



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Instituto de Radioastronomía y Astrofísica

**OBSERVACIONES SIMULADAS DE REGIONES DE
FORMACIÓN ESTELAR: EL PAPEL DE LOS MODELOS
DE POBLACIÓN ESTELAR**

TESIS QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA

JESÚS MIGUEL JÁQUEZ DOMÍNGUEZ

TUTOR

DR. JACOPO FRITZ

IRYA

Morelia, Michoacán. Octubre 2019



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

”Las tinieblas que velan nuestras almas en este mundo corruptible nos hacen invisibles los Astros que asisten ante la majestad sagrada del Eterno; ellos ven al mismo tiempo y a la vez lo que conocemos y lo que no conocemos.”

Miguel Sendivogius

Índice general

Dedicatoria	XIV
Agradecimientos	III
Resumen	1
Abstract	5
1. Introducción	6
1.1. Regiones de formación estelar	6
1.2. Polvo Interestelar	8
1.2.1. Evidencias	8
1.3. Sobre la Función Inicial de Masa	13
1.4. Síntesis de poblaciones estelares	15
1.5. Los objetivos de este trabajo	17
1.6. Descripción capítulo a capítulo	18
2. Simulaciones hidrodinámicas	19
2.1. Antecedentes de uso de simulaciones hidrodinámicas y transporte radiativo.	19
2.2. Simulación hidrodinámica	20
3. Transporte radiativo en polvo.	26
3.1. Polvo Interestelar	26

3.2. Transporte Radiativo	30
3.2.1. Planteamiento del Problema	30
3.2.2. Ecuación de Transporte Radiativo	30
3.2.3. Emisión y Absorción Primarias	31
3.2.4. Incluyendo Difusión	32
3.2.5. Transporte Radiativo con Mezclas de Polvo	33
3.2.6. Incluyendo Emisión del Polvo	34
3.3. Método Monte Carlo para la Solución del Transporte Radiativo	36
3.3.1. Transporte Radiativo con Monte Carlo	37
3.4. Código de Transporte Radiativo SKIRT.	40
3.4.1. Descripción General	40
3.4.2. Configurar una Simulación	42
4. Parámetros físicos en la simulación: polvo	55
4.1. Emisión infrarroja	55
4.1.1. Candidatos	57
4.2. Draine y Li (2007)	58
4.3. MRN	58
4.4. THEMIS	61
4.5. Multicomponente	62
4.6. Código DustEm	63
5. Simulaciones RT	64
5.1. Modelos	66
5.1.1. Fuentes de fotones	67
5.1.2. Malla de gas	68
5.1.3. Instrumentos	68
5.1.4. Resultados de una simulación	70
5.1.5. Resultados visuales de la simulación	71

6. Resultados	78
6.1. Modelos	78
6.2. Las SED de los modelos	81
6.2.1. Fotometría Sintética	85
6.2.2. El papel de la parametrización de la IMF sobre las SED de las PS	87
6.3. El papel de la IMF sobre la emisión IR	91
6.3.1. El papel de la distribución de estrellas	96
6.3.2. El papel de la mezcla de polvo	100
6.3.3. Comparación con flujos de Orión	110
7. Conclusiones	113
7.1. Resultados más importantes y conclusiones.	115
7.2. El trabajo a futuro	117
A. Propiedades de las PS y sus espectros	119
A.1. Parámetros para las diferentes mezclas de polvo.	119
A.1.1. Parámetros para mezcla Draine y Li	119
A.1.2. Parámetros para la mezcla de THEMIS	120
A.2. Parámetros de configuración en SKIRT	120
A.2.1. Configuración de las fuentes de fotones	120
A.2.2. Distribución del Gas	121
A.2.3. Congifuración de los instrumentos	121
A.3. Propiedades de las PS	123
A.3.1. Espectros de entrada de las PS y SEDs a 1 pc.	123
A.4. SEDs infrarrojas	123
A.4.1. Muestreo máximo	123
A.4.2. Muestreo mínimo	123
A.4.3. Muestreo promedia	123
A.4.4. Muestreo mediana	147
A.4.5. Muestreo aleatorio	147

A.5. Diferencias entre poblar las PS con la máxima y mínima luminosidad	152
A.5.1. Kroupa mínima y máxima luminosidad	152
A.5.2. Salpeter mínima y máxima luminosidad	152
A.6. Diferencias entre IMFs al poblar las PS	155
A.6.1. Usando la máxima luminosidad en las PS.	155
A.6.2. Usando la mínima luminosidad en las PS.	155

Índice de figuras

1.1. Nube molecular llamada los Pilares de la creación en la nebulosa M16. Tomada por el telescopio espacial Hubble con la cámara WFC3 (2014). Lado izquierdo imagen en los filtros visibles del telescopio (UVIS). Lado derecho en longitudes de onda infrarrojas (IR).	8
1.2. Nube Barnard 68 vista en diferentes longitudes de onda.	9
1.3. Curva de extinción usando el ajuste de Fitzpatrick Fitzpatrick (1999).	11
1.4. Razón entre la emisión de la nebulosa y las estrellas en el filamento de NGC 7023. Los cortes a 5600, 6560, y 7600 Å es el resultado de la cancelación incompleta del brillo del cielo y la emisión de la nebulosa y no características de la emisión roja extendida (Witt y Vihj, 2003).	12
1.5. En la imagen se muestran las parametrizaciones de las IMF más usadas en la literatura.	15
2.1. Esquema que ilustra las condiciones iniciales usadas en Zamora-Avilés et al. (2019), las cuales consisten en dos corrientes cilíndricas de gas neutro tibio que convergen en el centro de la caja numérica.	21

2.2. Mapa de densidad columnar en los 80 pc centrales de la simulación. Paneles superiores son la vista de cara (“face-on”) y los inferiores de canto (“edge-on”). Los puntos negros y blancos son las posiciones de las partículas sumidero. Los puntos blancos son las estrellas más masivas y son las que radian más fotones ionizantes. Zamora-Avilés et al. (2019).	23
3.1. Distintas muestras de polvo interestelar.	28
3.2. Distribución espectral de una galaxia espiral típica. El área azul sombreada muestra la potencia absorbida por el polvo. Se muestran: la banda interestelar difusa del gas (DIB), la emisión infrarroja extendida (ERE), y la emisión anómala en microondas (AME) junto con las líneas espectrales más relevantes. La emisión continua del libre-libre se debe a la aceleración de electrones libres dispersados por iones en las regiones de ionización. Aquí ν es la frecuencia de radiación y L_ν es la potencia emitida por unidad de frecuencia. Imagen tomada de Galliano et al. (2018).	29
3.3. Representación esquemática de los bloques principales de una simulación con SKIRT. (Camps y Baes, 2015).	43
3.4. Mallas (Dust grid) de SKIRT. Izquierda: Una malla fija con el tamaño de las celdas distribuidas logarítmicamente en el eje vertical y con una ley de potencias en el eje horizontal. Centro: Malla cuboidal “k-d tree” con el tamaño de celdas que se ajustan con la distribución de densidad del modelo de una galaxia espiral. Derecha: Una malla “Voronoi” donde la generación de celdas se hace de manera aleatoria siguiendo la distribución de densidad para el mismo modelo de una galaxia espiral. Camps y Baes (2015).	47
3.5. Esquema sobre la jerarquía de DustMix.	48
3.6. Esquema sobre las componentes y configuración de ConfigurableDustMix. Diagrama tomado de la página oficial de SKIRT (Maarten y Camps, 2019).	49

5.1. Diagrama con las componentes de cada modelo. La distribución espacial del gas y las propiedades de las PS (masa, edad, psiciones) vienen dadas por la simulación hidrodinámica de Zamora-Avilés et al. (2019). Para crear un modelo de TR escogemos una parametrización de la IMF, después seleccionamos una luminosidad de entrada en las PS, por último elegimos la mezcla de polvo.	67
5.2. Instrumento 1, el cual ve la nube desde una línea de visión paralela al de movimiento de los flujos cilindricos.	69
5.3. Instrumento 2, el cual ve la nube desde una línea de visión perpendicular al de movimiento de los flujos cilindricos.	69
5.4. Corte en densidad en el plano zy de la caja, donde podemos ver de cara el choque de los dos flujos.	72
5.5. Corte en densidad en el plano xy de la caja, donde podemos ver de canto el choque de los dos flujos.	72
5.6. Imágenes de los cortes en temperatura, en (a) podemos ver que los puntos más calientes están en las partes que rodean a las PS, mientras que en (b) se ve la temperatura de la nube vista de canto creada por el choque de los flujos cilindricos del ISM.	73
5.7. Espectro detectado por el instrumento que funciona como un espectrógrafo.	74
5.8. Flujo sobre un CCD que solo captura fotones con cierta longitud de onda.	75
5.9. Imagen resultante del instrumento que mide las componentes individuales de la simulación. La línea continua roja que está sobre la línea negra indican la densidad de flujo emitida por el polvo y la emitida por todas las componentes respectivamente. La línea amarilla indica la densidad de flujo que sale de las PS.	76
6.1. Línea de visión a lo largo del eje x donde vemos el plano yz de un corte en densidad de la simulación.	80

6.2. Línea de visión perpendicular al eje x donde vemos el plano xy de un corte en densidad de la simulación.	80
6.3. SED resultante del modelo generado con las dos parametrizaciones distintas de la IMF, donde se muestran tanto las SED de las PS de luminosidad promedio (líneas continuas) y la emisión tras el transporte radiativo del polvo (líneas cortadas). La gráfica de abajo muestra la diferencia entre las SED producidas por las dos parametrizaciones de IMFs.	82
6.4. 288 espectros obtenidos desde diferentes líneas de visión.	83
6.5. Zoom en la parte infrarroja de los 288 espectros observados desde diferentes líneas de visión.	84
6.6. Espectro de la observación sintética del modelo donde la PS está en el centro de una caja de 1 pc cúbico.	85
6.7. Bandas del observatorio espacial <i>Herschel</i> , las cuales usamos para obtener la fotometría de nuestras simulaciones.	86
6.8. Ejemplos de los puntos fotométricos derivados de un espectro infrarrojo en las bandas de <i>Herschel</i>	87
6.9. Distribución de la masa de las estrellas presentes en los modelos de luminosidades máximas de las PS. Del lado izquierdo tenemos la distribución de estrellas usando la parametrización de la IMF de Salpeter, mientras que del lado derecho está usando la parametrización de Kroupa.	88
6.10. Estrellas presentes en los modelos con las luminosidades bolométricas mínimas en las PS.	90
6.11. Estrellas presentes en los modelos donde usamos la luminosidad promedio en las PS.	91

6.12. Comparación del mismo modelo en la que solo cambiamos la parametrización de la IMF a la hora de poblar las PS. La línea roja representa la parametrización de la IMF de Kroupa mientras que la verde es de Salpeter. La línea continua, en ambos colores, es el espectro de entrada de las PS. La línea punteada es la emisión de solo el polvo, mientras que la línea cortada es la emisión de salida de la simulación. Por lo que vemos que solo es la emisión del polvo lo que detectan los instrumentos.	92
6.13. Zoom en la parte infrarroja, de la figura 6.12. Solo se muestra la emisión total de la simulación.	93
6.14. Eje Y representa la diferencia (porcentual), entre el flujo en el infrarrojo obtenido a partir de las simulaciones para la parametrización de la IMF de Kroupa y Salpeter. El eje x nos dice la forma en que seleccionamos la SED entrada de las PS.	94
6.15. Flujos fotométricos en el infrarrojo, usando la IMF de Kroupa para cada forma de poblar las PS.	97
6.16. Flujos fotométricos en el infrarrojo, usando la IMF de Salpeter para cada forma de poblar las PS.	98
6.17. Distribución de las luminosidades para cada PS, usando la parametrización de la IMF de Kroupa.	98
6.18. Distribución de las luminosidades para cada PS, usando la parametrización de la IMF de Kroupa.	99
6.19. Diferencias de la SED al usar diferentes mezclas de polvo y usando la luminosidad bolométrica máxima de entrada en las PS para la parametrización de la IMF de Kroupa.	101
6.20. Diferencias de la SED al usar diferentes mezclas de polvo y usando la luminosidad bolométrica máxima de entrada en las PS para la parametrización de la IMF de Salpeter.	102

6.21. Diferencias de la SED al usar diferentes mezclas de polvo y usando la luminosidad bolométrica mínima de entrada en las PS para la parametrización de la IMF de Kroupa.	103
6.22. Diferencias de la SED al usar diferentes mezclas de polvo y usando la luminosidad bolométrica mínima de entrada en las PS para la parametrización de la IMF de Salpeter.	104
6.23. Comparación del flujo en la banda centrada en $70 \mu\text{m}$, que se calcula de todas las simulaciones. Los símbolos rellenos son los flujos de los modelos donde usamos la parametrización de la IMF de Kroupa mientras que los vacíos son usando la parametrización de Salpeter. Los colores representan diferentes luminosidades de entrada y los símbolos las diferentes mezclas de polvo.	106
6.24. Fotometría de otras 4 bandas de <i>Herschel</i> , centradas en $160, 250, 350, 500 \mu\text{m}$	107
6.25. Flujos infrarrojos de las simulaciones realizadas.	108
6.26. Comparación usando la población de las PS con la luminosidad máxima.	111
6.27. Comparación usando la población de las PS con la luminosidad mínima.	111
6.28. Comparación usando la población de las PS con la luminosidad promedio.	112
A.1. PS 1, de masa $3.837 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 2.307 Myr.	125
A.2. PS 2, de masa $3.798 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 1.986 Myr.	126
A.3. PS 3, de masa $2.530 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 2.321 Myr.	127
A.4. PS 4, de masa $2.173 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 2.220 Myr.	128
A.5. PS 5, de masa $1.921 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 2.047 Myr.	129
A.6. PS 6, de masa $1.695 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 1.910 Myr.	130
A.7. PS 7, de masa $1.577 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 0.822 Myr.	131
A.8. PS 8, de masa $1.267 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 0.992 Myr.	132
A.9. PS 9, de masa $1.111 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 0.894 Myr.	133

A.10.PS 10, de masa $0.978 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 2.414 Myr.	134
A.11.PS 11, de masa $0.876 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 1.736 Myr.	135
A.12.PS 12, de masa $0.644 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 0.795 Myr.	136
A.13.PS 13, de masa $0.425 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 1.623 Myr.	137
A.14.PS 14, de masa $0.340 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 1.084 Myr.	138
A.15.PS 15, de masa $0.335 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 0.194 Myr.	139
A.16.PS 16, de masa $0.248 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 0.719 Myr.	140
A.17.PS 17, de masa $0.222 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 2.057 Myr.	141
A.18.PS 18, de masa $0.165 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 0.212 Myr.	142
A.19.PS 19, de masa $0.049 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 1.305 Myr.	143
A.20.polvo Draine y Li	144
A.21.polvo MRN	144
A.22.polvo THEMIS	145
A.23.polvo Draine y Li	145
A.24.polvo MRN	146
A.25.polvo THEMIS	146
A.26.polvo Draine y Li	147
A.27.polvo MRN	148
A.28.polvo THEMIS	148
A.29.polvo Draine y Li	149
A.30.polvo MRN	149
A.31.polvo THEMIS	150
A.32.polvo Draine y Li	150
A.33.polvo MRN	151
A.34.polvo THEMIS	151
A.35.polvo THEMIS	152
A.36.polvo Draine y Li	153
A.37.polvo MRN	153
A.38.polvo THEMIS	154
A.39.polvo Draine y Li	154

A.40. polvo MRN	155
A.41. Poblando las PS con la máxima luminosidad. Mezcla THEMIS. . .	156
A.42. Poblando las PS con la máxima luminosidad. Mezcla Draine y Li. .	156
A.43. Poblando las PS con la máxima luminosidad. Mezcla MRN. . . .	157
A.44. Poblando las PS con la mínima luminosidad. Mezcla THEMIS. . .	157
A.45. Poblando las PS con la mínima luminosidad. Mezcla Draine y Li. .	158
A.46. Poblando las PS con la mínima luminosidad. Mezcla MRN. . . .	158

Índice de cuadros

6.1. Resumen de número de estrellas del tipo OB y totales, obtenidas con los modelos de Charlot y Bruzual (2019 en preparación), de las PS obtenidos por la simulación de Zamora-Avilés et al. (2019), separas por las luminosidades máxima, mínima y promedio, obtenidas usando las IMFs de Kroupa y Salpeter.	81
A.1. Resumen de propiedades de las PS individuales, con el número de estrellas en cada uno poblados con ambas IMFs y poblados con la máxima,mínima y luminosidad promedia.	124

*Dedicado a
A mis padres*

Agradecimientos

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) le agradezco la beca recibida durante este periodo, así como múltiples apoyos para estancias, congresos y financiamiento para mi formación en la maestría.

Agradezco el soporte financiero del proyecto UNAM-PAPIIT-IN-111-219.

Al Instituto de Radioastronomía y Astrofísica (IRyA) por darme condiciones óptimas para mi desarrollo profesional durante el tiempo en que realice mi estudio de maestría.

Expreso mi profundo agradecimiento a mi tutor Dr. Jacopo Fritz por su amistad, instrucción y colaboración durante el desarrollo de esta investigación. Al Dr. Roberto Galván Madrid y al Dr. Enrique Vázquez Semadeni por formar parte de mi comité tutor durante mi estancia en el IRyA y por el compartir sus conocimientos y brindarme su apoyo y guía.

A los miembros del jurado de corrección de mi tesis y examen de grado, Dr. Carlos Gerardo Román Zúñiga, Dr. Gustavo Bruzual Alfonzo, Dr. Sundar Srinivasan, Dr. Luis Alberto Zapata González y Dr. Manuel A. Zamora Avilés les agradezco profundamente su tiempo y dedicación para corregir el manuscrito final y fungir como miembros del jurado evaluador.

A mis compañeros del IRyA les agradezco el compartir sus conocimientos que me ayudaron a sobrellevar la maestría de la mejor manera, así como todas las experiencias que viví con ellos durante este periodo. Además de convivir como compañeros de trabajo agradezco su amistad y compañerismo, por compartir tantas tardes y noches de estudio.

A mi familia, mi padre Adrián Jáquez y mi madre Rosa Domínguez les agradezco antes que nada invitarme a esta fiesta que es la vida y darme la oportunidad de estudiar astrofísica, lo que ha sido mi más grande pasión. A mis hermanos Tania, José, y Luis Manuel por brindarme todo su apoyo. En especial quiero agradecer a mi esposa Laura Anahí Valdez Espinosa por toda su paciencia y sacrificios, así como por todo su apoyo incondicional para que yo pueda perseguir mis sueños.

Resumen

Las nubes moleculares son estructuras compuestas por gas y polvo en las cuales se forman las estrellas. A pesar de esta obvia evidencia observacional, se ha intentado a lo largo de los años lograr entender cómo y por qué se forman estas nubes y, dentro de ellas, las estrellas: ¿cuáles son las escalas de tiempo?, ¿con cuáles propiedades y cuáles son los fenómenos y mecanismos físicos que dominan este proceso?.

Una gran parte de los conocimientos que tenemos sobre este asunto, provienen de las observaciones multibanda, y de su interpretación a la luz de la física de los procesos hidrodinámicos que toman un papel fundamental en su formación, así como de los procesos de emisión electromagnética.

Un paso adelante sobre una comprensión más completa se ha alcanzado con la posibilidad de correr simulaciones hidrodinámicas, a través de códigos numéricos que intentan reproducir las propiedades físicas de estos objetos y permiten una comparación con las características físicas observadas (estructuras morfológicas, nivel de formación estelar, dinámica, etc.). Hoy en día, la complejidad de estas herramientas, en términos de los procesos físicos que se toman en cuenta y están implementados en los códigos numéricos, nos permite reproducir estructuras morfológicas típicas, y varias otras propiedades de las nubes moleculares.

Un aspecto muy importante, que a la fecha no se ha investigado de forma sistemática, es la comparación de los resultados de las simulaciones con el flujo emitido por las nubes moleculares en un amplio intervalo del espectro electromagnético: lo que comúnmente se identifica como la “distribución espectral de

energía” (SED por sus siglas en inglés: Spectral Energy Distribution). Para poder hacer una comparación entre las simulaciones y los datos observados, y poder entonces aprender sobre estas estructuras, se necesita hacer un paso más: calcular, de los resultados de las simulaciones hidrodinámicas, la emisión electromagnética de estrellas, gas y polvo. Esto se puede obtener utilizando códigos de transporte radiativo.

Con este proyecto se pretende empezar una investigación sistemática de este asunto. Se utilizarán los resultados de las simulaciones de formación estelar obtenidas por [Zamora-Avilés et al. \(2019\)](#) que, en conjunto con el código de transporte radiativo SKIRT (“Stellar Kinematic Including Radiative Transfer” [Baes et al. \(2011\)](#), [Camps y Baes \(2015\)](#)), nos permitirán calcular las SED en el intervalo del espectro que va desde el ultravioleta al infrarrojo-submilimétrico.

Los resultados de las simulaciones de transporte radiativo que se obtendrán, se podrán comparar con observaciones multibanda de regiones típicas de la Vía Láctea. Vamos también a investigar el efecto del muestreo estocástico de la función inicial de masa (IMF por sus siglas en inglés: “Initial Mass Function”) de las estrellas en los cúmulos que se van formando en las simulaciones que, por tener una masa en estrellas limitada, no representan de forma completa la IMF. También investigamos el papel que tienen las características físico-químicas del polvo en la SED infrarroja, utilizando distintas mezclas de polvo en el cálculo de la emisión.

Encontramos que la simulación bajo estudio tiene algunas características similares, con respecto a la emisión total, de la región de formación estelar de Orión (principalmente con nebulosa de Orión ([Binder y Povich, 2018](#))). Utilizando distintas prescripciones para la IMF, encontramos que sí hay una dependencia de la emisión total por este parámetro, esta dependencia siendo más fuerte con respecto a la utilización de distintos tipos de polvo interestelar.

Este estudio se propone como un trabajo piloto para un proyecto de gran envergadura, en el cual se van a producir modelos de la emisión a partir de simulaciones de nubes moleculares de varias características que representen las propiedades físicas en la Galaxia (por ejemplo la función de masa o de luminosidad). Este

conjunto se puede luego utilizar para producir modelos de emisión infrarroja de galaxias, y conectar las propiedades observadas (SED) con otras intrínsecas (por ejemplo la tasa de formación estelar).

Abstract

Molecular clouds are structures composed of gas and dust in which stars are formed. Despite this obvious observational evidence, attempts have been made over the years to understand how and why these clouds form and, within them, the stars: what are the time scales? Which properties and what are the physical phenomena and mechanisms that dominate this process?

A large part of the knowledge we have on this matter comes from multiband observations, and from their interpretation in the light of the physics of hydrodynamic processes that take a fundamental role in their formation, as well as electromagnetic emission processes.

A step forward on a more complete understanding has been achieved with the possibility of running hydrodynamic simulations, through numerical codes that attempt to reproduce the physical properties of these objects and allow a comparison with the physical characteristics observed (morphological structures, star formation properties, dynamics, etc.). Today, the complexity of these tools, in terms of the physical processes that are taken into account and are implemented in the numerical codes, allows us to reproduce typical morphological structures, and several other properties of molecular clouds.

A very important aspect, which to date has not been systematically investigated, is the comparison of simulation results with the flux emitted by molecular clouds over a wide range of the electromagnetic spectrum: what is commonly identified as the “ Spectral Energy Distribution ” (SED). To be able to make a comparison between the simulations and the observed data, and then be able to

learn about these structures, we need one more step: calculate, from the results of the hydrodynamic simulations, the electromagnetic emission of stars, gas and dust. This can be achieved using radiative transport codes.

This project aims to begin a systematic investigation of this matter. The results of the star formation simulations obtained by [Zamora-Avilés et al. \(2019\)](#), together with the radiative transport code SKIRT (“Stellar Kinematic Including Radiative Transfer” [Baes et al. \(2011\)](#), [Camps y Baes \(2015\)](#)), will allow us to calculate SEDs in the spectral range from ultraviolet to infrared-submillimeter.

The results of the simulations of radiative transport that will be obtained, can be compared with multiband observations of typical regions of the Milky Way. We will also investigate the effect of stochastic sampling of the Initial Mass Function (IMF) of the stars in the clusters that are formed in the simulations that, because they have limited stellar mass, they do not fully represent the IMF. We also investigated the role of the physical-chemical characteristics of dust in infrared SED, using different mixtures of dust in the calculation of the emission.

We found that the simulation under study have some similar characteristics, with respect to total emission, to the Orion star-forming region (in particular, to the Orion nebula ([Binder y Povich, 2018](#))). Using different prescriptions for the IMF, we find that there is a dependence of the total emission on this parameter, and that this dependence being stronger with respect to the use of different types of interstellar dust.

This study is proposed as a pilot work for a large-scale project, in which emission models will be produced from molecular cloud simulations of various characteristics that represent the range of physical properties in the Galaxy (for example the mass or luminosity function). This set can then be used to produce infrared emission models of galaxies, and connect the observed properties (SED) with other intrinsic ones (for example the star formation rate).

Capítulo 1

Introducción

1.1. Regiones de formación estelar

Para comenzar la descripción del trabajo que realizamos, partiremos dando una breve introducción de los objetos que estamos estudiando como lo son las regiones de formación estelar, el polvo, la función inicial de masa y los modelos de síntesis de población estelar.

Las regiones de formación estelar se encuentran en nubes de gas conocidas como nubes moleculares (NM o MC por sus siglas en inglés: “Molecular Clouds”) las cuales se piensa que están en colapso gravitacional global jerárquico y no soportadas por turbulencia o campos magnéticos (Vázquez-Semadeni et al., 2019). Son regiones donde la densidad de materia es relativamente alta ($10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$) y la temperatura muy baja (10 – 30 K) lo cual permite que pueda existir hidrógeno en forma molecular. Estas regiones se encuentran principalmente en los discos de las galaxias espirales. Dentro de nuestra galaxia, el gas molecular ocupa una pequeña fracción volumétrica del medio interestelar, pero al ser tan denso ocupa la mitad de la masa total de gas en el interior de la órbita galáctica del sol. Las masas de estas nubes son del orden de 10^3 a $10^7 M_{\odot}$, con tamaños de 5 a ~ 200 pc de diámetro (Solomon et al. 1987, Heyer et al. 2009, Grabelsky et al. 1988, Bronfman et al. 1989). Debido a las propiedades de estas nubes, son ópticamente gruesas a

longitudes de onda visible-UV, por lo que las regiones de formación estelar pueden quedar totalmente opacadas en estas frecuencias. Debido a esta razón, para estudiar y analizar las NM es preferible utilizar observaciones en un intervalo del espectro electromagnético en donde el efecto de la absorción del polvo sea mínimo. Esto se obtiene a longitudes de ondas largas, o sea en el infrarrojo o hasta en el submilimétrico y en el radio. A estas frecuencias se logra que una NM se vuelva transparente. Un ejemplo claro de este efecto se ve en la nebulosa del águila en los pilares de la creación en la figura 1.1. Esta parte de la nube se cree que está en una etapa de su vida donde los vientos de las primeras estrellas en nacer ya comenzaron a desintegrar la nube madre. En la imagen izquierda se observa una fotografía en longitudes de onda visibles, por lo que solo vemos pocas estrellas, pero si usamos filtros infrarrojos se puede observar a través de la nube y podemos ver estrellas dentro de esta.

Las condiciones en las NM promueven el nacimiento de estrellas en las regiones más densas de dichas nubes, una vez que la condición de colapso, o sea que la fuerza de gravedad vence a la presión térmica ($M_{nube} > M_{Jeans} \propto T^{3/2} \rho^{-1/2}$), se cumple.

Una vez que nacen las primeras estrellas comienza el enriquecimiento del medio, las estrellas más masivas (en su etapa de gigantes rojas) generan moléculas más grandes y complejas que H_2 y estas a su vez se unen para crear los granos de polvo. Al ser estrellas masivas su flujo de fotones ionizantes es mayor, por lo que ionizan la nube y disocian el H_2 , lo que apagaría la formación estelar. Es aquí donde el polvo del ISM entra en acción de dos formas: la primera sirviendo como escudo al ISM de los fotones más energéticos, absorbiéndolos y reemitiéndolos en el espectro infrarrojo; la segunda sirviendo como catalizador de las reacciones que permiten que se forme el H_2 .

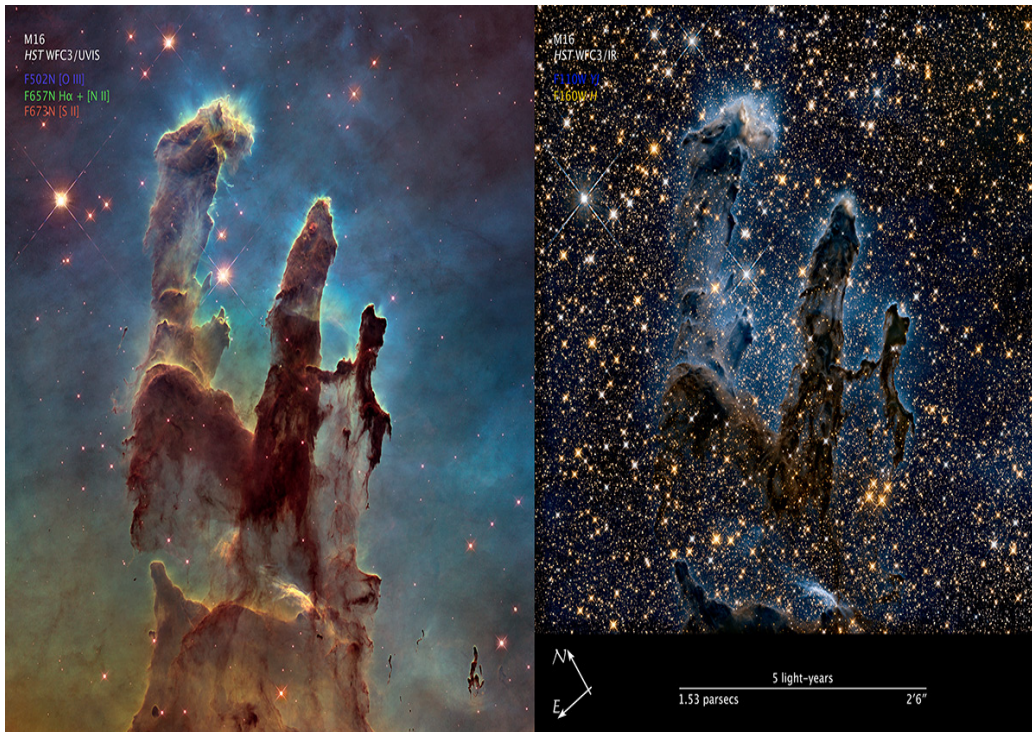


Figura 1.1: Nube molecular llamada los Pilares de la creación en la nebulosa M16. Tomada por el telescopio espacial Hubble con la cámara WFC3 (2014). Lado izquierdo imagen en los filtros visibles del telescopio (UVIS). Lado derecho en longitudes de onda infrarrojas (IR).

1.2. Polvo Interestelar

1.2.1. Evidencias

Desde que [Trumpler \(1930\)](#) estudió el enrojecimiento de estrellas distantes y reconoció que era debido a partículas con tamaños menores a micras, presentes en el medio interestelar, el tratar de entender la composición de estas se volvió un tema de mucho interés para los astrónomos. El oscurecimiento, o “extinción”, de la luz estelar debida a granos de polvo depende fuertemente de la longitud de onda y de la dirección hacia la cual se observa. Un claro ejemplo de esto es la nube Barnard 68, figura 1.2. Esta nube está dentro de nuestra galaxia a unos 500

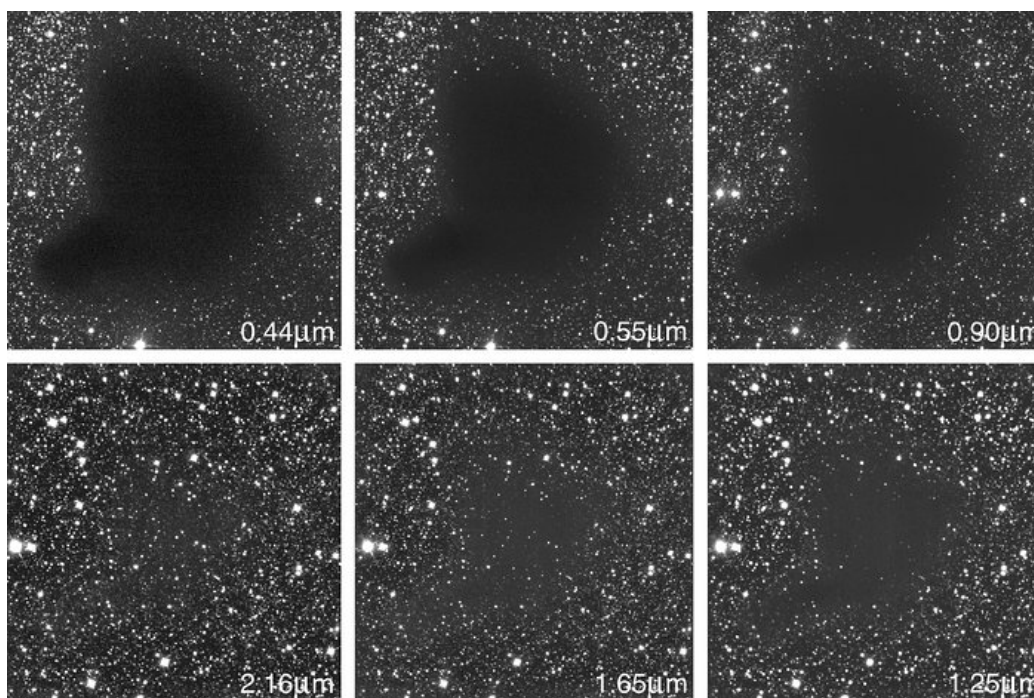


Figura 1.2: Nube Barnard 68 vista en diferentes longitudes de onda.

años luz de distancia. La nube es opaca a longitudes de onda visible-UV, pero conforme aumentamos la longitud de onda podemos comenzar a ver estrellas de fondo de la galaxia. Mientras que resulta relativamente sencillo calcular que tanto está afectada la luz de un objeto astronómico por el efecto del polvo, derivar las propiedades físicas del polvo (tamaño, forma, distribución de las dimensiones) y químicas (composición) resulta mucho más complicado. Estas propiedades se pueden hasta un cierto punto conocer del análisis de las características de absorción (en el visible-ultravioleta) y de emisión (en el infrarrojo) del polvo mismo. Cualquier intento por modelar el polvo interestelar deberá reproducir, incluyendo la dependencia en la longitud de onda, las propiedades de absorción del intervalo UV al infrarrojo; luminiscencia en el visible; emisión en el infrarrojo y microondas, así como la dispersión del visible, UV, y rayos-X por el polvo.

La extinción, a cada longitud de onda, se define mediante el cociente de flujos

usando la ecuación siguiente

$$A_\lambda \equiv 2.5 \log_{10}(F_\lambda^0/F_\lambda) \quad (1.1)$$

donde F_λ es el flujo observado, y F_λ^0 es el flujo en ausencia de extinción.

La cantidad $R_V \equiv A_V/(A_B - A_V)$ (donde A_B y A_V son los valores de la extinción en la banda B y V respectivamente), se utiliza para medir la pendiente de la curva de extinción en la banda del visible, y es una de las formas más comunes que se utilizan para caracterizarla. En el caso de objetos dentro de la Vía Láctea R_V dependerá de la línea de visión que estemos observando, tomando valores desde 2.1 (Welty y Fowler, 1992) hasta 5.8 (Fitzpatrick, 1999).

La cantidad de polvo está en general relacionada con la cantidad de gas. En la vecindad solar y, más en general, en la Vía Láctea, la razón promedio entre la masa total de gas y polvo es de ~ 100 (Weingartner y Draine 2001, Draine et al. 2007), aunque se conocen y se reportan variaciones relacionadas con la metalicidad y distancia al centro galáctico (Tricco et al. 2017, Issa et al. 1990, Lisenfeld y Ferrara 1998, Draine et al. 2007). Por eso, usando la línea Lyman- α del hidrógeno podemos determinar la densidad columnar de hidrógeno, N_H . Bohlin et al. (1977) encuentran para regiones difusas:

$$N_H/(A_B - A_V) = 5.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1} \quad (1.2)$$

$$N_H/A_V \approx 1.87 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1} \quad \text{para } R_V = 3.1 \quad (1.3)$$

Una vez conocida la cantidad de hidrógeno podemos conocer la cantidad total de gas para después extrapolar y conocer la cantidad de polvo. En las simulaciones que realizamos con el código SKIRT la cantidad de gas la conocemos de la simulación hidrodinámica, por lo que solo hay que indicarle a SKIRT cual es la razón gas a polvo que ocupamos en cada simulación.

En la figura 1.3 se muestra la gráfica de las propiedades y características de la extinción, dadas por Fitzpatrick (1999).

