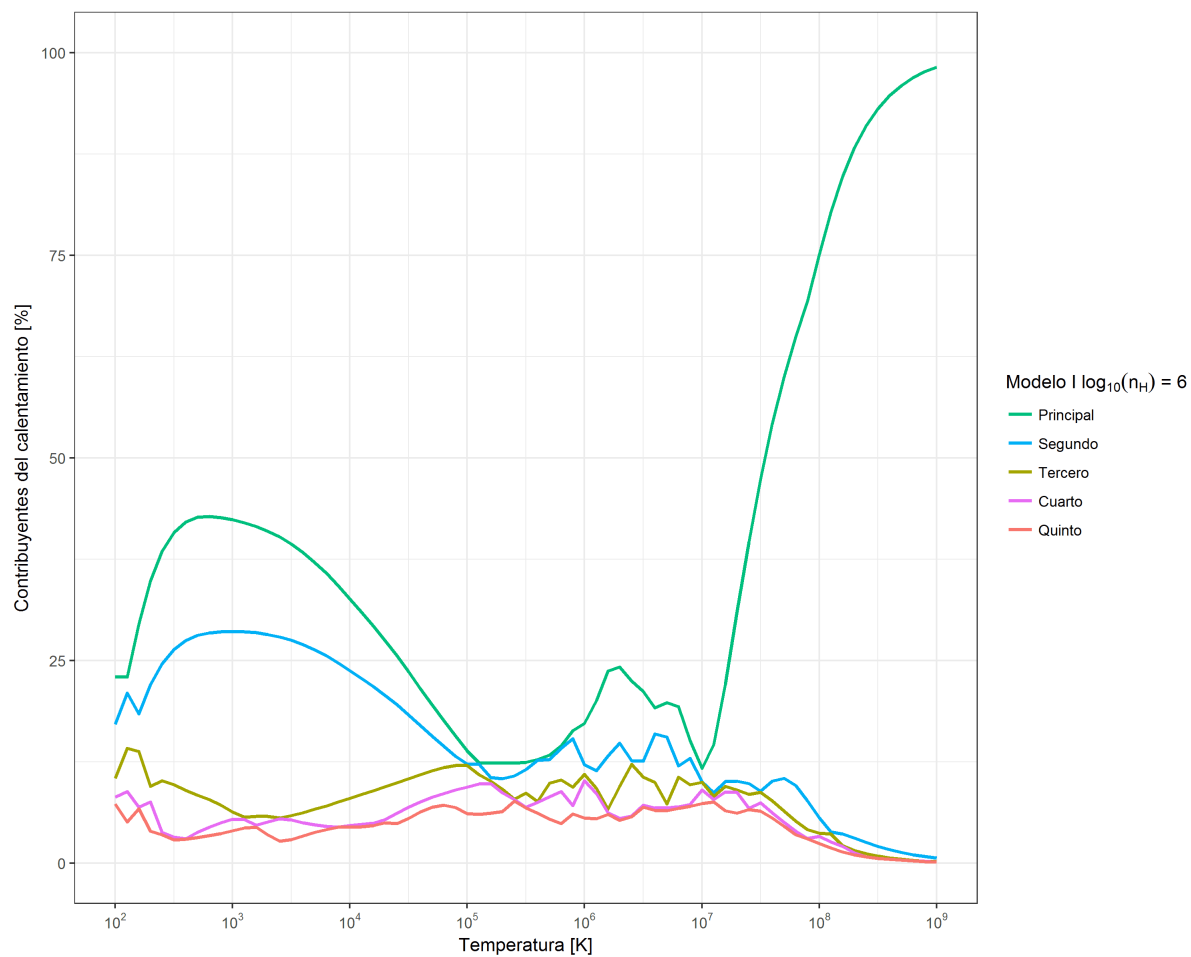


Figura 4.19: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 6 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar.



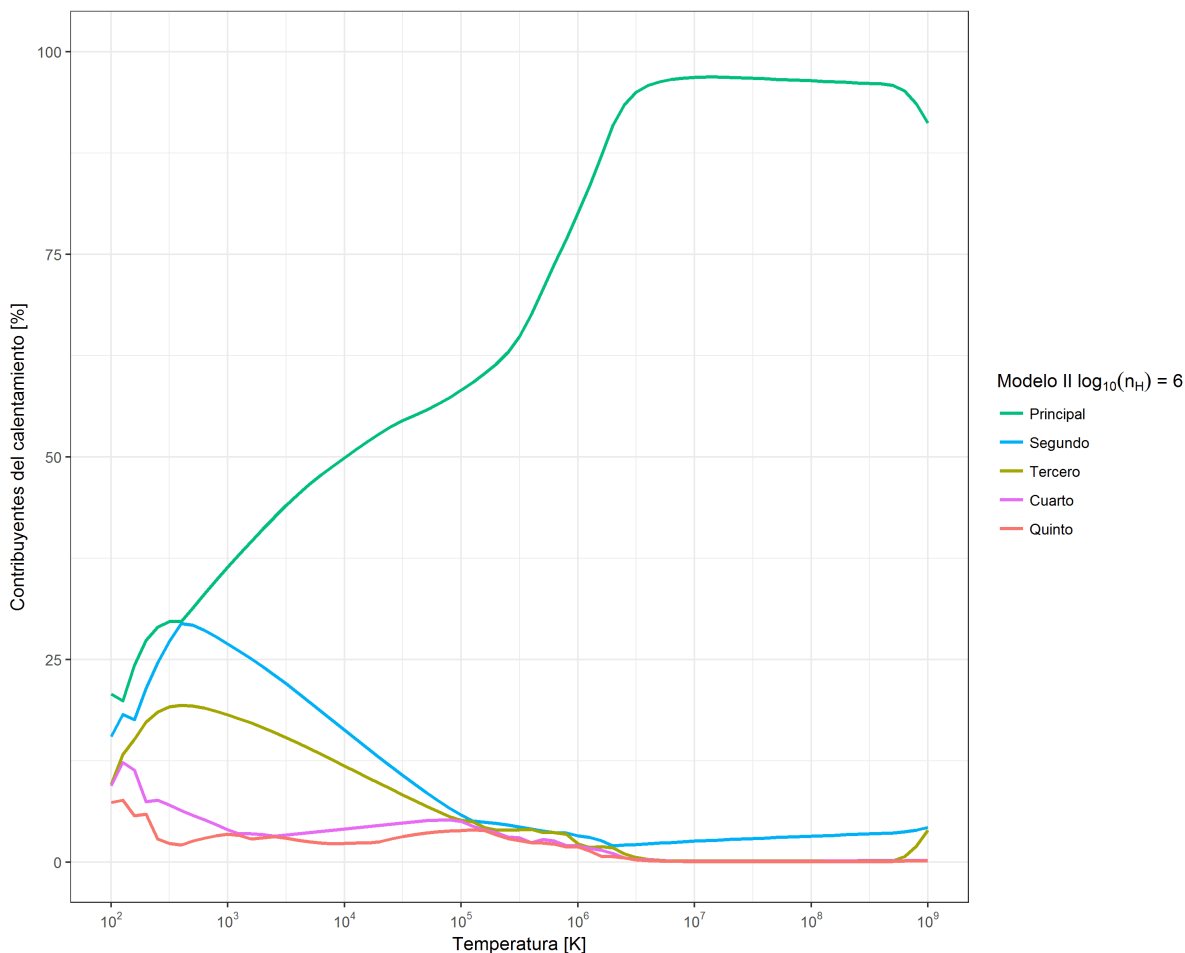


Figura 4.20: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 1, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.

El estudio de los cambios en los agentes de calentamiento y enfriamiento al variar el ángulo incidente, y por lo tanto el campo de radiación del modelo del disco de acreción considerado, es esencial para justificar las variaciones presentes en las curvas de calentamiento y enfriamiento. Un primer acercamiento sería en que a densidades de hidrógeno suficientemente bajas los procesos como el enfriamiento por expansión o el calentamiento Compton tendrán una contribución menor debido a la diferencia de energía incidente y que inducirá una densidad electrónica menor, lo que se traduce en presiones térmicas más bajas y posibilidades de interacción fotón-electrón más reducidas, en consecuencia la magnitud de las tasas de enfriamiento y calentamiento de estos sistemas disminuirían varios órdenes de magnitud. Estos procesos en los sistemas con ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$

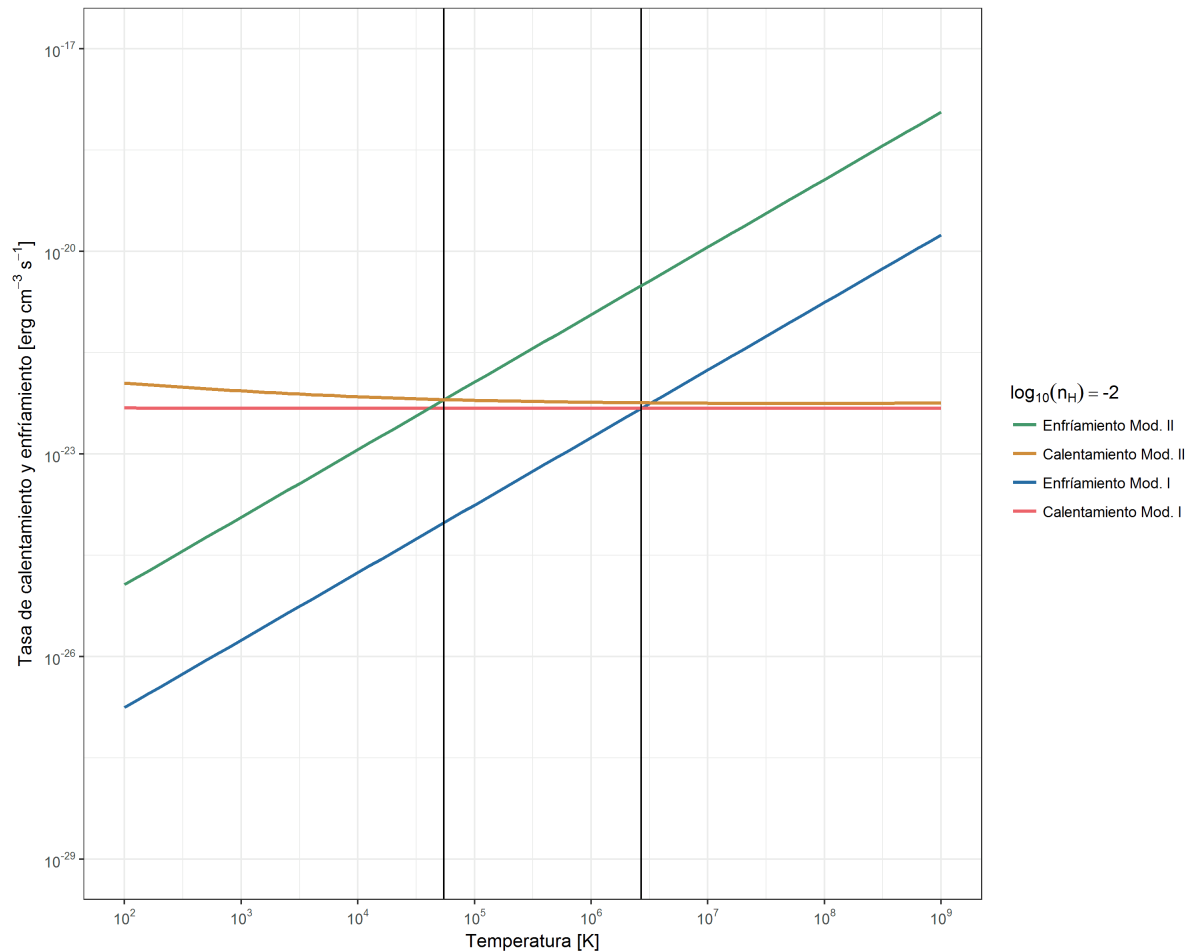


Figura 4.21: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parametrizados por el ángulo incidente  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = -2 \text{ cm}^{-3}$ .

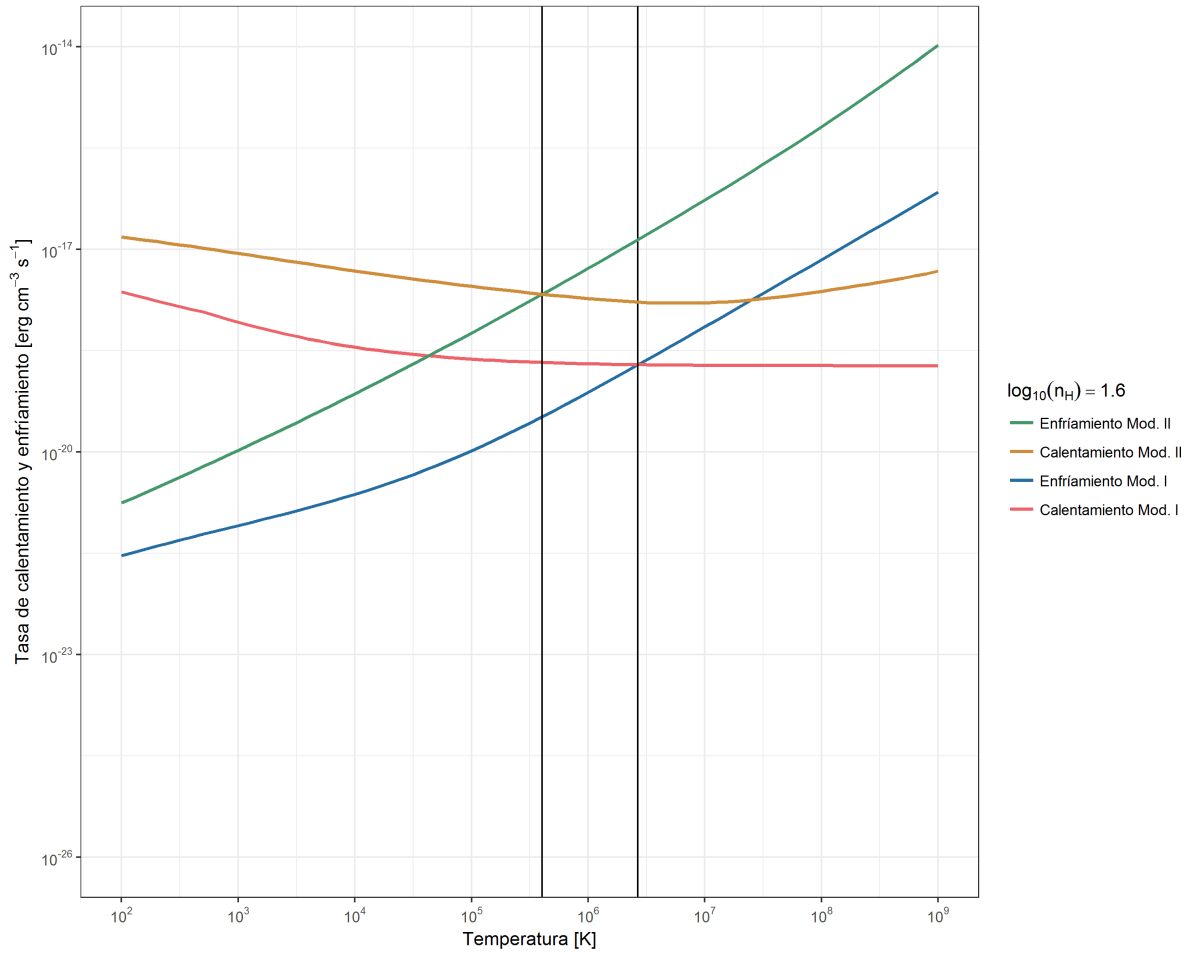


Figura 4.22: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parametrizados por el ángulo incidente  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$ .

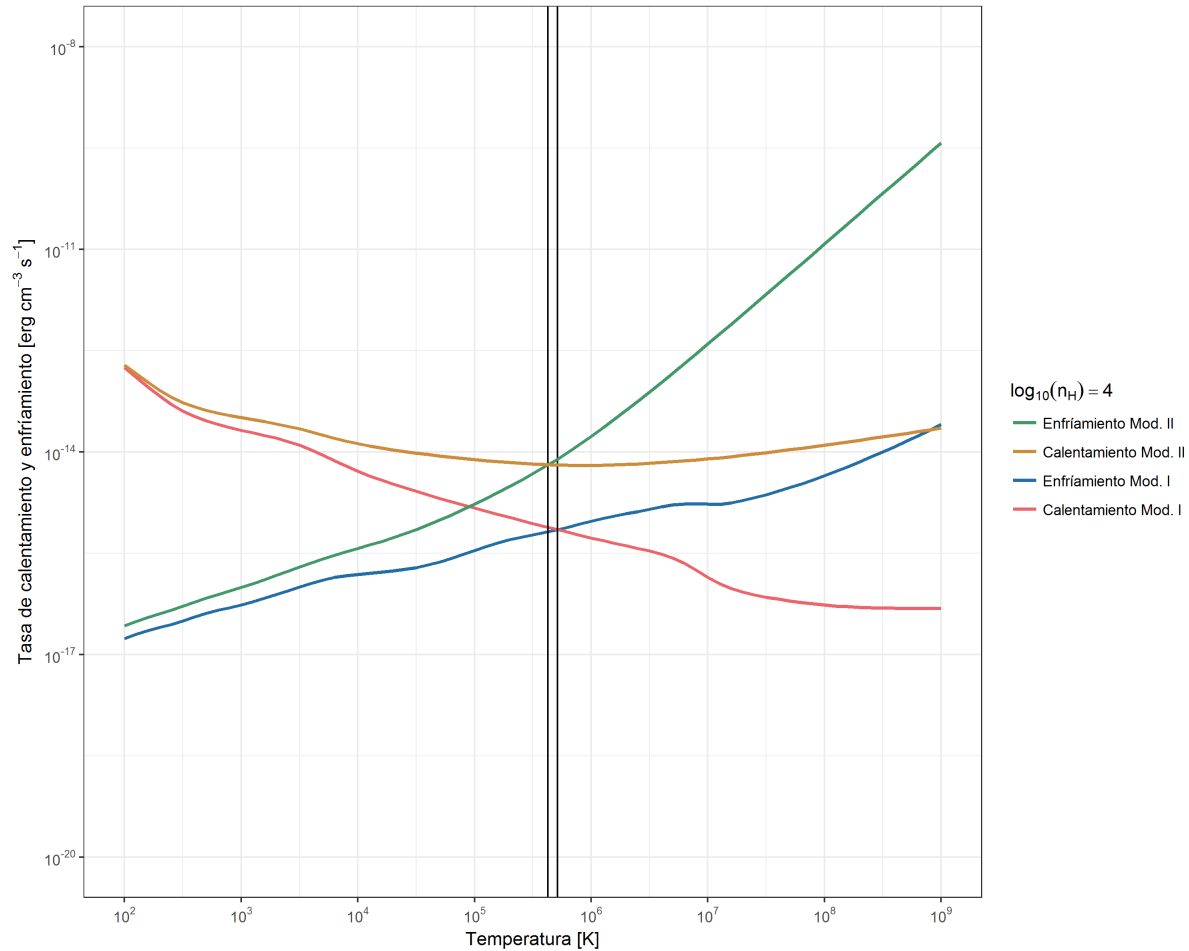


Figura 4.23: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parametrizados por el ángulo incidente  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 4 \text{ cm}^{-3}$ .