La única información que tenemos sobre la composición química del polvo

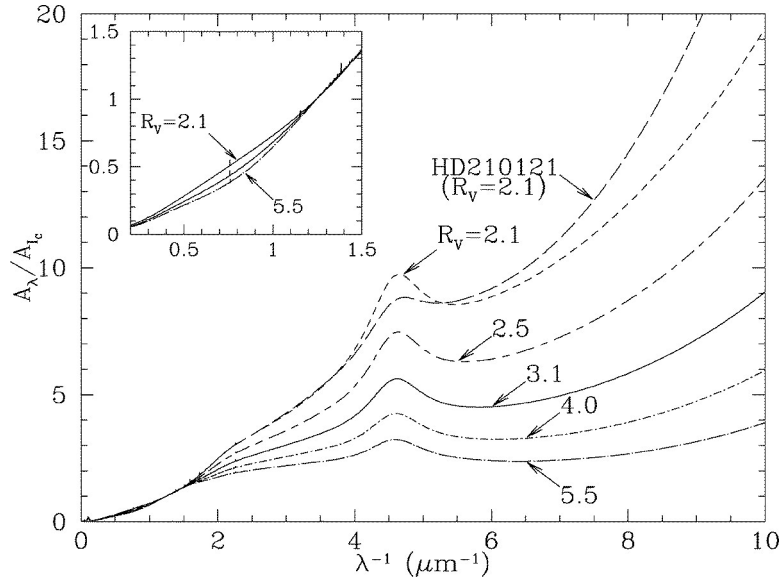


Figura 1.3: Curva de extinción usando el ajuste de Fitzpatrick [Fitzpatrick \(1999\)](#).

interestelar proviene de las propiedades espectrales de la extinción, dispersión y emisión.

La propiedad más sobresaliente en la curva de extinción, en la parte del intervalo visible a ultravioleta del espectro electromagnético, es la “joroba” a $\sim 2175 \text{ \AA}$, cuyo perfil corresponde al de una molécula cuya probabilidad de absorber o emitir un fotón al cambiar su energía, por nucleón de hidrógeno, sea de $n_X f_X / n_H \approx 9.3 \times 10^{-6}$ ([Draine, 1989](#)). Algunas consideraciones a nivel de física atómica hacen pensar que las moléculas responsables de esta característica sean aquellas que contienen uno o más elementos de $\{C, O, Mg, Si, Fe\}$, ya que estos son los únicos condensables con suficiente abundancia ($n_X / N_H \gtrsim 2 \times 10^{-5}$) en el medio interestelar. En la figura 1.3 podemos notar que la intensidad de la “joroba” puede tener cambios en función de la curva de extinción, e incluso desaparecer en algunas.

Emisión extendida en el rojo

Otra característica importante que nos da pistas sobre la composición del polvo es la emisión extendida en el rojo (ERE) (Schmidt et al. 1980, Szomoru y Guhathakurta 1998), la cual consiste en la emisión de una banda que va de $\sim 5400 \text{ \AA}$ y $\sim 9000 \text{ \AA}$, con su pico entre $6100 \text{ \AA} \lesssim \lambda_p \lesssim 8200 \text{ \AA}$ y con FWHM (por sus siglas en inglés :”Full Width Half Maxima”, ancho a la mitad de altura) con un intervalo de $600\text{-}1000 \text{ \AA}$. La longitud de onda del pico así como el perfil de la banda cambian de una región a otra. En la figura 1.4 tenemos un ejemplo de como se observa la ERE, al eliminar la emisión de las estrellas y dejando solo la del polvo.

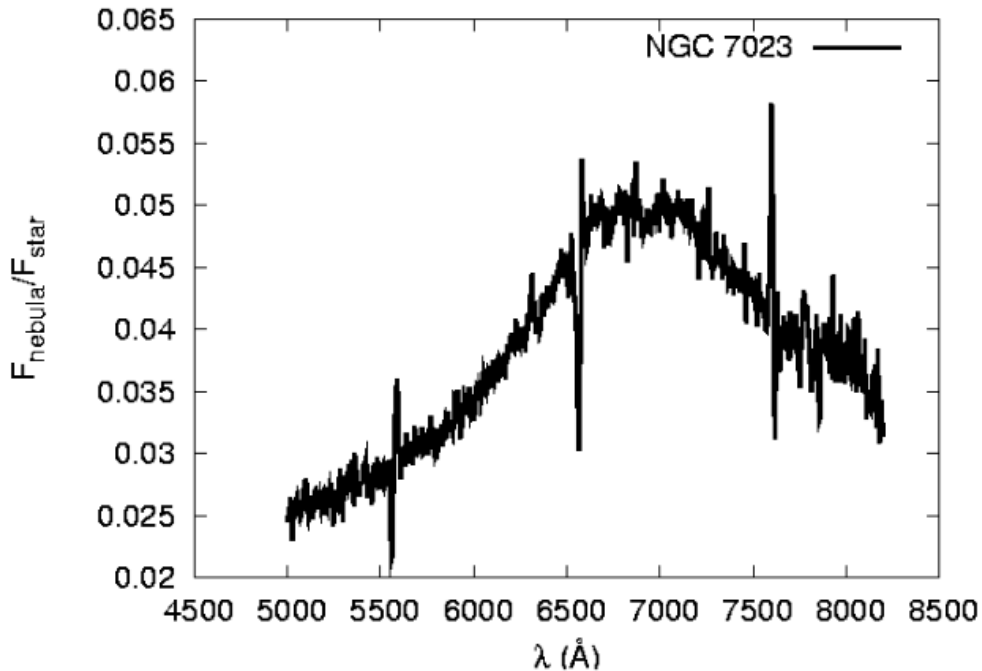


Figura 1.4: Razón entre la emisión de de la nebulosa y las estrellas en el filamento de NGC 7023. Los cortes a 5600 , 6560 , y 7600 \AA es el resultado de la cancelación incompleta del brillo del cielo y la emisión de la nebulosa y no características de la emisión roja extendida (Witt y Vjih, 2003).

1.3. Sobre la Función Inicial de Masa

Cuando, del colapso de una NM, se forma un conjunto de estrellas, estas no toman valores de masa de forma aleatoria. A pesar de que todavía no se conocen bien los procesos físicos que llevan a este resultado, se sabe ya desde el siglo pasado que el número de estrellas que se forman en distintos intervalos de masa tiene una dependencia funcional de tipo ley de potencia. La distribución en masa de las estrellas en un solo evento de formación en un volumen específico se le conoce como función inicial de masa (IMF por sus siglas en inglés). La IMF se estima contando el número de estrellas por intervalo de masa, desde las estrellas marrones enanas de baja masa hasta las estrellas súper masivas.

Junto con la modulación temporal de la tasa de formación estelar (que se define como la cantidad de gas que se convierte en estrellas por unidad de tiempo), la IMF determina el número de estrellas que se van formando en cada intervalo de masa.

La forma de la IMF se puede determinar si asumimos que todas las estrellas binarias y sistemas estelares de mayor orden se pueden resolver en estrellas individuales de alguna población como las del vecindario solar y solo seleccionamos estrellas en la secuencia principal (etapa cuando fusionan H en He), así el número de estrellas por parsec cúbico (pc^3) en el intervalo de masas de m a $m + dm$ es $dN = \Xi(m)dm$, donde $\Xi(m)$ es la función de masa observada en el presente.

El número de estrellas por (pc^3) en el intervalo de magnitud absoluta M_p a $M_p + dM_p$ es $dN = -\Psi(M_p)dM_p$, donde $\Psi(M_p)$ es la función de luminosidad estelar (LF).

Ψ es construido mediante el conteo de estrellas en un volumen por intervalo de magnitud, y P nos dice la banda fotométrica, entonces

$$\Xi(m) = -\Psi(M_p)(dm/dM_p)^{-1}. \quad (1.4)$$

Como la derivada de la relación de la masa luminosidad estelar, $m(M_p) = m(M_p, Z, \tau)$ (donde Z es la composición química o metalicidad, τ su edad), es necesaria para

calcular $\Xi(m)$, cualquier incertidumbre en la teoría de estructura y evolución estelar por un lado, u observacional en los datos de masa-luminosidad por el otro, será magnificada.

La forma general de la IMF que se usan en los modelos computacionales son leyes de potencias ya sean simples ó múltiples. La forma funcional básica es:

$$\xi(M) \propto M^{-\alpha}, \quad (1.5)$$

donde $\xi(M)\Delta M$ representa el número de estrellas con masa en el intervalo entre M a $M + dM$ que se forman en $t = 0$.

Las parametrizaciones de la IMF que utilizamos para este trabajo son las dos mas usadas en la comunidad y literatura. La primera es la de [Salpeter \(1955\)](#) con índice $\alpha = 2.35$, la segunda es la presentada en el trabajo de [Kroupa \(2001\)](#), la cual es una ley de potencia con diferentes índices dependiendo de la masa de las estrellas:

$$\begin{array}{ll} \alpha_0 = +0.3 \pm 0.7, & 0.01 \leq m/M_{\odot} < 0.08, \\ \alpha_1 = +1.3 \pm 0.5, & 0.08 \leq m/M_{\odot} < 0.50, \\ \alpha_2 = +2.3 \pm 0.3, & 0.50 \leq m/M_{\odot} < 1.00, \\ \alpha_3 = +2.3 \pm 0.7, & 1.00 \leq m/M_{\odot}. \end{array}$$

Como podemos ver en la figura [1.5](#) la IMF de Salpeter es creciente en todo momento, llevando a que gran parte de la masa disponible quede en estrellas de muy baja masa. En comparación, la IMF de Kroupa decae a masas pequeñas al igual que otras que son utilizadas en la literatura, como por ejemplo la de [Chabrier \(2003\)](#). Por la similitud entre las IMF de Chabrier y Kroupa solo usaremos esta última.

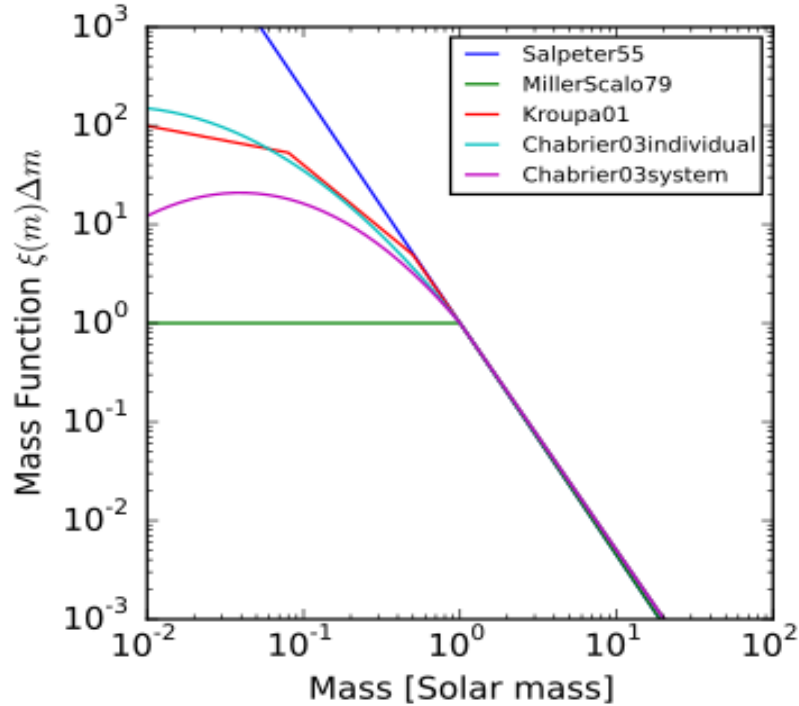


Figura 1.5: En la imagen se muestran las parametrizaciones de las IMF más usadas en la literatura.

1.4. Síntesis de poblaciones estelares

Unos de los ingredientes más importantes para cumplir con el fin de esta tesis, son los modelos teóricos de emisión de las estrellas. Estos modelos nos permiten determinar, una vez que conozcamos la masa, el estado evolutivo y la metalicidad de las estrellas, su luminosidad a cada longitud de onda (y también como evoluciona).

Para modelar la emisión de galaxias, cúmulos y conjuntos de estrellas, se utiliza la técnica de síntesis de isócronas introducido por [Charlot y Bruzual A \(1991\)](#),

según la cual la distribución de energía al tiempo t , se puede expresar como:

$$L_{\lambda}(t) = \int_0^t dt' \psi(t-t') S_{\lambda}[t', Z(t-t')] T_{\lambda}(t, t'), \quad (1.6)$$

donde $\psi(t-t')$ es la tasa de formación estelar al tiempo $t-t'$, $S_{\lambda}[t', Z(t-t')]$ es la luminosidad producida por unidad de longitud de onda por unidad de masa por una sola generación estelar de edad t' y metalicidad $Z(t-t')$ y T_{λ} es la función de transmisión del medio interestelar, definida como la fracción de la radiación producida a la longitud de onda λ , al tiempo t por la generación de estrellas de edad t' que es transferida al ISM.

En esta técnica los principales parámetros que podemos ajustar son la función inicial de masa, la tasa de formación estelar, y los enriquecimientos químicos.

En resumen las poblaciones estelares de una galaxia o en general de cualquier conjunto de estrellas se puede ver como la suma de brotes instantáneos de formación estelar llamados poblaciones estelares simples.

Para calcular el espectro, S_{λ} , de una sola población estelar usamos los últimos modelos de síntesis de poblaciones estelares de [Charlot y Bruzual \(2019 en preparación\)](#), los cuales contienen mejoras significativas, con respecto los modelos de [Bruzual y Charlot \(2003\)](#), como una caracterización más detallada de las estrellas masivas Wolf-Rayet que desprenden sus capas externas de hidrógeno. También cuentan con las trayectorias evolutivas de estrellas térmicamente pulsantes en la rama de las gigantes incluyendo el efecto de los cascarones de polvo que las envuelven ([Werle et al., 2018](#)), por lo que utilizan isócronas más actualizadas.

Sin embargo, no es posible utilizar espectros de poblaciones estelares simples (SSP, por sus siglas en inglés) para representar la emisión de cúmulos de estrellas en la simulación que estamos analizando. Esto se debe a que los cúmulos estelares no siempre contienen suficientes estrellas en todos los intervalos de masa como para tener un muestreo completo de las características de la IMF. Por eso, tendremos que utilizar espectros que sean físicamente representativos de estos cúmulos de estrellas, construyendo su emisión a través de un muestreo estocástico de la

IMF, que tome en cuenta la masa estelar máxima en cada cúmulo. Como se puede entender fácilmente, el espectro resultante dependerá de forma muy fuerte tanto de la IMF como de su muestreo, o sea de como se distribuye el número de estrellas a cada valor de masa, para una masa total determinada. Esto se discutirá de forma más completa en el capítulo [6.2.2](#).

1.5. Los objetivos de este trabajo

Con este trabajo pretendemos obtener un conjunto de modelos de la emisión multifrecuencia de regiones de formación estelar. Esto se hará utilizando simulaciones hidrodinámicas acopladas a un código de transferencia radiativa. Esto nos permitirá:

- obtener predicciones de la emisión de regiones de formación estelar del UV hasta el sub-mm;
- comparar con observaciones para poder tener mas claro cual es la física y los ingredientes más importantes que se tienen que tomar en cuenta en las simulaciones numéricas;
- decir si hay aspectos, en las simulaciones numéricas, que se tienen que cambiar o refinar para tener una mejor correspondencia con las observaciones.

Además de esto, el tener control sobre los parámetros de estas simulaciones nos permitirá explorar otros aspectos físicos que pueden influenciar la emisión de estos objetos. En particular, nos queremos enfocar en tres aspectos:

1. el papel de la IMF: ¿cómo cambia la emisión total, sobre todo en el infrarrojo, si se utilizan modelos de la emisión estelar contruidos con distintas IMF?,
2. el papel del muestreo estocástico de la IMF: a la resolución especial del estas simulaciones, no es posible conocer la masa de cada una de las estrellas

que se forman, sino nada más la masa total los cúmulos estelares. ¿Cómo cambia la distribución espectral de energía (SED) de la simulación, para distintas distribuciones de masas de las estrellas de los cúmulos?,

3. la dependencia de la SED con la mezcla de polvo que se considera: las propiedades del polvo, afectan la emisión de los objetos astronómicos tanto en el visible-UV como en el infrarrojo. Y estas propiedades, aunque a menudo se suponen constantes, pueden cambiar en función de la metalicidad y de las condiciones físicas y químicas del medio ambiente. ¿Como se ve afectada la SED si se utilizan distintas mezclas de polvo?

1.6. Descripción capítulo a capítulo

En este capítulo describimos cual es el objeto de interés así como los objetivos generales de este trabajo, en los capítulos siguientes vamos a describir el trabajo realizado y herramientas que se utilizaron. En el capítulo 2 describiremos la simulación hidrodinámica de [Zamora-Avilés et al. \(2019\)](#), la cual es la nube molecular que analizamos. El capítulo 3 damos la teoría del transporte radiativo en general, su tratamiento para sistemas con polvo y la solución del campo de radiación utilizando el método de Monte Carlo. Para cerrar este capítulo damos una descripción general del código SKIRT, usado para simular el transporte radiativo. La descripción de las mezclas de polvo que utilizamos para expandir el número de modelos y por lo tanto abarcar más escenarios físicos se dan en el capítulo 4. En el capítulo 5 describimos la configuración de nuestras simulaciones de transporte radiativo en SKIRT. Los resultados del análisis de nuestros modelos simulados se dan en el capítulo 6. Por último el capítulo 7 damos las conclusiones y trabajo a futuro.

Capítulo 2

Simulaciones hidrodinámicas

En este capítulo describimos el acoplamiento de simulaciones hidrodinámicas con transporte radiativo, también daremos una descripción general de la simulación hidrodinámica que utilizamos como prototipo de una región de formación estelar, dando un rápido repaso de las propiedades físicas y computacionales del modelo de [Zamora-Avilés et al. \(2019\)](#).

2.1. Antecedentes de uso de simulaciones hidrodinámicas y transporte radiativo.

La interacción de fotones con el ISM es de gran importancia para los astrónomos ya que los fotones imprimen momento lineal al ISM y calientan el polvo. Toda la información que conocemos de los objetos celestes es gracias a los fotones. Las simulaciones hidrodinámicas nos permiten conocer la evolución y estado de los objetos celestes simulados, pero de nada sirven sin la contraparte observacional que nos restrinja la física que los gobierna. Es por esto que se han hecho trabajos intentando acoplar la hidrodinámica con el transporte radiativo. Como ejemplos tenemos el trabajo de [Kurosawa et al. \(2004\)](#) donde se le aplica transporte radia-

tivo a la simulación SPH de [Bate et al. \(2003\)](#) para querer reproducir la SED de un cúmulo de baja masa. En este trabajo se simula una nube molecular esférica y turbulenta, de $50 M_{\odot}$ con un radio de 0.375 pc, donde se generan un total de 50 partículas “sumidero” con masas entre 0.005 a $0.731 M_{\odot}$.

Las partículas “sumidero” se forman en las simulaciones hidrodinámicas cuando una región llega a un umbral en densidad o masa, por lo que pasa a tener un tratamiento como un sumidero del material. De aquí en adelante las partículas sumidero las llamaremos PS.

Un ejemplo de la importancia del acoplamiento de la hidrodinámica con la radiación la podemos observar en estrellas masivas donde la presión de radiación barre el material circundante a la estrella. [Harries \(2015\)](#) usando la técnica de Monte Carlo crea una simulación hidrodinámica que incluye la presión de radiación con el fin de observar los efectos alrededor de la formación de una estrella masiva.

Otro ejemplo se puede ver en el trabajo de [Hubber et al. \(2015\)](#), donde se simula hidrodinámicamente el colapso de una nube que forma unas cuantas estrellas tipo O y se incluyen efectos de la fotoionización. Además de observar la emisión del polvo, del gas, y crear mapas de líneas H_{β} y $[OIII]$.

[Ali et al. \(2018\)](#) simulan una nube turbulenta de $1000 M_{\odot}$, con una estrella central de $34 M_{\odot}$ que fotoioniza e imprime presión de radiación en el medio circundante, lo cual se resuelve usando la técnica Monte Carlo. Con la temperatura del gas, del polvo y la fracción de ionización producen observaciones sintéticas de emisión de líneas y continuo.

2.2. Simulación hidrodinámica

La simulación numérica que analizamos aquí fue presentada en [Zamora-Avilés et al. \(2019\)](#), con el objetivo de estudiar la estructura y propiedades evolutivas de regiones HII que se expanden en nubes moleculares (NMs) con estructuras y condiciones físicas realistas, las cuales son formadas auto-consistentemente por

la compresión de flujos en el medio neutro tibio (MNT).

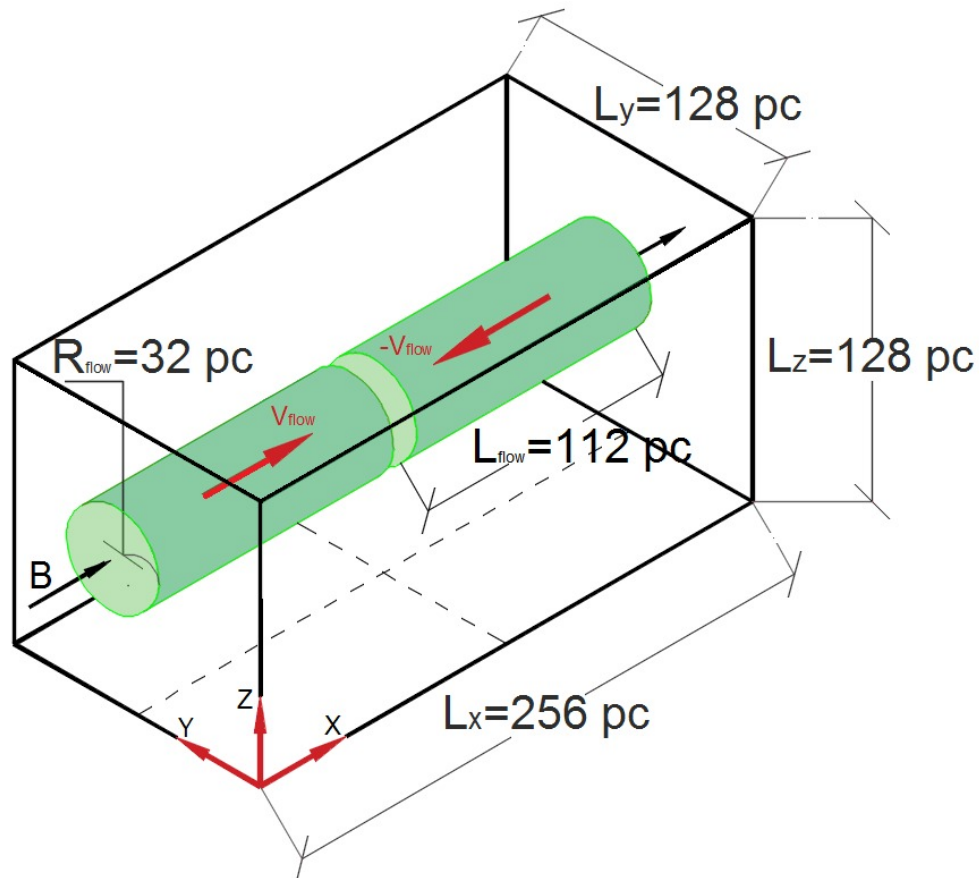


Figura 2.1: Esquema que ilustra las condiciones iniciales usadas en [Zamora-Avilés et al. \(2019\)](#), las cuales consisten en dos corrientes cilíndricas de gas neutro tibio que convergen en el centro de la caja numérica.

En ese trabajo se modela la evolución completa de NMs, desde su formación hasta su destrucción por radiación ionizante. La NM nace por una compresión en el MNT, donde la capa comprimida sufre un cambio de fase al medio neutro frío debido a la Inestabilidad Térmica ([Field, 1965](#)). La compresión naturalmente inyecta la turbulencia característica observada en NMs a través de varias inestabilidades dinámicas. La capa sigue acumulando material vía acreción hasta que

finalmente se vuelve molecular y gravitacionalmente inestable, aproximadamente al mismo tiempo (Hartmann et al., 2001). En este punto la NM entra en un estado de colapso gravitacional jerárquico en el que las escalas pequeñas, al tener un tiempo de caída libre más pequeño, colapsan primero para formar estrellas (ver Vázquez-Semadeni et al., 2019, y referencias allí citadas). Una vez que las estrellas masivas aparecen, estas empiezan a ionizar y dispersar la NM madre.

En este escenario, la simulación numérica que analizamos en este trabajo fué hecha con el código Euleriano de malla adaptiva FLASH (v2.5) (Fryxell et al., 2000), en tres dimensiones e incluyendo los procesos físicos relevantes para el modelado de la formación y evolución de NMs, tales como auto-gravedad, formación de partículas “sumidero” (PS), campos magnéticos, procesos de enfriamiento y calentamiento, radiación ionizante, entre otros.

Las condiciones iniciales de la simulación se ilustran esquemáticamente en la figura 2.1 y se explica a continuación. La caja numérica, de dimensiones $L_x = 256$ pc, $L_y = L_z = 128$ pc, contiene inicialmente gas neutro tibio con densidad y temperatura uniformes de $n = 2 \text{ cm}^{-3}$ y $T=1450$ K, que corresponde al equilibrio térmico e implica una velocidad isotérmica del sonido de $c_s = 3.1 \text{ km s}^{-1}$. Se asume que la composición inicial es de solo hidrógeno atómico (con peso molecular $\mu = 1.27$). Por tanto, la masa del gas en toda la caja es de $\approx 2.6 \times 10^5 M_\odot$.

La compresión se modela mediante dos corrientes cilíndricas de radio $R_{\text{flow}} = 32$ pc y longitud $L_{\text{flow}} = 112$ pc, los cuales están completamente contenidos en el dominio numérico y se mueven en direcciones opuestas a lo largo del eje x con velocidades supersónicas de $v_{\text{flow}} = 7.5 \text{ kms}^{-1}$ (ver Fig. 2.1). Con el fin de disparar las inestabilidades dinámicas en la nube, se impone a lo largo de toda la caja un campo de velocidad turbulento de fondo, el cual es subsónico con un número de Mach $\mathcal{M}_{rms} \approx 0.7$. Finalmente, la caja esta permeada por un campo magnético alineado en la dirección x , con una intensidad inicialmente uniforme de $3\mu\text{G}$, valor que es consistente con las observaciones (Beck, 2001).

En cuanto al refinamiento de las celdas, Zamora-Avilés et al. (2019) utilizan el criterio de “masa constante” en lugar del estándar que es el de Jeans. Entonces

el tamaño de la celda escala con la densidad como $\Delta x \propto \rho_{thr}^{-1/3}$.

Además en estas simulaciones se forman partículas “Sumidero”. Una vez que se alcanza el máximo nivel de refinamiento se formara una partícula sumidero siempre y cuando la densidad en la celda sea mayor a una densidad umbral $\rho = 8.9 \times 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$ ($= 4.2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$). Una vez formada la PS, seguirá acretando masa de sus alrededores con un radio de acreción $\sim 2.5\Delta x$.

Entonces la nube se forma y crece debido a la compresión en el medio neutro tibio, por lo que debe volverse supercritica y gravitacionalmente inestable casi al mismo tiempo, transitando a un régimen de colapso gravitacional.

Las partículas sumidero rápidamente alcanzan cientos de masas solares vía acreción, por lo que no las tratan como estrellas simples sino como un conjunto de estrellas. La imagen 2.2 nos muestra la evolución temporal de la simulación.

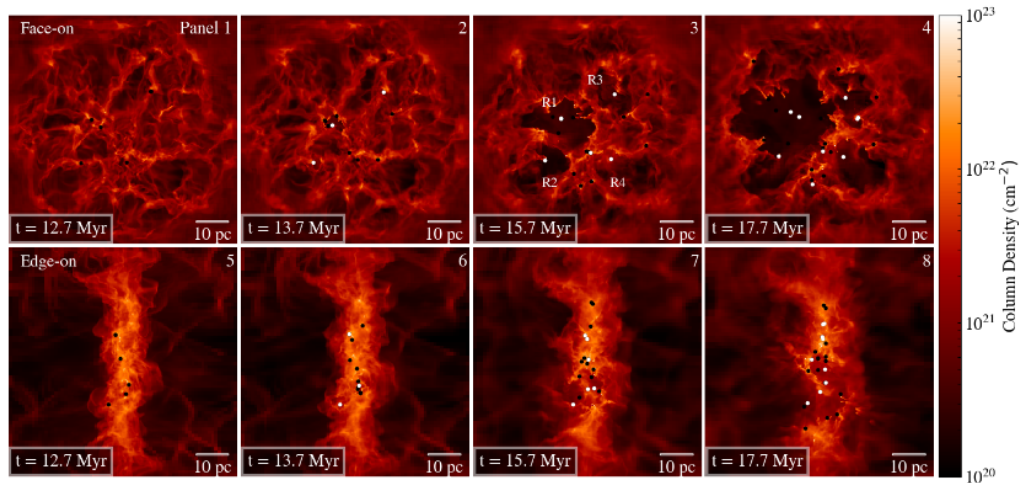


Figura 2.2: Mapa de densidad columnar en los 80 pc centrales de la simulación. Paneles superiores son la vista de cara (“face-on”) y los inferiores de canto (“edge-on”). Los puntos negros y blancos son las posiciones de las partículas sumidero. Los puntos blancos son las estrellas más masivas y son las que radian más fotones ionizantes. [Zamora-Avilés et al. \(2019\)](#).

Como resultado general de [Zamora-Avilés et al. \(2019\)](#), se logran reproducir las morfologías complejas que vemos en NM con regiones H_{II} , como “trompas

de elefantes”, “flujos de champagne”, etc. Además, las tazas de formación estelar y las eficiencias de formación estelar que alcanzan valores medidos así como predichos por trabajos teóricos.

En este trabajo, tomamos un estado en el cual la simulación ha evolucionado durante un tiempo $t = 15.0$ Myr. A este tiempo comienzan a crecer las regiones H_{II} de las estrellas más masivas en simulación. Después, usamos este estado de la simulación como configuración de la distribución del gas y estrellas en el código de transporte radiativo SKIRT para obtener observaciones sintéticas.

Transformación de AMR a SPH

El código SKIRT (ver el capítulo 3), tiene la opción de poder leer las propiedades (físicas y geométricas) del gas y las estrellas (partículas sumidero) desde un archivo de datos. Se pueden leer tanto datos en formato de malla adaptiva (AMR) como en partículas suavizadas (SPH). El acomodo de la malla de una simulación hecha en FLASH (v2.5) (Fryxell et al., 2000) tiene un formato de los datos distinto al formato que ocupa SKIRT de entrada. Es por esto que decidimos tratar la malla, asignando a cada celda una longitud de suavizado proporcional al tamaño de celda. Al leer el estado de la simulación en un instante de simulaciones en SPH nos pide acomodar los datos de cada partícula en columnas, en el orden siguiente:

1. Coordenada X en pc ,
2. Coordenada Y en pc ,
3. Coordenada Z en pc ,
4. Longitud de suavizado h en pc ,
5. Masa de la partícula M en M_{\odot} ,
6. Metalicidad del gas Z adimensional,
7. Temperatura T en K .

El cubo de datos de la simulación hidrodinámica ya contiene las posiciones, densidades, temperaturas, etc., discretizadas en la malla adaptiva. Básicamente lo que hacemos es transformar la celda (la cual tiene geometría cúbica), en una partícula SPH cuyo kernel tiene geometría esférica. Primero obtenemos la longitud de los lados de la celda i -ésima $dx = x_i - x_{i-1}$, $dy = y_i - y_{i-1}$ y $dz = z_i - z_{i-1}$, la cual por ser cubica $dx = dy = dz$. La posición de la partícula será la del centro de la celda y su longitud de suavizado la definimos como $h = l * dx$, donde l es un número positivo. La masa, al igual que la temperatura, será la asociada a la celda. Durante el proceso de pasar de cubo de datos de FLASH a la malla de SKIRT probamos varios valores para l , siendo 2.0 el que nos dio mejor convergencia de las masas.

Capítulo 3

Transporte radiativo en polvo.

La teoría que describe la interacción del campo de radiación con un medio, se le conoce como el transporte radiativo. En este capítulo vamos a describir el problema y solución usando el transporte radiativo. El desarrollo completo de esta sección se puede revisar en [Steinacker et al. \(2013\)](#) (así como referencias ahí citadas). Explicamos la complejidad del problema al que nos enfrentamos y como el código de transporte radiativo SKIRT nos ayuda a resolver fácilmente. Además describimos como funciona SKIRT ¹ así como el procedimiento para configurar una simulación.

3.1. Polvo Interestelar

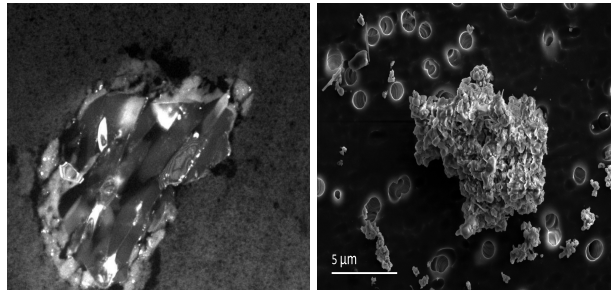
El polvo interestelar o polvo cósmico, ver figura 3.1, es un medio formado por partículas de tamaño de hasta $100 \mu\text{m}$, compuestas principalmente de oxígeno, silicio y carbono ([Li y Draine, 2001](#)). Se cree que el polvo se produce mayormente en etapas finales de la evolución estelar, típicamente en las fotosferas de las estrellas AGB (por sus siglas en inglés: Asymptotic Giant Branch) y estrellas frías de donde es barrido hacia el medio interestelar por la presión de radiación. El polvo puede afectar de manera muy importante la forma en que observamos

¹documentación de SKIRT: <http://www.skirt.ugent.be>

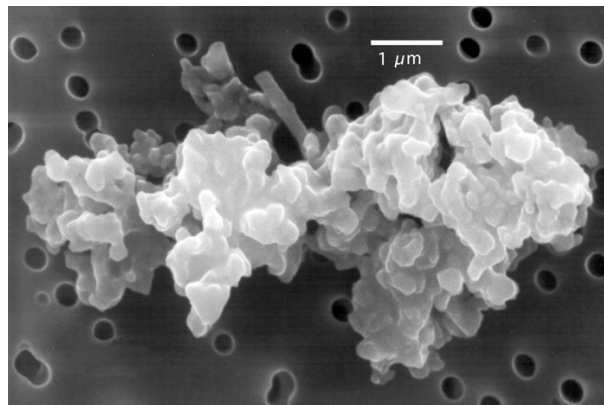
objetos astronómicos: a pesar de que constituye en masa poco menos del 2% del medio interestelar, es extremadamente eficaz en el absorber la radiación visible y ultravioleta, con un pico a 2175 Å, emitida por fuentes astronómicas. Por esta razón cambia la morfología óptica de los objetos, y llega a bloquear por completo la radiación emitida por ellos.

Además de esto el polvo es de fundamental importancia en las regiones de formación estelar ya que juega un papel importante en la formación y preservación del hidrógeno molecular H_2 . Eso es por que las estrellas se forman de nubes de gas en forma molecular, y el polvo resulta ser un catalizador muy eficaz por la formación de hidrógeno molecular. Otra razón es que una vez que las estrellas más masivas, al interior de una nube molecular en proceso de formar estrellas, se forman y empiezan a brillar, la gran cantidad de fotones ultravioletas que se producen pueden destruir el gas molecular en la misma nube, así interrumpiendo el proceso de formación estelar. Por el otro lado, además de absorber la radiación visible y ultravioleta y así calentándose, el polvo emite radiación térmica con un espectro que, en algunas condiciones (y en un cierto intervalo de longitudes de onda), se puede aproximar al de un cuerpo negro.

Lo que buscamos es describir como la parte azul sombreada (energía, en el visible y UV, que sale de las estrellas) de la figura 3.2 se transforma en emisión del polvo (energía en el infrarrojo). La importancia de esto está en que la mayoría de las regiones de formación estelar se encuentran dentro de las nubes moleculares, y generalmente lo que observamos es la nube y no las estrellas.

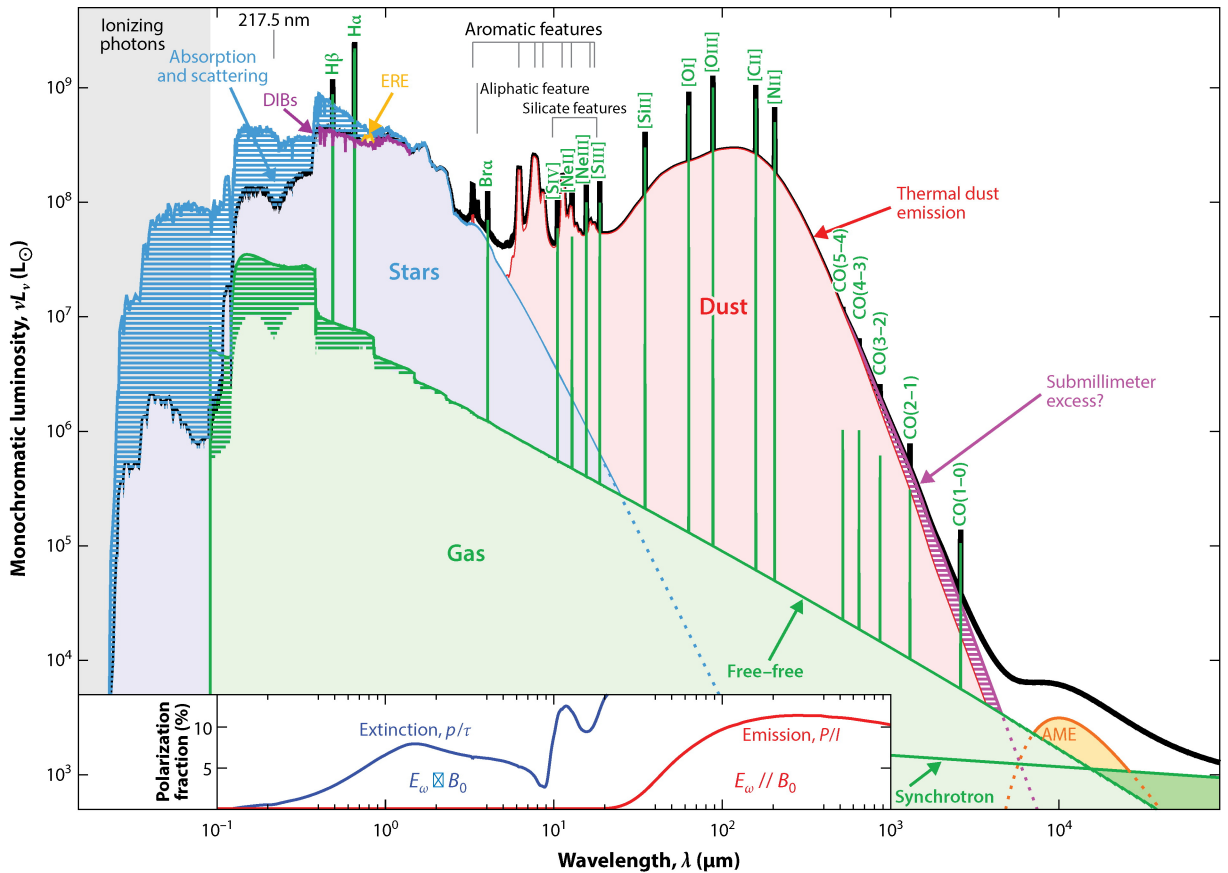


(a) grano de fosferita de 2 μm (b) Grano interplanetario μm capturado por la misión STARDUST de la NASA (Ishii et al., 2018).
colectado por la nave NA-estratosférica de la NASA SA (2019).



(c) Un grano de polvo de Condrita poroso (meteorito no metálico) (Jessberger et al., 2001)

Figura 3.1: Distintas muestras de polvo interestelar.



Galliano F, et al. 2018. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 56:673–713

Figura 3.2: Distribución espectral de una galaxia espiral típica. El área azul sombreada muestra la potencia absorbida por el polvo. Se muestran: la banda interestelar difusa del gas (DIB), la emisión infrarroja extendida (ERE), y la emisión anómala en microondas (AME) junto con las líneas espectrales más relevantes. La emisión continua del libre-libre se debe a la aceleración de electrones libres dispersados por iones en las regiones de ionización. Aquí ν es la frecuencia de radiación y L_ν es la potencia emitida por unidad de frecuencia. Imagen tomada de Galliano et al. (2018).

3.2. Transporte Radiativo

3.2.1. Planteamiento del Problema

Una de las componentes importantes que encontramos en las regiones de formación estelar es el polvo, el cual está distribuido en todo el volumen. El polvo es muy eficaz en absorber y dispersar la radiación en las bandas visible y ultravioleta (UV) y, calentándose por medio de este proceso, reemite la energía absorbida en forma de radiación térmica en la banda del infrarrojo. La información de esta sección se puede encontrar en [Steinacker et al. \(2013\)](#).

El transporte (o transferencia) radiativo (TR) es una técnica que nos permite estudiar y modelar la interacción entre la luz y la materia, tomando en cuenta los procesos que dominan este fenómeno: absorción, difusión y emisión térmica. Para hacer esto, se tendría que utilizar la forma completa de la ecuación del transporte radiativo (ver la fórmula 3.1), y resolverla para cada punto en el espacio, y por cada longitud de onda. El problema del transporte radiativo en el espacio tridimensional es no local y no lineal. Para resolver dicha ecuación, actualmente se cuenta con varios códigos capaces de lidiar con el problema. El código SKIRT² ([Camps y Baes, 2015](#); [Maarten y Camps, 2019](#)) resuelve el TR usando el método llamado Monte Carlo (MC). A continuación plantearemos el problema del transporte radiativo en tres dimensiones así como su solución mediante el método MC.

3.2.2. Ecuación de Transporte Radiativo

El campo de radiación se describe mediante la intensidad específica

$$I(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda)$$

, donde \mathbf{x} es una posición en el espacio, \mathbf{n} es el vector unitario que indica la dirección de propagación de la radiación, y λ es la longitud de onda. La intensidad

²documentación de SKIRT: <http://www.skirt.ugent.be>

específica representa la cantidad de energía transportada por la radiación por intervalo de longitud de onda, por unidad de ángulo sólido por unidad de tiempo que cruza un elemento de área perpendicular a \mathbf{n} . Un rayo que atraviese un medio puede perder o ganar energía mediante absorción y emisión, por lo que la intensidad específica no permanece constante. Además tenemos que mediante la difusión, fotones entran y salen de la línea de visión del rayo. La ecuación de transporte radiativo (ETR) describe como varía la intensidad específica como resultado de interacción de la radiación con un medio lleno de fuentes y sumideros. La forma general de la ecuación se puede escribir como:

$$\mathbf{n} \cdot \nabla I(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda) = -\kappa(\mathbf{x}, \lambda)\rho(\mathbf{x})I(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda) + j(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda) \quad (3.1)$$

La parte izquierda de la ecuación representa el cambio de intensidad a lo largo de un camino de longitud infinitesimal determinado por \mathbf{x} y la dirección de propagación \mathbf{n} . El primer término del lado derecho de la ecuación representa la extinción, es decir pérdida en la línea de visión, de la energía radiativa cuando la radiación atraviesa por un medio. Aquí, $\kappa(\mathbf{x}, \lambda)$ es el coeficiente de extinción (en masa) y $\rho(\mathbf{x})$ es la densidad de masa. El segundo término del lado derecho representa una fuente, i.e., la energía emitida, en la línea de visión, por el material de un medio en el punto \mathbf{x} y en la dirección \mathbf{n} .

3.2.3. Emisión y Absorción Primarias

En simulaciones MC nos referimos a primera emisión a la energía radiativa agregada al campo de radiación por las fuentes primarias, en nuestro caso las estrellas. Absorción es el proceso en el cual radiación electromagnética es tomada por los granos del polvo y es transformada en energía interna. Si tomamos en cuenta solo la primera emisión y absorción por el polvo, la ETR 3.1 se transforma en

$$\frac{dI(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda)}{ds} = -\kappa_{abs}(\mathbf{x}, \lambda)\rho(\mathbf{x})I(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda) + j(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda), \quad (3.2)$$

donde ds es la distancia a lo largo del camino definido por la posición \mathbf{x} y la dirección de propagación \mathbf{n} .

3.2.4. Incluyendo Difusión

La difusión de un campo de radiación (fotones en forma de radiación electromagnética), se debe a la interacción de la onda electromagnética con partículas cargadas libres. El proceso físico que genera dicha difusión es el siguiente: Una onda electromagnética incidente acelera a la partícula cargada causando que esta, a su vez, emita radiación a la misma frecuencia de la onda incidente pero en dirección aleatoria. Esto se cumple siempre y cuando la energía del fotón sea menor que la energía de la partícula: $\nu \ll mc^2/h$, a este régimen se le conoce como difusión de Thomson.

Si tomamos en cuenta la difusión, la ETR aumenta su complejidad. El resultado del proceso de difusión, es el de cambiar la dirección en que está viajando la radiación, removiendo parte de esta de la línea de visión, al mismo tiempo, añadiendo fotones a lo largo de una nueva línea de visión. Por lo tanto se comporta como un componente sumidero en la línea de visión original, pero como una fuente en la nueva dirección. La eficiencia a lo que lo hace se cuantifica por el coeficiente de difusión κ_{sca} . La función fase de difusión $\Phi(\mathbf{n}, \mathbf{n}', \mathbf{x}, \lambda)$ describe la probabilidad de que un fotón que originalmente se propaga en la dirección \mathbf{n} y es dispersado en la posición \mathbf{x} , se propague en la nueva dirección \mathbf{n}' tras un evento de difusión. Dada esta definición, la función fase debe satisfacer la normalización siguiente:

$$\int_{4\pi} \Phi(\mathbf{n}, \mathbf{n}', \mathbf{x}, \lambda) d\Omega' = \int_{4\pi} \Phi(\mathbf{n}, \mathbf{n}', \mathbf{x}, \lambda) d\Omega = 1. \quad (3.3)$$

Si agregamos estos términos adicionales debido a difusión en la ETR, obtenemos

$$\begin{aligned} \frac{dI(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda)}{ds} = & -\kappa_{ext}(\mathbf{x}, \lambda)\rho(\mathbf{x})I(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda) + j(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda) \\ & + \kappa_{sca}(\mathbf{x}, \lambda)\rho(\mathbf{x}) \int_{4\pi} \Phi(\mathbf{n}, \mathbf{n}', \mathbf{x}, \lambda)I(\mathbf{x}, \mathbf{n}', \lambda)d\Omega', \end{aligned} \quad (3.4)$$

donde el coeficiente de extinción $\kappa_{ext} = \kappa_{abs} + \kappa_{sca}$. Ahora tenemos que la ecuación 3.4 es una ecuación integro-diferencial en la cual el campo de radiación en todas las diferentes posiciones y en todas las direcciones esta acoplada al medio con el que interactua. En el régimen de las longitudes de onda del visible y UV las observaciones indican que los granos de polvo reflejan hasta el 50% de la radiación y además es fuertemente anisotrópica dicha reflexión (Witt et al. 1992; Calzetti et al. 1995; Burgh et al. 2002).

3.2.5. Transporte Radiativo con Mezclas de Polvo

En cualquier medio astrofísico, encontramos diferentes tipos de granos de polvo, los cuales tienen diferentes composiciones químicas, tamaños, formas y densidades numéricas. Cada tipo de grano, que vamos a indicar con el índice i , esta caracterizado por sus propios coeficientes, el de absorción $\kappa_{abs,i}(\lambda)$, de difusión $\kappa_{sca,i}(\lambda)$, y función de fase $\Phi(\mathbf{n}, \mathbf{n}', \lambda)$. Si denotamos la contribución relativa de cada grano del tipo i en la posición \mathbf{x} del total de la densidad numérica como $\omega_i(\mathbf{x})$, la ETR se vuelve

$$\begin{aligned} \frac{dI(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda)}{ds} = & - \sum_i \omega_i(\mathbf{x}) \kappa_{ext,i}(\lambda) \rho(\mathbf{x}) I(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda) + j(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda) \\ & + \sum_i \omega_i(\mathbf{x}) \kappa_{sca,i}(\lambda) \rho(\mathbf{x}) \int_{4\pi} \Phi(\mathbf{n}, \mathbf{n}', \mathbf{x}, \lambda) I(\mathbf{x}, \mathbf{n}', \lambda) d\Omega', \end{aligned} \quad (3.5)$$

la cual tiene la misma forma que la ecuación 3.4, si redefinimos los coeficientes de dispersión, extinción, absorción, y la función de fase de la mezcla de polvo como

$$\kappa_{sca}(\mathbf{x}, \lambda) = \sum_i \omega_i(\mathbf{x}) \kappa_{sca,i}(\lambda), \quad (3.6)$$

$$\kappa_{ext}(\mathbf{x}, \lambda) = \sum_i \omega_i(\mathbf{x}) \kappa_{ext,i}(\lambda), \quad (3.7)$$

$$\kappa_{abs}(\mathbf{x}, \lambda) = \sum_i \omega_i(\mathbf{x}) \kappa_{abs,i}(\lambda), \quad (3.8)$$

y

$$\Phi(\mathbf{n}, \mathbf{n}', \mathbf{x}, \lambda) = \frac{\sum_i \omega_i(\mathbf{x}) \kappa_{sca,i}(\lambda) \Phi_i(\mathbf{n}, \mathbf{n}', \lambda)}{\sum_i \omega_i(\mathbf{x}) \kappa_{sca,i}(\lambda)}, \quad (3.9)$$

En términos de los procesos de emisión, absorción y difusión primarias, la ecuación del transporte radiativo es idéntica al transporte en un medio polvoriento con un solo tipo promedio de granos.

3.2.6. Incluyendo Emisión del Polvo

Como ya se mencionó, el polvo absorbe gran parte de la radiación visible y UV y la reemite en el infrarrojo. Para tomar en cuenta este proceso astrofísico, necesitamos agregar un tercer término fuente a la ETR $j_d(\mathbf{x}, \lambda)$:

$$\begin{aligned} \frac{dI(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda)}{ds} = & -\kappa_{ext}(\mathbf{x}, \lambda) \rho(\mathbf{x}) I(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda) + j(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda) + j_d(\mathbf{x}, \lambda) \\ & + \kappa_{sca}(\mathbf{x}, \lambda) \rho(\mathbf{x}) \int_{4\pi} \Phi(\mathbf{n}, \mathbf{n}', \mathbf{x}, \lambda) I(\mathbf{x}, \mathbf{n}', \lambda) d\Omega'. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Comúnmente se asume que los granos de polvo se encuentran en equilibrio termodinámico local con el campo de radiación. En este caso, la emisividad de cada componente de polvo i se puede escribir como la emisión de un cuerpo negro modificado (i.e. un cuerpo negro cuya emisividad depende de la frecuencia tal que $Q(\nu) \propto \nu^\beta$, con valores de β entre 1 y 2), caracterizado por una temperatura de equilibrio $T_i(\mathbf{x})$. Sumando sobre todas las poblaciones, obtenemos:

$$j_d(\mathbf{x}, \lambda) = \sum_i \omega_i(\mathbf{x}) \kappa_{abs,i}(\lambda) \rho(\mathbf{x}) B[T_i(\mathbf{x}, \lambda)], \quad (3.11)$$

donde $B(T, \lambda)$ es la función de Planck. La temperatura de equilibrio para cada tipo de polvo es determinada por la ecuación de balance, la cual nos dice que la energía absorbida es igual a la energía emitida:

$$\int_0^\infty \kappa_{abs,i}(\lambda) J(\mathbf{x}, \lambda) d\lambda = \int_0^\infty \kappa_{abs,i}(\lambda) B[T_i(\mathbf{x}), \lambda] d\lambda, \quad (3.12)$$

donde $J(\mathbf{x}, \lambda)$ es la intensidad media del campo de radiación

$$J(\mathbf{x}, \lambda) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda) d\Omega. \quad (3.13)$$

Lo cual nos dice que la temperatura de los granos de polvo depende explícitamente de la composición química y tamaño de estos, a través de la dependencia del coeficiente de absorción $\kappa_{abs,i}$ de estas propiedades de cada tipo de grano.

Aunque el asumir equilibrio termodinámico es posible para ciertas aplicaciones, existen casos donde no lo es. El caso más importante que nos incumbe en este análisis es cuando el medio contiene granos muy pequeños, incluyendo los PAHs (por sus siglas en inglés: “polycyclic aromatic hydrocarbons”). Estos son compuestos orgánicos que contienen solo carbono e hidrógeno, en forma de anillos aromáticos (anillos orgánicos en los cuales los electrones están deslocalizados).

Mientras que los granos grandes de polvo alcanzan el equilibrio termodinámico y emiten como cuerpo negro modificado con una temperatura de equilibrio, los granos pequeños tienen capacidades caloríficas pequeñas, por lo que un solo fotón visible ó UV puede calentar demasiado el grano. Estos granos pequeños no alcanzan la temperatura de equilibrio y en lugar de eso alcanzan fluctuaciones en su temperatura que llevan al grano a emitir por encima de la temperatura de equilibrio. Para incluir este efecto en la ETR tenemos que la emisividad del polvo, ecuación 3.11, cambia a

$$j_d(\mathbf{x}, \lambda) = \sum_i \omega_i(\mathbf{x}) \kappa_{abs,i}(\lambda) \rho(\mathbf{x}) \left[\int_0^\infty P_i(T, \mathbf{x}) B(T, \lambda) dT \right], \quad (3.14)$$

donde $P_i(T, \mathbf{x})$ es la distribución de temperaturas de los granos de polvo del tipo i en la posición \mathbf{x} . Esta distribución depende de las componentes químicas del polvo así como de su tamaño, además dependerá de la intensidad y rigor de campo de radiación en el que se encuentren.

3.3. Método Monte Carlo para la Solución del Transporte Radiativo

El fin principal de este trabajo es realizar observaciones sintéticas de simulaciones hidrodinámicas de regiones de formación estelar. Para lograr esto tenemos que calcular la interacción de la luz, emitida por las estrellas (partículas sumidero), con el medio interestelar, que se encuentra entre la fuente y el observador. Esto se obtiene aproximando la ecuación de transporte radiativo tal y como se comenta en la sección 3.2. En la literatura actualmente hay varios códigos disponibles que se han desarrollado para este fin (para una lista relativamente completa ver el resumen [Steinacker et al. 2013](#)). Con base en el método utilizado, estos códigos se pueden distinguir en dos clases: los que utilizan la técnica del ‘ray tracing’ y los que usan la técnica Monte Carlo. Hoy en día la mayoría de los códigos de transferencia radiativa utilizan Monte Carlo.

El método de Monte Carlo (MC) se basa en la estocasticidad y probabilidad. Este método no resuelve la ecuación de transporte, si no que simula el comportamiento de la luz en un medio y todas las interacciones descritas anteriormente.

Básicamente un campo de radiación es tratado como un fluido de un número grande, pero finito, de paquetes de fotones. Durante una simulación de TR, cada fotón es seguido a lo largo de su trayectoria por un medio polvoriento. En cada instante de la vida del fotón las características que determinan su camino (posición de nacimiento, dirección inicial de propagación o la distancia entre una interacción a otra y hasta el tipo de interacción) están determinadas mediante el uso de la probabilidad, generando números aleatorios de una distribución de densidad de probabilidad (PDF, por sus siglas en inglés: “Probability Density Function”). Así al final de la simulación podemos reconstruir el campo de radiación con un análisis estadístico del camino de los fotones. En resumen, en lugar de resolver explícitamente la ETR para conocer el campo, lo que se hace es simular la propagación de la luz dentro del medio. La técnica de MC se basa en generar números aleatorios a partir de una PDF $p(x)dx$. Se requiere de un algoritmo que nos de

un número X tal que la probabilidad de que X se encuentre en el intervalo infinitesimal de x y $x + dx$ sea igual a $p(x)dx$. Para ello se requieren algoritmos que generen desviaciones uniformes, i.e. números aleatorios, con la misma probabilidad de ser escogido, en el intervalo entre 0 y 1. Uno de los métodos más populares para generar estos números es el llamado “método de transformación” (Devroye 1986, Vetterling et al. 2002).

3.3.1. Transporte Radiativo con Monte Carlo

Para comprender el funcionamiento del método utilizado por SKIRT vamos a analizar el caso más simple de un problema de TR mediante el método MC, el cual consta de un campo de radiación de fotones monocromáticos y una sola longitud de onda λ .

Para ello consideramos una fuente de fotones, caracterizada por un término fuente $j_*(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda)$, y una distribución de polvo caracterizada por su densidad de polvo $\rho(\mathbf{x})$. El estado de cada fotón es tabulado mediante su energía, posición, dirección de movimiento y su estado de polarización (en el caso más general en el cual también este proceso sea incluido en los cálculos). Para el caso 3D, en un sistema coordenado cartesiano la posición es el vector $\mathbf{x} = (x, y, z)$ y para la dirección se usan los cosenos directores $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$.

Paso 1: nacimiento.

Se le llama nacimiento del fotón al proceso de inyectar fotones al dominio computacional. La luminosidad que carga cada fotón es $L = L_{tot}/N$, donde L_{tot} es la luminosidad total de la fuente y N es el número de fotones. La posición \mathbf{x} y la dirección \mathbf{n} se escogen de acuerdo al término fuente $j_*(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda)$, el cual debe ser obtenido de una PDF

$$p(\mathbf{x}, \mathbf{n})d\mathbf{x}d\mathbf{n} = \frac{j_*(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda)d\mathbf{x}d\mathbf{n}}{\int \int j_*(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda)d\mathbf{x}d\mathbf{n}} = \frac{j_*(\mathbf{x}, \mathbf{n}, \lambda)d\mathbf{x}d\mathbf{n}}{L_{tot}}, \quad (3.15)$$

para el caso del polvo, este emite isotrópicamente, por lo que la dirección de propagación inicial estará dentro de una esfera unitaria:

$$p(\mathbf{n})d\mathbf{n} = \frac{d\mathbf{n}}{4\pi} = \frac{\sin\theta d\theta d\phi}{4\pi}. \quad (3.16)$$

Usando el “método de transformación” es fácil obtener valores aleatorios para θ y ϕ de esta distribución.

Paso 2: Punto de interacción

Una vez que el paquete de fotones está en el medio polvoriento hay que determinar si este interactuará con un grano de polvo, y de ser así donde tendrá lugar esta interacción. Por conveniencia, la PDF que describe la longitud del camino libre medio antes de la interacción se describe en el espacio de la profundidad óptica tal que $p(\tau)d\tau = e^{-\tau}d\tau$. Usando el método de transformación, tomamos una desviación uniforme ξ y resolvemos la siguiente ecuación para τ :

$$\xi = \int_0^{\tau} e^{-\tau'} d\tau', \quad (3.17)$$

integramos y despejamos $\tau = -\ln \xi$. Si τ es mayor que la profundidad óptica τ_{path} a la superficie del sistema en la dirección en la que el fotón está viajando, el fotón escapa del sistema, y la vida de ese fotón termina. El siguiente paso es convertir la profundidad óptica que viajó el fotón a una longitud física s , esto para poder mover el fotón al lugar de la interacción. Entonces integramos a lo largo del camino y resolvemos la integral:

$$\int_0^s \kappa_{ext}(s', \lambda) \rho(s') ds' = \tau. \quad (3.18)$$

En la práctica, los códigos Monte Carlo siempre usan una estructura de malla para las celdas del polvo, en la cual la densidad y las propiedades ópticas están discretizadas. La integral se reduce a sumar sobre las celdas consecutivas que abarca el camino, y la integral se transforma en sumar la profundidad óptica a lo

largo del camino hasta que τ es alcanzada.

Paso 3: Difusión y absorción

Ya que tenemos la longitud física que recorrió el fotón, podemos moverlo de su antigua posición al sitio de interacción, i.e. moverlo de \mathbf{x} a $\mathbf{x} + s\mathbf{n}$. En esta posición el fotón puede ser absorbido o dispersado. La PDF para este caso es una función discreta de solo dos posibles valores. La probabilidad de que la interacción sea difusión es igual al albedo del polvo definido como $a = \kappa_{sca}/\kappa_{ext}$. Usando una desviación uniforme ξ , la naturaleza de la interacción es fácil de determinar: Si $\xi \leq a$, tenemos difusión y si $\xi \geq a$ tenemos absorción.

En el caso de tener un evento de absorción, es el final del ciclo de vida del fotón. La luminosidad absorbida del fotón es guardada en la celda de interacción. Esta luminosidad, será usada en pasos posteriores para calcular la emisión del polvo, la cual se comporta como una función fuente generando más fotones y por lo tanto un nuevo ciclo MC.

Si la interacción da lugar a un evento de dispersión, el paso siguiente es determinar la nueva dirección de propagación. Para el caso isotrópico solo hay que generar un nuevo punto aleatorio en la esfera unitaria. En el caso anisotrópico, la nueva dirección de propagación \mathbf{n} se escoge de acuerdo a la PDF:

$$p(\mathbf{n})d\mathbf{n} = \frac{\Phi(\mathbf{n}, \mathbf{n}', \mathbf{x}, \lambda)}{4\pi}. \quad (3.19)$$

Con la nueva dirección de propagación, el fotón puede seguir su viaje en el medio polvoriento. Esto quiere decir que el segundo y tercer paso se repetirán hasta que el fotón escape del sistema o sea absorbido por el polvo. Este proceso completo es aplicado a cada fotón hasta que el último fotón deja el sistema.

El TR a diferentes longitudes de onda se puede calcular independientemente, ya que la longitud de onda no está acoplada al TR. Después de terminar la simulación a cada longitud de onda, la luminosidad absorbida es usada para calcular la intensidad media $J(\mathbf{x}, \lambda)$ del campo de radiación y subsecuentemente el término

fuerza del polvo $j_d(\mathbf{x}, \lambda)$. SKIRT permite activar la auto absorción, es decir que la emisión del polvo pueda ser absorbida por capas posteriores de este, por lo tanto podemos agregar la emisión de polvo como una segunda fuente de fotones.

En resumen primero se calcula la emisión de las fuentes primarias, después calculamos la emisión del polvo, recalculamos la emisión del polvo en este nuevo campo de radiación y así, de forma iterativa, hasta que se alcanza el nivel de convergencia requerida. Normalmente el proceso de autoabsorción se puede omitir, (ya que los fotones emitidos por el polvo tienen longitudes de onda muy largas, por lo que es difícil que interactúe con ISM) lo cual permite disminuir los tiempos de cálculo. Pero, en casos en donde la densidad de polvo sea muy alta, los fotones infrarrojos pueden ser absorbidos, por lo que hay que tomar en cuenta este proceso.

3.4. Código de Transporte Radiativo SKIRT.

3.4.1. Descripción General

La información completa y detallada sobre este capítulo se encuentra en [Camps y Baes \(2015\)](#). A continuación damos una descripción de las características principales del código SKIRT que fueron utilizadas para los objetivos de este trabajo.

SKIRT³ es un código Monte Carlo para modelar el transporte radiativo en medios polvorientos. Está escrito completamente en C++ y diseñado para ser un programa que se corre desde una terminal. Es fácilmente aplicable a sistemas operativos que trabajen con UNIX. El Usuario diseña su simulación mediante una interacción de pregunta-respuesta con SKIRT mediante la terminal. Este sistema de interacción es utilizado para construir una simulación y además permite dar a conocer al usuario todas las posibles opciones de configuración. Tras completar la configuración, los parámetros de la simulación son guardados en un archivo de formato XML (eXtensible Markup Language) el cual puede ser abierto en cual-

³documentación de SKIRT: <http://www.skirt.ugent.be>

quier editor de texto para su visualización ó posible modificación.

El código tiene un tratamiento completo de la absorción y difusión de los fotones por el polvo, calcula la distribución de temperatura del polvo así como su reemisión térmica, además de soportar el calentamiento estocástico de los granos más pequeños. Es capaz de manejar cualquier geometría 3D tanto en la distribución de las fuentes como en la del polvo y ofrece la posibilidad de tratar múltiples mezclas de polvo, incluyendo las propiedades ópticas y los coeficientes de absorción y difusión de una variedad de tipos de granos de polvo. Además el código es altamente paralelizable en sistemas con memoria compartida.

Los resultados de una simulación de SKIRT, son guardados a través de “instrumentos sintéticos”: estos permiten recolectar los fotones que salen de la simulación creando imágenes, distribuciones espectrales de energía de banda ancha tanto integradas como espacialmente resueltas, espectros y unidades de campo integral. Estos instrumentos pueden ser colocados en cualquier posición con respecto al objeto simulado y a cualquier distancia de él, lo cual permite comparar directamente simulaciones y observaciones (e.g., [De Looze et al. 2012b](#), [De Looze et al. 2012a](#), [De Geyter et al. 2014](#), [De Geyter et al. 2015](#), [Viaene et al. 2017](#)).

SKIRT permite dos tipos de simulaciones: oligocromática (una o muy pocas longitudes de onda), y pancromática (varias longitudes de onda). Una simulación oligocromática solo simula la interacción en una o pocas longitudes de ondas, normalmente en el intervalo visible-UV, y se utiliza más que nada para calcular el efecto en absorción del polvo (como por ejemplo en [De Geyter et al. 2015](#)), por lo que no entraremos en detalles sobre este tipo de simulaciones (para más detalles se pueden consultar los trabajos de [De Geyter et al. \(2014\)](#) y la página oficial de SKIRT ([Maarten y Camps, 2019](#))).

En cambio una simulación pancromática opera sobre el largo ancho del espectro electromagnético, por lo que estas simulaciones toman en cuenta la absorción y difusión de fotones visibles y UV los cuales, calentando los granos de polvo, hacen que este emita en el intervalo infrarrojo por procesos térmicos. SKIRT funciona en el régimen al cual las escalas de tiempo de evolución del sistema son

mucho mayores a la escala de tiempo en que la radiación cruza el sistema, es decir, variaciones temporales en las condiciones físicas de los sistemas simulados se consideran despreciables.

3.4.2. Configurar una Simulación

El esqueleto básico de una simulación pancromática consta de 4 partes principales, como se muestra en la figura 3.3 que son: **a)** un arreglo de longitudes de onda a las cuales se van a calcular los procesos de absorción, difusión y emisión; **b)** la definición del sistema estelar, o sea de las fuentes de fotones, para las cuales se especifican sus características espectrales y su distribución geométrica; **c)** una definición del sistema del polvo (características ópticas y distribución geométrica); **d)** por último los instrumentos sintéticos, sus características (un instrumento que grabe por ejemplo solo la distribución espectral de energía ó uno que simule un espectrógrafo de campo integral), y sus posiciones respecto al objeto simulado. Cada una de estas partes permite un alto grado de configuración en sus niveles inferiores.

En el código SKIRT estas partes principales se llaman ‘Wavelength Grid’, ‘Stellar System’, ‘Dust System’ y ‘Instrument’ respectivamente. Nosotros las vamos a llamar a su semejante en el español, por lo que quedan como ‘Arreglo de Longitudes de onda’, ‘Sistema Estelar’, ‘Sistema de Polvo’ e ‘Instrumentos’.

Arreglo de Longitudes de onda

Para configurar nuestra simulación pancromática necesitamos definir el arreglo de longitudes de onda. Esta puede abarcar valores desde el UV hasta el milimétrico, pero entre más puntos tenga el arreglo mayor resolución en longitud de onda tendremos y por lo tanto mayor será el costo computacional. SKIRT nos ofrece alternativas para generar el arreglo de formas eficientes: es posible generar un arreglo logarítmico simple o anidado (esta última permite mayor resolución en

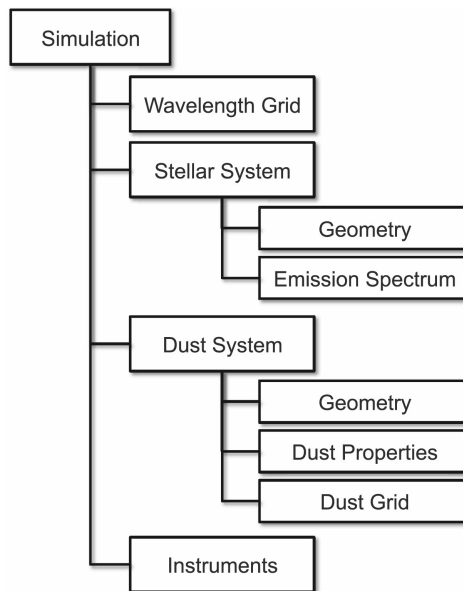


Figura 3.3: Representación esquemática de los bloques principales de una simulación con SKIRT. (Camps y Baes, 2015).

algún intervalo en el que estemos interesados). También ofrece la opción de cargar el arreglo de longitudes de onda desde un archivo de texto definido por el usuario, permitiendo así la máxima flexibilidad.

Sistema Estelar

Solo para resaltarlo la distribución de las fuentes y del polvo es obviamente importante. Para ello SKIRT ofrece una amplia gama de funciones analíticas que se utilizan para distribuir las fuentes principales de fotones en la simulación (‘‘Geometries’’ ó ‘‘Geometrías’’) como puntos, esferas, cilindros, discos, por mencionar algunos. Cada geometría define una distribución espacial para la componente estelar de la simulación. Además, dependiendo de cada geometría, SKIRT cuenta con unas funciones llamadas ‘‘Decoradores’’ (‘‘Decorators’’) las cuales permiten aportar cambios a las geometrías básicas, por ejemplo cambiando la posición de su centro, poniendo grumos aleatoriamente o deformando una

esfera en un esferoide. Además se pueden sumar y superponer varias geometrías para crear objetos más complejos.

El ‘‘Sistema Estelar’’ define las características de las fuentes de fotones en la simulación, por lo que para cada objeto hay que también definir la emisión espectral y luminosidad. SKIRT cuenta con distribuciones espectrales de energía (SED) precargadas como por ejemplo cuerpo negro, la SED del sol, quasares ó espectros de poblaciones estelares simples. También tiene la opción de leer la SED desde un archivo de texto.

Para el análisis de simulaciones SPH ó AMR SKIRT permite importar las características de las fuentes a partir de estados a un tiempo dado de la simulación y asignarles un espectro mediante modelos teóricos, como por ejemplo los modelos de síntesis de población estelar de [Bruzual y Charlot \(2003\)](#), basados en parámetros como la edad y metalicidad, los cuales se toman directamente de las simulaciones.

Sistema de Polvo

Al igual que la componente estelar, el polvo puede ser distribuido espacialmente mediante las geometrías incluidas en SKIRT. La cantidad de polvo en cada objeto se puede especificar mediante la masa total o la profundidad óptica en un cierto eje. Igual que en el caso del Sistema Estelar, SKIRT tiene una opción que permite leer la distribución de gas a partir de un estado de la simulación SPH o AMR, para después calcular la densidad de polvo a partir de los datos de entrada, asumiendo que una fracción de metales en el gas es convertida en polvo.

En esta parte también hay que configurar la malla especial del polvo (‘‘Malla de Polvo’’), es decir, definir como se discretiza la distribución geométrica del polvo en el dominio computacional de la simulación. La malla queda distribuida en celdas, y se considera que todas las variables (propiedades) físicas del polvo (densidad, propiedades ópticas, campo de radiación y temperatura) es constante en toda la celda. Como SKIRT utiliza el método Monte Carlo, durante la simulación el paquete de fotones se propaga por la malla interactuando con las celdas de

acuerdo a eventos generados aleatoriamente.

SKIRT no se queda atrás en la flexibilidad de las simulaciones a realizar en cuanto a la malla de polvo, por lo que existen varias opciones entre las cuales elegir. Idealmente nos gustaría conocer a gran detalle las características físicas y del campo de radiación en cada punto de una simulación. Obviamente esto no es posible y es precisamente por esto que el dominio espacial se tiene que discretizar en celdas. SKIRT ofrece mallas adaptivas para la optimización de la simulación, las cuales permiten tener una mayor resolución en las regiones de interés (donde la densidad del polvo es más alta o donde hay fuertes gradientes de densidad), y muestra regiones vacías o de baja densidad de polvo con menos celdas, así optimizando el tiempo de computo.

Propiedades del polvo

Las propiedades del polvo que se aplican a cada componente vienen empaquetadas en un bloque llamado “Mezcla de Polvo” (“dust mix”). Las opciones de mezclas de polvo usadas por SKIRT se encuentran en la literatura (por citar las más usadas [Weingartner y Draine 2001](#), [Jones, A. P. et al. 2017](#), [Li y Draine 2001](#)). Cada modelo usualmente incluye una combinación específica de silicatos, grafitos, e hidrocarburos aromáticos policíclicos (PAH), cuyas propiedades están en tablas ó son aproximadas mediante fórmulas.

SKIRT ‘Mezcla de Polvo’ cuenta con la opción de crear una mezcla de polvo usando bloques preestablecidos. Una mezcla configurable tiene una población específica de cada tipo de material. Para cada tipo de grano de cada material las poblaciones especifican las propiedades ópticas y calorimétricas además de la distribución de tamaños. Las propiedades ópticas incluyen los coeficientes de absorción y dispersión $\kappa_{abs}(\lambda, a)$ y $\kappa_{sca}(\lambda, a)$, y el parámetro de asimetría $g(\lambda, a)$ que determina la función fase de dispersión $\Phi_{\lambda, a}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$, para cada intervalo de longitudes de onda y de tamaños del grano (a). Las propiedades calorimétricas incluyen la capacidad calorífica $C(T)$ ó su equivalente la energía interna $U(T)$ del grano de polvo en un intervalo de temperatura T , y la densidad de masa ρ_{bulk} del

material.