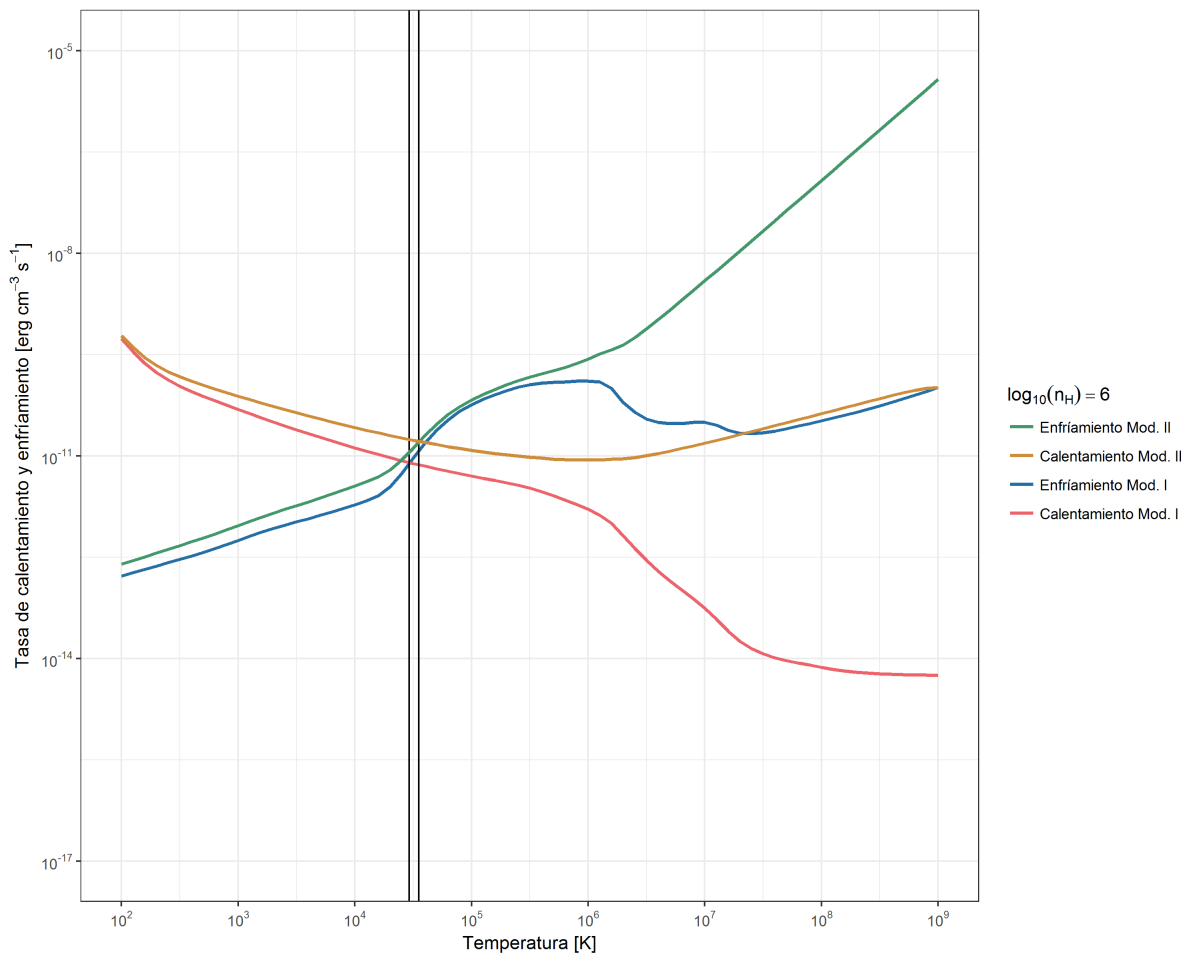


Figura 4.24: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parametrizados por el ángulo incidente  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 6 \text{ cm}^{-3}$ .

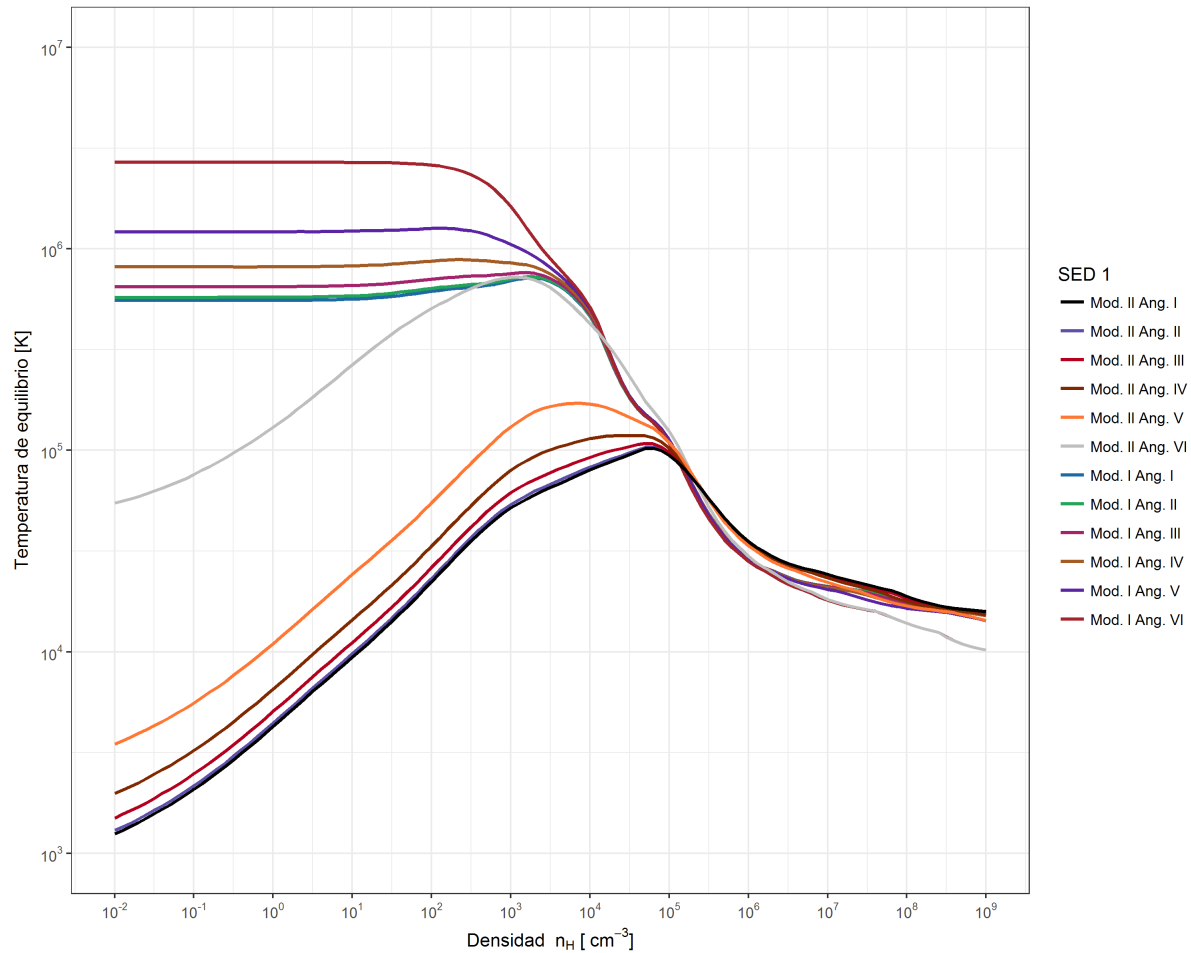


Figura 4.25: Temperaturas de equilibrio en función de la densidad de hidrógeno correspondiente a la distribución espectral de energía SED 1 y parametrizadas por las composiciones químicas de gas de abundancia solar (modelo I) y abundancia de gas solar y polvo interestelar (modelo II) y ángulo de incidencia el cual varía según se muestra en la figura 3.3.

se ven sustituidos por otros como la recombinación, ionización o radiación de frenado al aumentar la densidad de hidrógeno, tal que estos mecanismos también pudieran contribuir como agentes principales en los sistemas con ángulos incidentes mayores de manera que contribuciones menores de radiación pudieran ser sopesados por densidades de hidrógeno altas.

### 4.2.2. Distribución espectral de energía SED 2

Las tasas de calentamiento y enfriamiento de la distribución espectral de energía SED 2 se muestran en las figuras 4.26, 4.27, 4.28 y 4.29 parametrizadas por valores de densidad  $\log_{10}(n_H) = -2,0$  ( $cm^{-3}$ ),  $\log_{10}(n_H) = 1,6$  ( $cm^{-3}$ ),  $\log_{10}(n_H) = 4,0$  ( $cm^{-3}$ ) y  $\log_{10}(n_H) = 6,0$  ( $cm^{-3}$ ) respectivamente con ángulo incidente  $\theta = 0$  rad y evaluando dos composiciones químicas, gas con abundancia solar y gas con abundancia solar y polvo interestelar. De igual forma que en la distribución espectral de energía SED 1, el aumento de la densidad refleja un incremento de las tasas de calentamiento y enfriamiento también.

En las figuras 4.30 y 4.31 se muestran los porcentajes de contribución de los agentes de enfriamiento para los sistemas con densidad de hidrógeno  $\log_{10}(n_H) = -2,0$  ( $cm^{-3}$ ), ángulo incidente  $\theta = 0$  rad y composiciones químicas, modelo I y modelo II respectivamente. En estos sistemas se obtienen los mismos agentes principales que en la distribución espectral de energía SED 1. El enfriamiento por expansión tiene un porcentaje de contribución  $\approx 68\%$  en el modelo I y  $\approx 99\%$  en el modelo II en todo el rango de temperaturas considerado, de esta forma se afirma la participación de la expansión como agente de enfriamiento permanente producto de su adición a través del comando WIND el cual genera un aporte principal mientras que el valor de la densidad de hidrógeno sea tal que otros procesos radiativos no sean suficientemente frecuentes para hacer una contribución significativa.

En las figuras 4.32 y 4.33 se encuentran los porcentajes de contribución de los agentes de calentamiento para los sistemas correspondientes a las 4.30 y 4.31. La figura 4.32 muestra los agentes de calentamiento para el modelo I en donde el calentamiento compton predomina en todo el intervalo de temperaturas considerado con un porcentaje de contribución  $\approx 100\%$ , mientras que en el sistema compuesto por gas de abundancia solar y polvo interestelar el foto calentamiento en granos de polvo es el agente principal desde temperaturas  $\log_{10}(T) = 2,0$  (K) hasta  $\log_{10}(T) = 3,6$  (K) con un porcentaje de contribución  $\approx 50 - 75\%$  y luego el calentamiento compton domina con un porcentaje de contribución  $\approx 51 - 93\%$  a partir de  $\log_{10}(T) = 3,7$  (K) a  $\log_{10}(T) = 9,0$  (K). Al igual

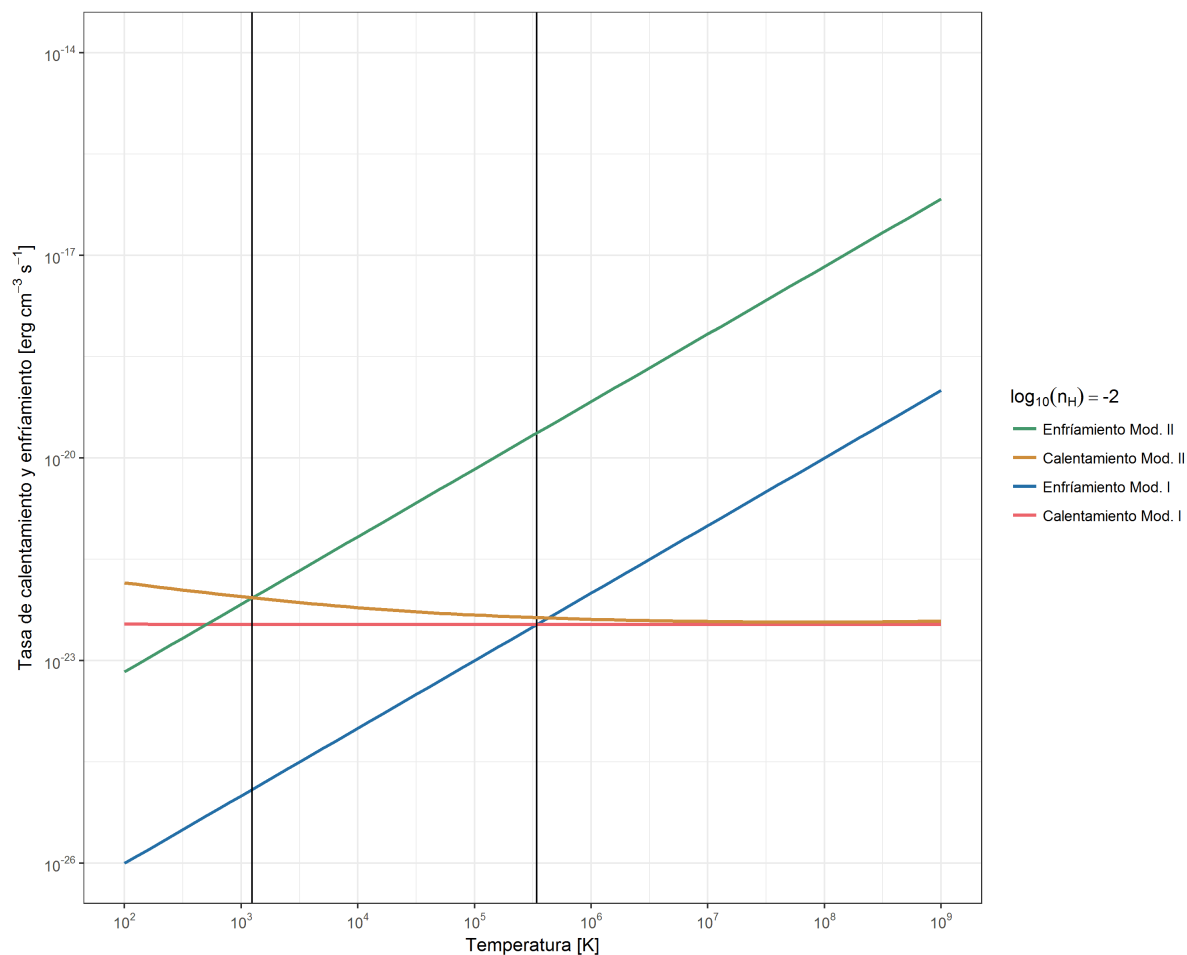


Figura 4.26: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 2, parametrizados por el ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = -2,0 \text{ cm}^{-3}$ .



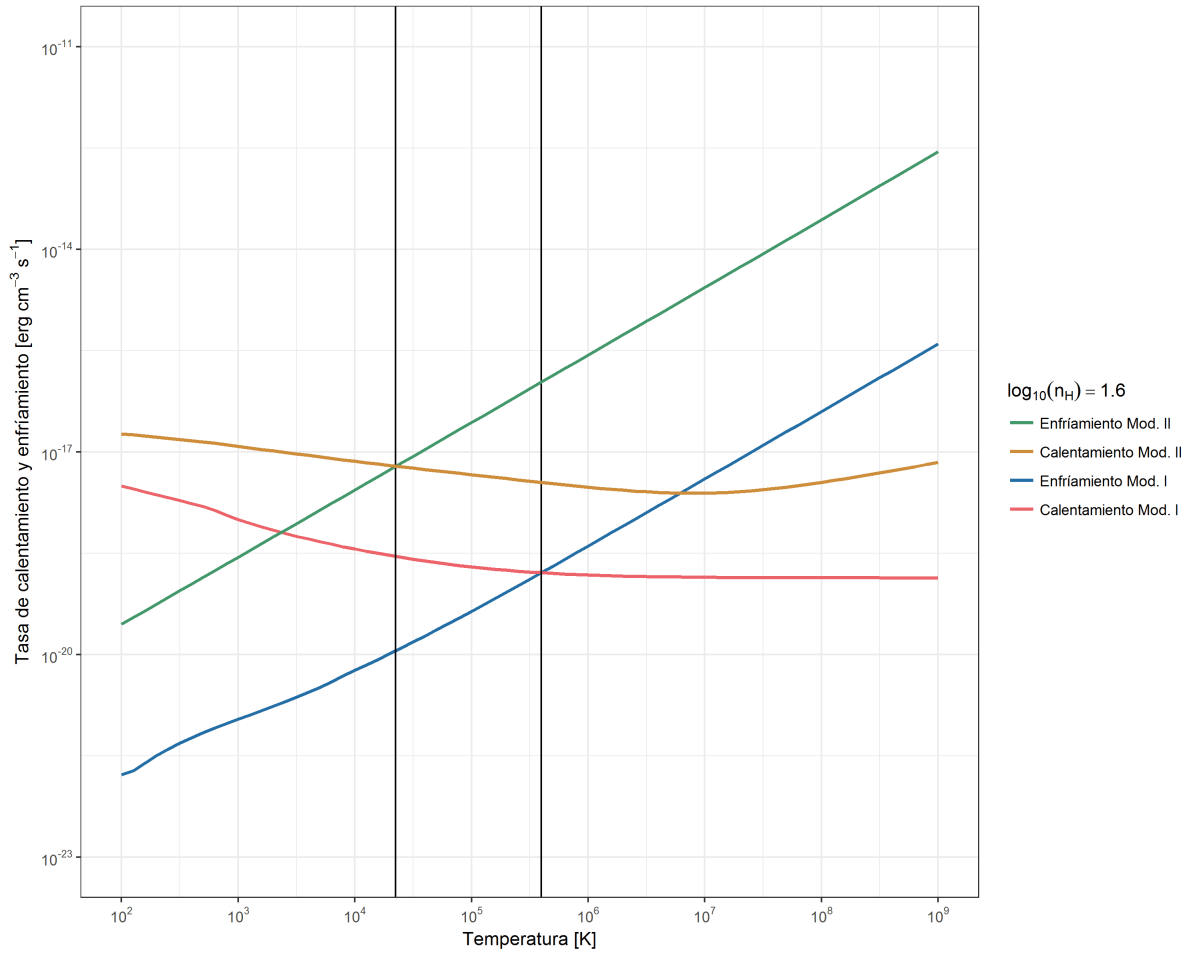


Figura 4.27: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 2, parametrizados por el ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$ .