Malla de polvo

Una de las componentes más importantes de una simulación en un problema de TR es la malla espacial en la que se distribuye el polvo. La importancia radica en que los requerimientos de cómputo, es decir el tiempo de CPU necesitado por la simulación y la cantidad de memoria RAM que se utiliza, dependen de forma crucial de cuantas celdas espaciales son necesarias. Para poder muestrear de forma correcta las variaciones espaciales de la densidad de polvo ó - igualmente- de la profundidad óptica, se tiene que adoptar una malla espacial con subdivisiones más pequeñas en esos lugares de más alta densidad, profundidad óptica ó del gradiente de estas cantidades. Como el cálculo de la temperatura y del espectro emitido por el polvo es una fase de las más exigentes computacionalmente, se tiene que elegir una forma de subdividir el espacio de la simulación para optimizar el número de celdas y al mismo tiempo muestrear de forma suficientemente buena los cambios en las propiedades del polvo. Para minimizar esta exigencia en memoria la malla se debe adaptar a la estructura espacial del modelo, y a la distribución espacial de la densidad. SKIRT nos ofrece, aparte de mallas fijas como la de la imagen de la izquierda de la figura 3.4, mallas adaptivas como por ejemplo las mallas *k-d tree* y Voronoi, como se ilustra en las imágenes central y derecha de la figura 3.4.

Una malla *k-d tree* es una estructura que se va dividiendo espacialmente tal que cada celda se parte en dos subceldas a lo largo de un hiper-plano. En un espacio 3D, es decir $k=3$, el modelo *k-d* se asimila la malla *octree*. Este tipo de malla es la que elegimos para nuestras simulaciones, pues logra un muestreo del polvo muy bueno y tiempos de computo razonables.

El objeto ‘Mezcla de Polvo’ en detalle

El objeto “Mezcla de Polvo” representa una mezcla de polvo con un conjunto de propiedades asociadas a esta. Una mezcla de polvo puede estar hecha de varias

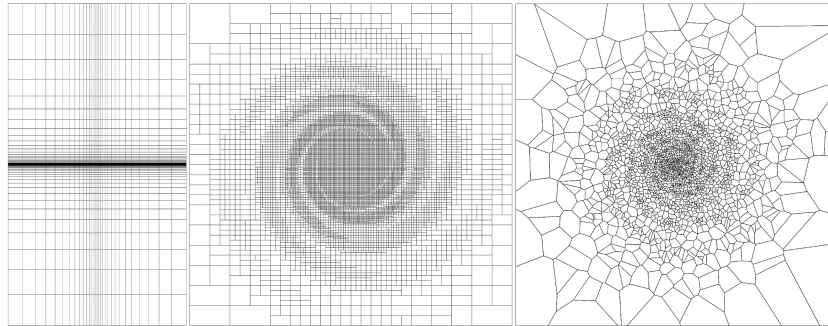


Figura 3.4: Mallas (Dust grid) de SKIRT. Izquierda: Una malla fija con el tamaño de las celdas distribuidas logarítmicamente en el eje vertical y con una ley de potencias en el eje horizontal. Centro: Malla cuboidal “k-d tree” con el tamaño de celdas que se ajustan con la distribución de densidad del modelo de una galaxia espiral. Derecha: Una malla “Voronoi” donde la generación de celdas se hace de manera aleatoria siguiendo la distribución de densidad para el mismo modelo de una galaxia espiral. [Camps y Baes \(2015\)](#).

poblaciones; cada población puede representar granos de polvo con diferentes composiciones químicas y tamaños.

El objeto “Mezcla de Polvo” guarda las propiedades fundamentales y derivadas del polvo, algunas se calculan conforme se van requiriendo en el código. Solo para tener en cuenta, las propiedades del polvo no se normalizan ya que se usan los valores en sistema internacional de unidades.

Algunas componentes de “Mezcla de Polvo”, como `DraineLiDustMix` usada en este trabajo, son datos precalculados, por lo que simplemente se leen de un archivo de datos. Una rutina importante que provee una mezcla de polvo es `MultiGrainDustMix`, la cual nos permite crear la mezcla con las poblaciones que se quieran. Una mezcla multi-granos puede contener múltiples poblaciones, cada una con una específica composición y una distribución particular de tamaños.

`MultiGrainDustMix` contiene recetas multi-granos que proceden de modelos establecidos como `MRNDustMix` ([Weingartner y Draine, 2001](#)) y `ThemisDustMix` ([Jones, A. P. et al., 2017](#)) las cuales se usan en este trabajo. Además de los mode-

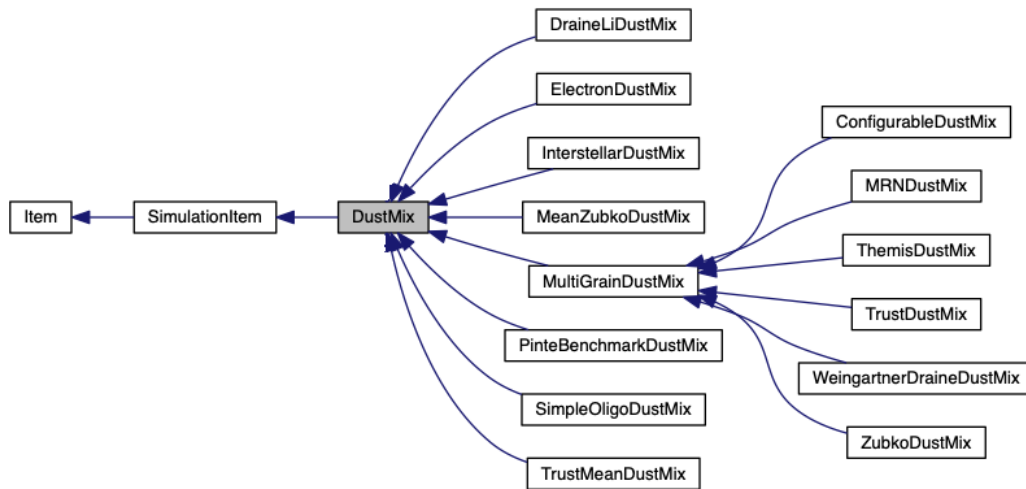


Figura 3.5: Esquema sobre la jerarquía de DustMix.

los preestablecidos `MultiGrainDustMix` tiene la subclase `ConfigurableDustMix` la cual nos permite crear una mezcla totalmente configurable con ayuda de SKIRT mediante la interacción pregunta-respuesta con el código. En forma de esquema el objeto Mezcla de Polvo y sus componentes se presentan en la figura 3.5. La rutina Composición de Granos (`GrainComposition`) representa las propiedades ópticas y calóricas de granos de algún material en particular, de acuerdo del modelo en cuestión.

textttDistribución de tamaños de granos (`GrainSizeDistribution`) representa la función de distribución de tamaños de granos de polvo.

Para cada población de polvo, `ConfigurableDustMix` contiene un objeto `DustMixPopulation` que a su vez contiene a `Composición de Granos`, `Distribución de tamaños de granos`, y un número de subpoblaciones usadas para discretizar la distribución de tamaños. Podemos ver esto de forma esquemática en la figura 3.6.

Propiedades de las Mezclas de polvos

Las propiedades fundamentales que se guardan en Mezclas de Polvo son:

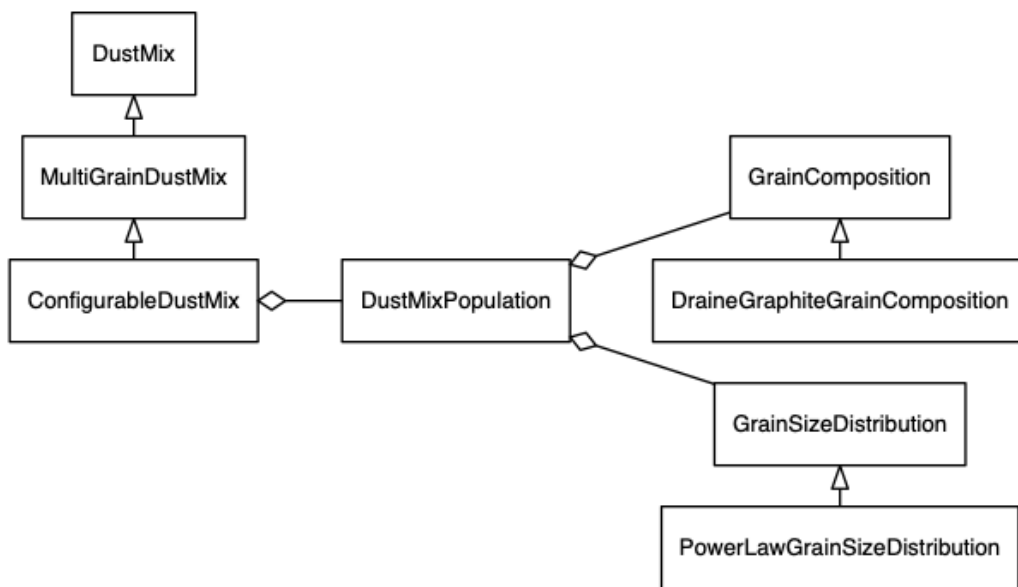


Figura 3.6: Esquema sobre las componentes y configuración de ConfigurableDustMix. Diagrama tomado de la página oficial de SKIRT (Maarten y Camps, 2019).

- el número de poblaciones de polvo N_{pop} ,
- para cada población de polvo C , definido en el arreglo de puntos λ_l , en el arreglo de longitudes de onda de la simulación tenemos:
 - la sección eficaz de absorción por átomo de hidrógeno $\zeta_{l,c}^{abs}$,
 - la sección eficaz de dispersión por átomo de hidrógeno $\zeta_{l,c}^{sca}$,
 - el parámetro de asimetría de la función fase de dispersión $g_{l,c}$,
- para cada población de polvo:
 - la masa de polvo por átomo de hidrógeno μ_c .

La razón por la que utilizan las secciones eficaces ζ y las masas de polvo μ como propiedades fundamentales en lugar de las opacidades κ , es que permite manejar múltiples poblaciones de polvo y múltiples geometrías.

La mayoría de las propiedades que se derivan de las fundamentales son aquellas que describen la mezcla de polvo como un todo, i.e. las secciones eficaces por átomo de hidrógeno de absorción, dispersión y extinción

$$\zeta_l^{abs} = \sum_{c=1}^{N_{pop}} \zeta_{l,c}^{abs},$$

$$\zeta_l^{sca} = \sum_{c=1}^{N_{pop}} \zeta_{l,c}^{sca},$$

$$\zeta_l^{ext} = \sum_{c=1}^{N_{pop}} \zeta_{l,c}^{ext},$$

el albedo global

$$\omega_l = \frac{\zeta_l^{sca}}{\zeta_l^{ext}},$$

el promedio del parámetro de asimetría de la función fase de dispersión

$$g_l = \frac{1}{\zeta_l^{sca}} \sum_{c=1}^{N_{pop}} g_{l,c} \zeta_{l,c}^{sca},$$

y la masa total de polvo por átomo de hidrógeno

$$\mu = \sum_{c=1}^{N_{pop}} \mu_c.$$

Además las propiedades derivadas incluyen las opacidades (absorción, dispersión y extinción) para la mezcla total del polvo como un todo

$$\begin{aligned} \kappa_l^{abs} &= \frac{\zeta_l^{abs}}{\mu}, \\ \kappa_l^{sca} &= \frac{\zeta_l^{sca}}{\mu}, \\ \kappa_l^{ext} &= \frac{\zeta_l^{ext}}{\mu}. \end{aligned}$$

Para una simulación pancromática donde el arreglo de longitudes de onda representa una muestra amplia de longitudes, debemos incluir la sección eficaz de absorción integrada de Planck por átomo de hidrógeno $\zeta_{P,c}^{abs}(T)$, definida como

$$\zeta_{P,c}^{abs}(T) = \int_0^{\infty} \zeta_{\lambda,c}^{abs} B_{\lambda}(T) d\lambda.$$

Estos valores son precalculados en un amplio intervalo de temperaturas, por lo que esta ecuación debe ser resuelta para T dado un valor de $\zeta_{P,c}^{abs}(T)$.

Al utilizar MultiGrainDustMix se calculan las propiedades fundamentales del polvo a partir de las propiedades de los granos que lo componen: los coeficientes de eficiencia de absorción $Q^{abs}(\lambda, a)$, de dispersión $Q^{sca}(\lambda, a)$, el parámetro de asimetría de la función fase de dispersión $g(\lambda, a)$, la densidad de masa de los granos del material ρ_{bulk} , y la distribución de los granos de polvo por átomo de hidrógeno $\Omega(a) = (\frac{dn_D}{da})/n_H$.

La distribución de tamaños de los granos está dividida en N_{bins} bins en escala logarítmica, y cada población de polvo por separado se agrega al bin. Denotamos los límites de cada bin como $[a_{min,c}, a_{max,c}]$, con $c = 1, \dots, N_{bins}$. Las propiedades son calculadas para cada población C y para cada longitud de onda λ_l , usando ecuaciones siguientes.

Las secciones eficaces, por átomo de hidrógeno, de absorción y dispersión para la l -ésima longitud de onda y la C -ésima población de polvo son calculadas mediante la integral sobre la distribución de tamaños,

$$\zeta_{l,c}^{abs} = \int_{a_{min,c}}^{a_{max,c}} \Omega(a) Q^{abs}(\lambda_l, a) \pi a^2 da,$$

y

$$\zeta_{l,c}^{sca} = \int_{a_{min,c}}^{a_{max,c}} \Omega(a) Q^{sca}(\lambda_l, a) \pi a^2 da.$$

El parámetro de asimetría se calcula

$$g_{l,c} = \frac{1}{\zeta_{l,c}^{sca}} \int_{a_{min,c}}^{a_{max,c}} \Omega(a) g(\lambda_l, a) Q^{sca}(\lambda_l, a) \pi a^2 da.$$

La masa de polvo de cada población es calculada usando la densidad de masa

$$\mu_c = \int_{a_{min,c}}^{a_{max,c}} \Omega(a) \rho_{bulk} \frac{4\pi}{3} a^3 da.$$

Propiedades calóricas

En la clase ‘ ‘Composición de Granos’ ’ se lee la capacidad calorífica a cada intervalo de temperatura. Después se calcula la entalpía típica de granos de polvo a una cierta temperatura, para cada población de polvo. Esta función interpola la capacidad calorífica hacia una malla apropiada usando una interpolación lineal en el espacio log-log. Después se realiza una integral para calcular la ental-

via usando la siguiente sustitución:

$$H_c(T) = \int_0^T C(T') dT' = \ln \int_{-\infty}^{\log T} 10^{\log C(\log T')} 10^{\log T'} d \log T'. \quad (3.20)$$

Esta función nos da la entalpía $H_c(T)$ a temperatura T de la media de una muestra representativa de cada población de polvo. La entalpía es equivalente a la energía interna del grano del polvo, usando un punto cero arbitrario. Esto se obtiene multiplicando la entalpía específica para la composición de granos (a cierta temperatura) por la masa representativa de los granos de polvo.

La información de la entalpía es usada para calcular la distribución de probabilidad de la temperatura de los granos pequeños los cuales no están en equilibrio termodinámico con el ambiente.

Calculando la emisión de polvo

SKIRT calcula el espectro de emisión de cada celda en la malla de polvo, basándose en el espectro absorbido durante la fase de emisión estelar y en las características del polvo que se acaban de calcular.

Para un sistema que contiene h componentes de polvo, cada una con su propia mezcla de polvo, vamos a tener un conjunto de celdas que comparten características similares. La emisividad $\epsilon_{n,h,l}$ se calcula para cada componente de polvo h por separado y al final los resultados son combinados en el espectro de emisión para la celda m mediante

$$j_{m,l} = \sum_{h=0}^{N_{comp}-1} \rho_{m,h} \epsilon_{n,h,l}.$$

Como las densidades $\rho_{m,h}$ difieren de una celda a otra, el resultado debe ser calculado y guardado en cada celda por separado.

Emisión de cuerpo negro modificado

Si asumimos que los granos de polvo están en equilibrio termodinámico local (LTE por sus siglas en inglés: Local Thermodynamic Equilibrium), lo cual es

válido para los granos grandes, el polvo emite como un cuerpo negro modificado, con diferente temperatura de equilibrio para cada población en la mezcla. La emisividad en un campo de radiación J_λ se puede calcular como

$$\varepsilon_\lambda = \frac{1}{\mu} \sum_{c=0}^{N_{pop}-1} \varsigma_{\lambda,c}^{abs} B_\lambda(T_c),$$

donde la temperatura de equilibrio T_c esta definida mediante la ecuación de balance energético

$$\int_0^\infty \varsigma_{\lambda,c}^{abs} J_\lambda d\lambda = \int_0^\infty \varsigma_{\lambda,c}^{abs} B_\lambda(T_c) d\lambda.$$

Emisión de los granos pequeños de polvo

Cuando activamos en SKIRT el calentamiento transitorio (también llamado estocástico) de los granos de polvo, SKIRT calcula adecuadamente la emisión del polvo para los granos pequeños y moléculas PAH que no están en equilibrio termodinámico local. Discretizando la composición del polvo y usando la distribución de tamaños, el arreglo de longitudes de onda y construcción del arreglo de temperaturas, la emisividad (ε_λ) en un campo de radiación (J_λ) se puede calcular mediante

$$\varepsilon_\lambda = \frac{1}{\mu} \sum_{c=0}^{N_{pop}-1} \varsigma_{\lambda,c}^{abs} \sum_{i=0}^{N_{temp}-1} P_{c,i} B_\lambda(T_i), \quad (3.21)$$

donde $P_{c,i}$ es la probabilidad de encontrar al grano de polvo de la población C -ésima en el i -ésimo bin de temperatura. Las probabilidades $P_{c,i}$ son calculadas siguiendo el esquema presentado por [Guhathakurta y Draine \(1989\)](#), [Li y Draine \(2001\)](#) y [Kruegel \(2003\)](#).

Capítulo 4

Parámetros físicos en la simulación: polvo

En este capítulo vamos a describir y analizar la evidencia sobre la composición de los granos de polvo que se encuentran en el medio interestelar. Además damos una introducción sobre las mezclas de polvo con las que podemos trabajar en SKIRT y las que usamos en este trabajo.

4.1. Emisión infrarroja

El calentamiento de los granos de polvo se debe principalmente a la absorción de fotones, sobre todo de longitudes de onda visibles y ultra violetas, emitidos por estrellas u otros objetos (como por ejemplo los discos de acreción cerca de sistemas binarios o los que se encuentran en los núcleos galácticos activos). En general, la absorción de un fotón por un grano de polvo sí es un que depende del tamaño del grano (más generammente de su capacidad calorífica, $C_v \propto N$, donde N son los grados de libertad) y la energía ($h\nu$) del fotón mismo. Sin embargo, granos de polvo de tamaño “grande” ($a \gtrsim 0.01\mu\text{m}$) pueden absorber toda la energía de un fotón y distribuirla a lo largo de todos sus grados de libertad (N). Esto no pasa en los granos “pequeños” ($a \lesssim 50\text{\AA}$), que no tienen como redistribuir esa energía.

Estos granos suben a temperaturas más altas con respecto a las que le corresponderían al campo de radiación y, además, su temperatura depende directamente de la energía del fotón incidente. Por esto el proceso es estocástico. La mayoría de la energía radiada por los granos pequeños ocurre en tiempos muy cortos a la absorción del fotón, cuando la temperatura del grano alcanza su máximo.

Para poder calcular el espectro de emisión, promediado en el tiempo, para los granos pequeños, debemos calcular la función de distribución de energía dP/dE para los granos de cierto tamaño, donde dP es la probabilidad de que un grano tenga una energía vibracional entre $(E, E + dE)$.

La noción de “temperatura” es muy difícil de aplicar cuando hablamos de los granos más pequeños. Lo que hacemos es definir la energía de vibración total del grano como la suma de la energía del modo de vibración de cada molécula. Sea el modo vibracional j tal que $j = 1, \dots, N_m$ con frecuencia fundamental ω_j . Si aproximamos los modos vibracionales como osciladores armónicos, entonces la energía vibracional del grano será

$$E = \sum_{j=1}^{N_m} v_j \hbar \omega_j, \quad (4.1)$$

donde $v_j \geq 0$ es el número cuántico para el modo j .

Suponemos que el grano es un sistema vibracional en equilibrio térmico a una temperatura T , el valor esperado de la energía es

$$\bar{E}(T) = \sum_{j=1}^{N_m} \frac{\hbar \omega_j}{\exp(\hbar \omega_j / \kappa T) - 1} \quad (4.2)$$

así podemos definir una temperatura instantánea de vibración como la temperatura a la cual estas dos energías se igualan (Draine y Li, 2001). Esta aproximación es válida aun para granos que contengan ≈ 30 átomos (Li y Draine, 2001).

Aproximadamente dos tercios de la energía radiada por los granos de polvo es a longitudes de onda $\lambda \gtrsim 50 \mu\text{m}$ (lejano infrarrojo) (Draine, 2003) y debida a granos con tamaños $a \gtrsim 0.01 \mu\text{m}$ los cuales se mantienen a temperaturas estables

de $\sim 15 - 20$ K debido al campo de radiación de las estrellas. El tercio restante es debido a granos con radios $a \lesssim 50 \text{ \AA}$ que se enfrían después de alcanzar un pico en su temperatura debido a la absorción de un fotón. Tenemos así dos grandes restricciones, en cuanto a los tamaños de los granos de polvo, que provienen de la emisión infrarroja: a) La población de granos debe contener suficientes granos con tamaños $a \lesssim 50 \text{ \AA}$ que contribuyan a un tercio de la emisión. b) Para reproducir la emisión de 3-12 μm del ISM difuso esperada de moléculas PAHs, radicales e iones, una fracción grande de los granos más pequeños deben ser PAHs.

4.1.1. Candidatos

CARBONO

Los átomos de carbono en forma de grafito están unidos unos a otros en láminas exagonales. Cada átomo de carbono tiene cuatro electrones de valencia ($2s^2 2p^2$); tres de ellos en forma trigonal sp^2 ó en orbitales σ ; el electrón sobrante esta en el orbital deslocalizado π , que es compartido entre los enlaces carbono-carbono. Las láminas de átomos de carbono se mantienen unidas débilmente solo por la fuerza de van der Waals. El absorber un fotón puede excitar al electrón π a un orbital π^* ; esta transición es responsable de la “joroba” a $\sim 2175 \text{ \AA}$. Usando la función dieléctrica del grafito, se puede encontrar que para una esfera de dicho material aleatoriamente orientada la fuerza de oscilación es de $f = 0.16$ por átomo de carbono (Draine, 1989). Entonces la “joroba” a 2175 \AA requiere que la razón entre carbono e hidrógeno sea $C/H = 5.8 \times 10^{-5}$ para esferas pequeñas de grafito, lo cual esta en acuerdo con las restricciones en las abundancias interestelares. Una extensión a la hipótesis del grafito es la de un esqueleto de átomos de carbono con moléculas de hidrocarburos aromáticos policíclicos (PAH), ya que tiene las mismas funciones de onda electrónicas. Estas moléculas tienen fuertes absorciones en la transición $\pi \rightarrow \pi^*$ en la región 2000-2500 \AA .

SILICATOS

Una de las características espectrales más prominentes de los granos de silicatos es una banda infrarroja centrada a $\sim 9.7\mu\text{m}$, debida a estados energéticos vibracionales de la molécula de SiO. Esta banda espectral se observa tanto en emisión (como por ejemplo en estrellas ricas en oxígeno o en las atmósferas de las estrellas AGB) como en absorción (por ejemplo en el espectro infrarrojo de galaxias con brote de formación estelar).

También tenemos un rasgo en la curva de extinción a $18\mu\text{m}$ que se presume es debido al modo vibracional de la molécula OSiO (Smith et al., 2000).

El código de transferencia radiativa SKIRT tiene implementadas varias mezclas de polvo; a continuación presentamos las diferentes mezclas de polvo que usamos en nuestras simulaciones. Escogimos las más citadas en la literatura, las cuales son las mezclas de Draine et al. (2007), Weingartner y Draine (2001), Jones, A. P. et al. (2017) (para ver algunos trabajos donde se utilizan Kurosawa et al. (2004); Koepferl et al. (2017c)).

4.2. Draine y Li (2007)

La mezcla de polvo “DraineLiDustMix” es una mezcla de grafitos, silicatos y PAH. La distribución de tamaños es una ley de potencias. Esta mezcla está ajustada para reproducir la curva de extinción de la Vía Láctea. SKIRT obtiene las propiedades ópticas para cada población usando el código DustEM (Compiègne et al., 2013), usando los parámetros de entrada que se muestra en el apéndice A.1.1.

4.3. MRN

La función “MRNDustMix” es una subclase de la clase “MultiGrainDustMix”, y representa una mezcla de polvo la cual consiste en poblaciones separadas de gra-

nos de grafitos y silicatos los cuales tienen una distribución de tamaños tomados de la distribución de [Mathis et al. \(1977\)](#). Los tamaños actuales son tomados de una actualización dada por [Weingartner y Draine \(2001\)](#), mientras que las propiedades ópticas se obtienen de la pagina web de Bruce [Draine \(2019\)](#). Las poblaciones de grafitos y silicatos se pueden dividir en subpoblaciones N_{gra} y N_{sil} , cada uno con sus correspondientes bins en los tamaños de los granos.

La clase agrega el número indicado de poblaciones basada en las clases “DraineGraphiteGrainComposition” y “DraineSilicateGrainComposition” para grafitos y silicatos respectivamente, y en la distribución de tamaños dada por

$$\frac{dn}{da} = Ca^{-3.5} \quad \text{for } a_{min} \leq a \leq a_{max}, \quad (4.3)$$

donde C es una constante con valores de $C = 10^{-25.13} \text{ cm}^{2.5}$ para grafito y $C = 10^{-25.11} \text{ cm}^{2.5}$ para silicatos, y $a_{min} = 50 \text{ \AA}$ y $a_{max} = 0.25 \text{ }\mu\text{m}$ para los dos tipos de granos.

En el trabajo realizado por Mathis, Rumpl y Nordsieck en 1977 ([Mathis et al., 1977](#)) intentan reproducir las curvas de extinción observadas hasta entonces en líneas de visión que atravesaban nubes difusas para las longitudes de onda que van de $\lambda = 1 \text{ }\mu\text{m}$ a $\lambda = 0.11 \text{ }\mu\text{m}$. Tratan de simular mezclas de varios materiales como: grafito, carburo de silicio SiC , enstatita $(Fe, Mg)SiO_3$, olivino $(Fe, Mg)_2SiO_4$, hierro y magnetita Fe_3O_4 , además idealizan los granos de polvo a partículas esféricas.

Consideran que la distribución de cada “material” sigue una ley de potencias, tal que $n(a) \propto a^p$ y además esta distribuida linealmente en bins. Entonces el número de partículas en el intervalo de tamaños $(a, a + da)$ está dado por $n(a)da$.

Los tamaños de los granos, entre 0 y 1 μm , se dividen en intervalos discretos a_j . Así el intervalo del j -ésimo bin incluye la distribución de tamaños en el intervalo a_{j-1} a a_j , el j -ésimo bin, del material m , a la longitud de onda i -ésima, contribuye a la extinción como,

$$C_{mji} = \int_{a_{j-1}}^{a_j} \hat{n}(a) C_m(a, \lambda_i) da, \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} \hat{n}_j(a) &= 1, \mu\text{m} & (a_{j-1} < a < a_j), \\ \hat{n}_j(a) &= 0, & \text{todo lo demás.} \end{aligned}$$

donde $C_m(a, \lambda)$ es la sección eficaz del material m , a la longitud de onda λ_i .

Uno de sus resultados es que el índice de la ley de potencias para la distribución de tamaños, el que mejor ajusta es $p = -3.5$ y que es debido a los procesos estocásticos en la formación de los granos. Además de ajustar en intensidad y ancho de la “joroba” a $\lambda 2175$, llegan a la conclusión de que es debido a los granos más pequeños de grafito.

Con las nuevas observaciones de [Weingartner y Draine \(2001\)](#) buscan expandir el modelo de MRN hacia los tamaños más pequeños de los granos de carbono (grafitos y moléculas PAH) con tal de explicar la emisión infrarroja y de microondas atribuida a estas poblaciones. La forma funcional de la distribución de tamaños cumple dos condiciones: (1) permitir un corte suave para tamaños $a > a_t$, con el control de la inclinación de este corte; y (2) permitir un cambio en la pendiente $d \ln n_{gr} / d \ln a$ para $a < a_t$. Se adopta la siguiente forma funcional

$$\frac{1}{n_H} \frac{dn_{gr}}{da} = D(a) + \frac{C_g}{a} \left(\frac{a}{a_{t,g}} \right)^{\alpha_g} F(a; \beta_g, a_{t,g}) \times \begin{cases} 1, & 3.5 \text{ \AA} < a < a_{t,g} \\ \exp \{ -[(a - a_{t,g})/a_{c,g}]^3 \} & a > a_{t,g} \end{cases} \quad (4.5)$$

para los granos de carbón donde $D(a)$ es la función encontrada por [Li y Draine \(2001\)](#) y

$$\frac{1}{n_H} \frac{dn_{gr}}{da} = D(a) + \frac{C_S}{a} \left(\frac{a}{a_{t,s}} \right)^{\alpha_s} F(a; \beta_s, a_{t,s}) \times \begin{cases} 1, & 3.5 \text{ \AA} < a < a_{t,g} \\ \exp \{ -[(a - a_{t,s})/a_{c,s}]^3 \} & a > a_{t,s} \end{cases} \quad (4.6)$$

para los silicatos. El término

$$F(a; \beta, a_t) \equiv \begin{cases} 1 + \beta a/a_t, & \beta \geq 0 \\ (1 - \beta a/a_t)^{-1}, & \beta < 0 \end{cases} \quad (4.7)$$

Las constantes que se utilizan tienen los mismos valores de [Li y Draine \(2001\)](#): $a_{0,1} = 3.5 \text{ \AA}$, $a_{0,2} = 30 \text{ \AA}$, y $\sigma = 0.4$ y las mismas poblaciones relativas en las dos componentes log-normales ($b_{C,1} = 0.75b_C$, $b_{C,2} = 0.25b_C$) pero se consideran diferentes b_C . Se tiene pues que en la ecuación 4.5 tenemos seis parámetros ajustables (b_C , C_g , $a_{t,g}$, $a_{c,g}$, α_g , β_g) con otros cinco parámetros para la ecuación 4.6 (C_s , $a_{t,s}$, $a_{c,s}$, α_s , β_s).

4.4. THEMIS

El modelado de polvo interestelar creado por [Jones, A. P. et al. \(2017\)](#) llamado THEMIS (Por sus siglas en inglés “The Heterogeneous dust Evolution Model for Interstellar Solids”), es el más moderno que utilizamos en este trabajo. Es el único que trata el polvo como un núcleo más una envoltura. Esto debido a que el polvo cambia dependiendo del ambiente donde se encuentra. Este modelo utiliza un doble enfoque: por un lado se utilizan experimentos de laboratorio para medir y reconstruir las propiedades del polvo interestelar, y por el otro lado se utiliza la aproximación más clásica intentando de reproducir las observaciones del efecto del polvo tanto en absorción como en emisión. Dado que cualquier modelo basado en la mezcla de MRN tiene las mismas limitaciones, comentadas por [Greenberg et al. \(1983\)](#): “Las partículas responsables de la joroba 2175 \AA y la extinción en el lejano ultravioleta (FUV) constituyen dos poblaciones independientes, y el mo-

delo MRN de silicatos más grafitos viola esta condición”, y “La extinción en el ultravioleta por las partículas responsables de la extinción en el visual es gris y, por lo tanto, estas partículas constituyen una población completamente separada de las partículas de la joroba. Por lo tanto es necesario tomar en cuenta la evolución de las propiedades del polvo en el ISM. De ahí que surge el modelo THEMIS.

EL modelo comprende las siguientes estructuras y composiciones de granos de polvo con núcleo y envoltura (Jones, A. P. et al., 2017):

- “Una distribución como ley de potencias para las nanopartículas de carbono amorfo a-C con tamaños $a \leq 20\text{nm}$ con una extrema dependencia en el tamaño de sus propiedades ópticas y con una distribución de tamaños que es sensible al campo de radiación local”.
- “Una distribución log-normal para los granos amorfos de carbono ricos en hidrógeno, a-C(:H), con tamaños $a \approx 160\text{ nm}$ con una composición de un núcleo a-C(:H) envueltos por carbonos amorfos a-C (con una profundidad de $\approx 20\text{ nm}$)”, y
- “Una distribución log-normal para los granos , $a \approx 140\text{ nm}$, amorfos de silicio a-Sil(Fe,Fe,S) con cobertura de granos a-C (con profundidad $\approx 1 - 10\text{ nm}$) formados por la acreción de carbono y la coagulación de nanopartículas de a-C en sus superficies.”

Para obtener las propiedades ópticas del polvo, SKIRT calcula los valores usando DustEM (Compiègne et al., 2013), los cuales se encuentran en el apéndice A.1.2.

4.5. Multicomponente

SKIRT nos permite diseñar nuestra propia mezcla de polvo. Mediante la clase “ConfigurableDustMix” podemos escoger la distribución de polvo que más nos convenga haciendo una mezcla de las diferentes componentes (carbonos, silicatos, PAHs, etc.) de los diferentes modelos existentes (MRN, DraineYLi, etc.).

La estructura básica para construir una mezcla de polvo es la siguiente: primero escogemos el tipo de material (carbonos, silicatos, PAHs, etc.), después seleccionar una distribución (por ejemplo log-normal, o ley de potencia) y las propiedades de esta (índice de potencia, radio mínimo y máximo del grano).

La mezcla que creamos tiene las siguientes propiedades: 3 tipos de granos (grafitos, silicatos y PAHs neutros) del modelo de Draine, los tres con una distribución log-normal, con 15 bins de tamaños distintos para cada tipo, y los tres comparten: el tamaño mínimo, máximo y el índice de potencias, con valores de $0.001\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ y 3.5, respectivamente.

4.6. Código DustEm

DustEm ([Compiègne et al., 2013](#)) es un código que calcula la extinción, emisión, y polarización del polvo interestelar calentado por fotones. La emisión del polvo se calcula en el régimen ópticamente delgado en un intervalo en el espectro de 0.04 y $10^5\mu\text{m}$. Los datos para DustEm son generados por el código IDL DustProp que calcula las propiedades ópticas (como Mie, T-matrix, DDA) y las capacidades caloríficas.

Capítulo 5

Simulaciones RT

En este capítulo vamos a describir como configuramos las simulaciones en SKIRT, además de dar una descripción de los resultados que arroja una simulación con dicha configuración, i.e. que tipos de archivos y que nos dice cada uno, así como la forma de visualizarlos.

La masa total de las estrellas contenidas en las partículas sumidero, PS, varía en el intervalo de ~ 2 hasta $\sim 320 M_{\odot}$. Los espectros que se construyen a partir de los modelos de síntesis de población estelar no pueden -por su construcción- ser utilizados como SED de las PS. Eso, como ya se explicó en la sección 1.4, se debe al hecho de que los espectros de poblaciones estelares simples muestrean la emisión de estrellas en un rango continuo de masas estelares que incluye estrellas de la menos ($\sim 0.08 M_{\odot}$) hasta las más masivas ($\sim 100 M_{\odot}$). En nuestro caso, teniendo PS de masas de $\sim 320 M_{\odot}$ como máximo, habrá solamente algunas estrellas que puedan estar presentes en la PS. La suma de las masas de estas estrellas no puede obviamente ser mayor que la masa de la PS. Por esto se crearon¹ espectros estelares representativos de la emisión de cada una de las PS, tomando en cuenta sus edades y masa estelar total (dados en el estado de la simulación hidrodinámica de [Zamora-Avilés et al. 2019](#)). Los espectros se construyeron poblando de forma estocástica la IMF, hasta que el valor en masa de cada PS se alcanza.

¹La creación de los espectros fue hecha por G. Bruzual

Los modelos de transporte radiativo que realizamos son un total de 40. Tenemos dos grandes grupos que se diferencian en la parametrización de la IMF que utilizamos, ya sea la parametrización de Salpeter ([Salpeter, 1955](#)) ó la de Kroupa ([Kroupa 2001](#), [Kroupa 2002](#)).

Cada uno de estos grandes grupos se dividen en 5 subgrupos cuya única diferencia es la energía de entrada en las PS, es decir el espectro de cada uno. Estos se tomaron de los modelos de síntesis de población estelar generadas por los modelos de [Charlot y Bruzual \(2019 en preparación\)](#).

En total tenemos 220 formas diferentes de distribuir la masa de cada PS para crear la población de estrellas que en esta habitan. Producir simulaciones de TR por cada una de las 220 realizaciones de la IMF por cada PS además de ser computacionalmente no realizable en tiempos razonables, es también redundante. Decidimos realizar simulaciones solamente para algunas realizaciones de los espectros, por ejemplo si utilizamos para todos las PS los espectros de luminosidad máxima, el resultado nos dará una SED en el infrarrojo que va a ser, con toda probabilidad, la más luminosa posible. Similarmente esperamos que al tomar en cada PS los espectros con la luminosidad mínima posible la SED en el infrarrojo tendrá la luminosidad mínima, esto debido al balance energético que se tiene que cumplir entre la energía emitida por las estrellas (y luego absorbida por el polvo) y la energía emitida por el polvo en el infrarrojo. Estas dos distintas realizaciones de la IMF nos dan unos vínculos fuertes sobre la luminosidad máxima y mínima que puede tener nuestra región de formación estelar simulada.

Para tener un muestreo más completo de las SED posibles, incluimos también una simulación con espectros tomados, por cada PS, de forma aleatoria entre las 220 simulaciones, y además los espectros con la luminosidad promedio y mediana entre las 220 que tenemos por cada PS. Con eso creamos 5 subgrupos de simulaciones en la que la sed de cada PS es tomada como lo resumimos a continuación:

1. simulaciones con SED de máxima luminosidad,
2. simulaciones con SED de mínima luminosidad,

3. simulaciones que tiene la luminosidad promedio,
4. simulaciones con la luminosidad que corresponde a la mediana de la muestra,
5. por último simulaciones con una SED tomada aleatoriamente de las 220 realizaciones.

Cada una de estas formas de asignar la SED a las PS sirve como base para crear cuatro modelos, cuya diferencia es la mezcla de polvo que se usa (THEMIS, Multicomponente, Draine y Li, MRN; detallados en el capítulo 4).

5.1. Modelos

Las simulaciones comparten una configuración para SKIRT muy similar. Las únicas diferencias están en la parte de la composición del polvo y en el espectro de entrada en las PS.

Los pasos para generar uno de nuestros modelos de transporte radiativo y así ver el papel de cada una de sus componentes es el siguiente (ver figura 5.1):

1. Configurar las propiedades que comparten los modelos:
 - Leer la distribución espacial del gas y las PS.
 - Propiedades de las PS: masa, edad.
 - Proporción gas a polvo.
 - Definir los instrumentos para la observación sintética.
2. Configurar las propiedades que diferencian cada modelo:
 - a) Selección de la parametrización de la IMF.
 - b) De las 220 formas de distribuir la masa para cada PS, seleccionamos una de las 5 que nos interesan dependiendo de la luminosidad bolométrica: máxima, mediana, promedio, aleatoria ó mínima.

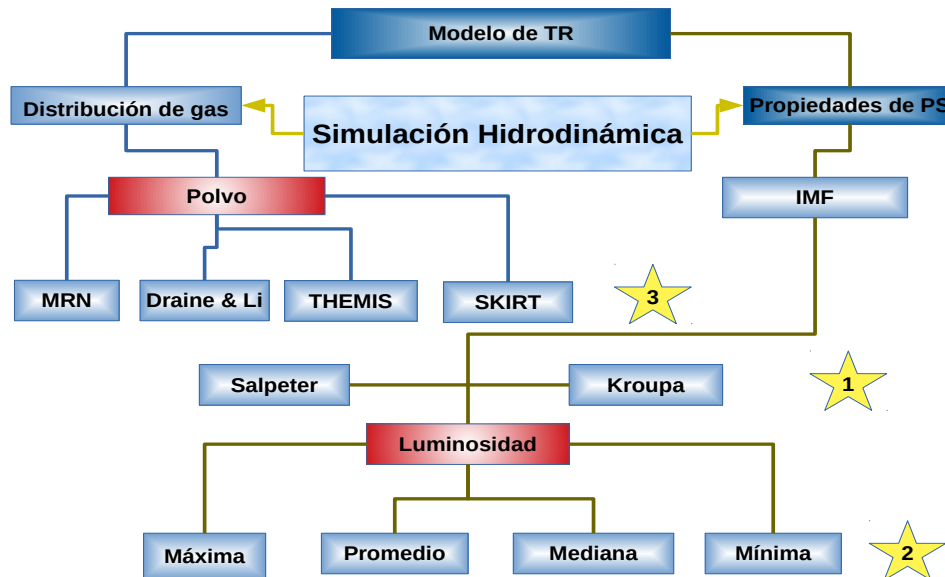


Figura 5.1: Diagrama con las componentes de cada modelo. La distribución espacial del gas y las propiedades de las PS (masa, edad, posiciones) vienen dadas por la simulación hidrodinámica de Zamora-Avilés et al. (2019). Para crear un modelo de TR escogemos una parametrización de la IMF, después seleccionamos una luminosidad de entrada en las PS, por último elegimos la mezcla de polvo.

c) Elección de una de las 4 mezclas de polvo.

5.1.1. Fuentes de fotones

Las PS son modeladas como fuentes puntuales, a las cuales se les aplica un “decorador” de SKIRT el cual permite posicionar las fuentes en la ubicación que nos da la simulación hidrodinámica de Zamora-Avilés et al. (2019). Lo único que varía de un modelo a otro es el espectro de entrada de cada PS según la luminosidad. En SKIRT cada fuente primaria de fotones se define con su posición espacial, la forma de su espectro de entrada así como su luminosidad bolométrica (como punto de normalización). La estructura es la descrita en el apéndice A.2.1.

5.1.2. Malla de gas

La malla de gas es exactamente la misma en los 40 modelos. La posición y masas, de las partículas SPH de la simulación de [Zamora-Avilés et al. \(2019\)](#), son cargadas a SKIRT desde un archivo de texto, para que SKIRT creé su propia malla espacial. La caja de la simulación en SKIRT está definida de tal forma que abarque todas las partículas SPH; la simulación de [Zamora-Avilés et al. 2019](#) mide $x=256$ pc ($\sim 5.28 \times 10^7$ AU), $y = z = 128$ pc ($\sim 2.64 \times 10^7$), por lo que los tamaños de la caja de SKIRT son 5.4×10^7 AU en x y en $y = z$ a 2.7×10^7 AU, abarcando toda la simulación hidrodinámica. Para poder representar la distribución y la densidad del gas (y así del polvo) escogemos una malla adaptiva del tipo OctTree ([Camps y Baes, 2015](#)), la cual nos permite muestrear de forma suficientemente buena las características del polvo y del campo de radiación en cada posición del espacio.

El código en el archivo `.ski` que corresponde a esta parte queda dada como se muestra en el apéndice [A.2.2](#).

5.1.3. Instrumentos

En cuanto a los instrumentos con los que vamos a medir sintéticamente nuestra simulación de TR, escogemos un espectrógrafo y también dos CCD que nos dan el flujo por pixel a cada longitud de onda; estos instrumentos constan de 500×500 pixeles y tienen un campo de visión de 264×10^5 AU cuadrados. Colocamos los instrumentos a una distancia de 1000 pc de la NM.

Los instrumentos son 6 para cada modelo: 3 para ver los cilindros desde una línea de visión que coincide con el eje de movimiento de estos, por lo que veremos de cara la base de los cilindros, ver figura [5.2](#). Los otros 3 son para medir las propiedades desde una perspectiva desde una línea de visión perpendicular al eje de movimiento de los cilindros, ver figura [5.3](#)

Los 3 instrumentos desde cada línea de visión son: uno para medir la distribución espectral de energía, o sea la densidad de flujo a cada longitud de onda. Otro que es un tipo CCD para medir el espectro mediante un cubo de datos que corres-

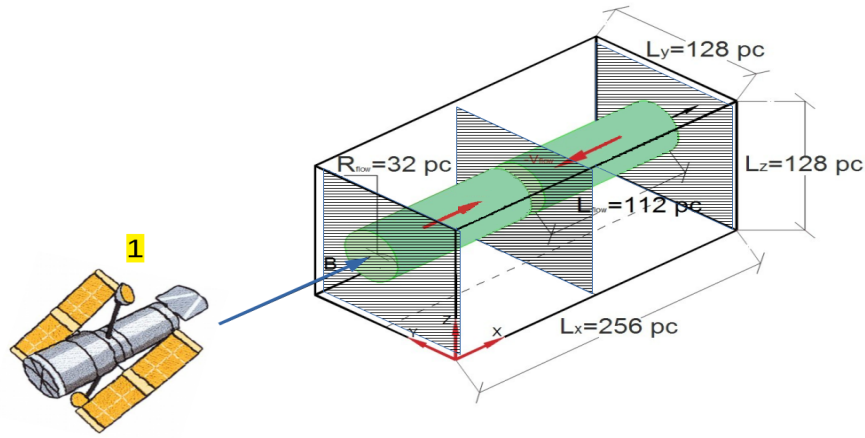


Figura 5.2: Instrumento 1, el cual ve la nube desde una línea de visión paralela al de movimiento de los flujos cilindricos.

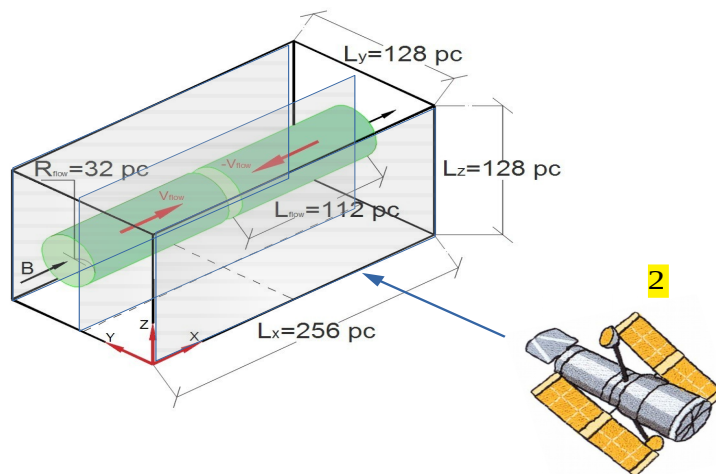


Figura 5.3: Instrumento 2, el cual ve la nube desde una línea de visión perpendicular al de movimiento de los flujos cilindricos.

ponde a la emisión en cada longitud de onda. El último para medir la contribución individual de cada componente, es decir, la emisión del polvo, la emisión de las estrellas si no existiera polvo, la emisión debida a fotones que sufrieron difusión, etc. El código para la parte de los instrumentos es el mostrado en el apéndice [A.2.3](#).

5.1.4. Resultados de una simulación

Los archivos de salida que arroja SKIRT pueden ser seleccionados a la hora de crear la simulación. Solo como recordatorio cuando mencionemos las “longitudes de onda” nos referimos al arreglo de longitudes de onda que definimos en la simulación. Los archivos de salida que nos interesan en este trabajo son los siguientes:

- **Simulacion_convergence.dat** : En el cual viene la convergencia en masa de la simulación indicativo de que la malla interna utilizada por SKIRT es una representación correcta de la distribución teórica de la densidad. Es este archivo el que nos indica que la longitud de suavizado es correcta para las partículas SPH,
- **Simulacion_grhoxy(xz,yz).fits**: Son cortes en la malla que muestran la densidad en unidades de M_{\odot}/AU^3 .
- **Simulacion_tempxy(xz,yz).fits**: Los cuales son cortes de la malla que muestran la temperatura en K.
- **Instrumentos sintéticos**:
 - **Simulacion_sed.dat**: Este archivo contiene los datos de la densidad de flujo a cada longitud de onda.
 - **Simulacion_CubodeDatos_sed.fits**: Es un cubo de datos donde viene la densidad de flujo por estereorradián a cada longitud de onda. Además nos da el archivo de extensión .dat en el que vienen la densidad de flujo a cada longitud de onda al igual que el instrumento anterior.

- **Simulacion_individual_contributions_(direct,dust,dustscatter,scattered,transparent,total).fits:** En este cubo de datos se guardan las componentes individuales de la contribución total a la densidad de flujo a cada longitud de onda. La descripción de cada componente es la siguiente: 1) La directa es la SED que llega, desde las PS, al instrumento sin sufrir interacción con el ISM; 2) los fotones que salen de las PS y sufren difusión; 3) los paquetes de fotones que son emitidos por el polvo y sufren difusión; 4) por último la componente del flujo que se inyecta a la simulación debida al polvo y no interactúa con el ISM; 5) Como un extra tenemos la componente transparente y es aquella que se mediría si no existiera ISM; 6) además tenemos la emisión total la cual es la suma de todo lo anterior (lo cual es lo mismo que nos muestra en instrumento simulación_CubodeDatos_sed.fits).

5.1.5. Resultados visuales de la simulación

En el mismo orden en que se nombraron en la subsección anterior vamos a mostrar el tipo de resultados que se obtienen tras cada simulación para una mejor comprensión del lector no familiarizado con SKIRT. Para visualizar los archivos `.fits` usamos la herramienta DS9 (Joye y Mandel, 2003). Por la simetría de nuestras simulaciones el plano xy y xz , de la caja de SKIRT, son muy similares.

Comenzamos por mostrar el resultado de “simulacion_grhoxy.fits”, el cual muestra un corte de densidad en dicho plano. Para ver un corte en densidad de la parte central (que es donde se concentra la mayor parte de la masa) donde chocan los flujos usamos el plano zy , la cual nos mostrará de cara el choque de dichos flujos.

Para ver de canto la densidad en la parte central usamos el corte en el plano xy ,

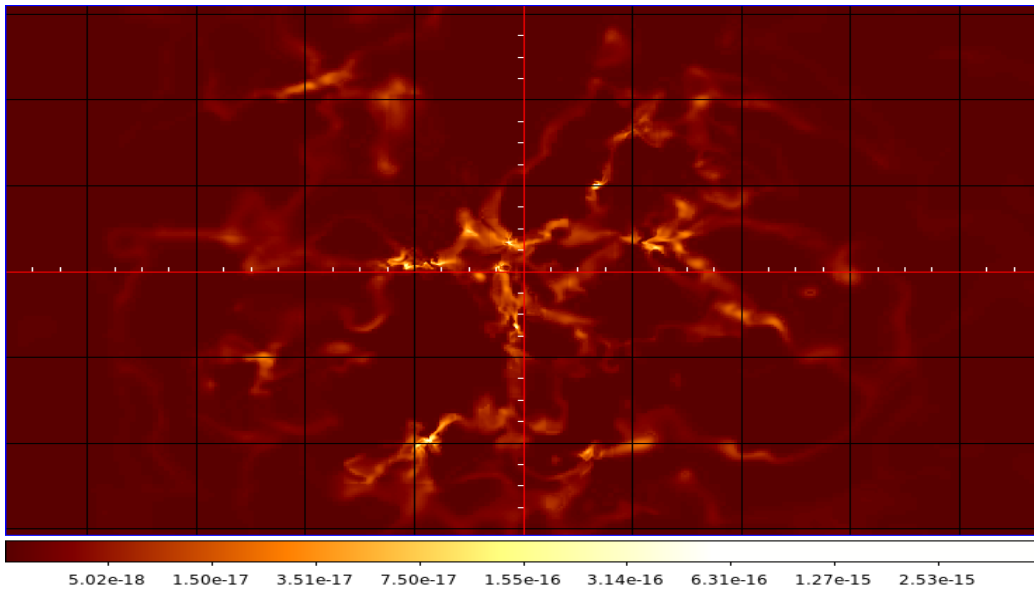


Figura 5.4: Corte en densidad en el plano zy de la caja, donde podemos ver de cara el choque de los dos flujos.

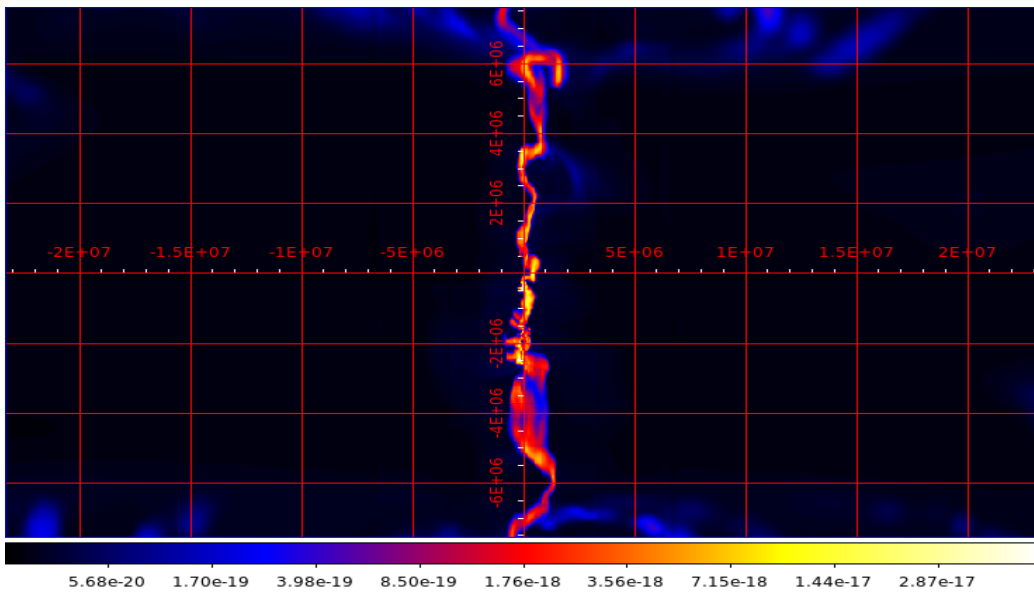
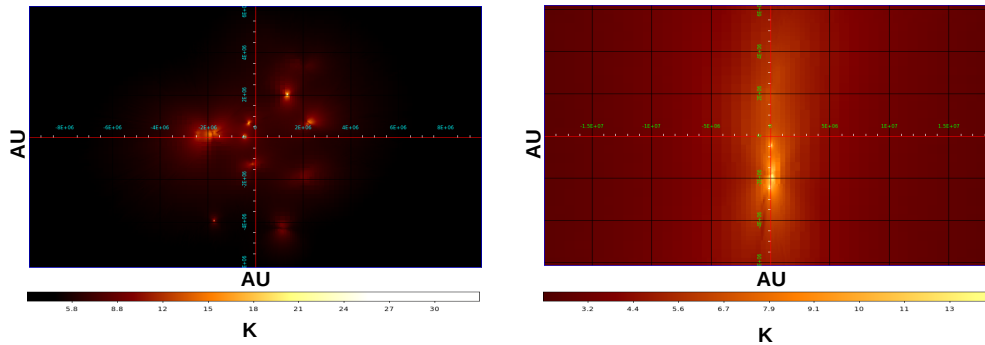


Figura 5.5: Corte en densidad en el plano xy de la caja, donde podemos ver de canto el choque de los dos flujos.

El caso de los cortes de temperatura es muy similar, pero menos ilustrativo, al de la densidad. El archivo “simulacion_tempxy(zy).fits”, es un corte de la temperatura, en el centro de la caja en el plano xy (zy). Este nos muestra la temperatura por celda en K.



(a) plano yz (cara)

(b) plano xy (canto)

Figura 5.6: Imágenes de los cortes en temperatura, en (a) podemos ver que los puntos más calientes están en las partes que rodean a las PS, mientras que en (b) se ve la temperatura de la nube vista de canto creada por el choque de los flujos cilindricos del ISM.

Ahora comenzamos con la descripción de los resultados que arrojan los diferentes instrumentos. El primero, “simulacion_sed.dat” contiene los datos del espectro medido, es decir densidad de flujo contra longitud de onda, que corresponde a la suma del flujo en cada pixel a cada longitud de onda. Un ejemplo de la distribución espectral de energía se puede encontrar representado en la figura 5.7.

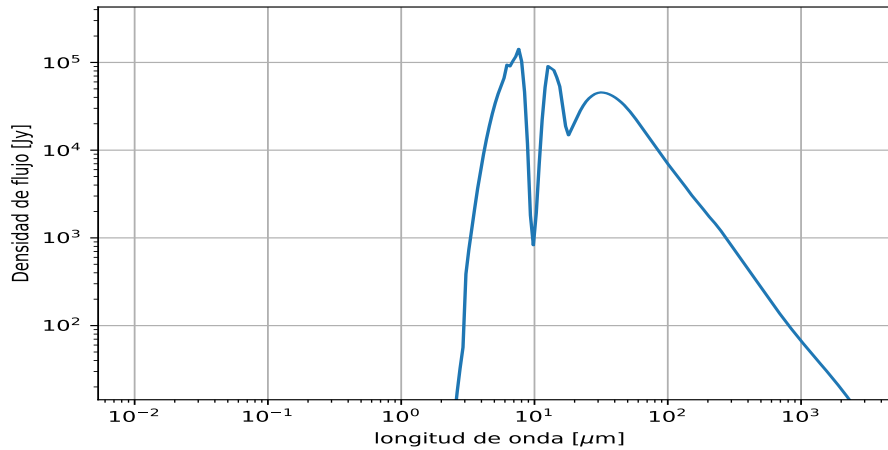


Figura 5.7: Espectro detectado por el instrumento que funciona como un espectrógrafo.

Con este espectro y con la curva de transmisión de cualquier instrumento astronómico, mediante una convolución, podemos hacer fotometría sintética de los resultados de la simulación en SKIRT.

El siguiente instrumento, “simulacion_CubodeDatos_sed.fits”, nos arroja dos archivos. Como ya se dijo el archivo `.dat` es idéntico al del instrumento anterior. El archivo de extensión `.fits` lo podemos abrir usando DS9 y visualizar el flujo que mediría un CCD a cada longitud de onda de la simulación. El resultado se muestra en la figura 5.8.

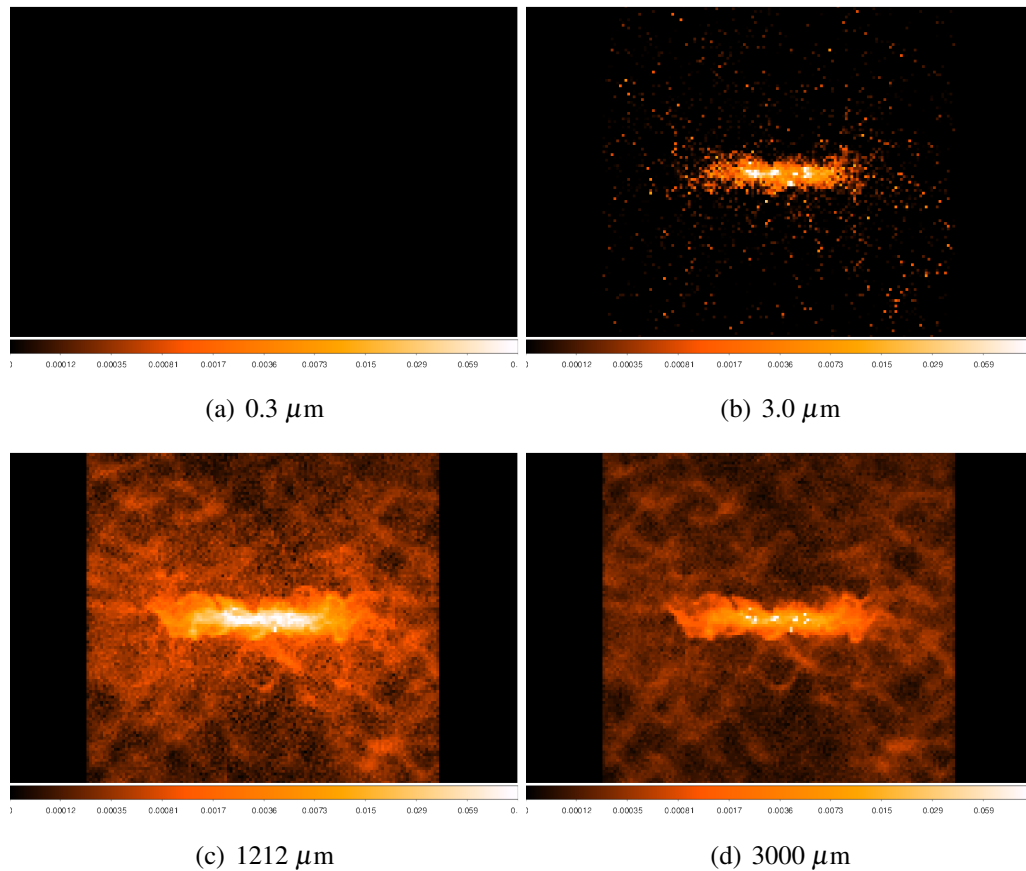


Figura 5.8: Flujo sobre un CCD que solo captura fotones con cierta longitud de onda.

El último instrumento provee de un cubo de datos donde se archiva la contribución de cada una de las componentes antes descrita. Podríamos tener una imagen similar a la figura 5.8, pero creemos que es más ilustrativo graficar el espectro de cada componente. Para identificar cada componente en la figura, las etiquetaremos de tal forma que la primera palabra indica el lugar de nacimiento del fotón y el resto de la etiqueta indicará su interacción con el medio. Entonces como se muestra en la figura 5.9. “Total” indica la emisión total resultante del TR que detecta el instrumento i.e. la SED sintética. Así “Estrellas transparente” indica que son fotones que nacieron en las PS (estrellas) y nos muestran la SED

que mediría el instrumento si no hubiera polvo en la simulación; “Estrellas sin interacción”, son fotones que nacieron en las PS y no interaccionaron con el polvo; “Estrellas difusión” son fotones que nacieron en la PS y que llegan a la línea de visión del instrumento debido a que sufren difusión debida al polvo. “Polvo total” es la emisión que sale de los granos de polvo y llegan al detector, mientras que “polvo difusión” son los fotones emitidos por el polvo y que posteriormente sufren difusión en el medio lo que hace que lleguen al detector.

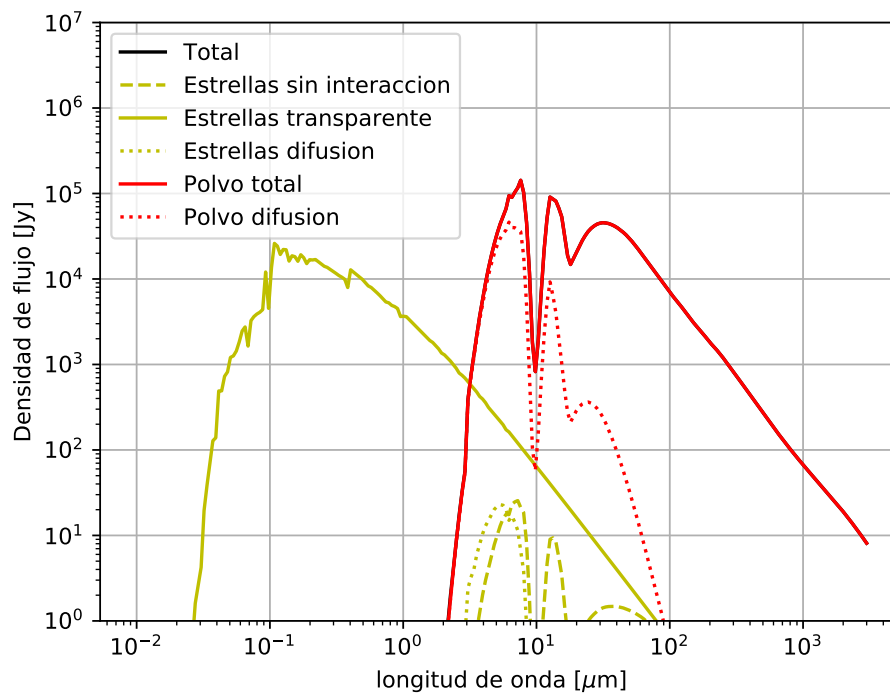


Figura 5.9: Imagen resultante del instrumento que mide las componentes individuales de la simulación. La línea continua roja que está sobre la línea negra indican la densidad de flujo emitida por el polvo y la emitida por todas las componentes respectivamente. La línea amarilla indica la densidad de flujo que sale de las PS.

Ahora que se describieron los modelos y los archivos de salida de SKIRT y se

dieron a conocer las herramientas utilizadas, se puede pasar a la descripción y el análisis de los resultados, en el siguiente capítulo.

Capítulo 6

Resultados

6.1. Modelos

SKIRT nos muestra en todos nuestros modelos que tenemos 7,455,745 partículas de gas y 19 partículas sumidero (PS). Las propiedades de las PS como la masa, edad y su metalicidad, se conocen directamente de la simulación hidrodinámica de [Zamora-Avilés et al. \(2019\)](#); un resumen de estas se encuentra en la tabla 6.1 (en esta tabla se muestra solo un resumen de algunos modelos que muestra las propiedades que contribuyen a calentar el polvo y por lo tanto a la emisión en el infrarrojo, la tabla con las propiedades individuales de las PS está en el apéndice A.1). Esta es una tabla interesante ya que nos habla de las estrellas que calientan el polvo. En la siguiente sección explicamos como se asignó a cada una de estas PS un espectro, utilizando los modelos de [Charlot y Bruzual \(2019 en preparación\)](#). Al correr una simulación, SKIRT nos devuelve algunas propiedades del modelo SPH que se utilizó como input:

- La masa total en gas, $M_{gas} = 2.61 \times 10^6 M_{\odot}$.
- La masa total en metales, $M_{metal} = 5.2 \times 10^3 M_{\odot}$.
- El número de partículas SPH, $N_{SPH} = 7455745$.

- El número promedio de partículas por celda (en la malla de SKIRT) $N_{cell} = 2814.5$.
- Rango de temperaturas de las celdas que van de $T=1.316$ K a $T=490.268$ K.

Una forma adecuada de averiguar que tan confiable es la conversión de las partículas SPH a una de malla AMR y como la distribución del gas es muestreada por SKIRT, es calcular la masa del gas directamente del archivo del estado de la simulación hidrodinámica de [Zamora-Avilés et al. \(2019\)](#). Este valor resulta ser de $2.62 \times 10^6 M_{\odot}$, que corresponde a una diferencia de $\sim 0.4\%$, con respecto a la masa de gas en la malla muestreada por SKIRT. Esto nos da confianza en que la distribución y la densidad del gas -y entonces del polvo- está correctamente representada en la simulación en SKIRT.

Otros resultados que se pueden obtener de la simulación TR, son los cortes en densidad y temperatura guardados en archivos en formato “.fits”. Para poder visualizar los cortes en densidad (unidades de M_{\odot}/AU^3), usamos Ds9. Los dos cortes son en dos líneas de visión. El primero veremos la simulación desde el eje x, por lo que vemos a los cilindros desde la misma dirección a lo largo de estos, a este le llamaremos de cara, figura [6.1](#). El otro es en la dirección perpendicular a la anterior por lo que veremos de canto la nube formada por el choque, figura [6.2](#).

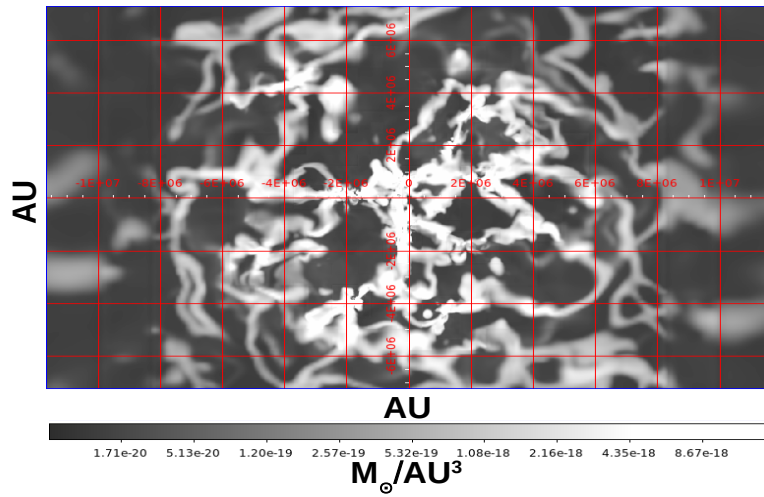


Figura 6.1: Línea de visión a lo largo del eje x donde vemos el plano yz de un corte en densidad de la simulación.

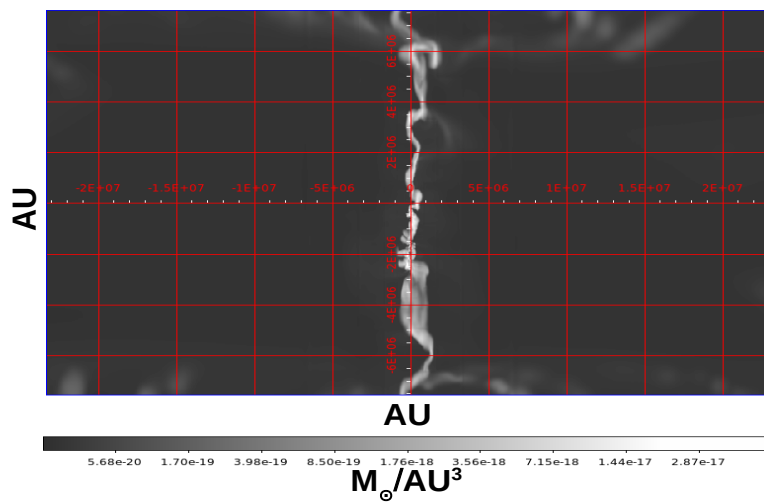


Figura 6.2: Línea de visión perpendicular al eje x donde vemos el plano xy de un corte en densidad de la simulación.

Cuadro 6.1: Resumen de número de estrellas del tipo OB y totales, obtenidas con los modelos de [Charlot y Bruzual \(2019 en preparación\)](#), de las PS obtenidos por la simulación de [Zamora-Avilés et al. \(2019\)](#), separas por las luminosidades máxima, mínima y promedio, obtenidas usando las IMFs de Kroupa y Salpeter.

IMF	Kroupa						Salpeter					
	Max		Min		Prom		Max		Min		Prom	
SED	O	B	O	B	O	B	O	B	O	B	O	B
tipo espectral	O	B	O	B	O	B	O	B	O	B	O	B
# de estrellas	10	16	6	19	15	17	8	3	3	12	11	24
masa total OB	436.32		378.06		563.60		279.14		175.74		525.31	
Número total de estrellas	4150		4146		3856		6984		6839		6375	

6.2. Las SED de los modelos

En esta sección analizaremos los resultados que se obtienen de las simulaciones en SKIRT tras aplicar el transporte radiativo enfocándonos en las distribuciones espectrales de energía.

A continuación en la figura [6.3](#), podemos ver el resultado que nos arroja SKIRT al usar el instrumento que funciona como un espectrómetro. En estas figuras se muestra el espectro de entrada de las PS junto a la SED resultante que arroja el instrumento de SKIRT, donde podemos ver que todo el flujo en el UV y visible está siendo absorbido por el polvo, para después ser reemitido por el mismo polvo en el infrarrojo.

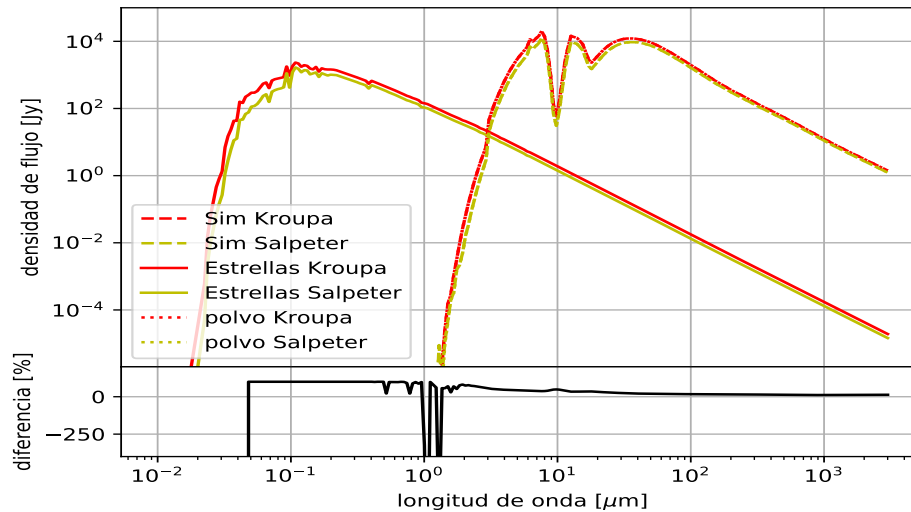


Figura 6.3: SED resultante del modelo generado con las dos parametrizaciones distintas de la IMF, donde se muestran tanto las SED de las PS de luminosidad promedio (líneas continuas) y la emisión tras el transporte radiativo del polvo (líneas cortadas). La gráfica de abajo muestra la diferencia entre las SED producidas por las dos parametrizaciones de IMFs.

El espectro resultante de la simulación (líneas cortadas) tiene algunas características interesantes. Primero que todo, se notan unas bandas en absorción a 9.7 y $18 \mu\text{m}$: estas son dos características espectrales que se deben a la presencia de granos de silicatos (ver sección 4.1.1) y el hecho que se observen en absorción nos dice que la profundidad óptica es bastante alta. Por otro lado, notamos que la emisión está totalmente suprimida a longitudes de onda UV y visible, lo cual nos confirma que la extinción en dirección hacia las PS tiene que alcanzar valores muy altos.