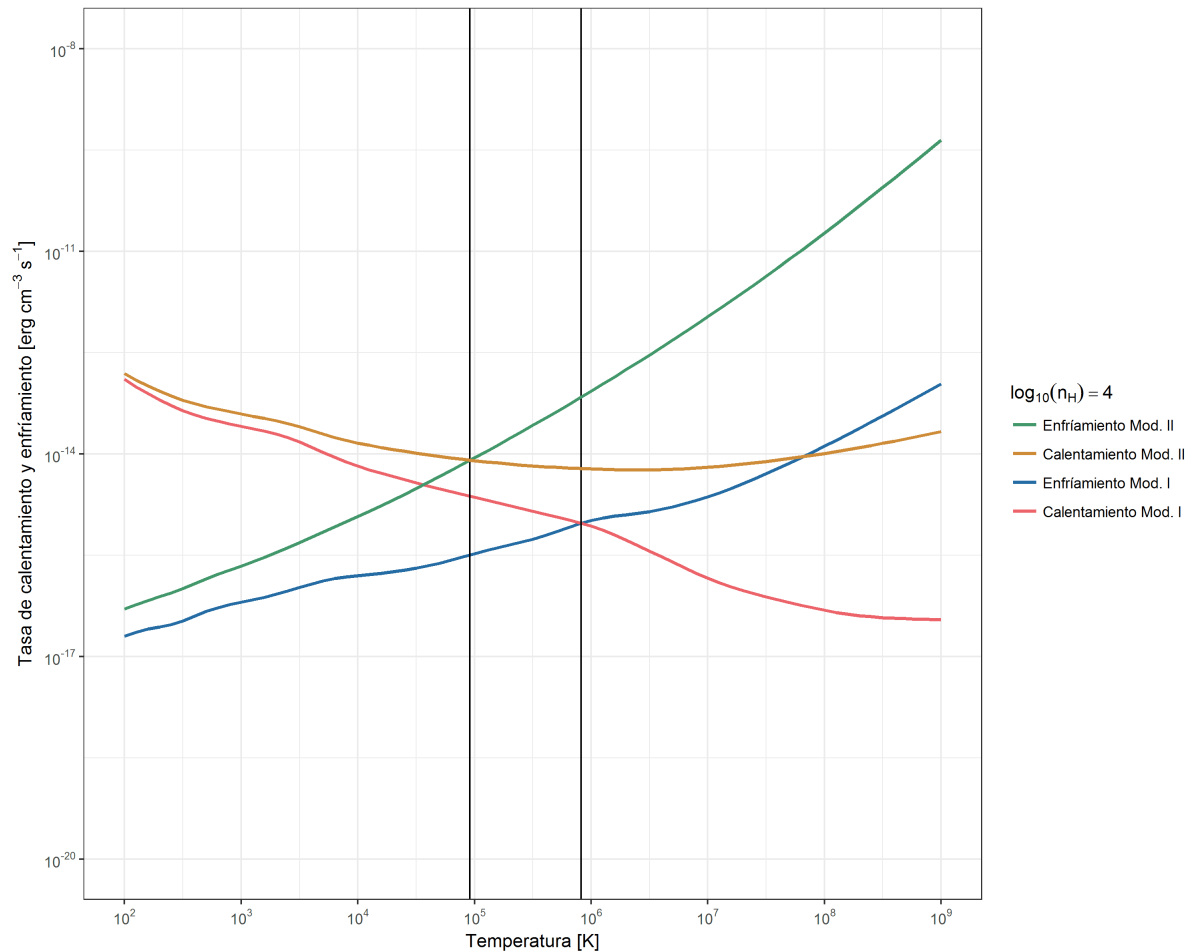


Figura 4.28: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parametrizados por el ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 4 \text{ cm}^{-3}$ .

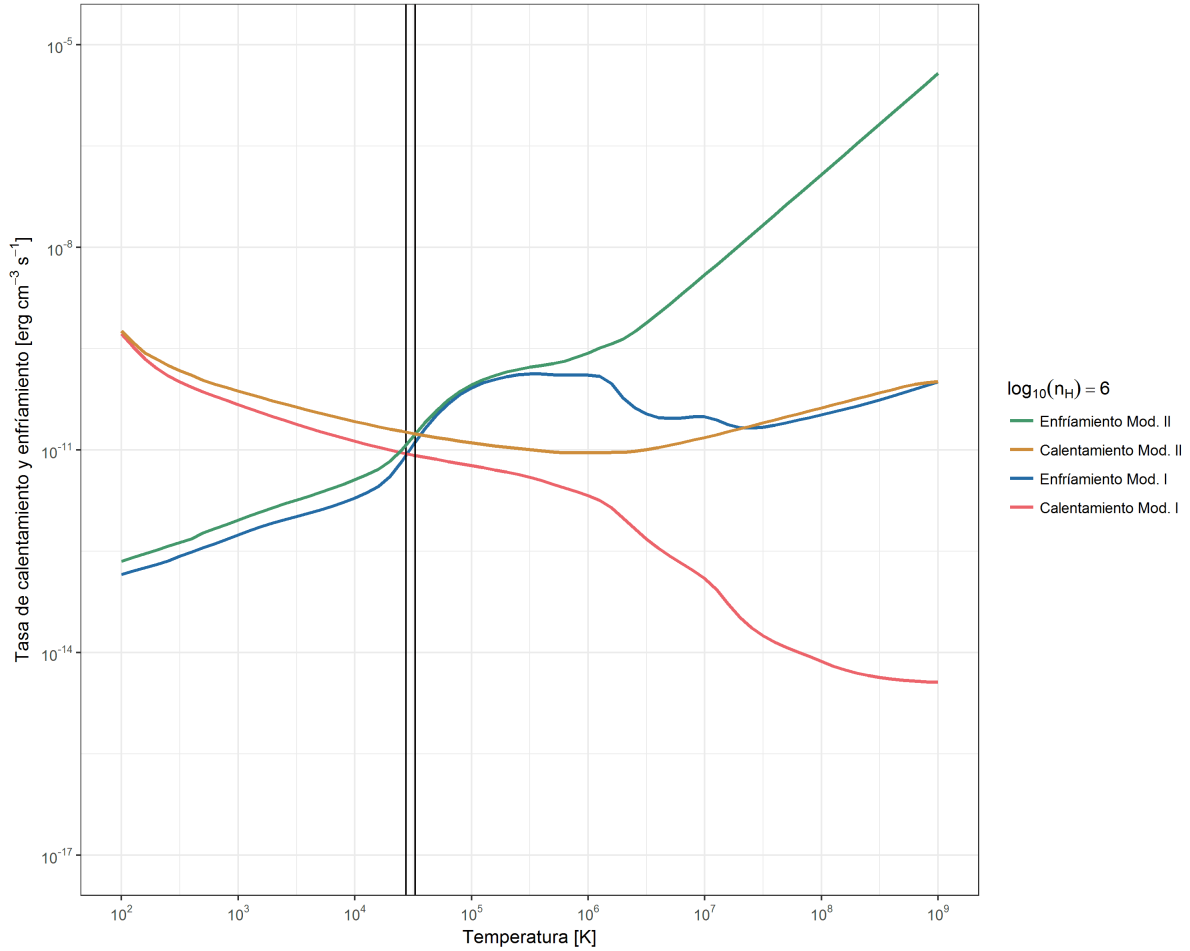


Figura 4.29: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parametrizados por el ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ .

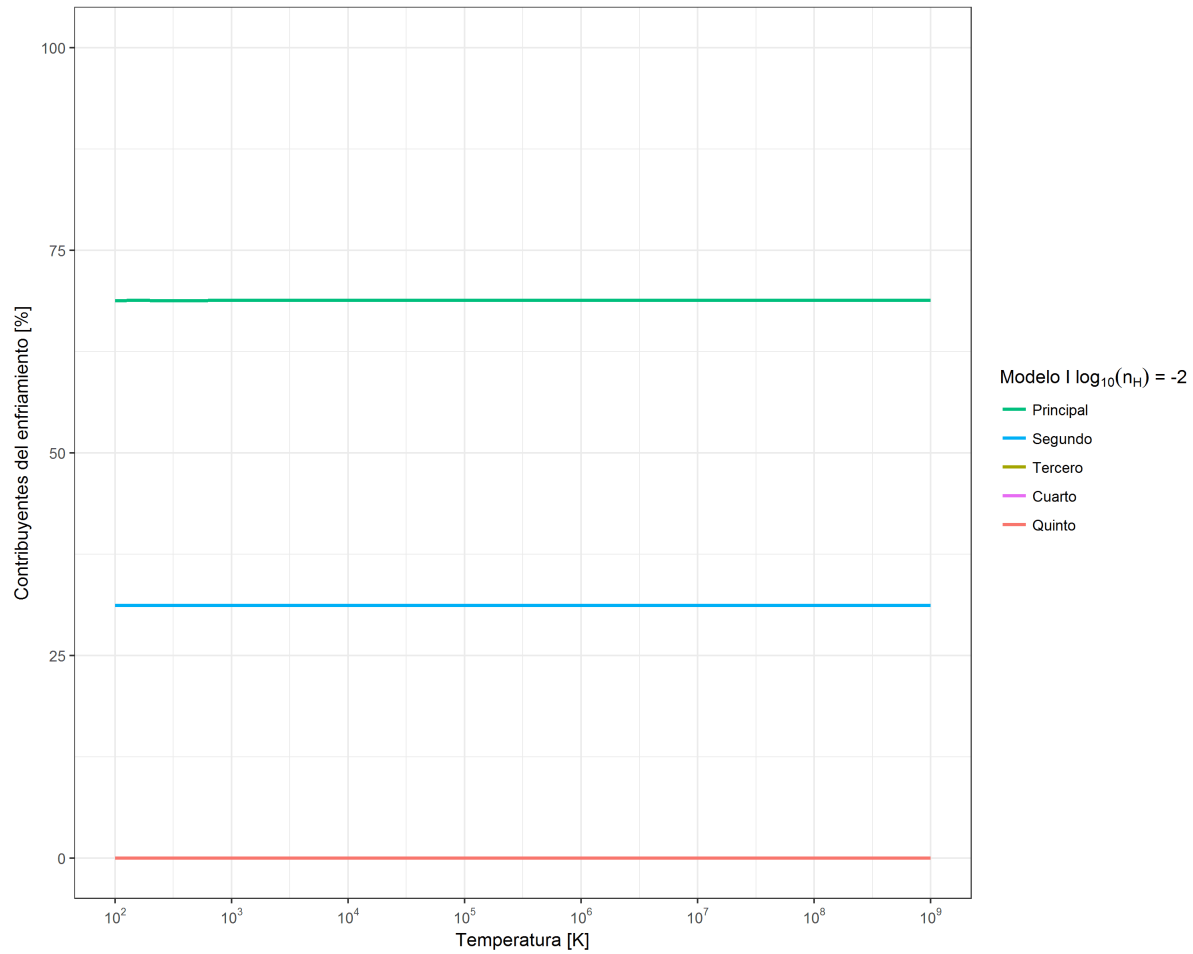


Figura 4.30: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = -2,0 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar.

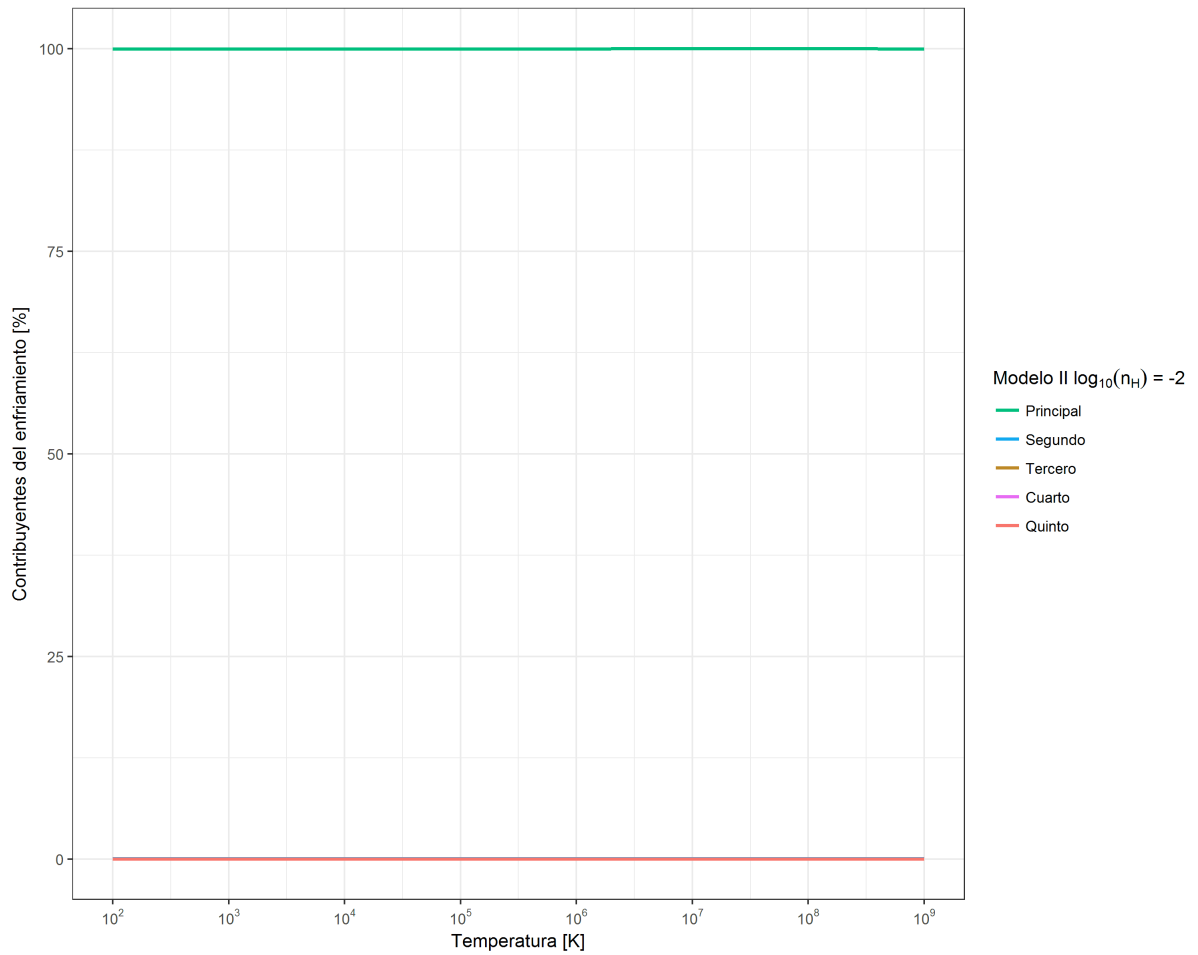


Figura 4.31: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = -2,0 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.

que en la distribución espectral de energía SED 1, el aporte hecho por el efecto compton domina respecto a otros procesos debido a la baja densidad de hidrógeno considerada por lo que las contribuciones a través del calentamiento fotoeléctrico o ionización de especies no son suficientemente frecuentes para participar notoriamente.

En la figura 4.33 se aprecian los mismos porcentajes de contribución de los agentes de calentamiento que en el sistema de igual características y distribución espectral de energía SED 1 (ver panel inferior de la figura 4.6) sin embargo estos actúan en distintos intervalos de temperaturas. La explicación se resume en la presencia de fotones UV y alta energía [6], partículas que estimulan la emisión fotoeléctrica desde los granos de polvo, y cuyo proceso es dominante respecto a otros mecanismos de calentamiento como la ionización de átomos de elementos pesados e iones con potencial de ionización menor a 13,6 eV [48]. A medida que la frecuencia de los fotones incidentes sobre el grano de polvo sea mayor, éste se cargará producto de la eyección de electrones hasta que el grano acaba con una carga significativa que imposibilita el seguir eyectando [49].

En las figura 4.34 y 4.35 se muestran los porcentajes de contribución de los agentes de enfriamiento para el sistema con densidad de hidrógeno  $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ , ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$  y modelo I y II respectivamente. Los agentes principales de enfriamiento en el sistema con composición química de gas de abundancia solar es la expansión en los rangos de temperaturas  $\log_{10}(T) = 2,0 \text{ (K)}$  a  $\log_{10}(T) = 2,4 \text{ K}$  con un porcentaje de contribución  $\approx 29 - 38 \%$  y  $\log_{10}(T) = 2,9 \text{ (K)}$  hasta  $\log_{10}(T) = 9,0 \text{ (K)}$  con un porcentaje de contribución  $\approx 33 - 68 \%$ . El segundo agente principal es la recombinación por colisión de hidrógeno en el intervalo restante de temperatura con un porcentaje de contribución  $31 - 33 \%$ , mientras que el agente principal de enfriamiento del modelo II es la expansión con un porcentaje de contribución  $96 - 99 \%$  en todo el rango de temperaturas considerado.

Las figuras 4.36 y 4.37 muestran los porcentajes de contribución de los agentes de calentamiento de los sistemas de las figuras 4.34 y 4.35. En el modelo I la ionización de metales pesados,  $Fe^{+23} - Fe^{+24}$ , es el agente principal de calentamiento desde  $\log_{10}(T) = 2,0 \text{ (K)}$  a  $\log_{10}(T) = 3,0 \text{ (K)}$  con un porcentaje de contribución  $13 - 18 \%$  seguido por el calentamiento compton con un porcentaje de contribución  $\approx 15 - 100 \%$  en el intervalo de temperaturas  $\log_{10}(T) = 3,1 \text{ (K)}$  hasta  $\log_{10}(T) = 9,0 \text{ (K)}$ . En cambio en el modelo II el foto calentamiento de granos de polvo es el agente principal de calentamiento en todo rango de temperaturas consideradas con un porcentaje de contribución  $82 - 97 \%$ .

---

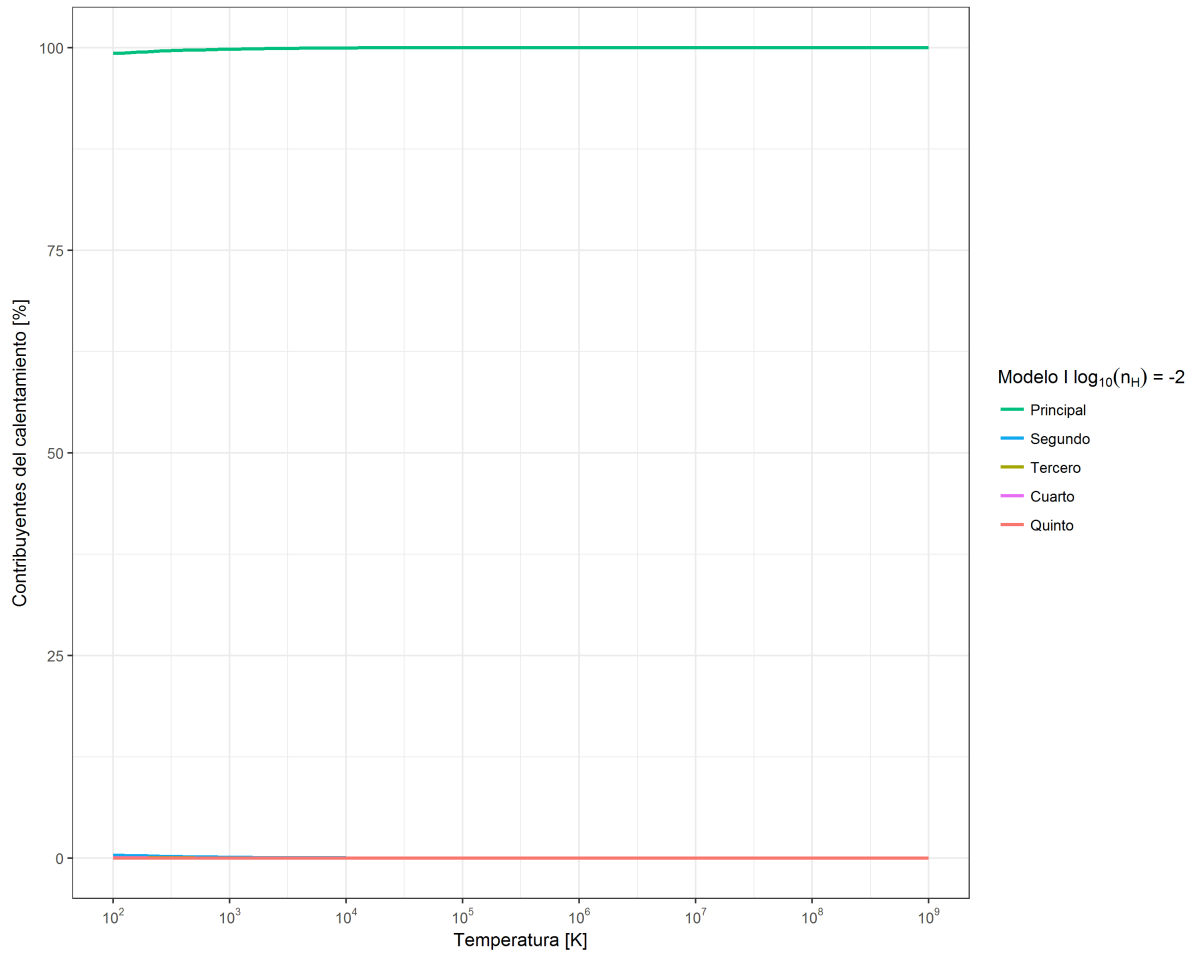


Figura 4.32: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = -2,0 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar.

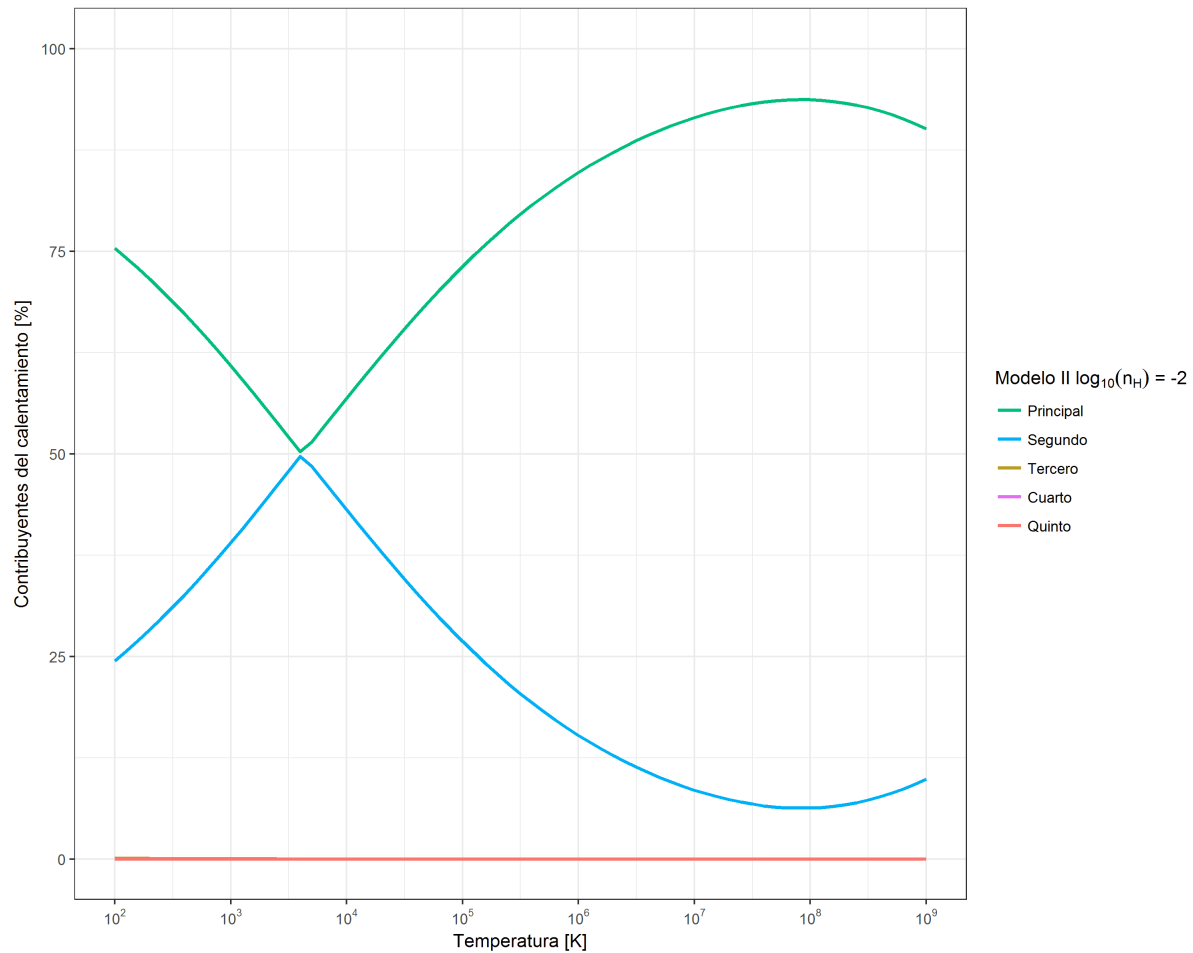


Figura 4.33: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = -2,0 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.



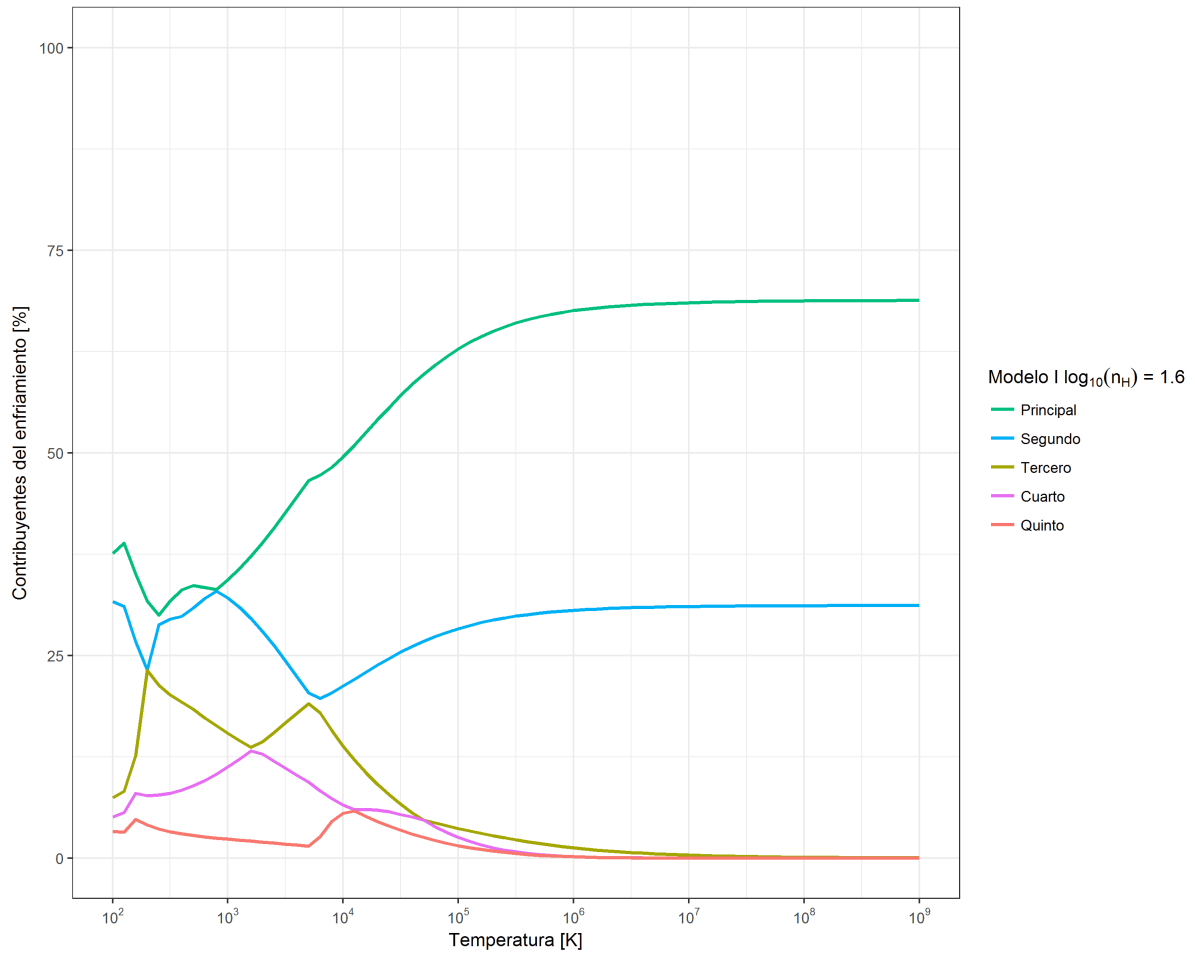


Figura 4.34: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar.

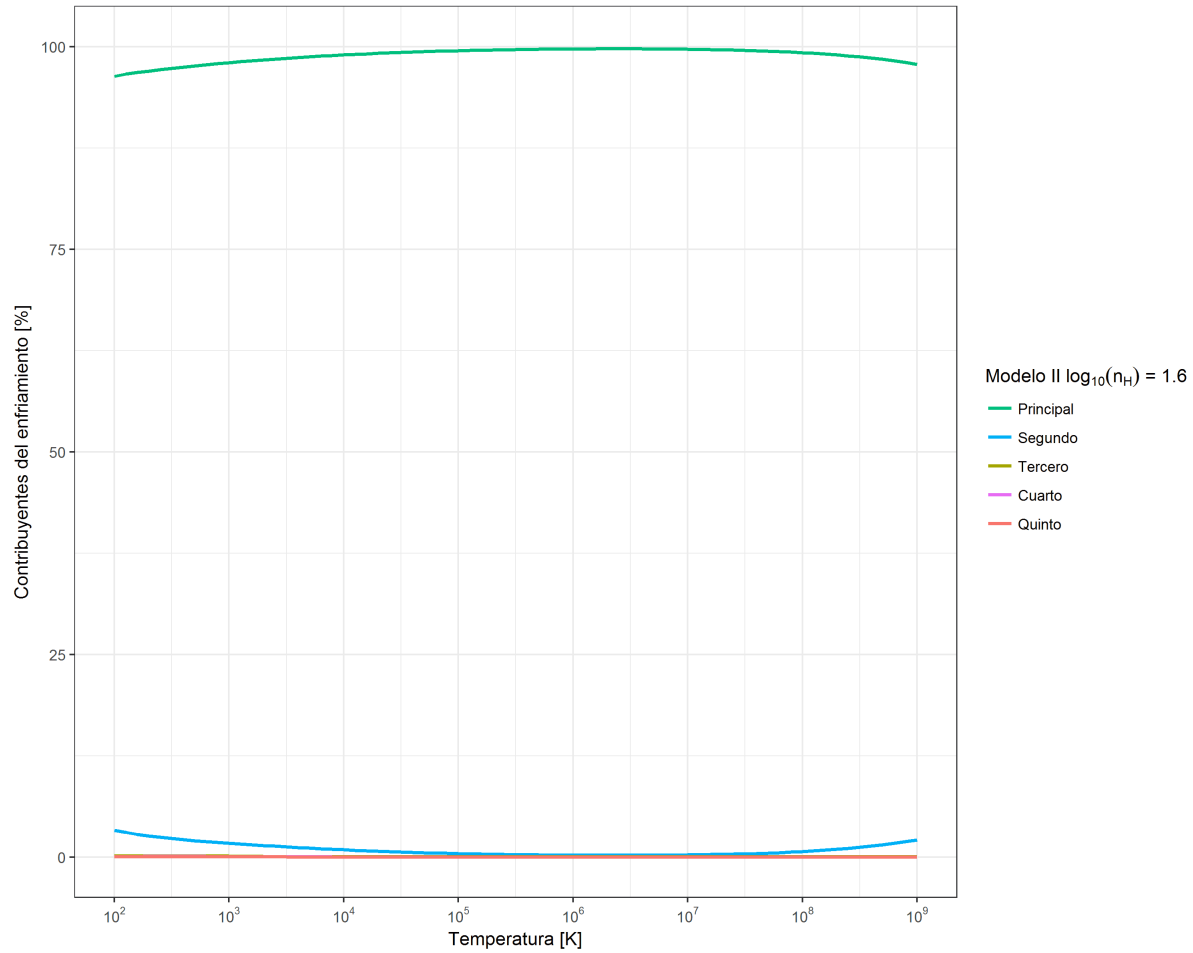


Figura 4.35: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.

---

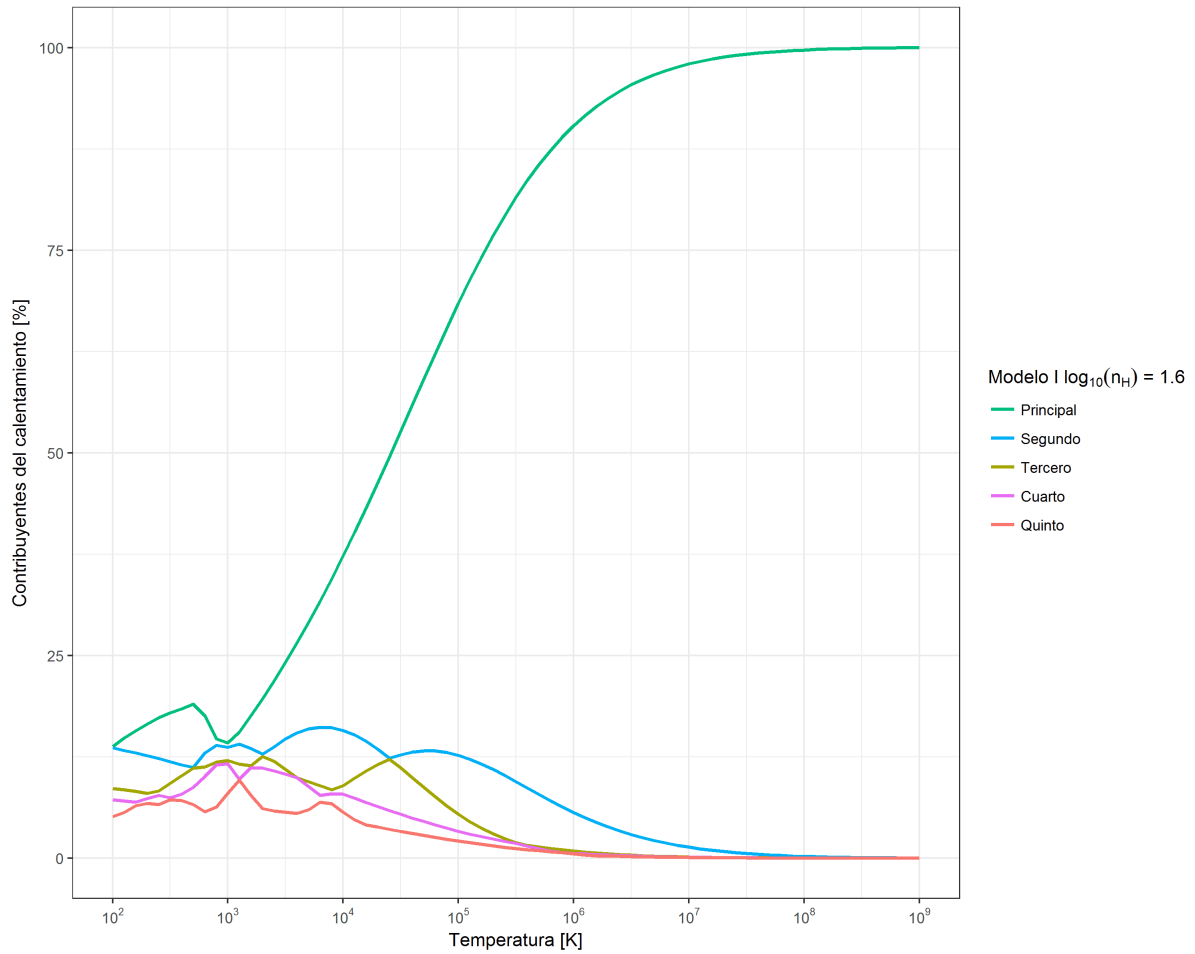


Figura 4.36: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar.

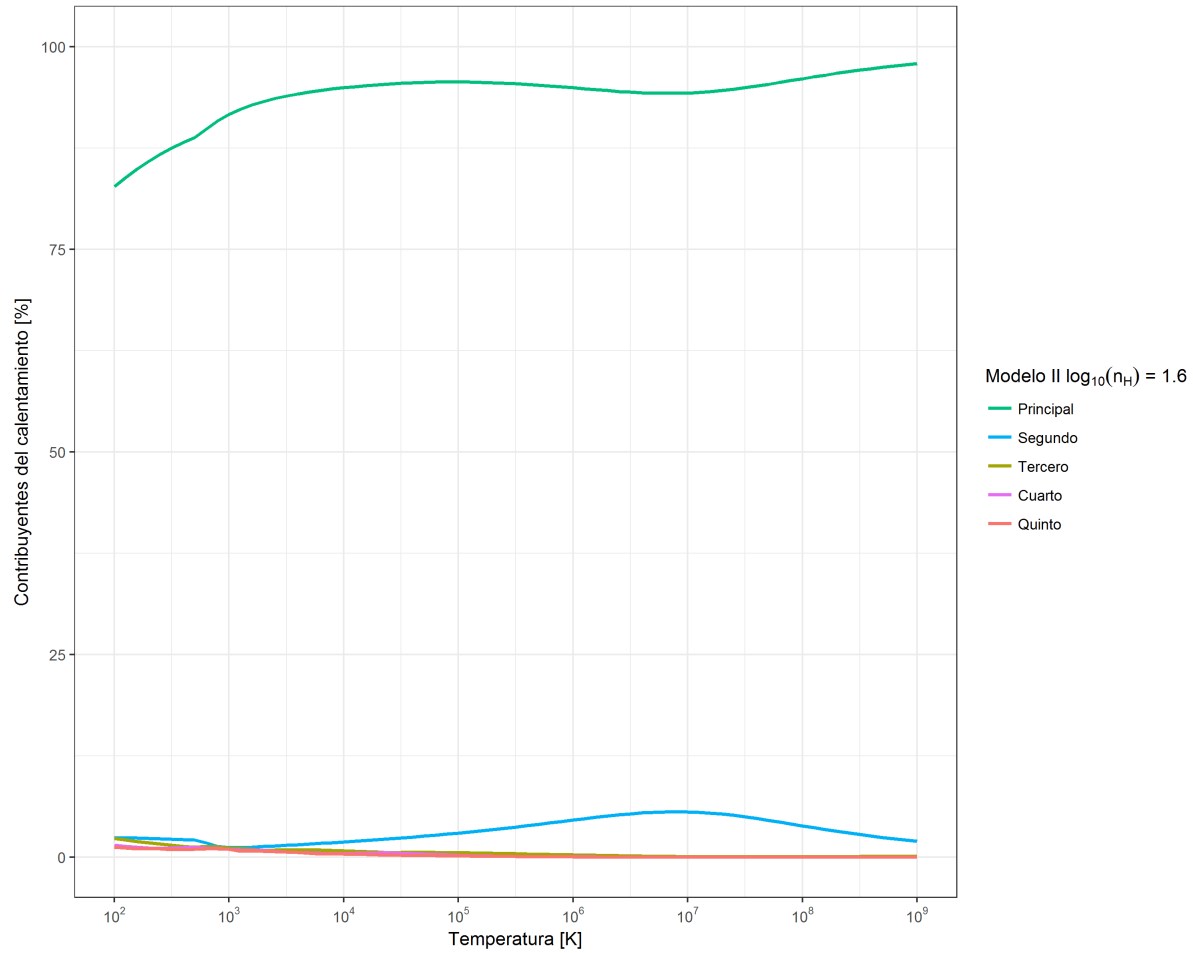


Figura 4.37: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.

La expansión es un mecanismo de enfriamiento el cual resulta más eficiente mientras la presión térmica aumenta, por lo que tiene sentido que su contribución sea superior en el modelo II de las figuras 4.31 y 4.35 en donde sus tasas de calentamiento son mayores a comparación de las curvas correspondientes al modelo I (ver figura 4.26 y 4.27) tal como ocurre en la distribución espectral de energía SED 1. Adicionalmente, al ser este un proceso permanente en los cálculos por su integración en el comando WIND, su aporte estará presente hasta que otros procesos de enfriamiento lo superen. Un caso de ello es la recombinación por colisión de hidrógeno el cual es un agente de enfriamiento secundario en el sistema 4.34 ya que sistemas con estos valores de densidad de hidrógeno la frecuencia de procesos como ionización y colisión de especies es baja. Sin embargo, al modificar la distribución espectral de energía SED 1 a SED 2 la recombinación tiene lugar y puede contribuir como agente principal en el rango de temperaturas anteriormente mencionado lo cual se justifica por la presencia de fotones UV y alta energía [6] que aumentan la posibilidad de ionizar especies atómicas y en consecuencia incrementar la densidad electrónica del sistema. Esto afirma una sensibilidad de los procesos de colisión respecto a los campos de radiación ionizantes considerados además de su dependencia de la densidad de hidrógeno presente.