Para intentar dar una explicación lo que está pasando con nuestra simulación en este aspecto, con la parte del espectro UV-visible, y para evitar que fuera una cuestión de las líneas de visión que escogimos, pusimos instrumentos para medir el flujo desde diferentes puntos de vista. Para ello pusimos instrumentos alrede-

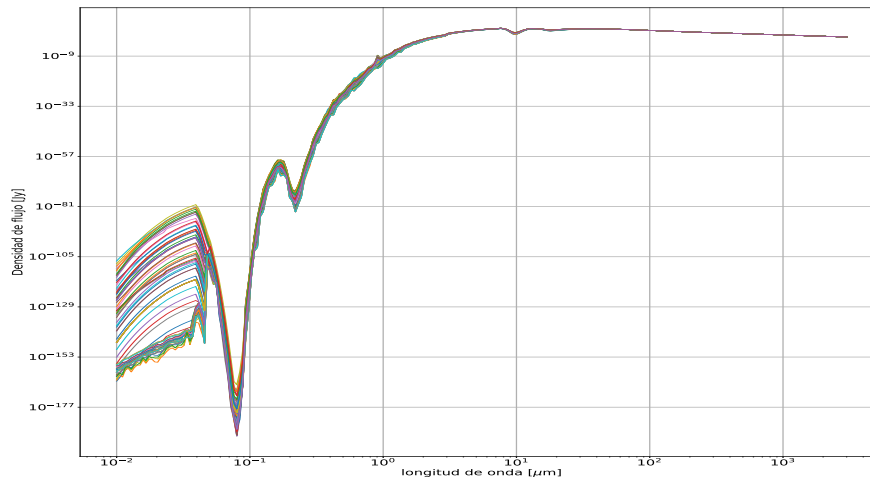


Figura 6.4: 288 espectros obtenidos desde diferentes líneas de visión.

dor de toda la simulación, espaciados por 15 grados tanto en distancia azimutal como polar. En total son 288 instrumentos colocados en diferentes posiciones. El resultado de esta prueba se resume en las figuras 6.4 (SED total) y 6.5 (SED de la parte más intensa), donde vemos que el flujo no tiene grandes cambios, al cambiar la línea de visión, tanto en el espectro total como en la parte infrarroja. Esto nos confirma que el hecho de no observar emisión visible-UV no se debe a la línea de visión a la cual decidimos observar la simulación, si no que es algo intrínseco de la simulación.

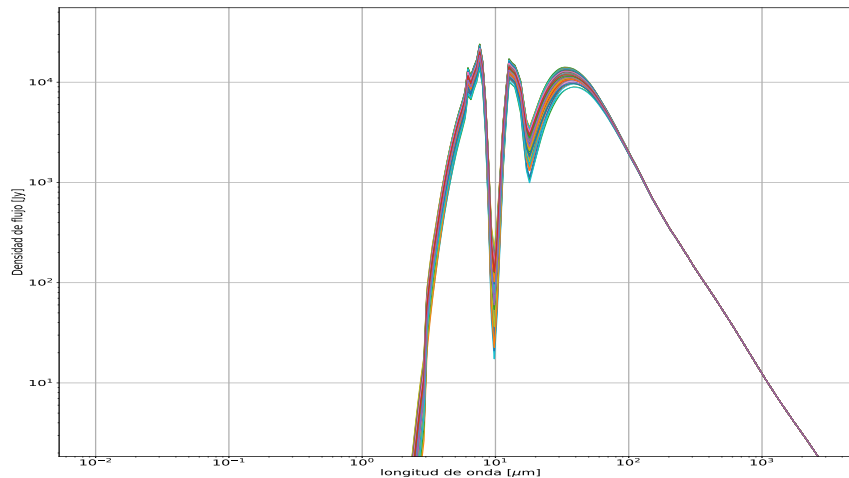


Figura 6.5: Zoom en la parte infrarroja de los 288 espectros observados desde diferentes líneas de visión.

Para investigar más a fondo la absorción en el intervalo UV-visible, y encontrar en que lugar de la simulación se está dando dicha absorción, realizamos simulaciones centradas en cada PS individualmente. Creamos una caja de 1 parsec cúbico centrada en cada PS. La SED resultante de una de estas pruebas es la mostrada en la figura 6.6, cuyo resultado es que toda la emisión en el visible-UV es absorbida por el polvo que se encuentra dentro del parsec cúbico al rededor de cada PS.

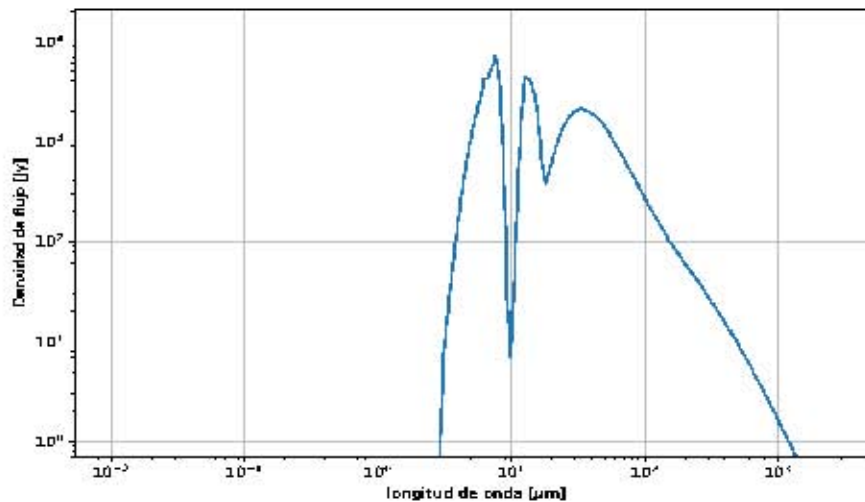


Figura 6.6: Espectro de la observación sintética del modelo donde la PS está en el centro de una caja de 1 pc cúbico.

Esto nos permite decir que, efectivamente, en estas simulaciones es el polvo que se encuentra en las cercanías de los cúmulos estelares el que absorbe la radiación de las estrellas. Evidentemente la región de formación estelar que estamos analizando se encuentra en una fase de su vida en la cual la emisión de las estrellas está siendo totalmente oscurecida por el polvo.

6.2.1. Fotometría Sintética

Con los espectros obtenidos podemos realizar fotometría sintética. Esto nos permite hacer comparaciones sistemáticas entre las simulaciones, y además nos proporciona una forma objetiva para comparar simulaciones y observaciones. Por obtener las características del flujo en el infrarrojo decidimos usar fotometría en las bandas del observatorio *Herschel* (Pilbratt et al., 2010).

Los resultados de esta fotometría “sintética” son los flujos que se obtendrían en cada banda si estuviéramos observando con este telescopio nuestra región si-

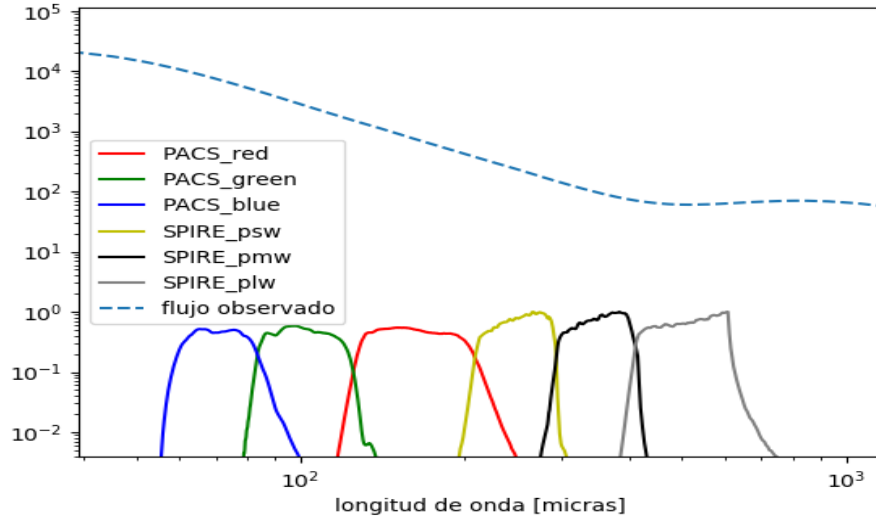


Figura 6.7: Bandas del observatorio espacial *Herschel*, las cuales usamos para obtener la fotometría de nuestras simulaciones.

mulada.

Herschel fué un telescopio infrarrojo de la ESA (la Agencia Espacial Europea), que comenzó las observaciones en el 2009 y cuya vida terminó en el 2014. Llevaba a bordo tres instrumentos: PACS (Photodetector Array Camera and Spectrometer [Poglitsch et al., 2010](#)), SPIRE (Spectral and Photometric Imaging Receiver [Griffin et al., 2010](#)) y HIFI (Heterodyne Instrument for the Far Infrared [Helmich, 2010](#)). PACS y SPIRE eran fotómetros que también podían trabajar en modalidad de espectrógrafos de baja resolución espectral, mientras que HIFI era un espectrógrafo de alta resolución. Los puntos fotométricos que vamos a representar son los que se pueden observar con PACS (con bandas centradas a 70, 100 y 160 μm) y SPIRE (con bandas centradas a 250, 350 y 500 μm).

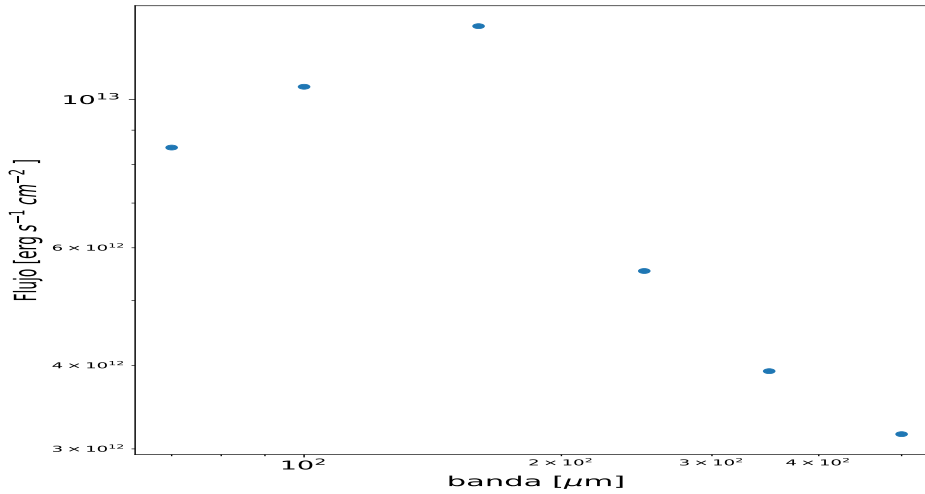


Figura 6.8: Ejemplos de los puntos fotométricos derivados de un espectro infrarrojo en las bandas de *Herschel*.

6.2.2. El papel de la parametrización de la IMF sobre las SED de las PS

Modelos de síntesis de población estelar // Para poder visualizar el tipo de emisión de las estrellas (o sea, los espectros de las PS) que se utilizan en cada modelo de nuestras simulaciones, hemos creado diagramas que nos muestran el número de estrellas por intervalo de masa que se usan dependiendo de la realización que utilizamos y que nos dan distintos valores de la luminosidad bolométrica. Recordemos que tenemos hasta 220 formas de distribuir la masa de cada PS, cada una con un número diferente de estrellas y de masa de cada una de estas. Por ejemplo, cuando usamos el modelo de máxima luminosidad, buscamos en cada PS en cual de sus 220 formas de distribuir su masa se encuentra la que nos de mayor luminosidad bolométrica. Después buscamos cuantas y de que masas son las estrellas que pueblan esta PS, las dividimos en intervalos de masa y contamos cuantas de estas hay por cada intervalo: esto representara un punto en los diagramas de la

figura 6.9. Esto nos permite tener un poco más de conocimiento sobre el conjunto de estrellas que están calentando el polvo en cada una de nuestras simulaciones de TR.

Comenzamos analizando el caso de máxima luminosidad bolométrica, en la que esperamos se encuentran el número más alto de estrellas masivas. En la figura 6.9 se muestran la distribución de las masas para el conjunto de PS de luminosidad más alta, construidos con la parametrización de la IMF de [Salpeter \(1955\)](#) y de [Kroupa \(2001\)](#) (respectivamente lado izquierdo y derecho de la figura).

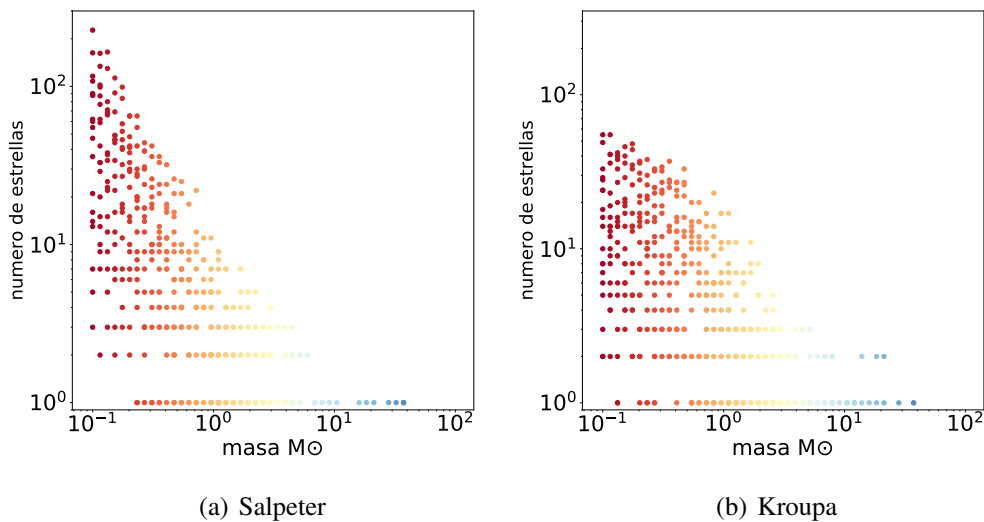


Figura 6.9: Distribución de la masa de las estrellas presentes en los modelos de luminosidades máximas de las PS. Del lado izquierdo tenemos la distribución de estrellas usando la parametrización de la IMF de Salpeter, mientras que del lado derecho está usando la parametrización de Kroupa.

Del comparar los dos paneles de la figura 6.9 notamos como ya era de esperarse, que la parametrización de la IMF de Salpeter es la que más estrellas de baja masa tiene. Por eso, numéricamente -como se presentan en la tabla 6.1- los modelos que más estrellas tienen son esos (en este caso en específico, 6984 estrellas en el modelo con Salpeter y 4150 estrellas con modelos de Kroupa). Siendo la

distribución de masas de Kroupa más pobre en estrellas de masa baja. Un resultado de esto es que tenemos masa disponible para estrellas de alta masa: es decir, esperamos tener un número mayor de estrellas masivas en este caso con respecto al de Salpeter. Esto es precisamente lo que se encuentra: en el caso de las PS de luminosidad máxima, tenemos 26 estrellas de tipo O y B por el caso de Kroupa y solamente 11 del mismo tipo en el caso de Salpeter. Estos son números cruciales por que estas, además de ser las estrellas en absoluto más luminosas, son las que dominan la luminosidad en el intervalo UV-visible, en donde se encuentran los fotones que calientan el polvo de forma más eficientemente.

Continuando con el análisis de las PS, cuando usamos las realizaciones para poblar las PS con luminosidad bolométrica más baja, seguimos con el mismo tipo de comportamiento que en el caso anterior. Tenemos mayor número de estrellas totales usando Salpeter, en total 6839; mientras que usando Kroupa tenemos 4146 estrellas, 2693 menos que Salpeter. Tenemos menor proporción de estrellas OB entre las dos diferentes parametrizaciones de la IMF. De hecho, se ve aquí que disminuye el número de estrellas de tipo O, que son las más masivas, con respecto al caso de máxima luminosidad, mientras que sube el número de las estrellas tipo B.

Usando la de máxima luminosidad tenemos casi 2.5 veces más estrellas OB usando Kroupa que Salpeter. Usando la mínima luminosidad tenemos menos del doble entre las dos parametrizaciones.

Mientras que solo tenemos 1 estrella OB más usando la parametrización de la IMF de Kroupa, entre estas dos formas de poblar las PS (máxima y mínima luminosidad), usando la parametrización de la IMF de Salpeter la diferencia es de 4.

Esto indica que, en este intervalo de masas y con este muestreo de la distribución de masa, la pendiente de la cola de alta masa en la parametrización de la IMF de Kroupa no cambia tanto, en comparación con Salpeter si cambiamos la luminosidad bolométrica del conjunto de estrellas en la simulación.

En cuanto al modelo donde se poblaron las PS con la luminosidad promedio,

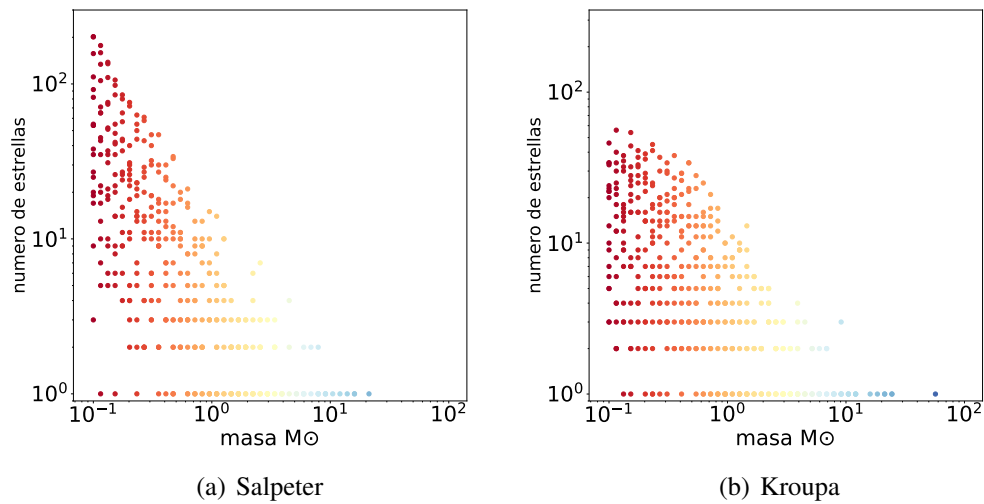


Figura 6.10: Estrellas presentes en los modelos con las luminosidades bolométricas mínimas en las PS.

encontramos que tenemos mayor número de estrellas OB en ambas parametrizaciones de la IMFs pero el número total de estrellas totales se disminuye considerablemente, lo que quiere indicar que las estrellas de alta masa están siendo favorecidas para aparecer. Como se pueden ver en las figuras, 6.9, 6.10 y 6.11, al tener distintas distribuciones entre las estrellas O y B se pueden tener grandes diferencias en la luminosidad. Una sola estrella de tipo O puede estar contribuyendo enormemente a la luminosidad de toda la PS.

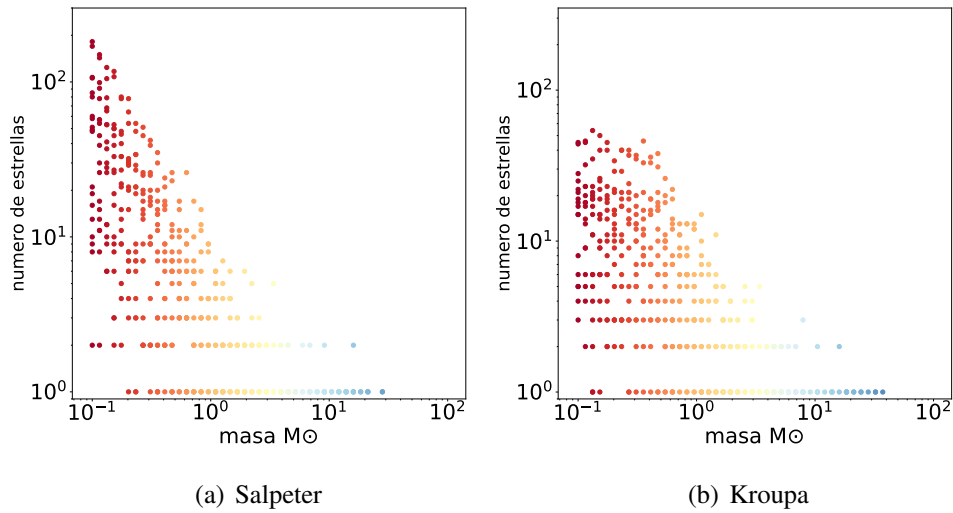


Figura 6.11: Estrellas presentes en los modelos donde usamos la luminosidad promedio en las PS.

6.3. El papel de la IMF sobre la emisión IR

En esta sección vamos a analizar y cuantificar las diferencias de los espectros de salida en nuestras simulaciones al cambiar la parametrización de la IMF.

Realizamos la misma simulación, es decir con la misma mezcla de polvo, población de estrellas tomada de la misma manera pero usando las dos diferentes parametrizaciones de la IMF. Si graficamos los espectros de estos experimentos obtenemos lo mostrado en la figura 6.12, en la cual tenemos tanto el espectro de entrada de la simulación (estrellas) como el de salida tras el transporte radiativo (total), figura 6.12. Además tenemos un zoom en la parte IR, figura 6.13:

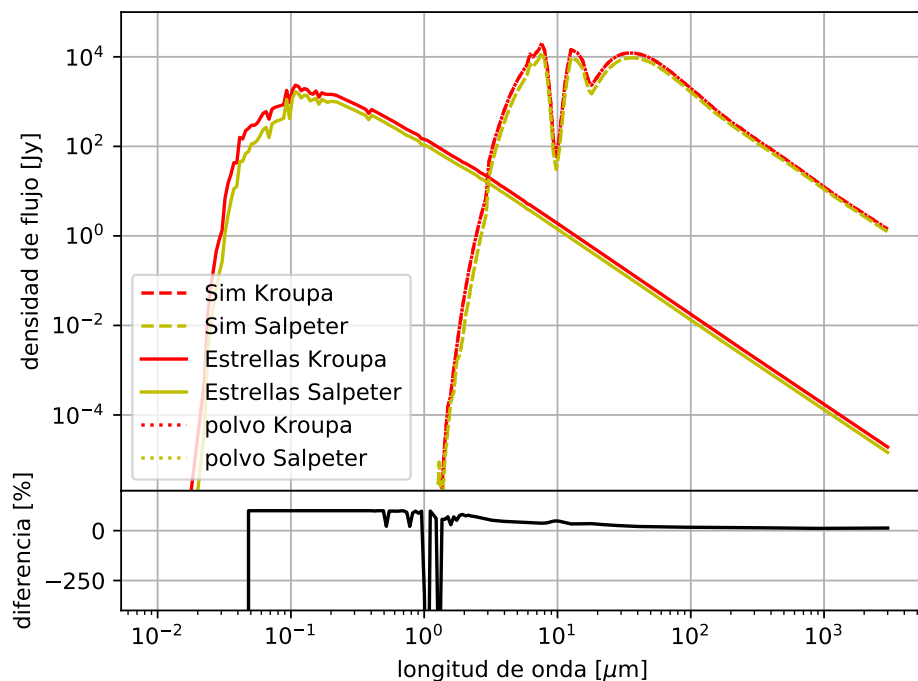


Figura 6.12: Comparación del mismo modelo en la que solo cambiamos la parametrización de la IMF a la hora de poblar las PS. La línea roja representa la parametrización de la IMF de Kroupa mientras que la verde es de Salpeter. La línea continua, en ambos colores, es el espectro de entrada de las PS. La línea punteada es la emisión de solo el polvo, mientras que la línea cortada es la emisión de salida de la simulación. Por lo que vemos que solo es la emisión del polvo lo que detectan los instrumentos.

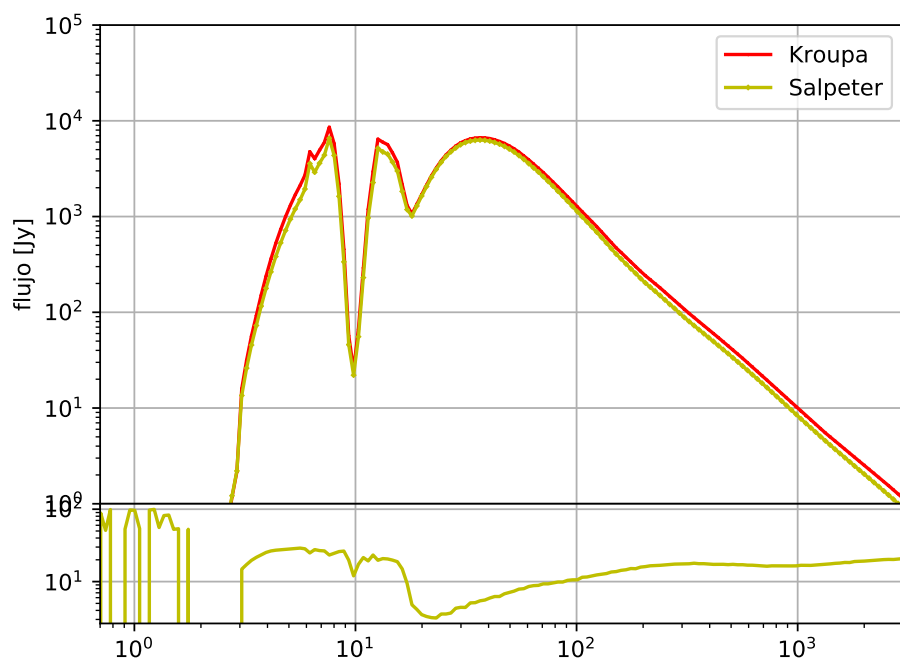


Figura 6.13: Zoom en la parte infrarroja, de la figura 6.12. Solo se muestra la emisión total de la simulación.

Al enfocarnos solo en la parte infrarroja (emisión del polvo), podemos graficar nuevamente el espectro solo en este intervalo de longitudes de onda, figura 6.13. Para visualizar en una sola imagen la diferencia de todos nuestros modelos (diferentes polvos, diferente luminosidad de entrada), con respecto a la SED infrarroja total de salida de una parametrización de la IMF a la otra (diferencia entre Kroupa y Salpeter) a la hora de poblar las PS, hemos creado la figura 6.14 la cual muestra la diferencia porcentual en el flujo infrarrojo de un modelo cuando usamos la parametrización de Kroupa y el mismo modelo usando la de Salpeter:

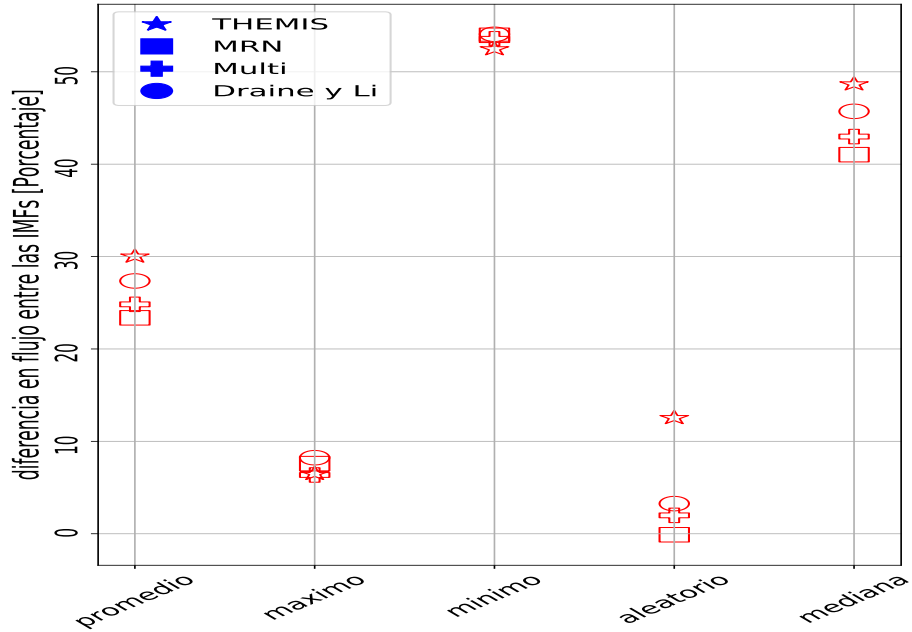


Figura 6.14: Eje Y representa la diferencia (porcentual), entre el flujo en el infrarrojo obtenido a partir de las simulaciones para la parametrización de la IMF de Kroupa y Salpeter. El eje x nos dice la forma en que seleccionamos la SED entrada de las PS.

La figura 6.14 es un resumen, con respecto a la emisión infrarroja, de las diferencias entre todas las simulaciones hechas. La emisión infrarroja se calculó integrando las SED de los modelos entre 8 y 1000 μm , según la definición más utilizada de luminosidad infrarroja. La diferencia en porcentaje se calculó como:

$$Diff = \frac{F_K - F_S}{F_K} \times 100 \quad (6.1)$$

en donde F_K es el flujo infrarrojo de los modelos calculados con la parametrización de Kroupa de la IMF y F_S es la misma cantidad calculada con los modelos de IMF de Salpeter.

Lo primero que se nota es que los modelos con la parametrización de la IMF

de Kroupa siempre resultan más luminosos con respecto a modelos con Salpeter, lo cual refleja el hecho de que la parametrización de la IMF de Kroupa tiene, por construcción, un número menor de estrellas de baja masa y esto, a su vez, se refleja en un número más alto de estrellas a alta masa y entonces más luminosas en el UV. Las diferencias pueden ser de más de 50 %, en el caso que se utilicen espectros de luminosidad mínima, en los cuales el muestreo estocástico de la IMF sea pesado hacia estrellas de baja masa. Por otro lado, las diferencias más pequeñas, casi despreciables, se obtienen cuando se utilizan espectros de máxima luminosidad, o sea con un número más alto de estrellas masivas. Ambos resultados son esperados: la distribución en masa de las estrellas en la parte de más altas masas, es muy parecida en las dos parametrizaciones de la IMF (cuya pendiente es de ~ 2.35 , o muy cerca de este valor, en ambos casos), y la luminosidad de los espectros está dominada por estas estrellas. Por otro lado, las diferencias entre las dos parametrizaciones de la IMF es mayor en la parte de baja masa, en donde la parametrización de la IMF de Salpeter mantiene su pendiente, mientras la de Kroupa se aplanan. Al poblar la IMF con un número alto de estrellas de baja masa, como es en el caso de los espectros de más baja luminosidad, se van a notar más estas diferencias.

Precisamente por esta razón, las diferencias máximas en luminosidad entre modelos con “PS Salpeter” y “PS Kroupa”, se tienen en los modelos de menor luminosidad, y las diferencias menores en los modelos con los espectros de las PS de luminosidad máxima entre las 220 realizaciones.

Otro aspecto que se puede analizar de la figura 6.14, es la dependencia de utilizar distintas mezclas de polvo. Estas difieren en la eficiencia en la absorción y difusión de la luz en UV-visible, y la capacidad de emitir en el infrarrojo. Al cambiar el tipo de polvo del modelo, tenemos diferencias solo de $\sim 10\%$ si utilizamos una o otra parametrización de la IMF.

Finalmente, de la figura 6.14 se puede apreciar el efecto de un muestreo incompleto de la IMF, y de como eso depende de la parametrización de la IMF utilizada. Como ya comentamos, la diferencia máxima, más de 50 %, en el flujo

infrarrojo entre parametrizaciones se tiene en los modelos de luminosidad mínima, lo cual es un caso relativamente extremo (en que la formación estelar en todos las PS esta concentrada principalmente en el intervalo de baja masa).

6.3.1. El papel de la distribución de estrellas

Ahora vamos a ver cual es el papel de las poblaciones estelares en las PS (ya sea usando la luminosidad máxima, mínima, promedio, mediana y aleatoriamente) en nuestras simulaciones. Para ello usamos el flujo total (bolométrico) en el infrarrojo, i.e. de 8 a 1000 μm , para comparar los resultados de cada modelo. La comparación entre el efecto de varias mezclas de polvo se puede apreciar en las figuras 6.15, 6.16 una para cada parametrización de la IMF, Kroupa y Salpeter respectivamente. En el eje x tenemos las diferentes mezclas de polvo, mientras que en el eje y tenemos el flujo infrarrojo de cada simulación. Así podemos ver que influencia tiene las distintas formas de poblar las PS independientemente de la mezcla y de la IMF.

Los resultados son los esperados, a mayor luminosidad de entrada mayor será la emisión del polvo, esto sin importar la mezcla de polvo ni la IMF del modelo. Entre los flujos infrarrojos usando la máxima y mínima luminosidad de entrada tenemos una diferencia de ~ 2 órdenes de magnitud al variar las propiedades de la mezcla de polvo. La diferencia entre las luminosidades de entrada usando la promedio, mediana y aleatoria solo se diferencian en un factor de ~ 5 .

Las distribuciones de las 220 luminosidad de cada PS usando la parametrización de Kroupa y Salpeter se encuentran en las figuras 6.17 y 6.18 respectivamente. Este tipo de diagrama llamado de caja, nos muestra la forma de una distribución en términos de sus cuartiles. La caja contiene el 50% de los datos, es decir que los bordes de la caja corresponden al 25 y 75% de los datos respectivamente. De cada borde de la caja se extiende un “bigote” de longitud $1.5IQR$, donde IQR es el rango entre el cuartil (Q) 3 y 1, es decir $IQR=Q3-Q1$. Por lo tanto el bigote inferior estará en $Q1 - 1.5IQR$, mientras que el superior será $Q3 + 1.5IQR$. Los circulos que estan mas alla de los bigotes son puntos individuales que se salen de

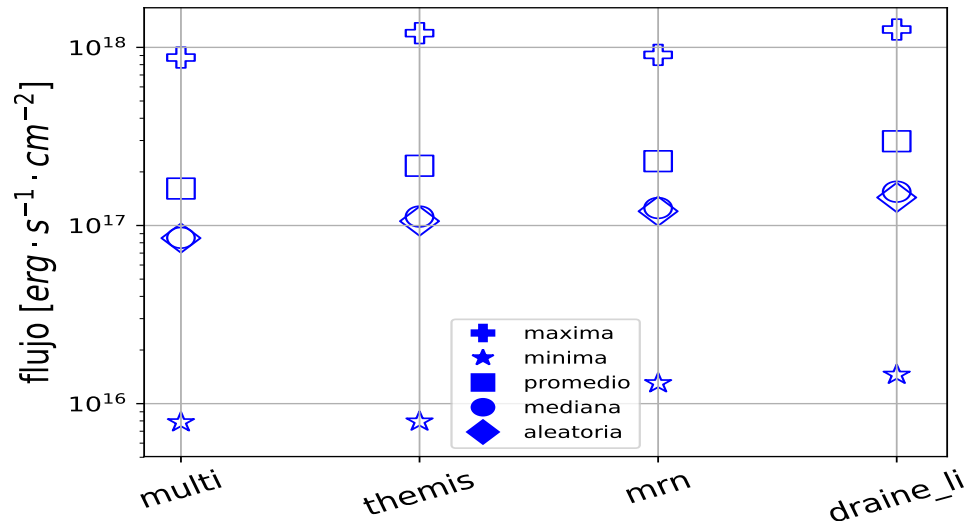


Figura 6.15: Flujos fotométricos en el infrarrojo, usando la IMF de Kroupa para cada forma de poblar las PS.

la región caja-bigote.

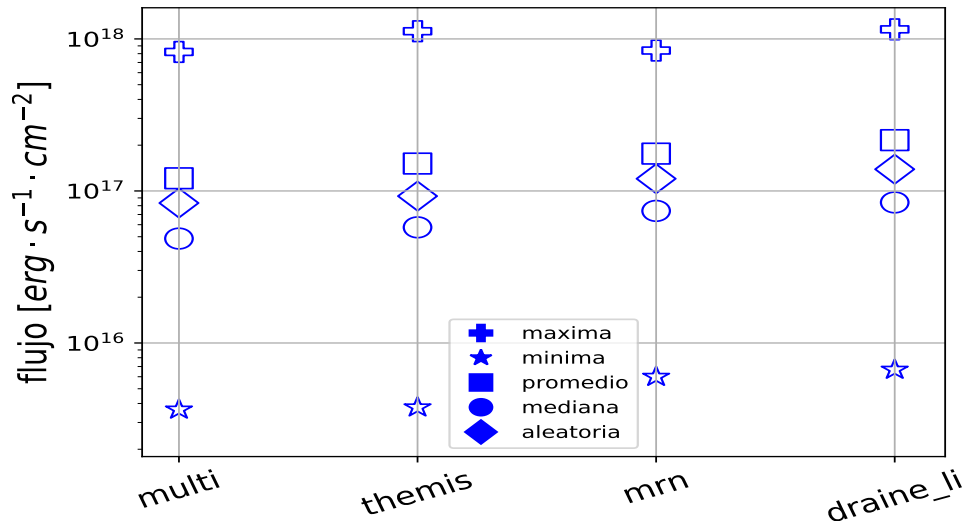


Figura 6.16: Flujos fotométricos en el infrarrojo, usando la IMF de Salpeter para cada forma de poblar las PS.