Los porcentajes de contribución de los agentes de enfriamiento en las figuras 4.38 y 4.39 pertenecen al sistema de densidad de hidrógeno  $\log_{10}(n_H) = 4 \text{ cm}^{-3}$ , ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$  y modelo I y II como composición química. El comportamiento de los agentes de enfriamiento se asemeja al apreciado en el mismo sistema con distribución espectral de energía SED 1, tal que para el modelo I la recombinación por colisión de hidrógeno es agente principal de enfriamiento desde  $\log_{10}(T) = 2,0 \text{ K}$  a  $\log_{10}(T) = 3,6 \text{ K}$  con un porcentaje de contribución  $\approx 53 - 30 \%$ , seguido por la radiación de frenado a partir de  $\log_{10}(T) = 3,6 \text{ K}$  hasta  $\log_{10}(T) = 7,2 \text{ K}$  con un porcentaje de contribución  $\approx 29 - 42 \%$  y finalmente el enfriamiento por expansión desde  $\log_{10}(T) = 7,3 \text{ K}$  hasta  $\log_{10}(T) = 9,0 \text{ K}$  con un porcentaje de contribución  $\approx 40 - 63 \%$ . De la misma forma en el modelo II se tienen como agentes principales de enfriamiento la recombinación de granos de polvo en los intervalos de temperatura  $2,0 \leq \log_{10}(T) \leq 3,2 \text{ K}$  con un porcentaje de contribución  $\approx 40 - 46 \%$  y  $7,6 \leq \log_{10}(T) \leq 9,0 \text{ K}$  con un porcentaje de contribución  $\approx 52 - 84 \%$  junto al enfriamiento por expansión desde temperaturas  $\log_{10}(T) = 3,3 \text{ K}$  a  $\log_{10}(T) = 7,5 \text{ K}$  con un porcentaje de contribución  $41 - 81 \%$ .

En las figuras 4.40 y 4.41 se muestran los porcentajes de contribución realizados por los agentes de calentamiento de los sistema 4.38 y 4.39. El sistema con gas de abundan-

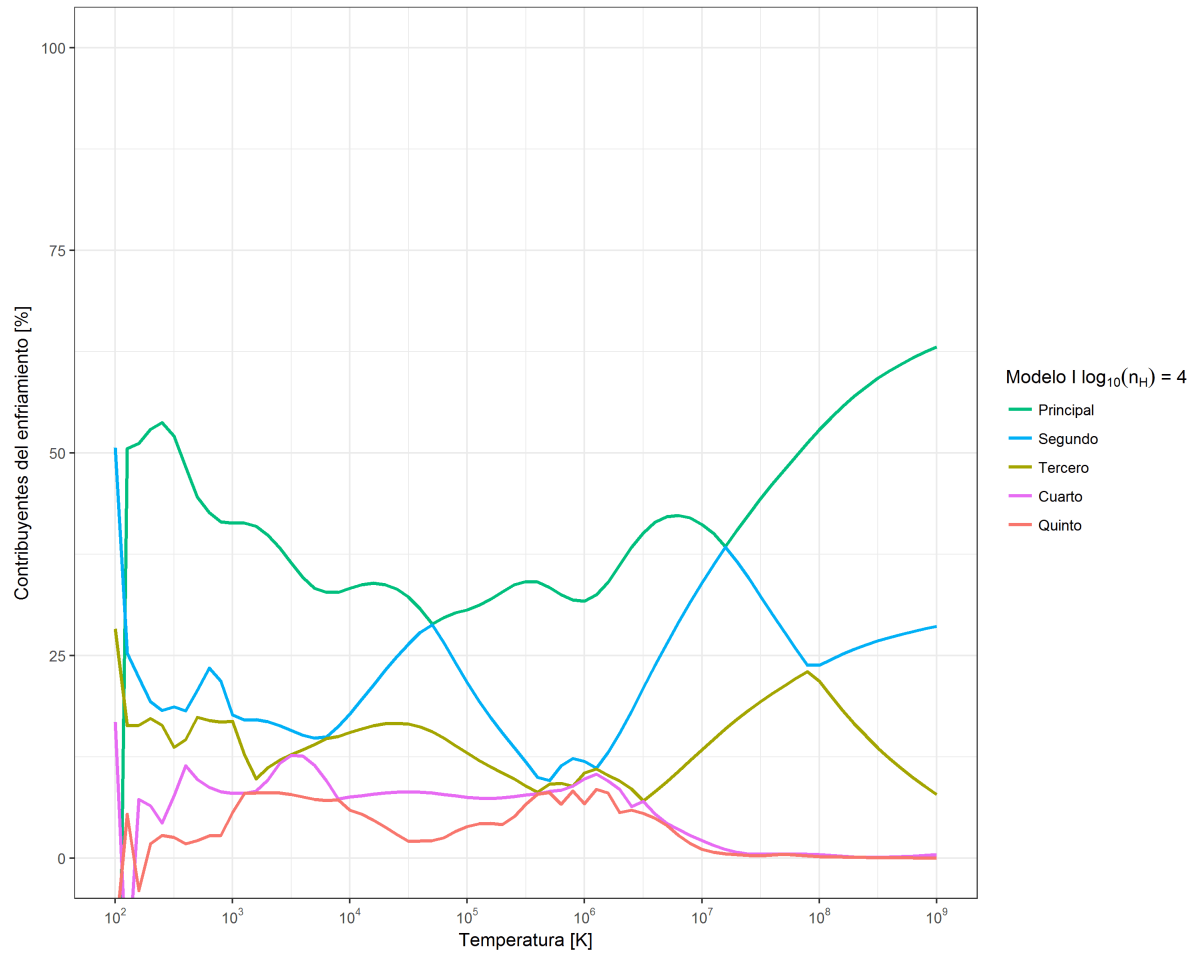


Figura 4.38: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 4 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar.

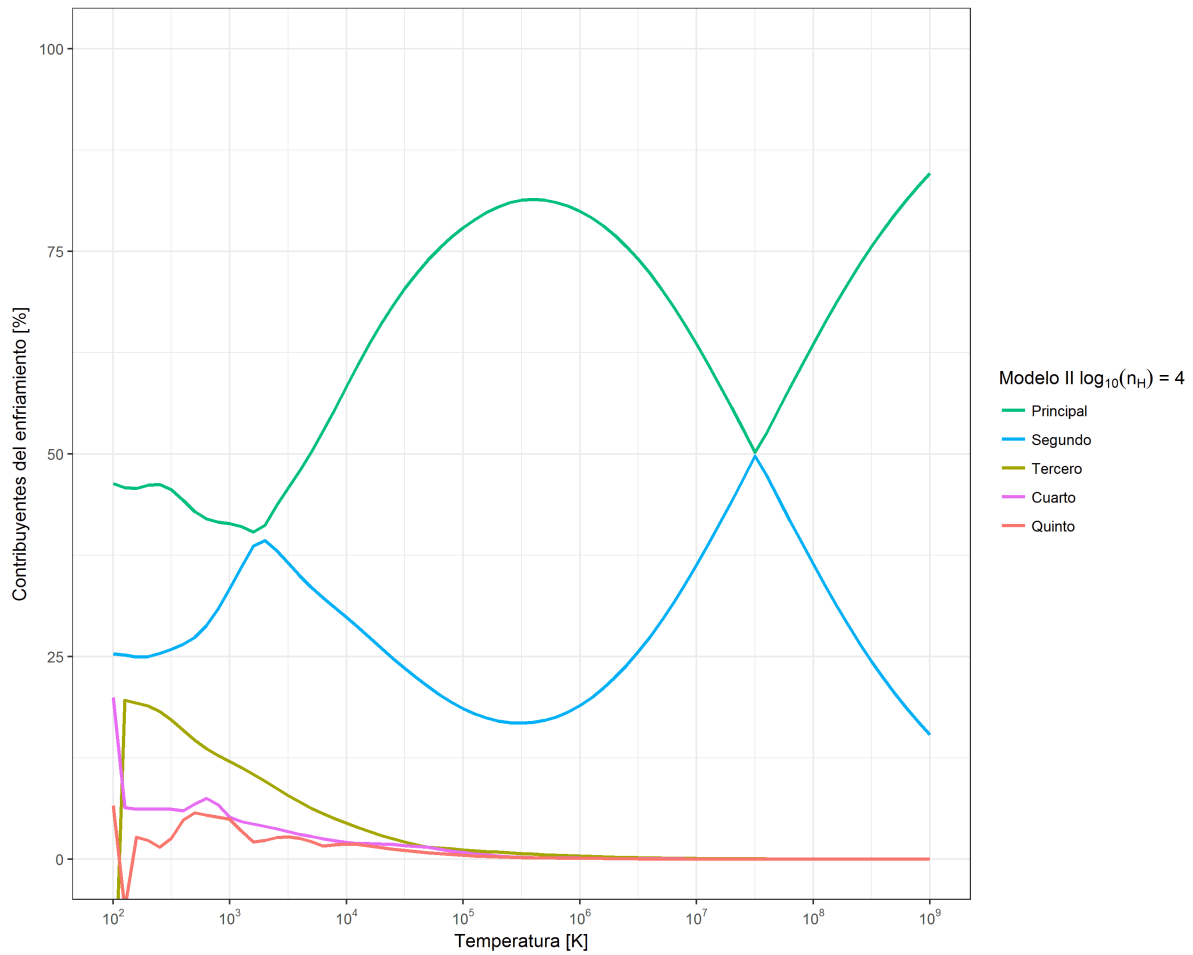


Figura 4.39: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 4 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.

cia solar tiene distintos agentes principales, la ionización de  $O^{+5}$  con un porcentaje de contribución  $\approx 15 - 25\%$  desde  $\log_{10}(T) = 2,0$  K a  $\log_{10}(T) = 2,2$  K, luego *Unresolved Transition Array*, UTA con un porcentaje de contribución  $12 - 17\%$  en el intervalo de temperaturas  $2,3 \leq \log_{10}(T) \leq 3,8$  K. Posteriormente la ionización de metales pesados como  $Fe^{+19}$ ,  $Fe^{+20}$ ,  $Fe^{+21}$ ,  $Fe^{+23}$  y  $O^{+8}$  pasan a ser agentes de calentamiento principal con porcentajes de contribución  $\approx 13 - 17\%$  desde  $\log_{10}(T) = 3,9$  K a  $\log_{10}(T) = 6,7$  K hasta que el calentamiento compton es agente principal con un porcentaje de contribución  $16 - 97\%$  en el intervalo  $6,8 \leq \log_{10}(T) \leq 9,0$  K. El sistema con gas de abundancia solar acompañado por polvo interestelar tiene como agentes de calentamiento la ionización de  $O^{+5}$  con un porcentaje de contribución  $\approx 19 - 20\%$  desde  $\log_{10}(T) = 2,0$  K a  $\log_{10}(T) = 2,1$  K, luego el foto calentamiento por granos de polvo es dominante en el resto del rango de temperaturas considerado con un porcentaje de contribución  $\approx 22 - 97\%$ .

Esta semejanza de los agentes de calentamiento y enfriamiento entre los sistemas con ángulos incidentes y densidades de hidrógeno iguales y distintas distribuciones espectrales de energía continua en el sistema mostrado en las figuras 4.38, 4.39, 4.40 y 4.41. Los porcentajes de contribución de los agentes de enfriamiento para el sistema de densidad de hidrógeno  $n_H = 10^{6,0} \text{ cm}^{-3}$  se muestran en panel superior de la figura 4.34, la recombinación por colisión de hidrógeno es el agente principal en el intervalo de temperaturas  $10^{2,0} \leq T \leq 10^{4,2}$  K con un porcentaje de contribución  $\approx 20 - 72\%$ , luego la emisión de distintos elementos en varios estados de ionización  $O^{+6}$ ,  $O^{+5}$ ,  $Fe^{+7}$ ,  $Fe^{+8}$ ,  $Fe^{+9}$ ,  $Fe^{+10}$ ,  $Fe^{+13}$ ,  $Fe^{+15}$ ,  $Fe^{+16}$ ,  $Ne^{+6}$  desde  $T \sim 10^{4,3}$  K hasta  $T \sim 10^{6,5}$  K con un porcentaje de contribución  $\approx 11 - 32\%$  y finalmente la radiación de frenado en el intervalo de temperaturas  $10^{6,6} \leq T \leq 10^{9,0}$  K con un porcentaje de contribución  $\approx 20 - 84\%$ .

Los agentes de enfriamiento del modelo II en el sistema de densidad  $\log_{10}(n_H) = 6,0 \text{ cm}^{-3}$  se encuentran en la figura 4.43. El principal agente de enfriamiento desde  $\log_{10}(T) = 2,0$  K hasta  $\log_{10}(T) = 2,5$  K es la recombinación por colisión de hidrógeno con un porcentaje de contribución  $\approx 41 - 46\%$ , luego el enfriamiento por recombinación ion-electrón en los granos de polvo participa en dos intervalos de temperatura  $2,6 \leq \log_{10}(T) \leq 4,4$  K con un porcentaje de contribución  $\approx 30 - 44\%$  y  $5,4 \leq \log_{10}(T) \leq 9,0$  K con un porcentaje de contribución  $\approx 15 - 100\%$ . Finalmente la emisión por  $O^{+6}$  y  $O^{+5}$  es el agente principal de enfriamiento faltante para el rango de temperaturas restantes con un porcentaje de contribución  $16 - 31\%$ .

En el la figura 4.44 se muestran los porcentajes de contribución de los agentes de calen-

---



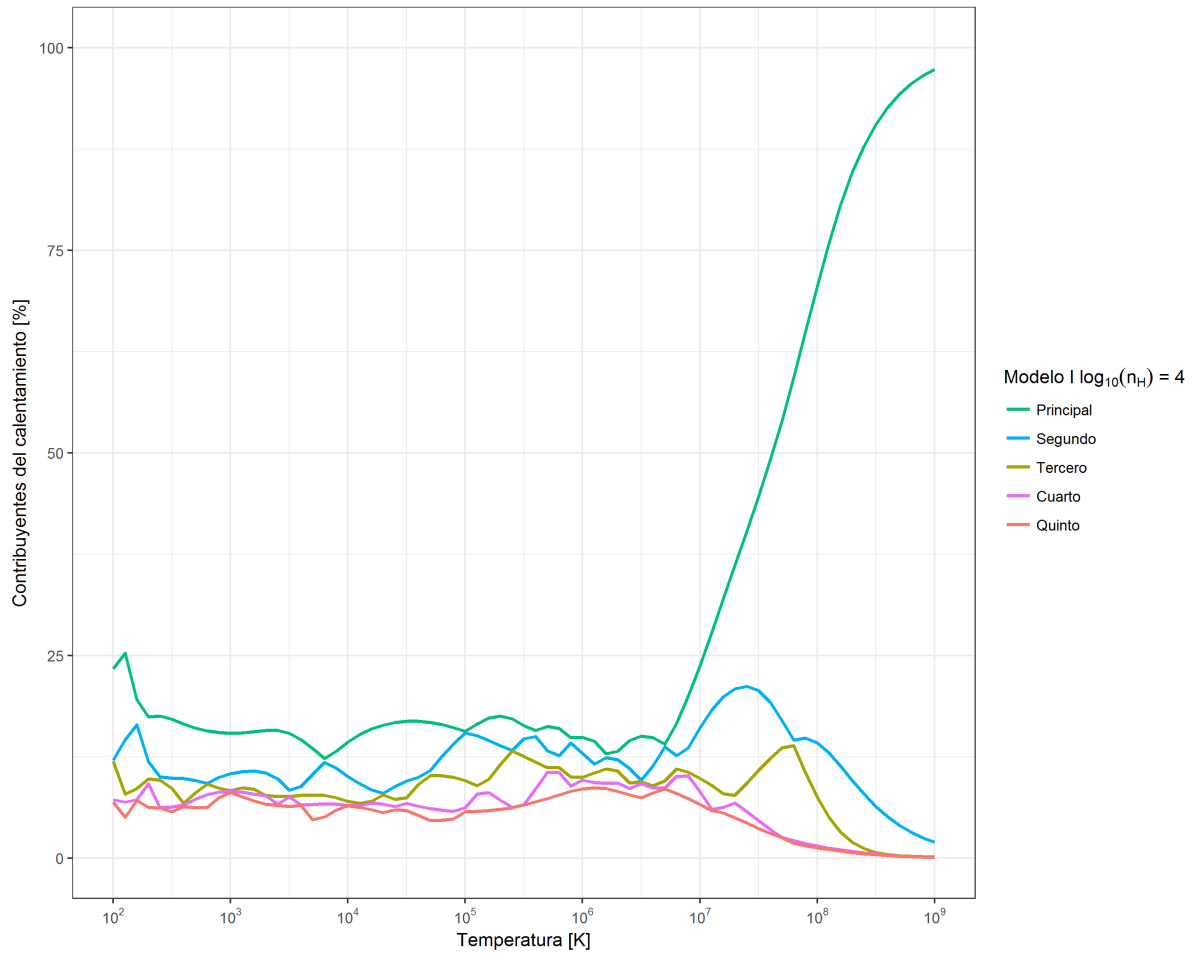


Figura 4.40: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 4 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar.

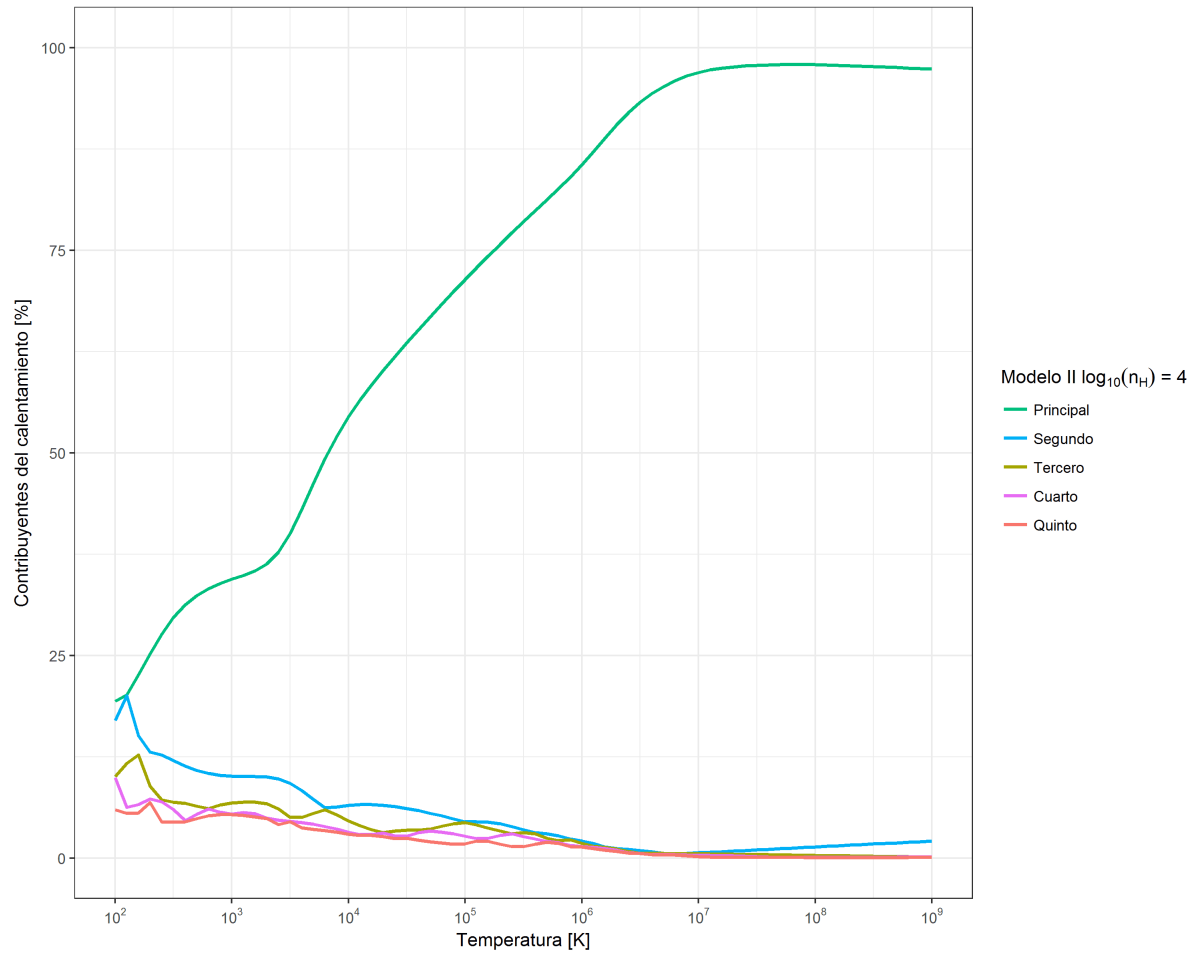


Figura 4.41: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 4 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.

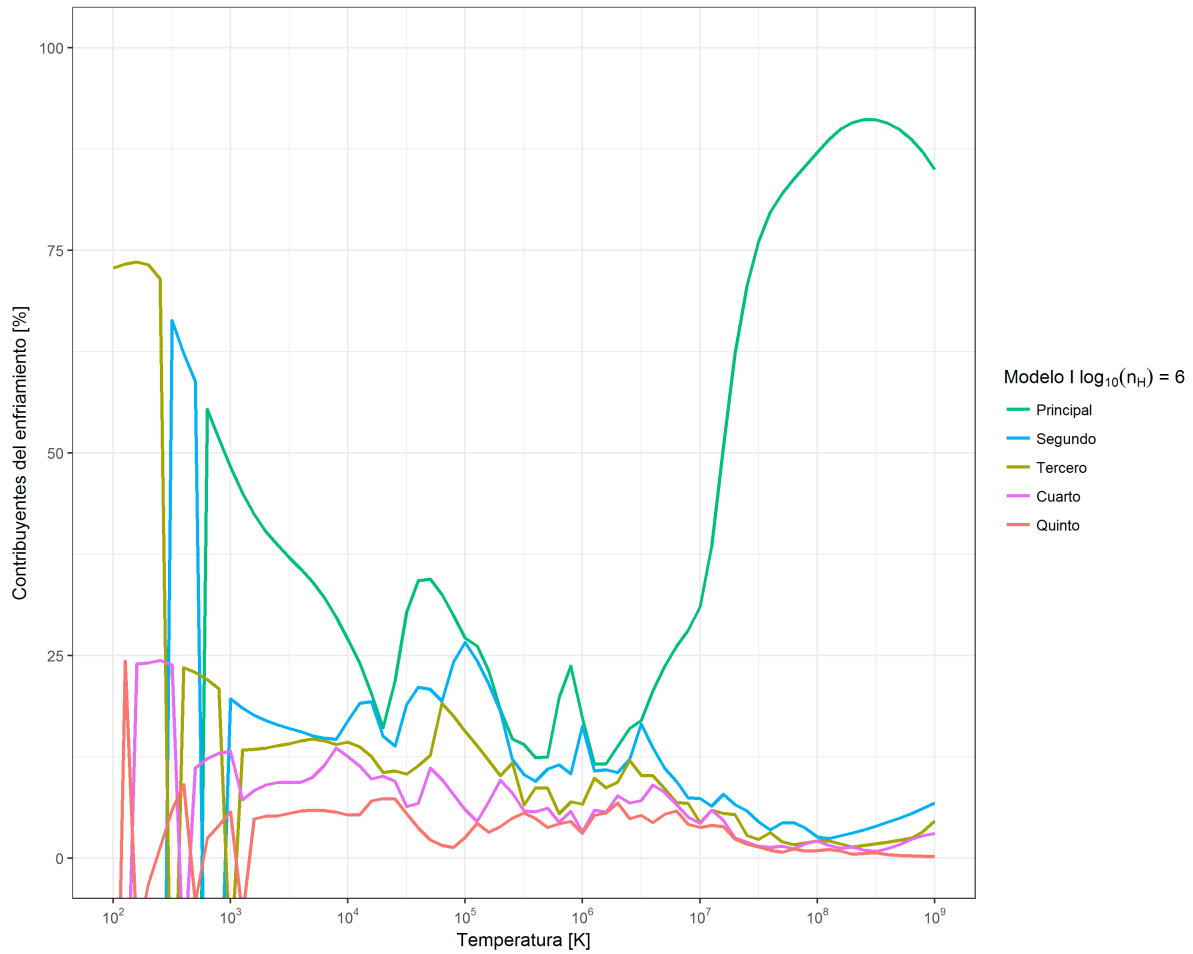


Figura 4.42: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 6,0 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar.

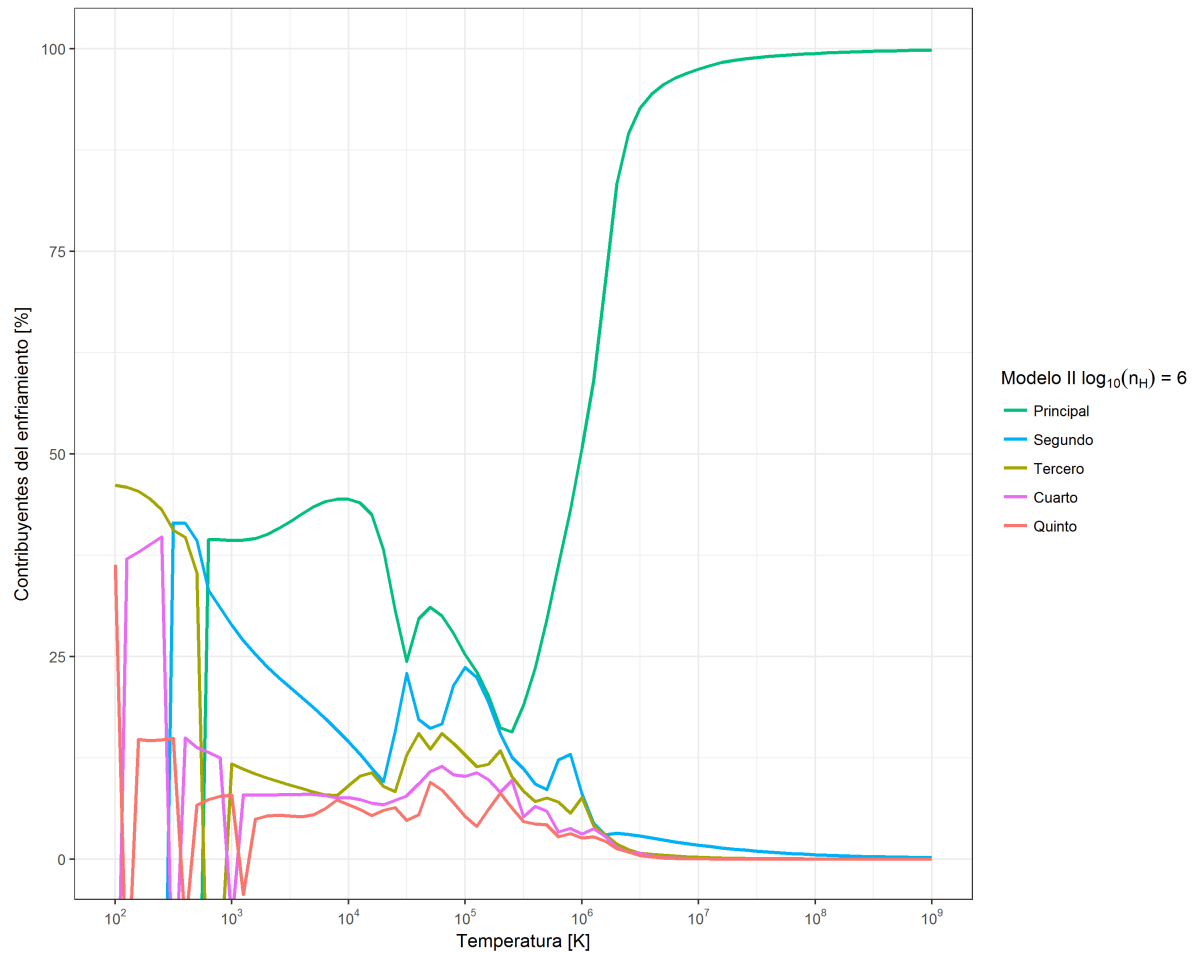


Figura 4.43: Porcentaje de contribución en el enfriamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 6,0 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.

tamiento en el sistema  $n_H = 10^{6,0} \text{ cm}^{-3}$ , ángulo incidente  $\theta = 0$  y modelo I los cuales son la ionización de distintos elementos como  $O^{+3}$ ,  $H^+$ ,  $Fe^{+8}$ ,  $Fe^{+9}$ ,  $Fe^{+17}$ ,  $Fe^{+18}$ ,  $Fe^{+19}$ ,  $Fe^{+21}$ ,  $Fe^{+23}$  en los intervalos de temperatura  $2,0 \leq \log_{10}(T) \leq 5,0$  K y  $5,6 \leq \log_{10}(T) \leq 7,3$  K con porcentajes de contribución  $\approx 12 - 44$  %. También participa como agente principal de calentamiento *Unresolved Transition Array*, UTA desde  $\log_{10}(T) = 5,1$  K a  $\log_{10}(T) = 5,5$  K con un porcentaje de contribución  $\approx 11 - 12$  % y el calentamiento compton domina a partir de  $\log_{10}(T) = 7,4$  K hasta  $\log_{10}(T) = 9,0$  K. Por otro lado en el modelo II, en la figura 4.45 se presentan los porcentajes de contribución sus agentes de calentamiento y se resumen en la ionización de  $O^{+3}$  en  $\log_{10}(T) = 2,0$  K con un porcentaje de contribución  $\approx 20$  % y  $H^+$  desde  $\log_{10}(T) = 2,1$  K a  $\log_{10}(T) = 2,6$  K con un porcentaje de contribución  $\approx 20 - 29$  %. Luego el foto calentamiento en granos de polvo es el agente principal con un porcentaje de contribución  $\approx 32 - 96$  % en el intervalo de temperatura restante.

Las similitudes encontradas en el comportamiento de los agentes de enfriamiento y calentamiento de los sistemas con ángulo incidente idéntico, densidades de hidrógeno suficientemente altas y composición química igual pero distribuciones espectrales de energía distintas implican una reducción de las diferencias entre sus tasas de calentamiento y enfriamiento tal como se muestran en las figuras 4.2 y 4.27, lo que extiende a su vez el análisis realizado para los agentes de enfriamiento y calentamiento de las distribuciones espectrales de energía SED 1 a los sistemas de distribución espectral SED 2 en estos valores de densidad de hidrógeno. Igualmente, las tasas de calentamiento y enfriamiento presentan una sensibilidad en la modificación de su distribución espectral de energía en sistemas con densidad de hidrógeno baja lo cual se espera ya que estos procesos dependen principalmente de los mecanismos de ionización y estos a su vez por los campos de radiación incidente.

Igualmente en la distribución espectral de energía SED 2, las curvas mostradas en los paneles de las figuras 4.46 y 4.47 correspondientes a los sistemas con densidad de hidrógeno  $\log_{10}(n_H) = 2,0 \text{ cm}^{-3}$  y  $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$  con ángulo incidente  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$  difieren por varios ordenes de magnitud a los sistemas con densidades de hidrógeno iguales pero ángulo incidente  $\theta = 0$  mostrados en las figuras 4.26 y 4.27 tal como sucede en la distribución espectral de energía SED 1. Adicionalmente esta diferencia en magnitud disminuye al aumentar la densidad de hidrógeno como se aprecia al comparar las curvas de enfriamiento y calentamiento de la figuras 4.48 con 4.28 y 4.49 y 4.29.

En la figura 4.50 se muestran las temperaturas de equilibrio de los sistemas con las

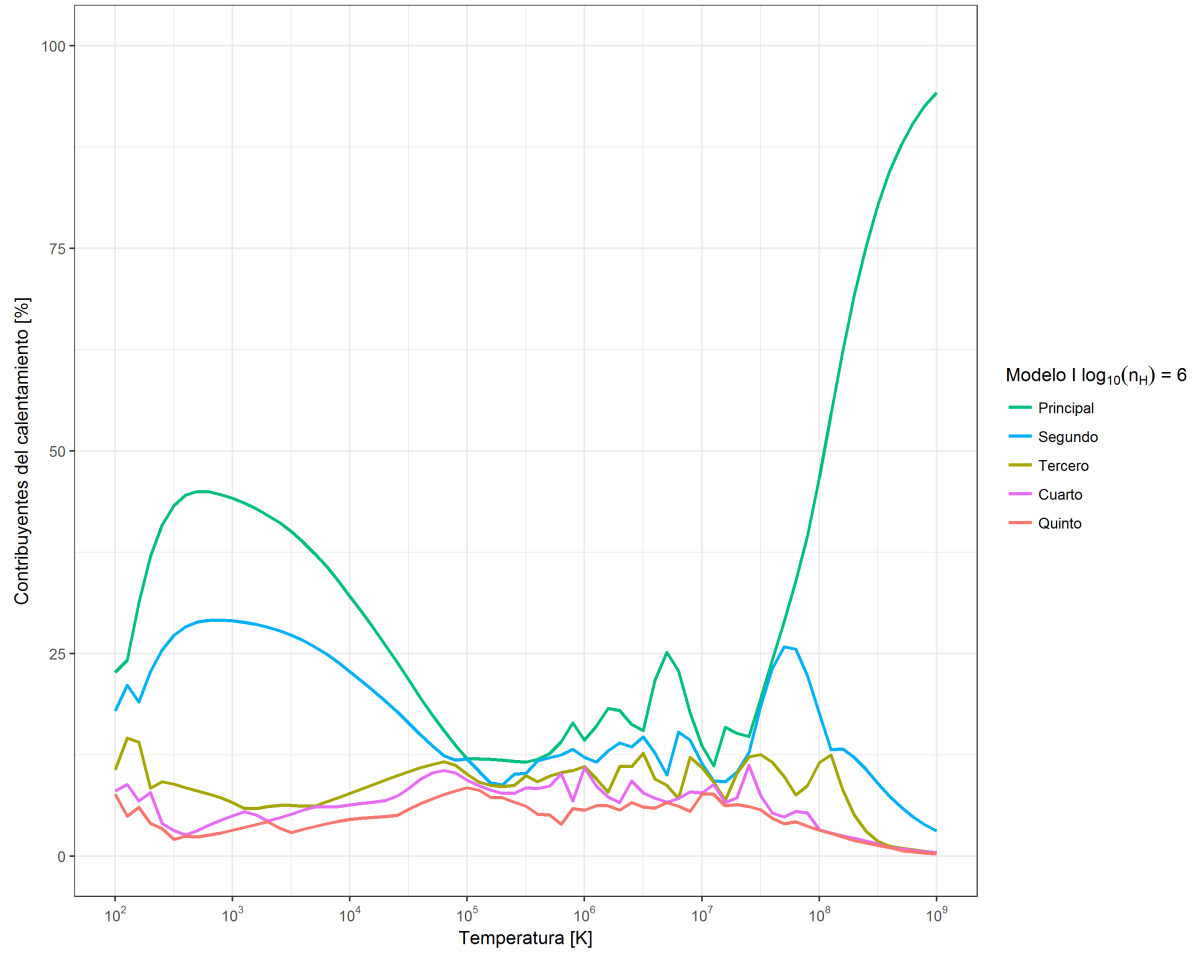


Figura 4.44: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0 \text{ rad}$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 6,0 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar.

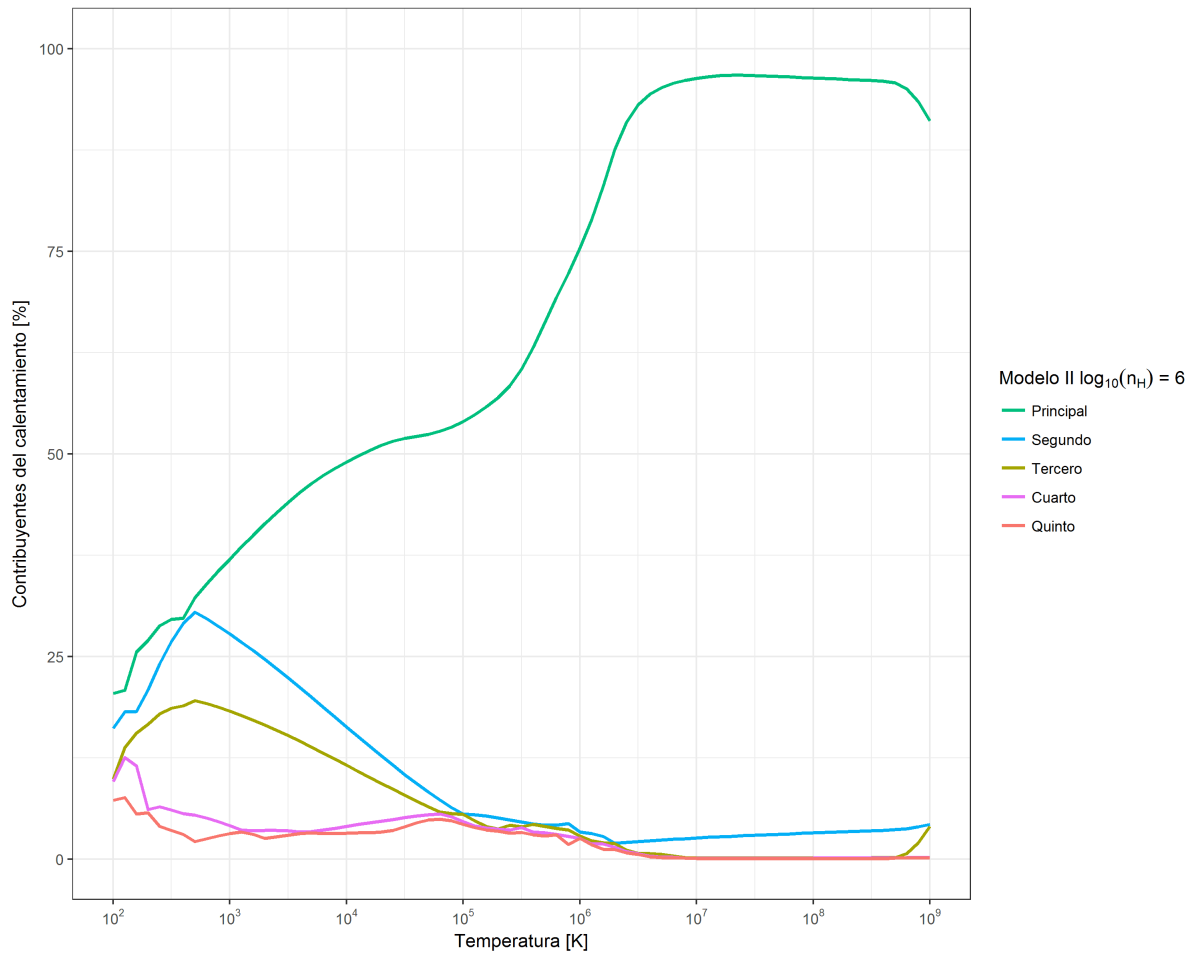


Figura 4.45: Porcentaje de contribución en el calentamiento del sistema de distribución espectral de energía SED 2, ángulo incidente  $\theta = 0$ , densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 6,0 \text{ cm}^{-3}$  y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar.