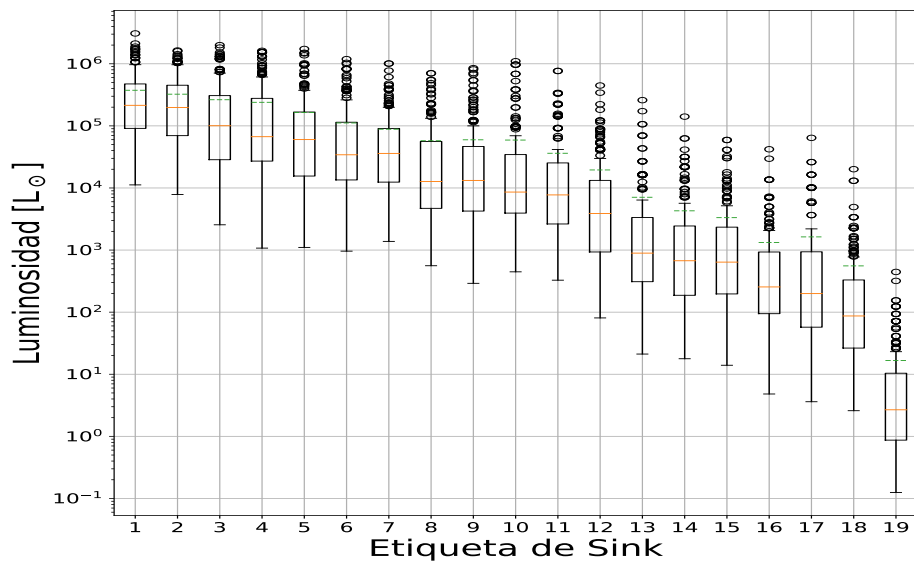


Figura 6.17: Distribución de las luminosidades para cada PS, usando la parametrización de la IMF de Kroupa.

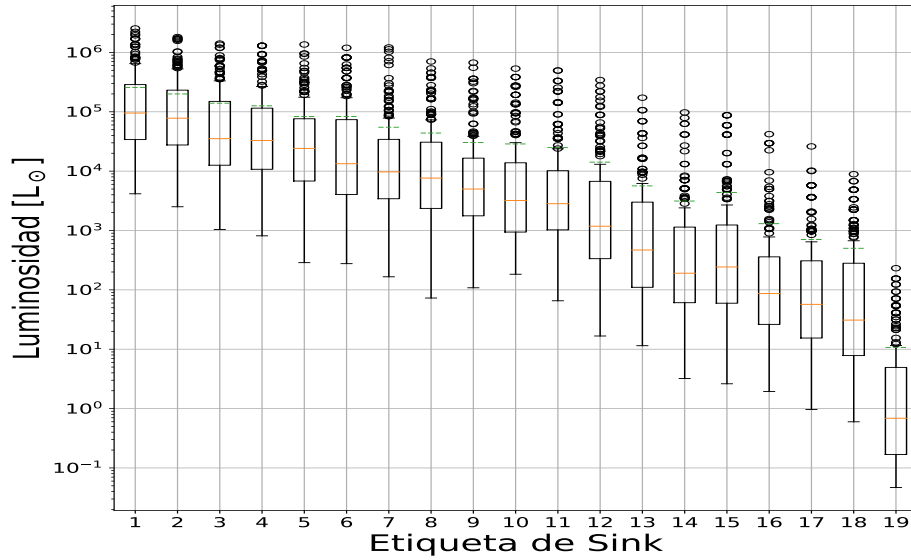


Figura 6.18: Distribución de las luminosidades para cada PS, usando la parametrización de la IMF de Kroupa.

Como ejemplo seleccionamos la PS de masa $1.267 \times 10^2 M_{\odot}$ que tiene una edad de 9.919×10^5 años. Si usamos la parametrización de Kroupa tenemos que la luminosidad bolométrica máxima es $7.03 \times 10^5 L_{\odot}$, mínima $559.62 L_{\odot}$, promedio $5.77 \times 10^4 L_{\odot}$, mediana $1.2 \times 10^4 L_{\odot}$. Si usamos la parametrización de la IMF de Salpeter las luminosidades bolométricas son: máxima $7.04 \times 10^5 L_{\odot}$, la mínima $72.84 L_{\odot}$, promedio $4.38 \times 10^4 L_{\odot}$ y mediana $7.64 \times 10^3 L_{\odot}$.

Las figuras 6.17 y 6.18 nos permiten ver claramente el efecto de poblar estocásticamente la masa de cada PS. Mientras que el valor de máxima luminosidad en cada PS es muy similar para las dos parametrizaciones de la IMF, los demás valores de luminosidades (entre ellas la promedio, mediana, mínima) sí son muy distintos.

6.3.2. El papel de la mezcla de polvo

Para estudiar, analizar y comparar cual es el papel de las suposiciones sobre las características del polvo en las simulaciones, usamos 4 diferentes mezclas de polvo. Tomamos como referencia la mezcla propuesta por [Draine \(2003\)](#) y la comparamos con las mezclas de [Jones, A. P. et al. \(2017\)](#) (cuya principal diferencia con la anterior es que las propiedades ópticas son obtenidas de estudios en el laboratorio), la mezcla clásica de MRN ([Mathis et al., 1977](#)) y la mezcla creada por nosotros “Multicomponente”.

Para iniciar esta comparación, y con el fin de detectar alguna diferencia, procedemos a usar espectros de luminosidad mínima y máxima de entrada en los PS para ambas parametrizaciones de la IMF y comparamos al mismo tiempo todas las mezclas de polvo.

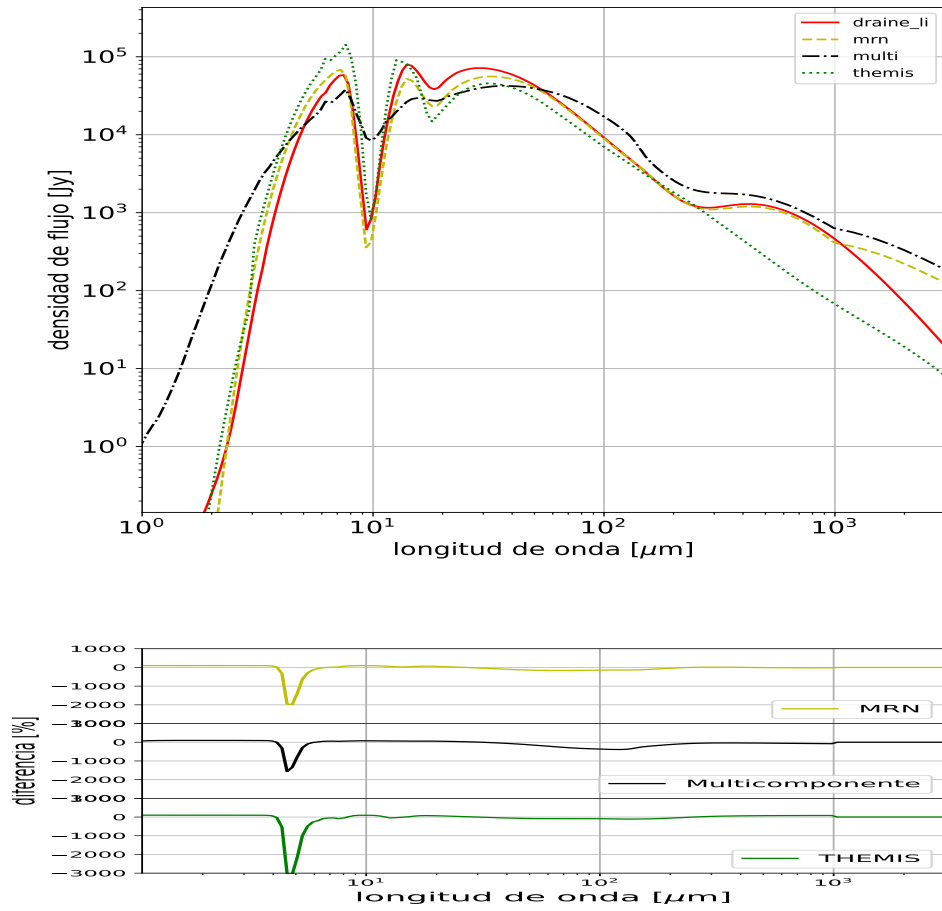


Figura 6.19: Diferencias de la SED al usar diferentes mezclas de polvo y usando la luminosidad bolométrica máxima de entrada en las PS para la parametrización de la IMF de Kroupa.

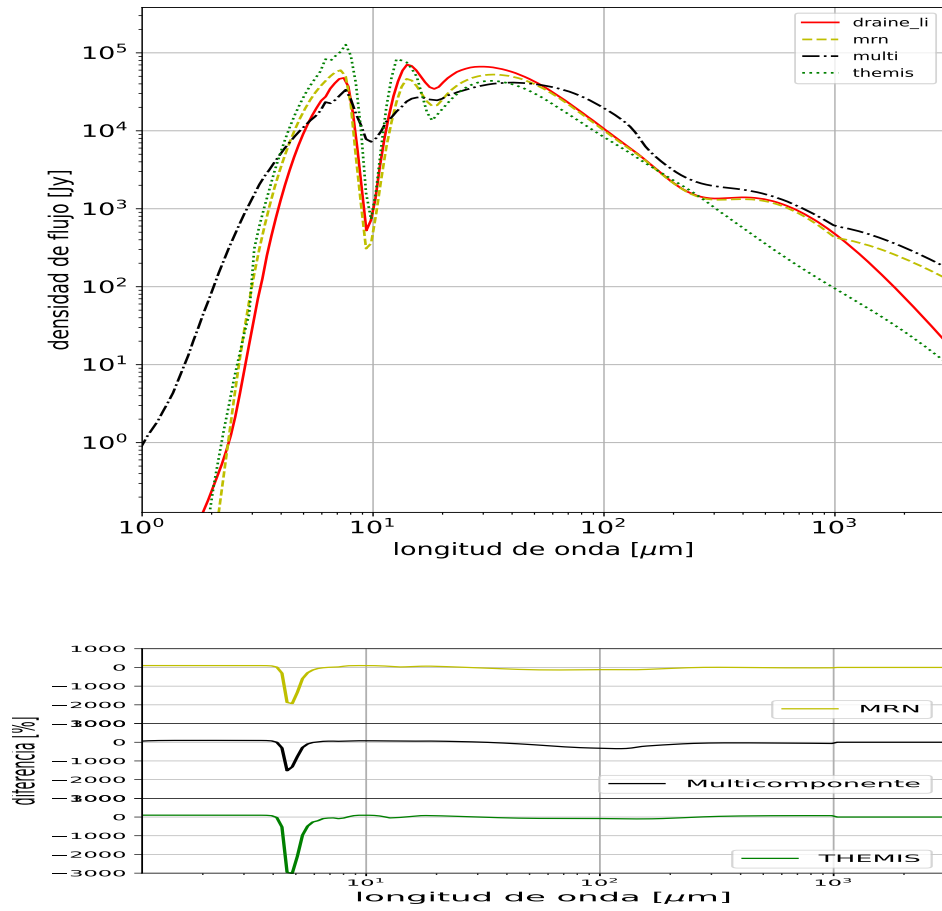


Figura 6.20: Diferencias de la SED al usar diferentes mezclas de polvo y usando la luminosidad bolométrica máxima de entrada en las PS para la parametrización de la IMF de Salpeter.

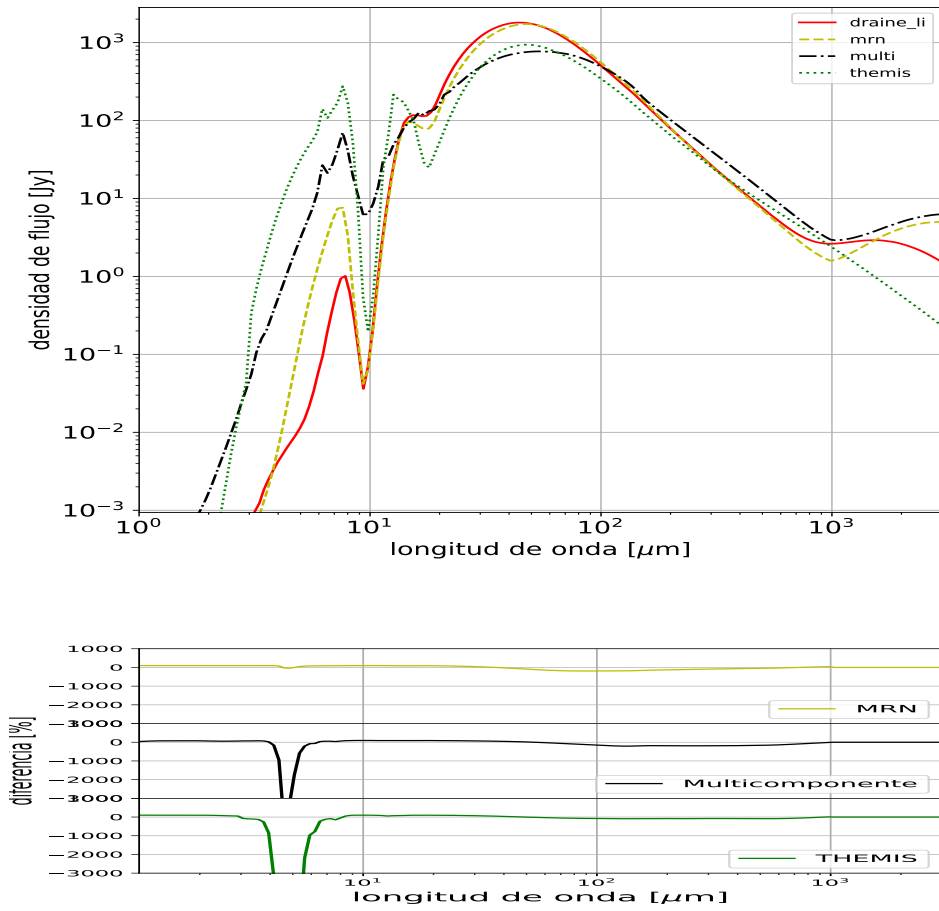


Figura 6.21: Diferencias de la SED al usar diferentes mezclas de polvo y usando la luminosidad bolométrica mínima de entrada en las PS para la parametrización de la IMF de Kroupa.

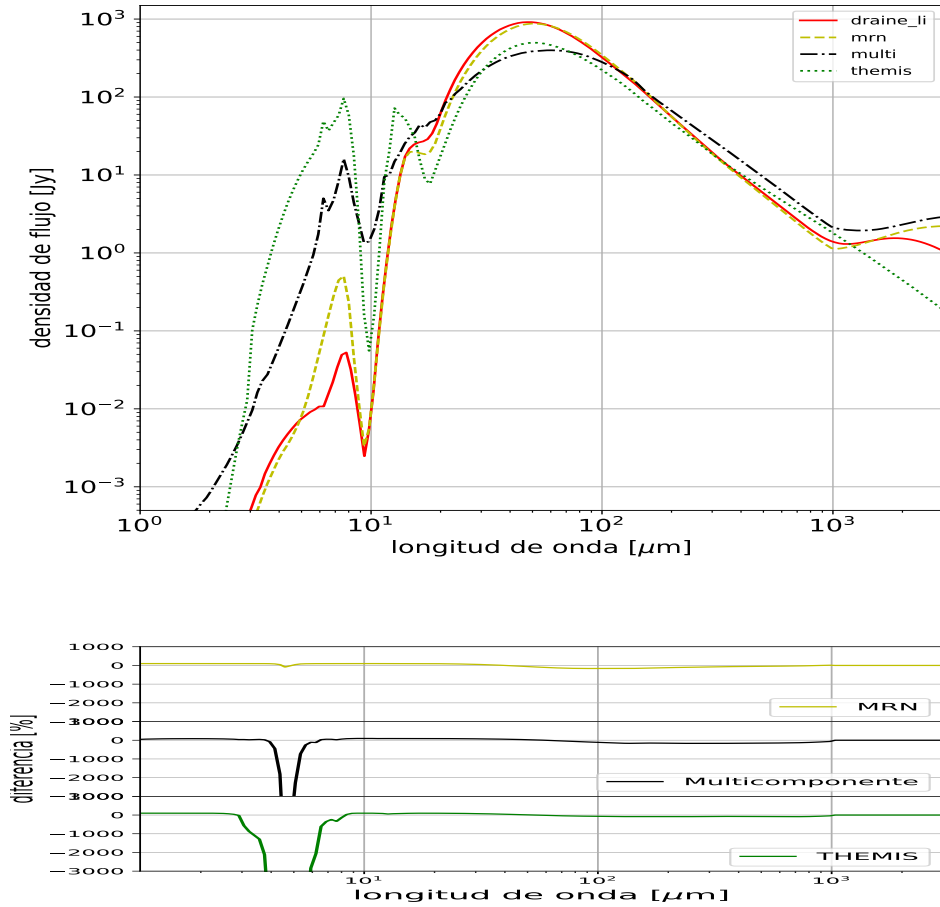


Figura 6.22: Diferencias de la SED al usar diferentes mezclas de polvo y usando la luminosidad bolométrica mínima de entrada en las PS para la parametrización de la IMF de Salpeter.

La mezcla de referencia es [Draine \(2003\)](#), ya que esta es una mezcla que se utiliza normalmente para intentar de reproducir las propiedades del polvo en la Galaxia (ver los trabajos de [Koepferl et al., 2017c,a,b](#)). De los modelos que generaron las SED observadas en las figuras 6.17 y 6.18 nos interesa ver cual es la diferencia (comparando con la de [Draine 2003](#)) en densidad de flujo de las simulaciones. Al usar las diferentes mezclas de polvo se observa que la forma de la

SED varía un poco cualitativamente con la parametrización de la IMF, mientras que al cambiar la luminosidad de entrada en las PS vemos un cambio significativo en la SED, tanto en la forma como en el flujo y el cambio depende de la elección de la mezcla de polvo.

Para hacer un análisis más riguroso, usamos fotometría en el infrarrojo usando las bandas del observatorio *Herschel*. Utilizaremos para esta comparación el flujo calculado a $70 \mu\text{m}$, el cual se encuentra muy cerca de máximo de la emisión infrarroja de nuestras simulaciones. De la fotometría podemos ver fácilmente que la mezcla de polvo que tiene la emisión más intensa es la que hemos creado en SKIRT (“multicomponent”, ver sección 4.5), seguida de MRN (Weingartner y Draine, 2001), Draine y Li (Draine, 2003). La que menos emite es la de THEMIS (Jones, A. P. et al., 2017). Los flujos calculados de los modelos usando la parametrización de la IMF de Kroupa siempre tienen valores mayores con respecto a los flujos que se encuentran usando la parametrización de Salpeter.

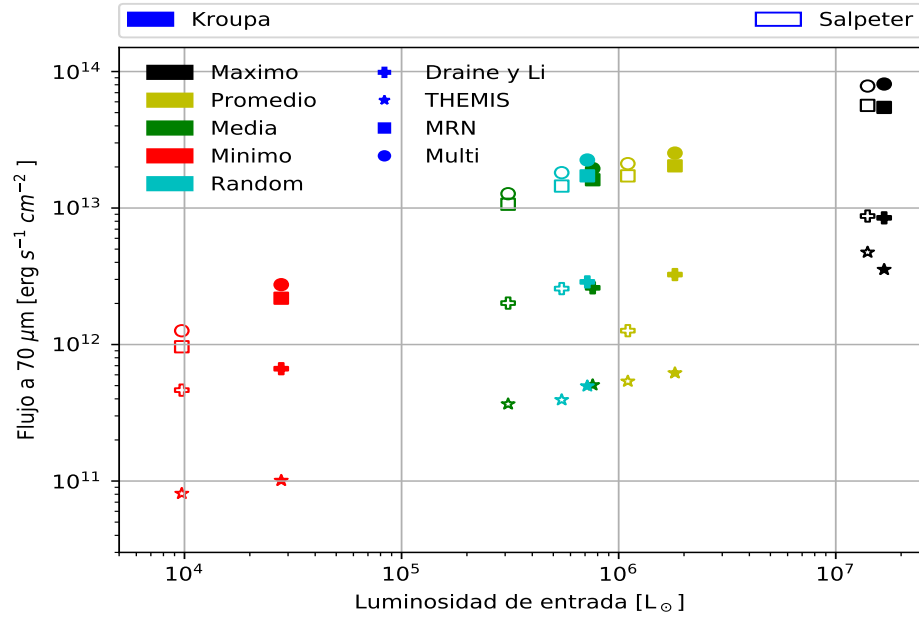
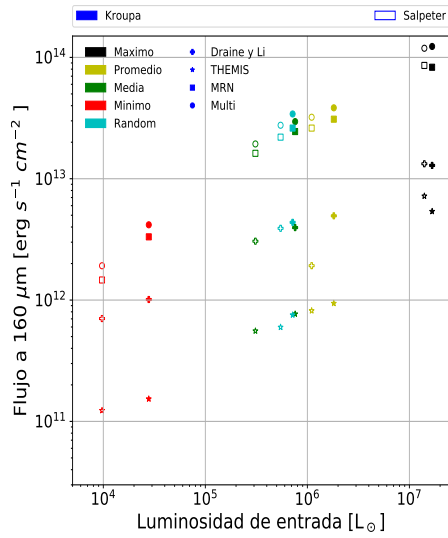
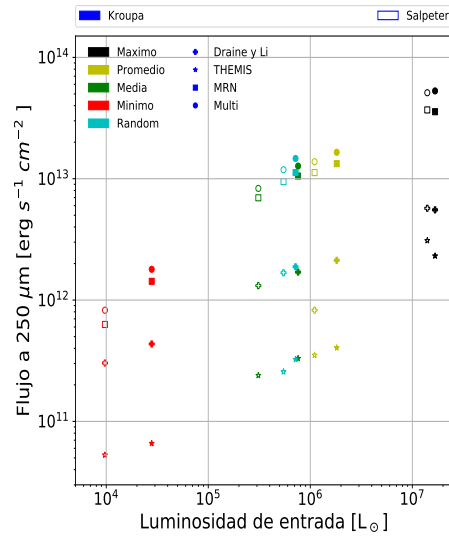


Figura 6.23: Comparación del flujo en la banda centrada en $70 \mu\text{m}$, que se calcula de todas las simulaciones. Los símbolos rellenos son los flujos de los modelos donde usamos la parametrización de la IMF de Kroupa mientras que los vacíos son usando la parametrización de Salpeter. Los colores representan diferentes luminosidades de entrada y los símbolos las diferentes mezclas de polvo.

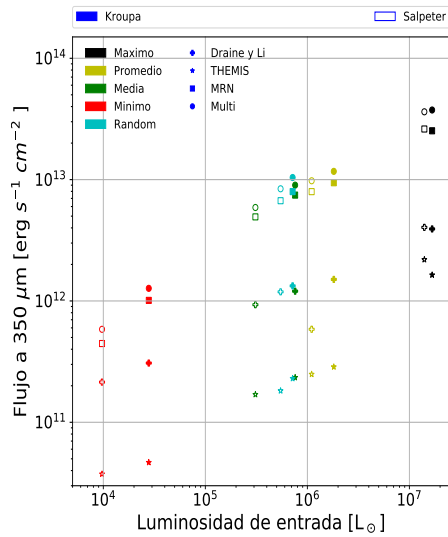
Un resumen de los valores del flujo en las otras bandas de *Herschel* se encuentra en la figura 6.24, donde las propiedades cualitativas no varían fuertemente de una a otra banda.



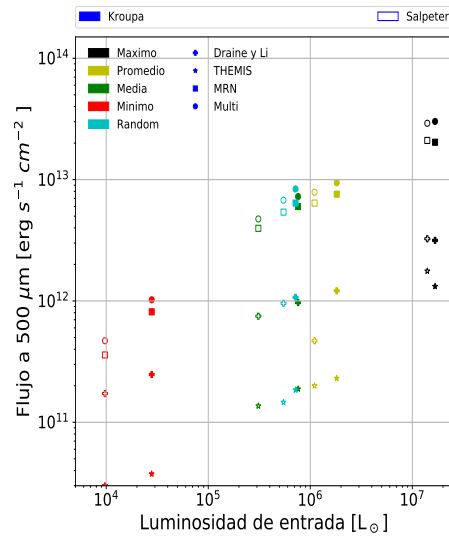
(a) 160 μm



(b) 250 μm



(c) 350 μm



(d) 500 μm

Figura 6.24: Fotometría de otras 4 bandas de *Herschel*, centradas en 160, 250, 350, 500 μm .

Si usamos fotometría abarcando todo el espectro infrarrojo i.e. de 8 a 1000 μm , figura 6.25, tenemos que la mezcla que más emite en todo el intervalo IR es la de THEMIS (Jones, A. P. et al., 2017) a excepción de la simulación donde usamos la luminosidad bolométrica menor de entrada en las PS. La diferencia en los flujos, de una mezcla a otra, se vuelve mínima al integrar en todo el espectro infrarrojo. De hecho no se podría distinguir entre la mezcla de Draine y Li (Draine, 2003) y la de MRN (Weingartner y Draine, 2001). Entre mayor luminosidad tenemos de entrada, mayor será el flujo del polvo en la mezcla de THEMIS, la cual parece ser más sensible a este cambio, ya que comienza emitiendo menos que las demás (Draine y MRN) y conforme aumentamos la energía de las PS la emisión del polvo lo hace también en mayor medida que las demás, incluso llega a superarlas.

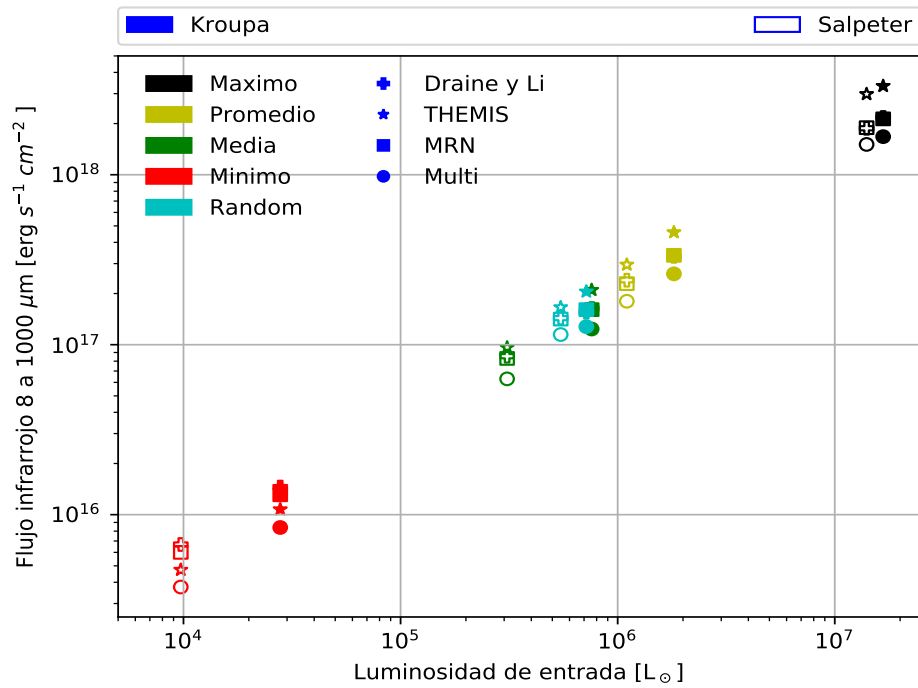


Figura 6.25: Flujos infrarrojos de las simulaciones realizadas.

Uno de los resultados más claros e importantes en este tipo de análisis, es que

hay una diferencia que puede alcanzar un factor mayor de 2 en flujo emitido por el polvo en el infrarrojo cuando se utilicen distintas mezclas de polvo independientemente de la SED de entrada en las PS. Si comparamos las distintas SEDs, figuras 6.19, 6.21 (parametrización de Kroupa) y figuras 6.20, 6.22 (parametrización de Salpeter), que se obtienen por distintas mezclas podemos ver que esta diferencia en flujo infrarrojo total viene principalmente de la parte del mediano infrarrojo (de 5 a 40 μm), en donde se observa que los flujos abarcan un intervalo de varios ordenes de magnitud. La misma banda de absorción de los silicatos, que domina la SED cerca de 9.7 μm , tiene intensidad muy distinta en simulaciones TR con las 4 mezclas, lo que sugiere la existencia de menos silicatos ó unas características distintas en la interacción de la radiación con el polvo a estas longitudes de onda. En la figura 6.23 se muestran los flujos a 70 μm (eje y), calculados de la convolución de la SED con la curva de transmisividad del filtro de PACS, para cada una de las simulaciones, en función de la luminosidad total intrínseca de las PS (eje x). Hay varias tendencias que se notan en esta figura. La más clara es el aumento del flujo a 70 μm , F_{70} , con el aumento de la luminosidad de las PS. Es importante notar que este aumento no es lineal (es decir que no es una correlación 1:1); esto se debe muy probablemente a que también hay un efecto de temperatura en la SED del polvo, o sea el pico de la emisión se encuentra a distintas longitudes de onda en distintas simulaciones.

Otra tendencia que encontramos es que los modelos con las PS tomadas de la parametrización de la IMF de Kroupa son más luminosos con respecto a los de Salpeter. Esto es algo esperado, dado que la parametrización de la IMF de Kroupa tiene un número más alto de estrellas de alta masa (y por lo tanto, de alta luminosidad), que pueden calentar el polvo de forma más eficiente. Por esta razón, tanto la luminosidad de entrada, como el flujo F_{70} son más altos en el caso de usar la parametrización de la IMF de Kroupa. Las diferencias, entre parametrizaciones de la IMF, en la luminosidad de entrada llegan a ser de hasta 3 ordenes de diferencia (caso de PS de luminosidad mínima vs máxima), mientras que en el flujo a 70 μm , F_{70} , la diferencia alcanza un factor de 2 como máximo. En el flujo bolométrico

infrarrojo la diferencia en flujo llega a ser de ~ 2 ordenes de magnitud entre los modelos extremos.

Las diferencias más importantes se encuentran analizando los 5 casos de muestreo de la IMF, figura 6.25, con luminosidad mínima, máxima, promedio, mediana y aleatoria, siendo obviamente los casos de máxima y mínima luminosidad los extremos de los modelos. La diferencia entre la máxima y la mínima luminosidad de entrada al usar la parametrización de Kroupa es de casi 3 ordenes de magnitud, mientras el flujo infrarrojo entre un modelo y otro es 2 ordenes de magnitud. En la parametrización de Salpeter esta diferencia en ambos ejes es mayor.

6.3.3. Comparación con flujos de Orión

Para comparar cualitativamente nuestras simulaciones con observaciones de alguna región del cielo, usamos los datos de Binder y Povich (2018) de la región de Orión. La comparación es puramente cualitativa en la forma de la SED, puesto que la simulación de Zamora-Avilés et al. (2019) no busca reproducir alguna región en específico, pero esto nos ayuda a entender si nuestras observaciones sintéticas tienen un sentido físico. La región de Orión se encuentra a 410 pc, lo que hicimos fue reescalar los flujos de Orión como si estuviera a una distancia de 1000 pc, que es la distancia a la que pusimos los instrumentos en nuestras simulaciones de transporte radiativo. La simulación que elegimos fue usando la IMF de Kroupa, con la mezcla de polvo de Draine y Li, además de utilizar las PS poblados con mayor, menos y luminosidad promedio, figuras 6.26, 6.28, 6.27 respectivamente.

Al comparar la SED de Orión con nuestros modelos, cuando poblamos con la máxima luminosidad las PS obtuvimos el espectro que más se asemeja en intensidad del flujo (figuras 6.26), mientras que el de mínima luminosidad es el que más se asemeja en forma (6.27).

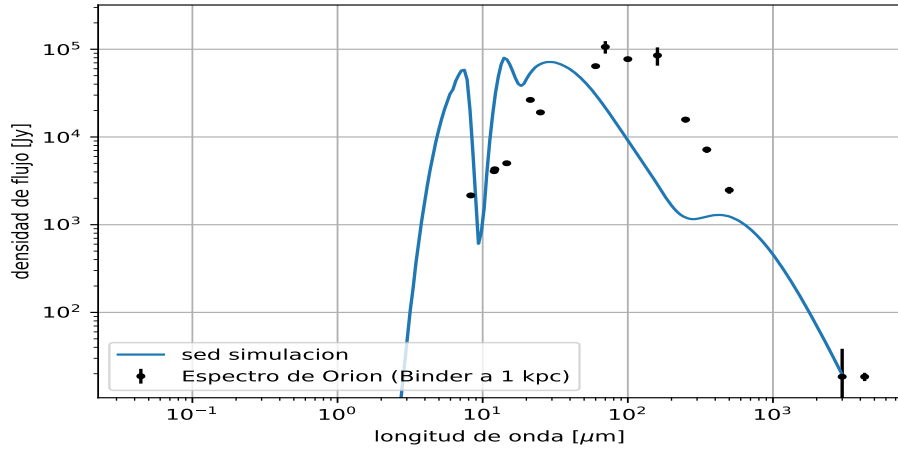


Figura 6.26: Comparación usando la población de las PS con la luminosidad máxima.

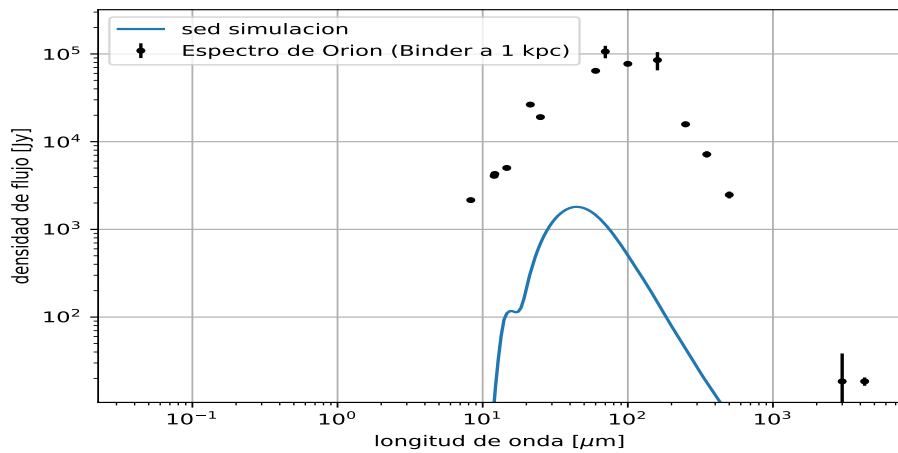


Figura 6.27: Comparación usando la población de las PS con la luminosidad mínima.

De la figura 6.26 vemos que el pico de nuestro modelo esta en longitudes de onda menores a los de Orión, lo que indica que el polvo del modelo está más

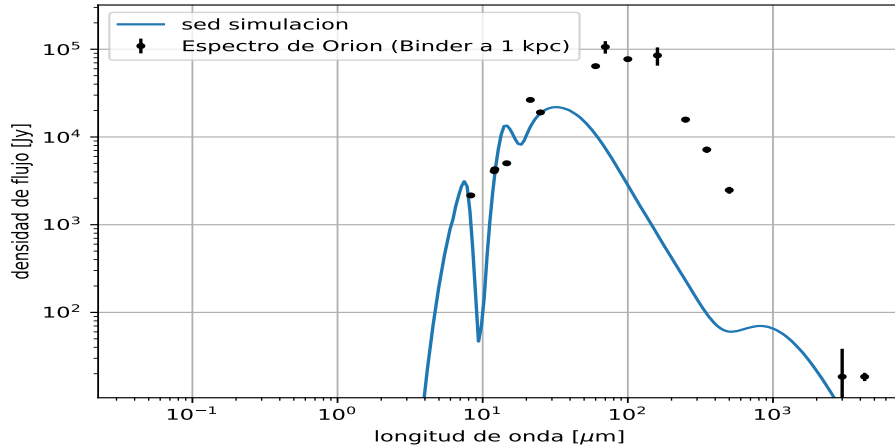


Figura 6.28: Comparación usando la población de las PS con la luminosidad promedio.

caliente que el polvo de la región de Orión. Creemos que esto es debido a la temprana edad del estado de la simulación hidrodinámica que estamos considerando, por lo que tenemos estrellas más jóvenes y estas están todavía muy embebidas en el gas progenitor por lo que toda la radiación visible y UV es absorbida por el polvo.

Esto es confirmado por la total ausencia, en nuestras simulaciones, de emisión UV, visible y hasta en el cercano infrarrojo. Va a ser muy interesante poder analizar la emisión de esta misma simulación hidrodinámica a épocas más tardías, probablemente menos oscurecida, para poder así hacer una comparación más estricta y cuantitativa.

Capítulo 7

Conclusiones

En este trabajo hemos utilizado los modelos numéricos hidrodinámicos de [Zamora-Avilés et al. \(2019\)](#) de regiones de formación estelar como base para simular observaciones sintéticas con el código de transporte radiativo SKIRT ([Baes et al., 2011](#); [Camps y Baes, 2015](#)). Hemos realizado 40 modelos explorando distintos parámetros y nos enfocamos en particular en analizar el efecto del muestreo estocástico de la IMF sobre el espectro de las PS (las partículas, en la simulación, que representan pequeños cúmulos de estrellas) y el efecto de utilizar polvo con diferentes propiedades. De las simulaciones de TR, realizamos mediciones sintéticas para poder comparar los diferentes modelos entre ellos.