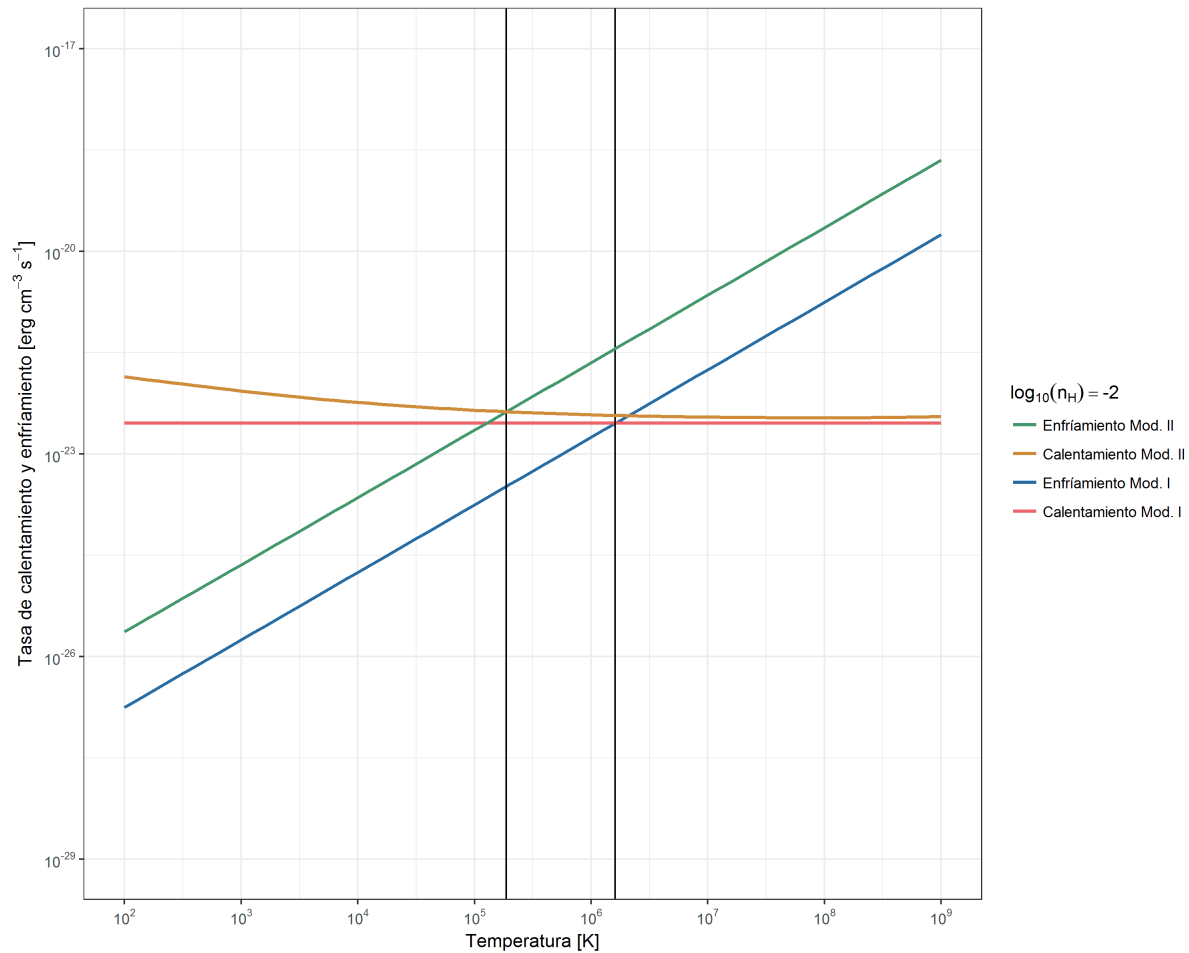


Figura 4.46: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 2, parametrizados por el ángulo incidente  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 2,0 \text{ cm}^{-3}$ .



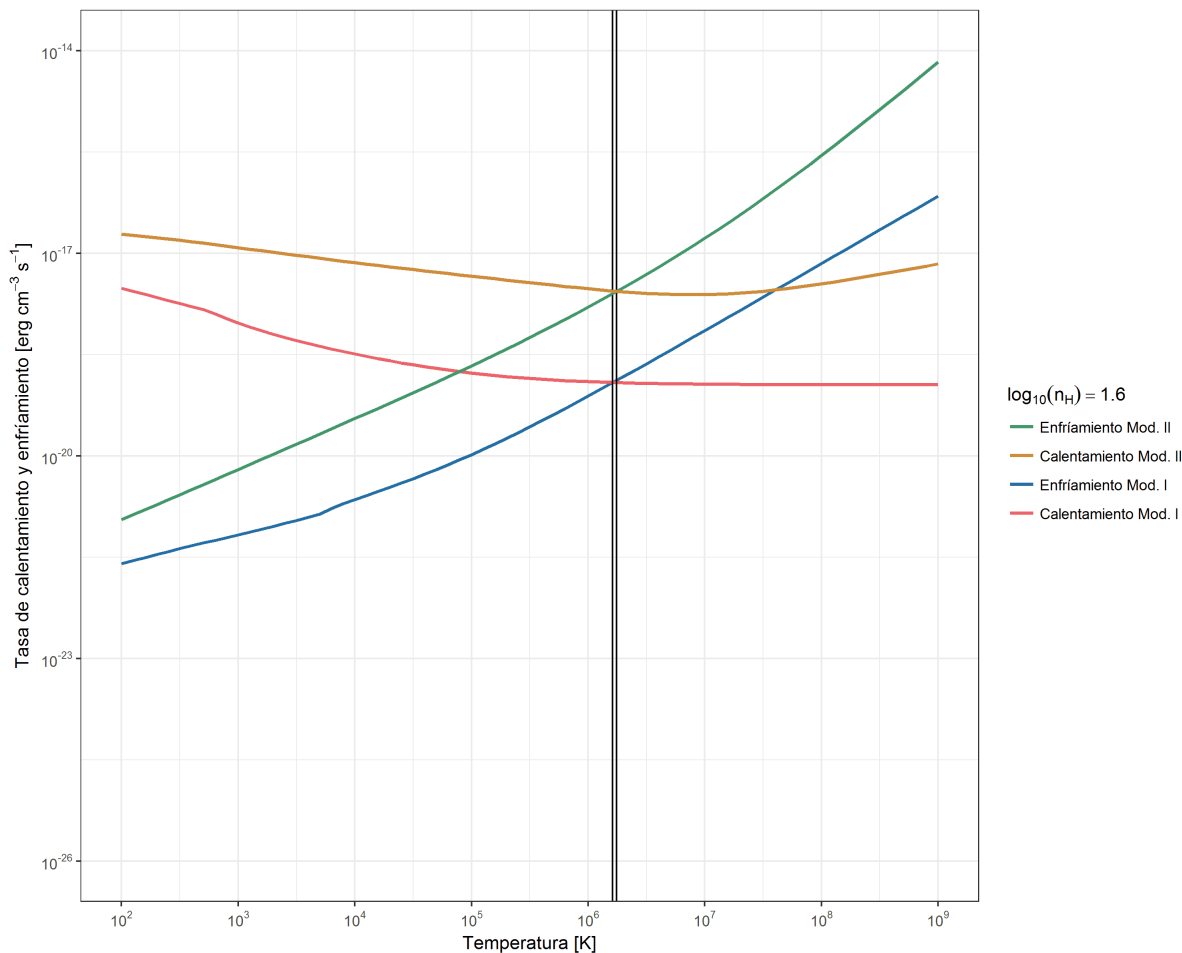


Figura 4.47: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 2, parametrizados por el ángulo incidente  $\theta = \pi/2$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$ .

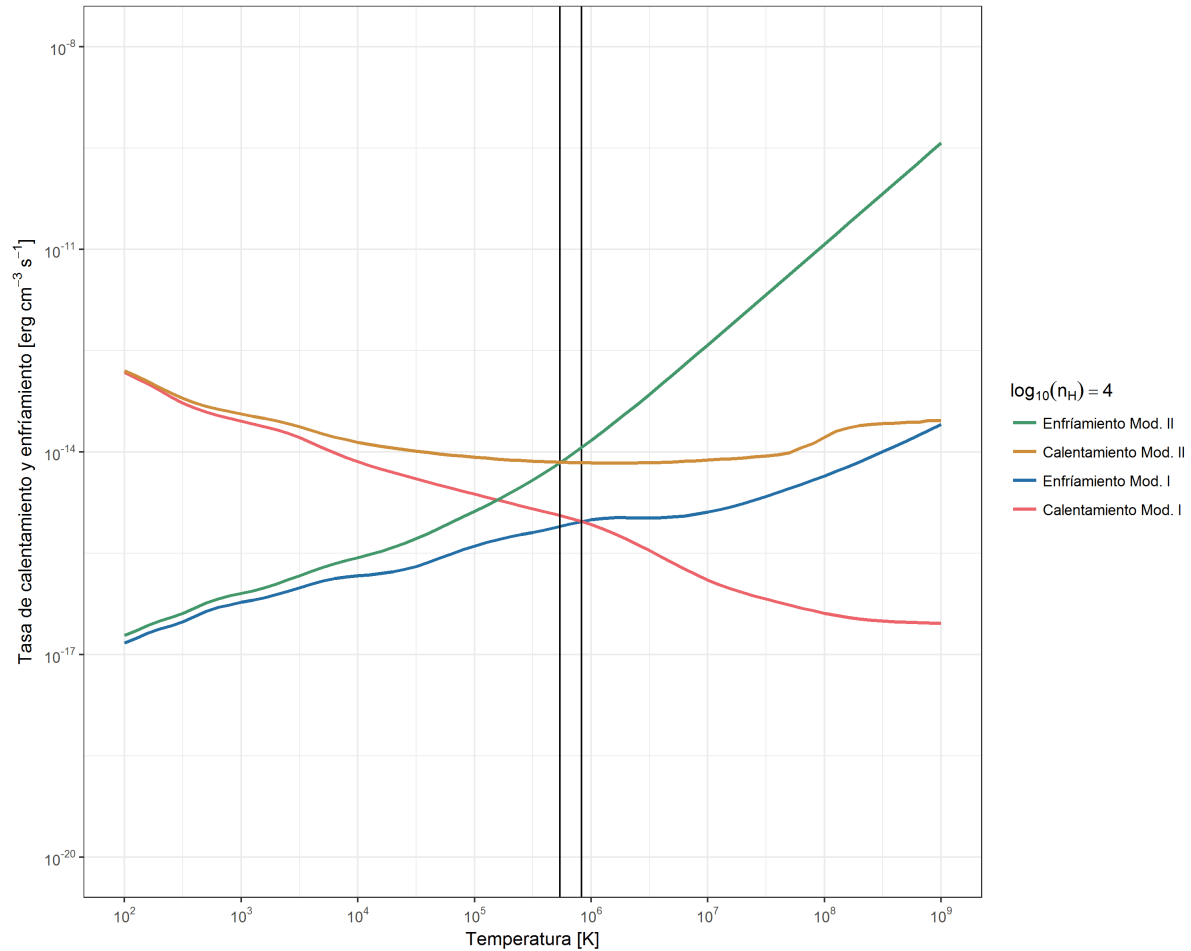


Figura 4.48: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parametrizados por el ángulo incidente  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 4 \text{ cm}^{-3}$ .

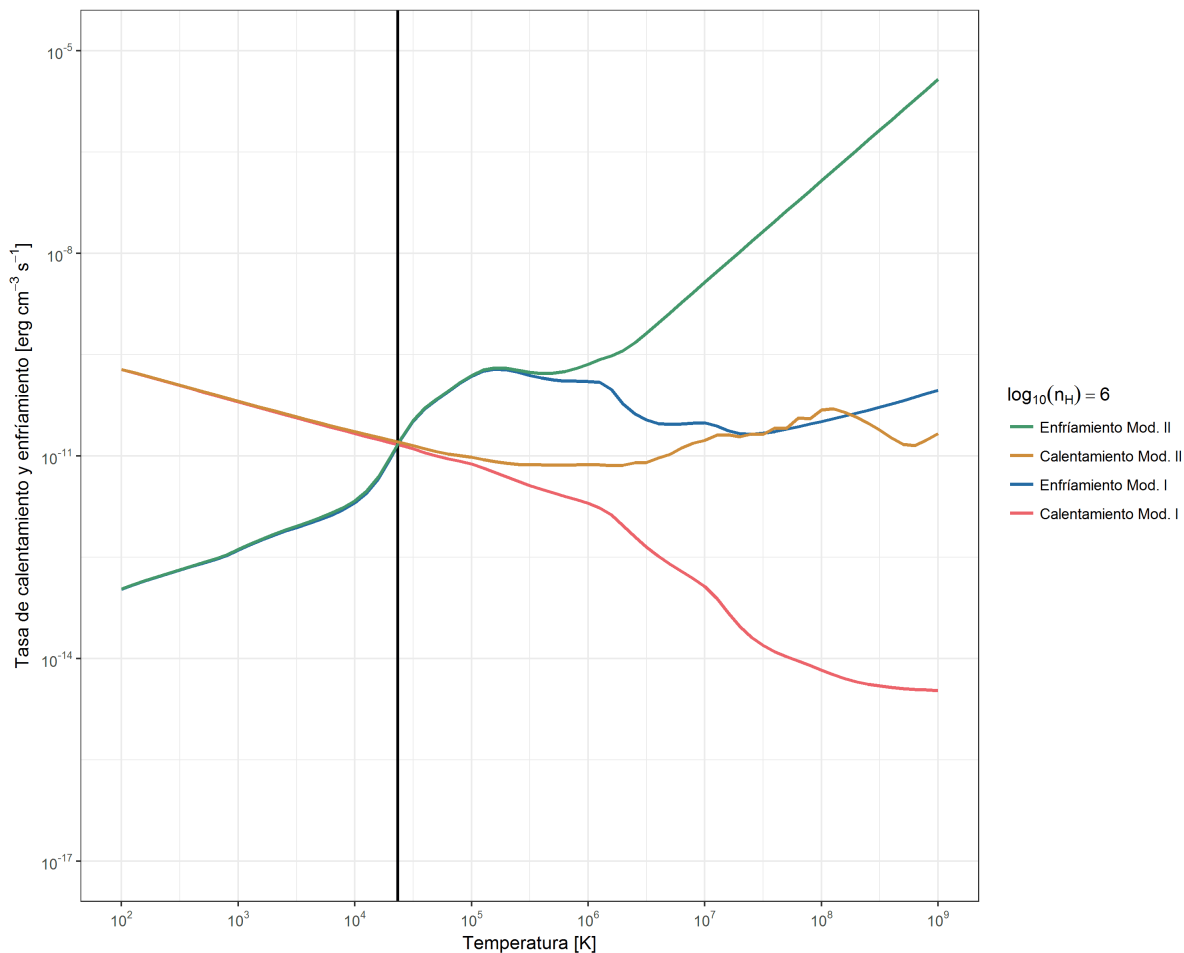


Figura 4.49: Tasas de calentamiento y enfriamiento en función de la temperatura correspondientes a la distribución espectral de energía SED 1, parametrizados por el ángulo incidente  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$ , composición química de gas de abundancia solar (modelo I) y composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar (modelo II), junto una densidad de hidrógeno igual a  $\log_{10}(n_H) = 6 \text{ cm}^{-3}$ .

densidades de hidrógeno, ángulos incidentes y composiciones químicas tratadas en este trabajo para la distribución espectral de energía SED 2. La tendencia de la temperatura de equilibrio en los sistemas con composición química de gas de abundancia solar y polvo interestelar es aumentar desde  $\log_{10}(n_H) = 2,0 \text{ cm}^{-3}$  hasta un máximo ubicado en  $\log_{10}(n_H) = 2,0 \text{ cm}^{-3}$  en el sistema con ángulo incidente  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$  y  $\log_{10}(n_H) = 3,5 \text{ cm}^{-3}$  en el caso de los sistemas de ángulos incidentes calculados restantes. A partir de  $\log_{10}(n_H) = 3,6$  las temperaturas de equilibrio del modelo II disminuyen, luego difieren en menos de un orden de magnitud para todos los ángulos de incidencia a partir  $\log_{10}(n_H) = 4,8 \text{ cm}^{-3}$ . Por otro lado, las temperaturas de equilibrio del modelo I se mantienen casi constantes en el intervalo de densidades de hidrógeno  $-2,0 \leq \log_{10}(n_H) \leq 1,5$ . Posteriormente en el sistema de ángulo incidente  $\theta = \pi/2 \text{ rad}$  se mantiene casi constante la temperatura de equilibrio y disminuye a partir de  $\log_{10}(n_H) = 3,0 \text{ cm}^{-3}$  mientras que en los sistemas de ángulo incidente restantes aumenta la temperatura de equilibrio desde  $\log_{10}(n_H) = 1,6 \text{ cm}^{-3}$  y descienden desde  $\log_{10}(n_H) = 3,5 \text{ cm}^{-3}$  hasta  $\log_{10}(n_H) = 9,0 \text{ cm}^{-3}$  tal que las temperaturas de equilibrio de todos los ángulos incidentes y composiciones químicas difieran menos de un orden de magnitud.

Esta dependencia de las tasas de enfriamiento y calentamiento respecto al ángulo incidente  $\theta$ , y por lo tanto sus temperaturas de equilibrio, en la distribución espectral de energía SED 2 requiere el estudio de los agentes de enfriamiento y calentamiento para cada sistema con ángulo incidente distinto, el cual será anexado en la publicación del presente trabajo y de esta forma se relacionará el aporte relativo hecho por el campo de radiación del disco de acreción y las componentes que lo acompañan según la distribución espectral de energía estudiada a los mecanismos de enfriamiento y calentamiento calculados.

---

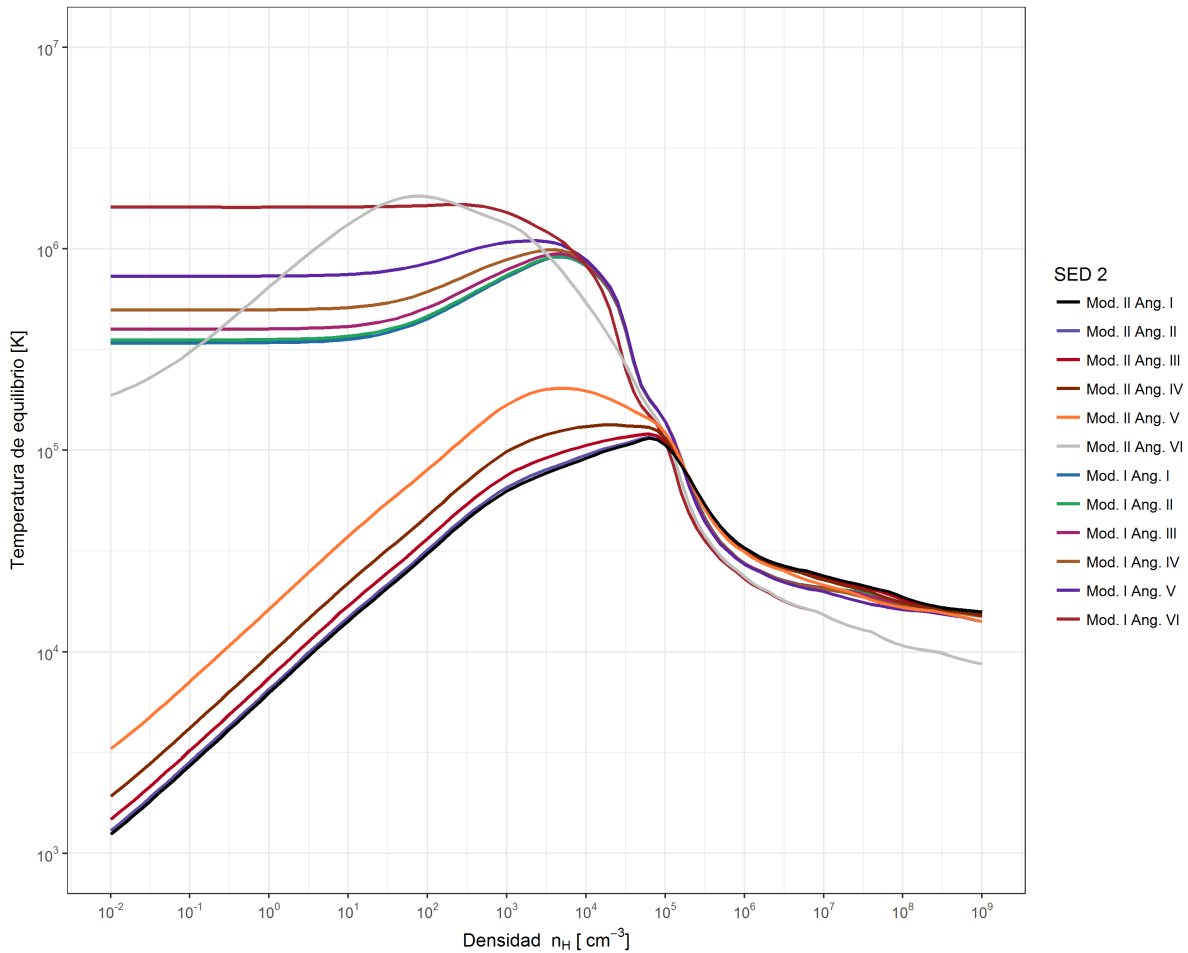


Figura 4.50: Temperaturas de equilibrio en función de la densidad de hidrógeno correspondientes a la distribución espectral de energía 2 y parametrizadas por las composiciones químicas de gas de abundancia solar (modelo I) y abundancia de gas solar y polvo interestelar (modelo II) y ángulo de incidencia el cual varía según se muestra en la figura 3.3.



# CONCLUSIONES

En este trabajo se calculó de forma numérica la tasa de calentamiento y enfriamiento radiativo para un modelo de núcleo activo de galaxia a través del uso del código CLOUDY v.13.03 considerando dos distribuciones espectrales de energía descrito por [6] y compuesto por un gas de abundancia solar [10] en presencia y ausencia de polvo cósmico de tipo interestelar [29]. El modelo de núcleo activo construido se constituye por un agujero negro supermasivo fiducial como objeto compacto central [4] y un disco de acreción ópticamente grueso y geoméricamente delgado [37] el cual reproduce el fluido de acreción hacia el agujero negro y a su vez se incorporaron campos de radiación como el del fondo cósmico y un fondo de radiación fotoionizante [40]. El cómputo de las funciones numéricas en función de la temperatura contempló como parámetros las componentes de las distribuciones espectrales de energía, la composición química, la densidad de hidrógeno y la distancia a la fuente, adicionalmente el cálculo de las tasas de calentamiento y enfriamiento se acompañó por los fenómenos microfísicos principales vinculados junto a sus porcentajes de contribución.

La incorporación de polvo interestelar en la composición química de los sistemas estudiados generó cambios significativos en las funciones numéricas calculadas y observado en ambas distribuciones espectrales de energía consideradas. En los ambientes astrofísicos construidos de densidad de hidrógeno baja como  $n_H = 10^{-2,0} \text{ cm}^{-3}$  con distribuciones espectrales de energía SED 1 y SED 2 e igual ángulo incidente se apreciaron tasas de calentamiento y enfriamiento con tendencias similares al aumento de temperatura pero con al menos un orden de magnitud de diferencia en el caso de las tasas de enfriamiento, aumentando su brecha al disminuir el ángulo incidente.

El estudio del aumento de la densidad de hidrógeno en el sistema con  $n_H = 10^{1,6} \text{ cm}^{-3}$  en ambos modelos de composición química con distribuciones espectrales de energía SED 1 y SED 2 e igual ángulo incidente mostró una diferencia notoria en las tasas de calentamiento y enfriamiento de varios ordenes de magnitud en todo el rango de tempera-

---

turas considerado. Esta distinción en ordenes de magnitud entre las funciones numéricas de distintas composiciones químicas se mantiene solo a altas temperaturas  $T > 10^{6,0}$  K al incrementar la densidad de hidrógeno tal como se observa en los sistemas  $n_H = 10^{4,0} \text{ cm}^{-3}$  y  $n_H = 10^{6,0} \text{ cm}^{-3}$ , lo que a su vez resulta en tasas de calentamiento y enfriamiento más idénticas a mayores densidades de hidrógeno a temperaturas  $T < 10^{6,0}$  K.

El análisis de las tasas de enfriamiento y calentamiento se sustentó en el cálculo de los procesos microfísicos partícipes. La implementación de la dinámica de fluidos correspondientes a un disco de acreción en el modelo de núcleo activo de galaxia resulta en una contribución permanente de enfriamiento por expansión en todas los sistemas calculados y especialmente dominante a bajas densidades en los dos sistemas de composiciones considerados, siendo mayor su aporte en el modelo con composición química en presencia de polvo interestelar consecuencia de una presión térmica mayor desencadenada por agentes de calentamiento como el efecto compton, el cual es predominante a altas temperaturas sobre otros procesos como la creación de pares ya que éste último suele ser ineficiente por estar seguido de la aniquilación de las partículas o la fotoionización producto de fotones de energías mayores a 50 keV no participan considerablemente debido a la pequeña sección eficaz de fotoionización; y también la emisión de electrones desde los granos de polvo, conocido este último proceso por su contribución dominante en nubes de gas difusas interestelares [47].

La contribución en el enfriamiento realizada por la expansión decrece al aumentar la densidad de hidrógeno. En los modelos con composición química de gas de abundancia solar su porcentaje de contribución disminuye consecuencia del aporte de otros procesos radiativos dependientes de  $n_H$  los cuales empiezan a tener lugar como la recombinación por colisión, la emisión de línea y la radiación de frenado. Esto se esperaba ya que evidencia una sensibilidad en cuanto a la cantidad de materia y el campo de radiación presente en función de la temperatura y por lo tanto un cambio en la densidad electrónica. En consecuencia el enfriamiento del sistema ya no estará conducido mayormente por la dinámica del fluido producto del disco de acreción sino por la frecuencia de las interacciones entre las partículas de luz y la materia presente.

En el caso del modelo con gas de abundancia solar y polvo interestelar el enfriamiento por expansión compite con la recombinación ion-electrón en los granos de polvo como agente principal a medida que aumenta la densidad de hidrógeno, siendo éste último quien persiste como agente principal al incrementar  $n_H$  y la temperatura tal como se esperaba

---



---

por su eficiencia respecto a otros procesos [45]. Esto a su vez se relaciona con el efecto fotoeléctrico en granos de polvo como agente principal de calentamiento dominante en casi todo el rango de temperaturas en este modelo, lo que incrementa la densidad electrónica en el ambiente y favoreciendo la interacción entre electrones y granos de polvo cargados.

Los procesos microfísicos partícipes en el cálculo de la tasa de calentamiento y enfriamiento del modelo de núcleo activo de galaxia con distribución espectral de energía SED 1 se encontraron también en el mismo sistema con distribución espectral de energía SED 2. Algunas diferencias se presentaron como porcentajes de contribución diferentes o intervalos de temperatura distintos en los que participan los agentes principales y ello evidenció una sensibilidad respecto al campo de radiación introducido, esto se explica por la incorporación de más partículas de luz UV y alta energía en la SED 2 que se traduce en mayor radiación de ionización incidente en los granos de polvo y átomos, haciendo posible la emisión de más electrones en los granos de polvo y la ionización de elementos pesados como hierro, siendo éste último proceso relevante ya que las líneas de hierro permiten la detección de núcleos activos de galaxia [50].

La variación del ángulo incidente produjo un cambio significativo en las tasas de calentamiento y enfriamiento calculadas para todos los modelos de composición química considerados. Esta modificación implicó un aporte más débil de la componente de radiación proveniente del disco geoméricamente delgado y ópticamente grueso y que resultó en funciones numéricas de al menos tres ordenes de magnitud menor a comparación de las funciones numéricas del modelo con ángulo incidente  $\theta = 0$ . La diferencia en ordenes de magnitud disminuyó a medida que la densidad de hidrógeno aumenta, lo que podría indicar una posible independencia de los procesos de calentamiento y enfriamiento de esta componente de campo de radiación mientras que el aporte de la radiación ionizante esté presente y la densidad de hidrógeno sea suficiente como para que predominen ciertos procesos.

A su vez, se muestran las temperaturas de equilibrio correspondientes a la temperatura donde la tasa de calentamiento y enfriamiento se igualan. Estas curvas pertenecientes a un mismo modelo de composición química tuvieron una tendencia a una misma conducta relativa entre sí a lo largo de todo el rango de densidades, mostrando que en el sistema con composición química de gas de abundancia solar acompañado por polvo interestelar alcanza temperaturas de equilibrio menores que el sistema compuesto por gas de abundancia solar. El estudio de los modelos con distintos ángulos de incidencia, sus procesos

---

partícipes y su vinculación con las temperaturas de equilibrio se anexará en la publicación del presente trabajo en donde se tratará la importancia de la componente de radiación proveniente del disco de acreción, la relevancia de la componente que acompaña al disco de acreción en la distribución espectral de energía y las consecuencias de agregar polvo interestelar.

Una recomendación de ampliación de este trabajo sería el uso complementario de XSTAR [14] para la simulación del espectro foto ionizado del modelo de núcleo activo construido y así comparar los datos numéricos con observaciones realizadas anexando un análisis estadístico al mismo. Adicionalmente, si los recursos tecnológicos lo permiten, la reproducción de estos cálculos agregando la variación de los parámetros como la distancia a la fuente  $R$  y la implementación de otros constituyentes en la composición química como moléculas.

# Bibliografía

- [1] Katia M. Ferrière. The interstellar environment of our galaxy. *Rev. Mod. Phys.*, 73:1031–1066, Dec 2001.
  - [2] Anders E.; Grevesse N. Abundances of the elements - meteoritic and solar. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 53:197–214, Jan 1989.
  - [3] Urry C. Megan; Padovani Paolo. Unified schemes for radio-loud active galactic nuclei. *Astronomical Society of the Pacific*, 107:803, Sep 1995.
  - [4] Beckmann Volker; Shrader Chris R. *Active Galactic Nuclei*. SIAM, Aug 2012.
  - [5] Elvis Martin; Wilkes Belinda J.; McDowell Jonathan C.; Green Richard F.; Bechtold Jill; Willner S. P.; Oey M. S.; Polomski Elisha; Cutri Roc. Atlas of quasar energy distributions. *ApJS*, 95:1–68, Nov 1994.
  - [6] José M. Ramírez-Velasquez et al. Impetus: New cloudy’s radiative tables for accretion onto a galaxy black hole. *ApJS*, 226:22, Apr 2016.
  - [7] Laor Ari; Fiore Fabrizio; Elvis Martin; Wilkes Belinda J.; McDowell Jonathan C. The soft x-ray properties of a complete sample of optically selected quasars. ii. final results. *ApJ*, 477:93–113, Mar 1997.
  - [8] Zheng Wei; Kriss Gerard A.; Telfer Randal C.; Grimes John P.; Davidsen Arthur F. A composite hst spectrum of quasars. *ApJ*, 475:469–478, Feb 1997.
  - [9] Nick Higginbottom et al. Line-driven disk winds in active galactic nuclei: The critical importance of ionization and radiative transfer. *ApJ*, 789:19, 2014.
  - [10] Grevesse N.; Asplund M.; Sauval A. J.; Scott P. The chemical composition of the sun. *Ap&SS*, 328:179–183, Oct 2010.
  - [11] Robert Antonucci. Unified models for active galactic nuclei and quasars. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 31:473–521, 1993.
-

- [12] Roy P. Kerr. Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics. *Phys. Rev. Lett.*, 11:237–238, Sep 1963.
- [13] H.-Y. Karen Yang; Christopher S. Reynolds. How agn jets heat the intracluster medium—insights from hydrodynamic simulations. *ApJ*, 829:90, Sep 2016.
- [14] Kallman T.; Bautista M. Photoionization and high-density gas. *ApJS*, 133:221–253, 2001.
- [15] Ferland G. J.; Porter R. L.; van Hoof P. A. M.; Williams R. J. R.; Abel N. P.; Lykins M. L.; Shaw G.; Henney W. J.; Stancil P. C. The 2013 release of cloudy. *RMxAA*, 49:137–163, Apr 2013.
- [16] Wiersma Robert P. C.; Schaye Joop; Smith Britton D. The effect of photoionization on the cooling rates of enriched, astrophysical plasmas. *MNRAS*, 393:99–107, Feb 2009.
- [17] Ferland G. J.; Porter R. L.; van Hoof P. A. M.; Williams R. J. R.; Abel N. P.; Lykins M. L.; Shaw G.; Henney W. J.; Stancil P. C. *Hazy, a brief introduction to CLOUDY C13.1*, volume 1. 2013.
- [18] Ferland G. J.; Porter R. L.; van Hoof P. A. M.; Williams R. J. R.; Abel N. P.; Lykins M. L.; Shaw G.; Henney W. J.; Stancil P. C. *Hazy, a brief introduction to CLOUDY C13.1*, volume 2. 2013.
- [19] Ferland G. J.; Porter R. L.; van Hoof P. A. M.; Williams R. J. R.; Abel N. P.; Lykins M. L.; Shaw G.; Henney W. J.; Stancil P. C. *Hazy, a brief introduction to CLOUDY C13.1*, volume 3. 2013.
- [20] Charles Messier. Catalogue des Nébuleuses & des amas d'Étoiles. *Connaissance des Temps*, pages 227–267, 1781.
- [21] V. M. Slipher. The radial velocity of the andromeda nebula. *Lowell Observatory Bulletin*, 1:56–57, 1913.
- [22] E. P. Hubble. Extragalactic nature of spiral nebulae. *ApJ.*, 64:321–369, 1926.
- [23] Field G. B. et. al. Cosmic-ray heating of the interstellar gas. *ApJ.*, 142:531, 1965.
- [24] McKee C. F.; Ostriker J. P. A theory of the interstellar medium - three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. *ApJ.*, 218:148–169, 1977.
-

- 
- [25] Hoyle F.; Ellis G. R. A. On the existence of an ionized layer about the galactic plane. *Australian Journal of Physics*, 16:1, 1963.
- [26] Reber Grote; Ellis G. R. Cosmic radio-frequency radiation near one megacycle. *Journal of Geophysical Research*, 61:1–10, 1956.
- [27] Hewish A.; Bell S. J.; Pilkington J. D. H.; Scott P. F.; Collins R. A. Observation of a rapidly pulsating radio source. *NATURE*, 217:709–713, 1968.
- [28] Reynolds R. J.; Scherb F.; Roesler F. L. Observations of diffuse galactic ha and [n ii] emission. *ApJ.*, 185:869–876, 1973.
- [29] Mathis J. S.; Rumpl W.; Nordsieck K. H. The size distribution of interstellar grains. *Apj.*, 217:425–433, 1977.
- [30] E. P. Hubble. Extragalactic nebulae. *ApJ.*, 64:321–369, 1926.
- [31] P. Felten J. E.; Morrison. Recoil photons from scattering of starlight by relativistic electrons. *Phys. Rev. Lett.*, 10:453–457, May 1963.
- [32] L Haardt F.; Maraschi. A two-phase model for the x-ray emission from seyfert galaxies. *ApJ. Lett.*, 380:L51–L54, Oct 1991.
- [33] E. A. Fath. The spectra of some spiral nebulae and globular star clusters. *Astronomical Society of the Pacific*, 21:138–143, Jun 1909.
- [34] Carl K. Seyfert. Nuclear emission in spiral nebulae. *ApJ*, 97:28, Jan 1943.
- [35] Khachikian Eh. E.; Weedman D. W. A spectroscopic study of luminous galactic nuclei. *Astrofizika*, 7:389–406, 1971.
- [36] T. M. Heckman. An optical and radio survey of the nuclei of bright galaxies - stellar populations and normal h ii regions. *A&A*, 87:142–151, 1980.
- [37] E. Meyer-Hofmeister; B. F. Liu; E. Qiao. Interaction of the accretion flows in corona and disk near the black hole in active galactic nuclei. *A&A*, 607:A94, Nov 2017.
- [38] J. Frank; A. King; D. Raine. *Accretion power in astrophysics*. Cambridge, 2002.
- [39] Daniel Proga. Dynamics of accretion flows irradiated by a quasar. *ApJ.*, 661:693, 2007.
- [40] Ostriker J. P.; Ikeuchi S. Physical properties of the intergalactic medium and the lyman-alpha absorbing clouds. *ApJ. Lett.*, 268:L63–L68, May 1983.
-

- [41] E. Vázquez-Semadeni. Are there phases in the ism? *EAS Publications Series*, 56:39–49, Sep 2012.
- [42] Krolik J. H.; McKee C. F.; Tarter C. B. Two-phase models of quasar emission line regions. *ApJ*, 249:422–442, Oct 1981.
- [43] Mathews William G.; Ferland Gary J. What heats the hot phase in active nuclei? *ApJ*, 323:456–467, Dec 1987.
- [44] Richard Pogge. The hot ism. *Physics of The Interstellar Medium - Lectures, The Ohio State University*, 7, Spring 2011.
- [45] Joseph C. Weingartner; B. T. Draine. Electron-ion recombination on grains and polycyclic aromatic hydrocarbons. *ApJ*, 563:842, Spring 2001.
- [46] = G. J.; Martin P. G.; van Hoof P. A. M.; Weingartner J. C Ferland. in workshop on x-ray spectroscopy of agn with chandra and xmm-newton. *ApJ*, Report 279:103, 2002.
- [47] JOSEPH C. WEINGARTNER; B. T. DRAINE. Photoelectric emission from interstellar dust : Grain charging and gas heating. *ApJSS*, 134:263–281, Jun 2001.
- [48] B. T. Draine. Photoelectric heating of interstellar gas. *Astrophysics and Space Science*, 36:595–619, Apr 1978.
- [49] Kenneth I. Kellermann Gerrit L. Verschuur. *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, volume 1. Springer, 1988.
- [50] Tanaka Y.; Nandra K.; Fabian A. C.; Inoue H.; Otani C.; Dotani T.; Hayashida K.; Iwasawa K.; Kii T.; Kuneida H.; Makino F. et al. Gravitationally redshifted emission impying an accretion disk and massive black hole in the active galaxy mcg-6-30-15. *NATURE*, 375:659, 1995.
-