Las partículas sumidero de la simulación hidrodinámica se toman como conjuntos de estrellas, y se le asigna un espectro de los modelos creados por [Charlot y Bruzual \(2019 en preparación\)](#). De estos se crearon dos grupos de espectro sintéticos, uno usando la parametrización de la IMF propuesta por [Kroupa \(2001\)](#) y otro usando la propuesta por [Salpeter \(1955\)](#). Cada modelo de cada uno de las PS nos arroja 220 formas diferentes de espectros estelares. Eso se debe a que la masa de las PS de la simulación de [Zamora-Avilés et al. \(2019\)](#) alcanzan un valor máximo de aproximadamente $300 M_{\odot}$, lo cual representa un conjunto de estrellas de las que no se conoce en que tipo de estrellas es distribuida esta masa. Por esta razón no es físicamente correcto utilizar el espectro de poblaciones estelares simples,

los cuales están contruidos con de estrellas en un intervalo continuo de masa entre 0.1 y $100 M_{\odot}$, y no podrían dar una representación fiel de la emisión de un conjunto de estrellas como las de la simulación. De estos 220 espectros nos interesamos en 5: el espectro que nos da la luminosidad bolométrica mayor, la menor, la promedio, la mediana y uno seleccionado de forma aleatoria. Esto nos permite explorar los valores extremos que puede alcanzar la simulación y también valores promedios que podríamos considerar como los más probables que se podrían observar. La importancia de usar estos modelos es que no tenemos forma de muestrear la IMF completa en cada PS, por lo que tenemos que muestrearla de forma aleatoria.

Para generar las propiedades del polvo usamos funciones preestablecidas de SKIRT que nos permiten cargar mezclas que se encuentran en la literatura, por lo que usamos 3 de las más comunes (MRN, Draine y Li y THEMIS) y creamos una (Multicomponente). Tomando una IMF, una luminosidad de entrada de los sinks y una mezcla de polvo es como creamos los 40 modelos diferentes.

Usando SKIRT calculamos el transporte radiativo en la simulación hidrodinámica, utilizamos diferentes propiedades del polvo y diferentes espectros de las PS para generar una base de datos de salida. Con la SED resultante de los instrumentos sintéticos, procedimos al análisis de cada configuración. Para el análisis de estos espectros, comparamos las SED de modelo en modelo, además de usar fotometría en las bandas del satélite infrarrojo *Herschel* y fotometría del flujo total en el infrarrojo (de 8 a $1000 \mu\text{m}$).

Las comparaciones principales que realizamos entre los resultados de diferentes modelos son:

- La diferencia entre las dos parametrizaciones de la IMF, Kroupa vs Salpeter.
- Entre las diferentes formas de poblar las PS dependiendo de su luminosidad (máxima, mínima, promedio, media, aleatoria).
- Por último entre las distintas mezclas de polvo, Draine y Li, MRN, THEMIS y Multicomponente.

En una región tan obscurecida (ver figura 6.4) lo único que observamos es la emisión del polvo, por lo que es de gran importancia ver el efecto y composición de este.

Ya que las regiones de formación estelar son la cuna de la mayoría de las estrellas, el entender cuantas y de que masa se forman es de principal interés. El problema radica en que estas regiones se encuentran rodeadas de las nubes moleculares madre por lo que es imposible ver que sucede dentro. Por eso diseñamos las 40 simulaciones; sabiendo que es lo que calienta el polvo (partículas sumidero) y midiendo la emisión de toda la región como un todo, podemos obtener relaciones entre parámetros físicos de las regiones de formación estelar.

7.1. Resultados más importantes y conclusiones.

Al utilizar modelos con diferente parametrización de la IMF siempre tenemos el mismo patrón en la SED tras el TR: al usar la parametrización de [Kroupa \(2002\)](#) siempre tenemos flujos más altos que al usar la de [Salpeter \(1955\)](#), esto sin importar que forma de poblar las PS escojamos (luminosidad máxima, mínima, promedio, mediana, aleatorio), por lo que la SED de salida de la simulación sigue la misma tendencia en cualquiera de las 5 distintas realizaciones de la IMF que tomamos en cuenta. Lo que nos lleva a la siguiente conclusión, si usamos Kroupa (como parametrización de la IMF al poblar las partículas sumidero) tenemos más luminosidad de entrada y mayor flujo total de salida, ver figura 6.23, y esta tendencia es independiente de la mezcla de polvo.

Como respuesta al segundo punto, la influencia de la distribución de masa de las estrellas (por lo tanto luminosidad de entrada de cada PS), llegamos a la conclusión de que entre mayor sea la luminosidad de las PS (conjuntos de estrellas) mayor será la emisión del polvo circundante. La diferencia al cambiar la IMF dejando fija la mezcla de polvo se ve en la figura 6.14. Donde tenemos mayor diferencia es a la hora de poblar las PS usando la menor luminosidad. Tenemos que, sin importar la mezcla de polvo la luminosidad usando la parametrización

para la IMF de Kroupa es 46% mayor que al usar Salpeter. Como ejemplo si usamos la máxima luminosidad la diferencia en flujo es de el 6%. Observamos que la diferencia tiene una dependencia con el muestreo estocástico de la IMF.

La diferencia en flujo infrarrojo total de las simulaciones entre los modelos al poblar las PS con la máxima y la mínima luminosidad son: usando la parametrización de la IMF de Kroupa la mezcla de polvo que nos da la mínima diferencia entre ambos modelos es la de Draine y Li, seguida de MRN y la mezcla que tiene mayor sensibilidad a este parametro de los modelos es la mezcla de THEMIS. Para la parametrización de Salpeter tenemos el mismo comportamiento, pero las diferencias son mayores entre ambos modelos.

Comparando los modelos de luminosidad máxima en las PS para cada mezcla de polvo pero cambiando la parametrización de la IMF encontramos que usando la parametrización de Kroupa la SED siempre es más luminosa en comparación con la de Salpeter. La mezcla que se vuelve más sensible al cambio de parametrización de la IMF es la de Draine y Li, seguida de MRN y por último THEMIS

Cuando realizamos la misma comparación pero con la luminosidad mínima en las PS tenemos el un comportamiento similar ya que las SEDs de los modelos donde usamos Kroupa siguen siendo más luminosos que los modelos donde usamos Salpeter. Pero a diferencia de la comparación al usar la máxima energía en las PS, la mezcla más sensible es la de THEMIS, seguida de MRN y ahora la menos sensible es Draine y Li.

La conclusión de lo anterior es que la misma masa en estrellas (o de tasa de formación estelar) en una nube molecular de estas características nos puede dar flujos infrarrojos con valores muy distintos dependiendo de la forma en que se pobló la IMF.

El último punto que nos importaba analizar es el efecto de la mezcla de polvo. El polvo al tener distintas características puede tener una influencia muy fuerte en la emisión infrarroja como pudimos ver en las figuras 6.19, 6.21. En la primera de estas vemos que la SED al usar ya sea una u otra parametrización de la IMF no cambia mucho cualitativamente. Mientras que al poblar las PS con la mínima

luminosidad vemos unas ligeras diferencias de una a otra parametrización IMF, principalmente en el rango de 1 a 15 μm . De las figuras 6.15 y 6.16 podemos ver que cada mezcla de polvo reacciona de igual manera al cambio de la luminosidad de entrada, cuanto mayor sea esta mayor será el flujo infrarrojo tras el transporte radiativo. Un comportamiento peculiar se observó en la mezcla de THEMIS, la cual parece ser la más sensible al cambio de luminosidad de entrada. Como podemos ver en la figura 6.25, THEMIS comienza siendo la menos luminosa pero conforme aumentamos la energía en las PS la mezcla aumenta su emisión de forma no lineal. Comportamiento que no vemos en las demás mezclas de polvo.

Esto nos lleva a uno de los resultados más importante de esta tesis, osea que el tipo de polvo que hay en una región tiene un papel muy importante porque puede cambiar lo que se deriva de la SED IR observada. Nos dice también que, “al simular” objetos de este tipo, hay que tomar en cuenta de forma muy cuidadosa la parametrización de la IMF y su muestreo estocástico ya que tiene una influencia importante y directa sobre la emisión infrarroja en la SED observada.

7.2. El trabajo a futuro

Todo lo realizado en el análisis de este trabajo de tesis ha quedado automatizado para poder realizarlo en cualquier simulación hidrodinámica. Unas de las principales acciones que tenemos pensadas realizar en un futuro son:

- Simulaciones de varios estados evolutivos de nubes moleculares: usaremos la simulación completa de Zamora-Avilés et al. (2019) para realizar este mismo procedimiento a diferentes edades de evolución de la nube molecular, para poder estudiar de esta forma como cambia la SED en función del tiempo.
- Aplicar el mismo tipo de simulaciones de transporte radiativo a diferentes simulaciones hidrodinámicas de formación estelar con distintos parámetros físicos.

- Unir varios tipos de simulaciones de regiones de formación estelar cuyas propiedades físicas se encuentren en el rango de propiedades de regiones en la Galaxia. De esta forma vamos a poder generar modelos de la emisión infrarroja en galaxias, que tengan un fuerte fundamento físico en las propiedades de las regiones de formación estelar.
- Generar un método para realizar la comparación sistemática con regiones observadas.

Todo lo anterior tiene como meta la creación de un conjunto de simulaciones muestreando la distribución de masas de las regiones de formación estelar para así poder crear una SED teórica y utilizarla para la interpretación de datos de galaxias. Este conjunto se puede utilizar luego para producir modelos de la emisión infrarroja de las galaxias, y conectar las propiedades observadas (SED) con otras intrínsecas (por ejemplo la tasa de formación estelar, IMF, tipo de polvo.)

Apéndice A

Propiedades de las PS y sus espectros

A.1. Parámetros para las diferentes mezclas de polvo.

A.1.1. Parámetros para mezcla Draine y Li

```
# grain type , nsize , type keywords , Mdust/MH, rho , amin , amax ,  
  alpha/a0 [ , at , ac , gamma  
(ED)] [ , au , zeta , eta (CV)]  
# (cgs units)  
PAH0_DL07 10 mix-logn 5.40E-4 2.24E+0 3.10E-08 1.20E-7 3.50E  
-8 4.00E-1  
PAH1_DL07 10 mix-logn 5.40E-4 2.24E+0 3.10E-08 1.20E-7 3.50E  
-8 4.00E-1  
Gra 30 logn 1.80E-4 2.24E+0 3.10E-08 4.00E-6 3.00E  
-7 4.00E-1  
Gra 70 plaw-ed-cv 2.33E-3 2.24E+0 3.10E-08 2.00E-4 -2.54E  
+0 1.07E-6  
4.28E-5 3.00E+0 1.07E-6 -1.65E-1 1.00E+0
```

```
aSil      70 plaw-ed-cv 8.27E-3 3.50E+0 3.10E-08 2.00E-4 -3.21E
+0 1.64E-5
1.00E-5 3.00E+0 1.64E-5 3.00E-1 1.00E+0
```

A.1.2. Parámetros para la mezcla de THEMIS

```
# grain type , nsize , type keywords , Mdust/MH, rho , amin , amax ,
alpha/a0 [ , at , ac , gamma
(ED)] [ , au , zeta , eta (CV)]
# cgs units
CM20  100 plaw-ed  0.170E-02  1.600E+00  0.40E-07  4900.0E-07
-5.00E-00  10.00E-07
50.0E-07  1.000E+00
CM20  100 logn      0.600E-03  1.510E+00  0.50E-07  4900.0E-07
7.00E-07  1.00E+00
aOLM5 100 logn      0.255E-02  2.190E+00  1.00E-07  4900.0E-07
8.00E-07  1.00E+00
aPyM5 100 logn      0.255E-02  2.190E+00  1.00E-07  4900.0E-07
8.00E-07  1.00E+00
```

A.2. Parámetros de configuración en SKIRT

A.2.1. Configuración de las fuentes de fotones

```
<stellarSystem type="StellarSystem">
  <StellarSystem emissionBias="0.5">
    <components type="StellarComp">
      <PanStellarComp>
        <geometry type="Geometry">
          <OffsetGeometryDecorator offsetX="-1.932e+03
_AU" offsetY="-1.737e+06_AU" offsetZ="
-3.933e+06_AU">
            <geometry type="Geometry">
```

```

        <PointGeometry />
    </geometry>
</OffsetGeometryDecorator>
</geometry>
<sed type="StellarSED">
    <FileSED filename="Kroupa/min_max/Skroup_1
        .267E+02Mo_9.919E+05yr/maximo_Skroup_1
        .267E+02Mo_9.919E+05yr_stelib.dat" />
</sed>
<normalization type="StellarCompNormalization">
    <BolLuminosityStellarCompNormalization
        luminosity="703221.8448408871_Lsun" />
</normalization>
</PanStellarComp
</components>
</StellarSystem>
</stellarSystem>

```

A.2.2. Distribución del Gas

```

<dustGrid type="DustGrid">
    <OctTreeDustGrid writeGrid="false" minX="-2.7e7_AU" maxX="
        2.7e7_AU" minY="-1.35e7_AU" maxY="1.35e7_AU" minZ="-1.35
        e7_AU" maxZ="1.35e7_AU" minLevel="2" maxLevel="20"
        searchMethod="Neighbor" numSamples="100" maxOpticalDepth=
        "0" maxMassFraction="1e-6" maxDensityDispersion="0"
        useBarycentric="false" />
</dustGrid>

```

A.2.3. Configuración de los instrumentos

```

<instrumentSystem type="InstrumentSystem">
    <InstrumentSystem>
        <instruments type="Instrument">

```



```

<SEDInstrument
  instrumentName="integrated_flux_as_SED" distance="1000_
    pc" inclination="0_deg" azimuth="0_deg" positionAngle
    ="0_deg"/>
<SEDInstrument
  instrumentName="90_integrated_flux_as_SED" distance="
    1000_pc" inclination="90_deg" azimuth="0_deg"
    positionAngle="0_deg"/>
<SimpleInstrument instrumentName="
  total_flux_as_data_cube_and_as_SED" distance="1000_pc"
  inclination="0_deg" azimuth="0_deg" positionAngle="0_deg"
  fieldOfViewX="264e5_AU" numPixelsX="500" centerX="0_AU"
  fieldOfViewY="528e5_AU" numPixelsY="500" centerY="0_AU"/>
<SimpleInstrument instrumentName="90
  _total_flux_as_data_cube_and_as_SED" distance="1000_pc"
  inclination="90_deg" azimuth="0_deg" positionAngle="0_deg
  " fieldOfViewX="264e5_AU" numPixelsX="500" centerX="0_AU"
  fieldOfViewY="264e5_AU" numPixelsY="500" centerY="0_AU" /
  >
<FullInstrument instrumentName="individual_contributions"
  distance="1000_pc" inclination="0_deg" azimuth="0_deg"
  positionAngle="0_deg" fieldOfViewX="264e5_AU" numPixelsX=
  "500" centerX="0_AU" fieldOfViewY="528e5_AU" numPixelsY="
  500" centerY="0_AU" numScatteringLevels="0"/>
<FullInstrument instrumentName="90_individual_contributions"
  distance="1000_pc" inclination="90_deg" azimuth="0_deg"
  positionAngle="0_deg" fieldOfViewX="264e5_AU" numPixelsX=
  "500" centerX="0_AU" fieldOfViewY="264e5_AU" numPixelsY="
  500" centerY="0_AU" numScatteringLevels="0"/>
</instruments>
</InstrumentSystem>

```

A.3. Propiedades de las PS

En la tabla [A.1](#) tenemos algunas de las propiedades individuales de cada PS, como la masa, edad, posición y el número de estrellas con la que se poblaron usando ambas IMFs y tomando la máxima, mínima y luminosidad promedio.

A.3.1. Espectros de entrada de las PS y SEDs a 1 pc.

En las siguientes figuras, de figura [A.1](#) a [A.19](#) tenemos los espectros individuales de entrada de cada PS (línea amarilla) así como el resultado de la simulación cuando solo tomamos un parsec cúbico al rededor de cada PS. En estas figuras tenemos el espectro de la PS poblado con la máxima (a) y con la mínima (b) luminosidad bolométrica, Se uso la mezcla de polvo de THEMIS.

A.4. SEDs infrarrojas

A.4.1. Muestreo máximo

A continuación, figuras [A.20](#) a [A.22](#), vemos las SEDs de las simulaciones, poblando las PS con mayor luminosidad bolométrica pero con diferente IMF, y usando diferentes mezclas de polvo.

A.4.2. Muestreo mínimo

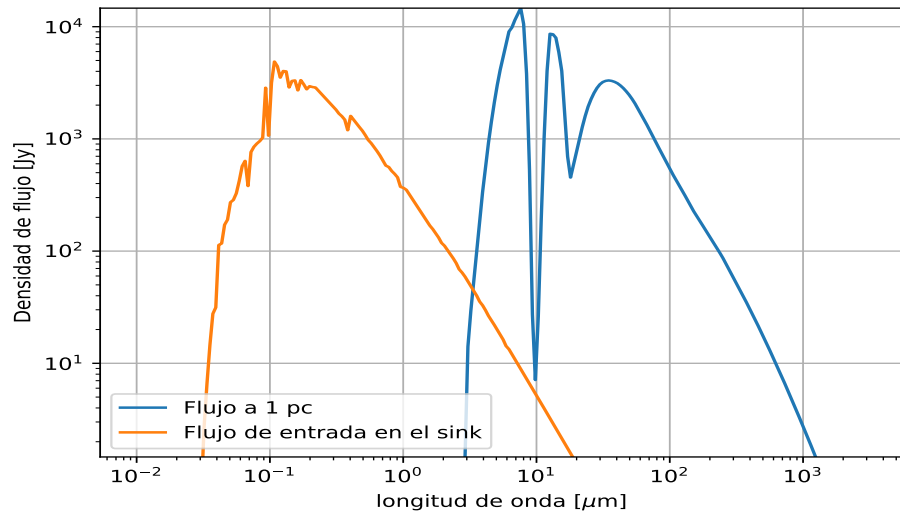
A continuación, figuras [A.23](#) a [A.25](#), vemos las SEDs de las simulaciones, poblando las PS con menos luminosidad bolométrica pero con diferente IMF, y usando diferentes mezclas de polvo.

A.4.3. Muestreo promedia

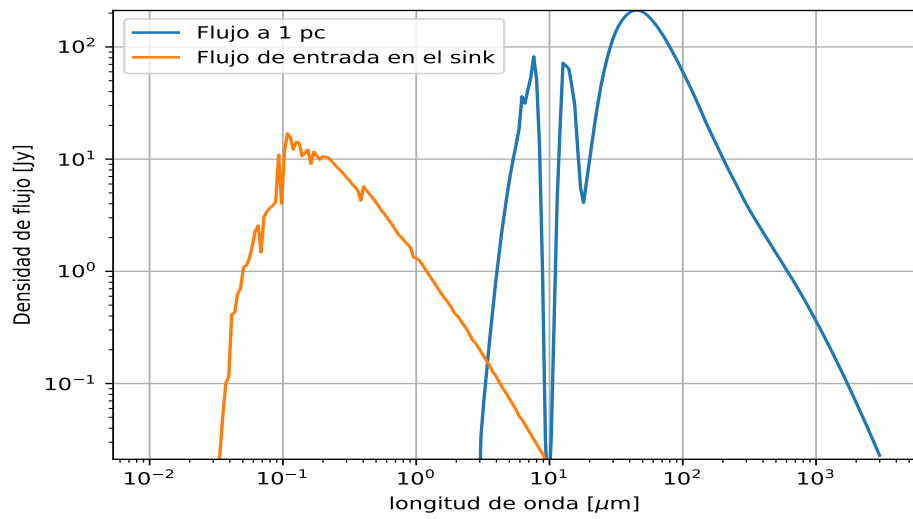
A continuación, figuras [A.26](#) a [A.28](#), vemos las SEDs de las simulaciones, poblando las PS con la luminosidad bolométrica promedio, pero con diferente

PS	masa [$10^2 M_{\odot}$]	edad [Myr]	posición [UA]			Kroupa			Salpeter		
			X	Y	Z	max	min	prom	max	min	prom
1	3.837	2.307	-0.24	-0.70	-6.11	620	551	616	1194	1156	1022
2	3.798	1.986	-0.30	-11.73	0.66	538	642	607	976	1132	1029
3	2.530	2.321	-1.22	9.51	-9.13	473	414	316	638	856	628
4	2.173	2.220	0.26	-2.15	0.34	446	352	319	535	655	556
5	1.921	2.047	0.86	5.57	-20.76	241	332	309	617	664	520
6	1.695	1.910	-1.12	9.27	-9.06	333	350	295	533	521	442
7	1.577	0.822	4.01	4.20	21.21	223	265	235	497	460	387
8	1.267	0.992	-0.0093	-8.42	-19.07	233	246	186	382	402	340
9	1.111	0.894	0.36	10.81	3.22	181	217	184	263	331	312
10	0.978	2.414	1.57	9.87	16.19	172	141	182	297	255	273
11	0.876	1.736	0.12	-1.34	3.32	191	149	173	317	297	225
12	0.644	0.795	0.67	-8.75	0.81	101	90	101	199	204	162
13	0.425	1.624	0.701	-8.75	0.87	90	89	87	58	136	99
14	0.340	1.084	0.024	6.48	9.80	82	84	44	111	110	95
15	0.335	0.194	-0.611	-1.90	-9.36	72	71	68	133	110	95
16	0.248	0.719	0.39	10.81	3.24	49	59	53	77	93	68
17	0.222	2.057	-0.23	-10.41	0.61	50	40	48	76	64	55
18	0.165	0.212	-3.39	-10.11	-10.2	38	39	27	63	46	53
19	0.049	1.305	0.33	-8.17	1.04	17	15	6	18	11	14

Cuadro A.1: Resumen de propiedades de las PS individuales, con el número de estrellas en cada uno poblados con ambas IMFs y poblados con la máxima, mínima y luminosidad promedia.

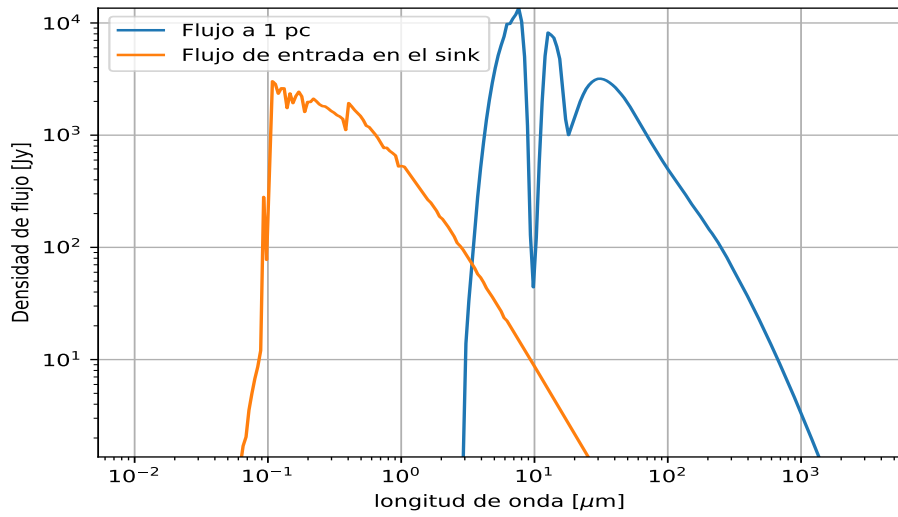


(a) Poblado con luminosidad máxima

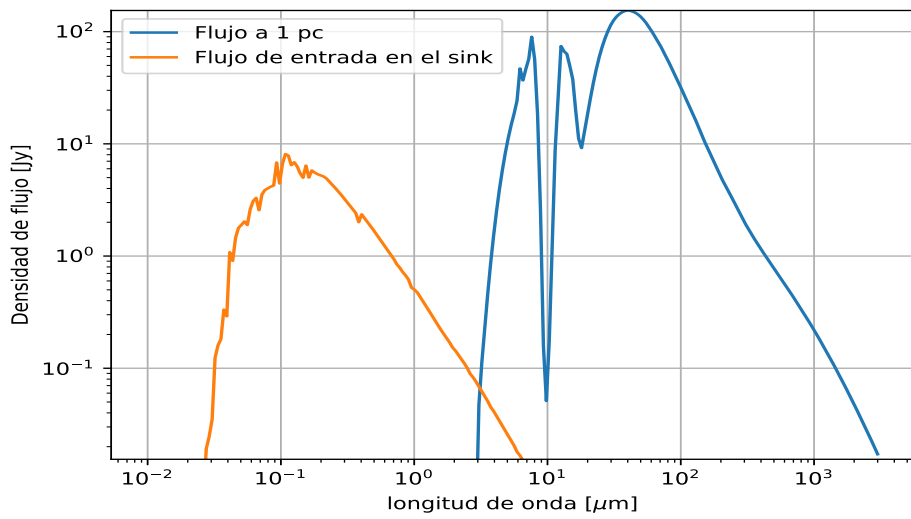


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.1: PS 1, de masa $3.837 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 2.307 Myr.

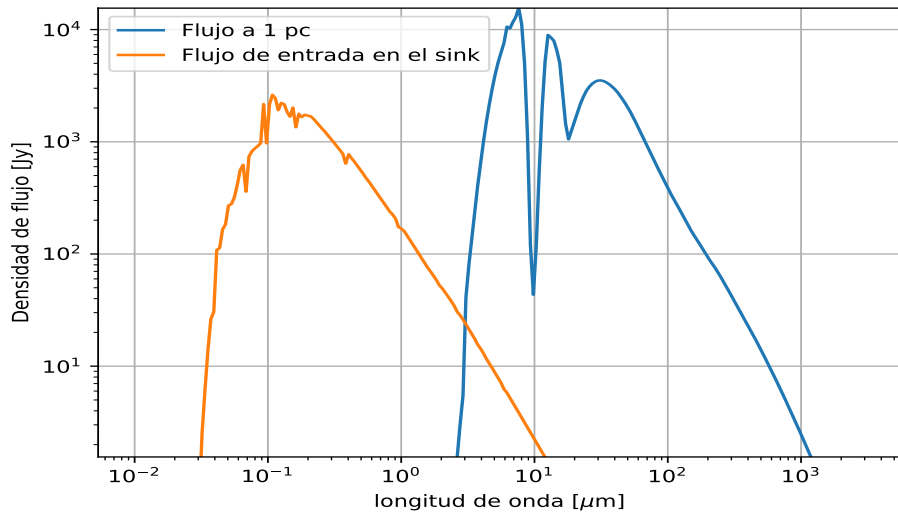


(a) Poblado con luminosidad máxima

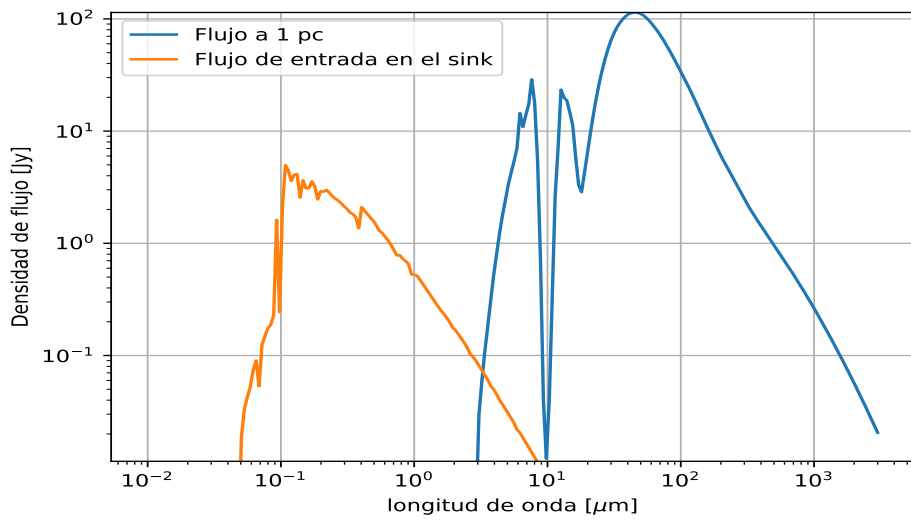


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.2: PS 2, de masa $3.798 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 1.986 Myr.

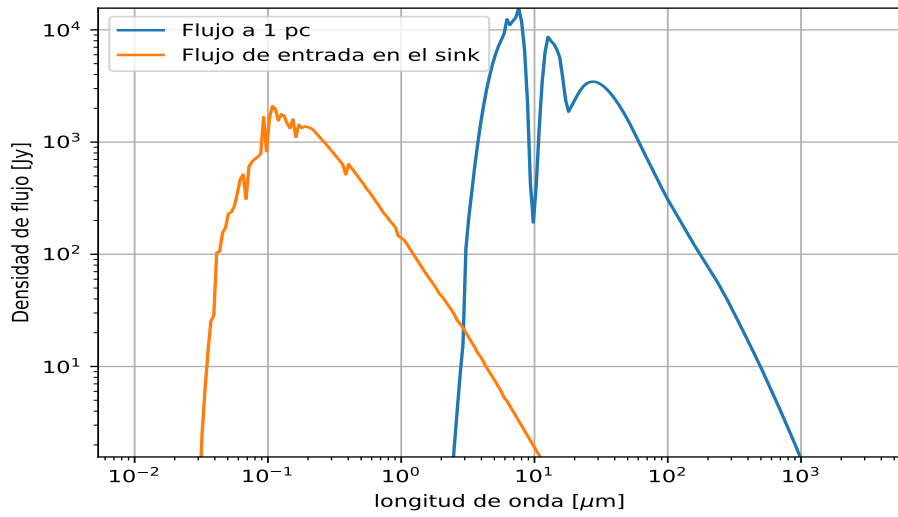


(a) Poblado con luminosidad máxima

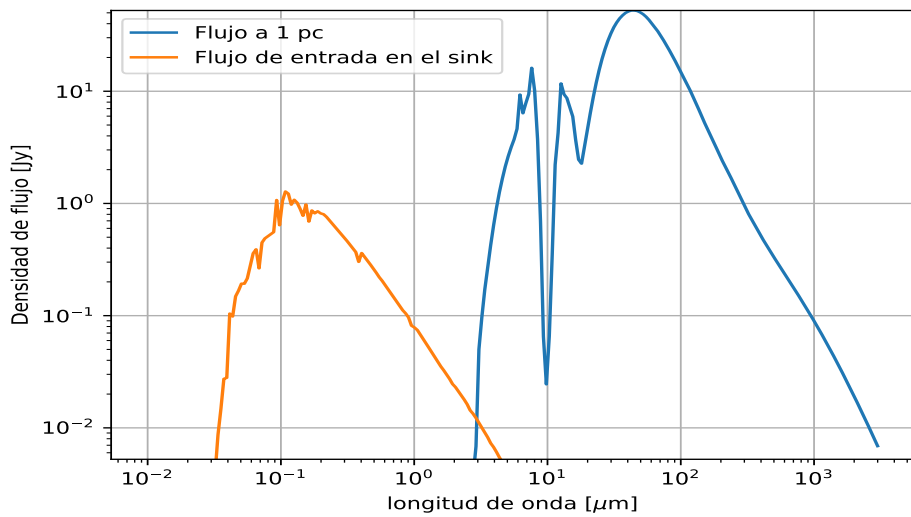


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.3: PS 3, de masa $2.530 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 2.321 Myr.

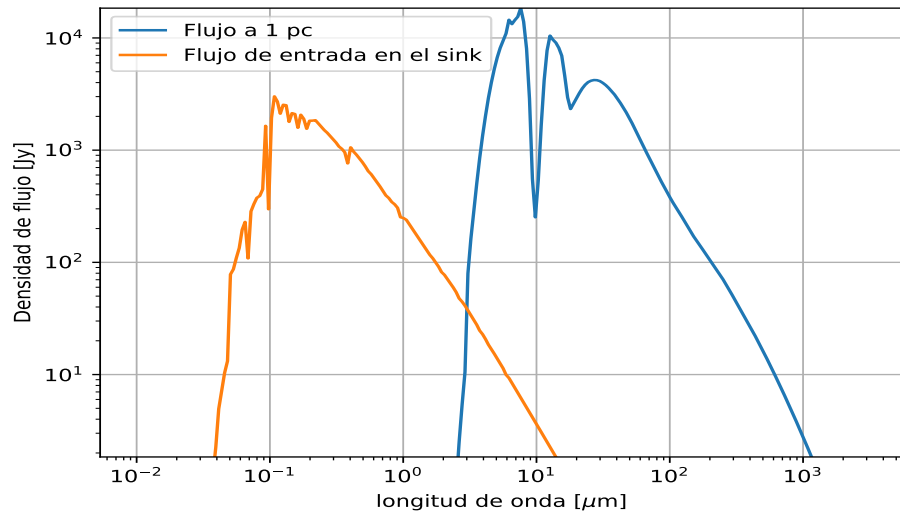


(a) Poblado con luminosidad máxima

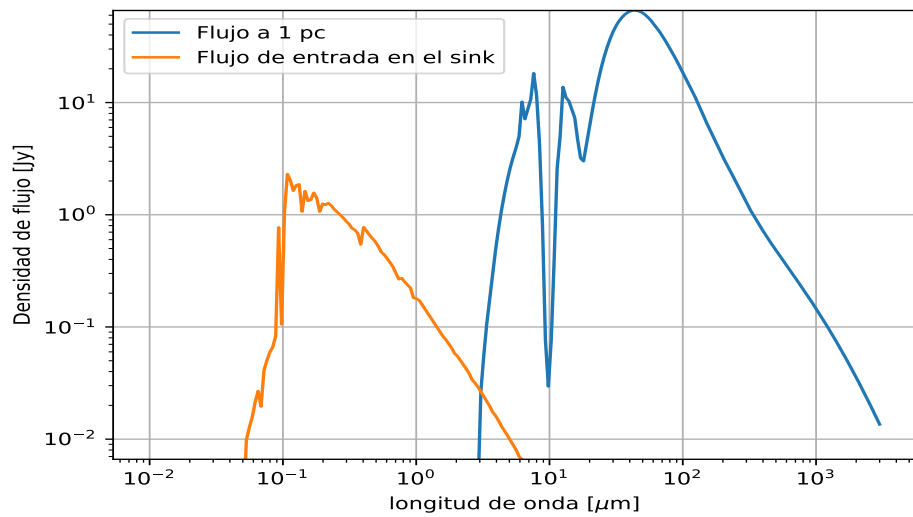


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.4: PS 4, de masa $2.173 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 2.220 Myr.

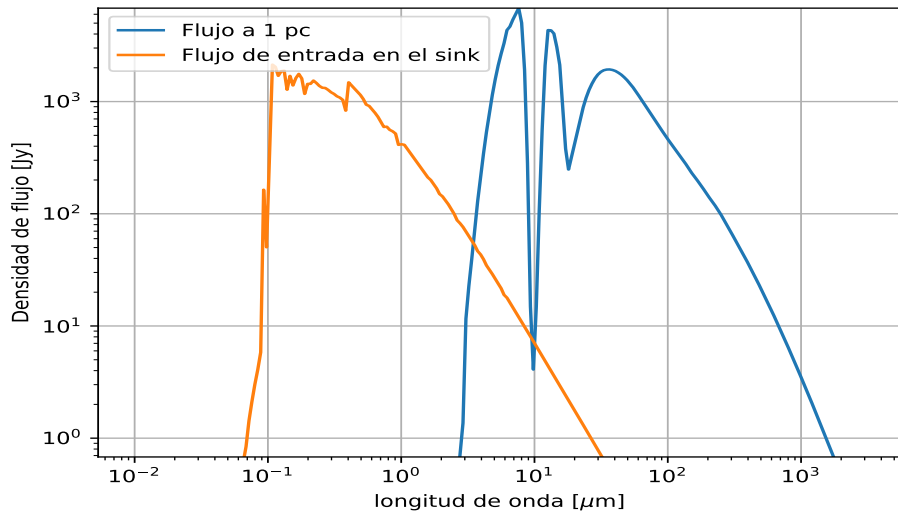


(a) Poblado con luminosidad máxima

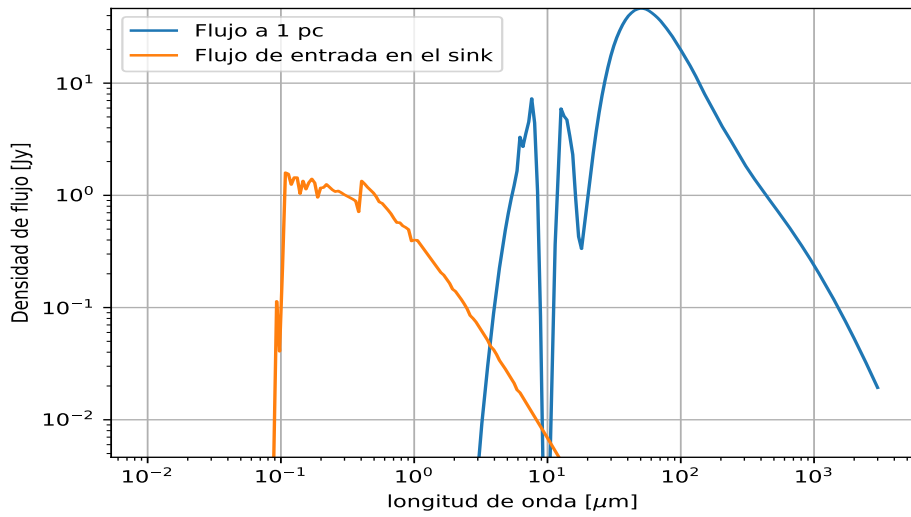


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.5: PS 5, de masa $1.921 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 2.047 Myr.

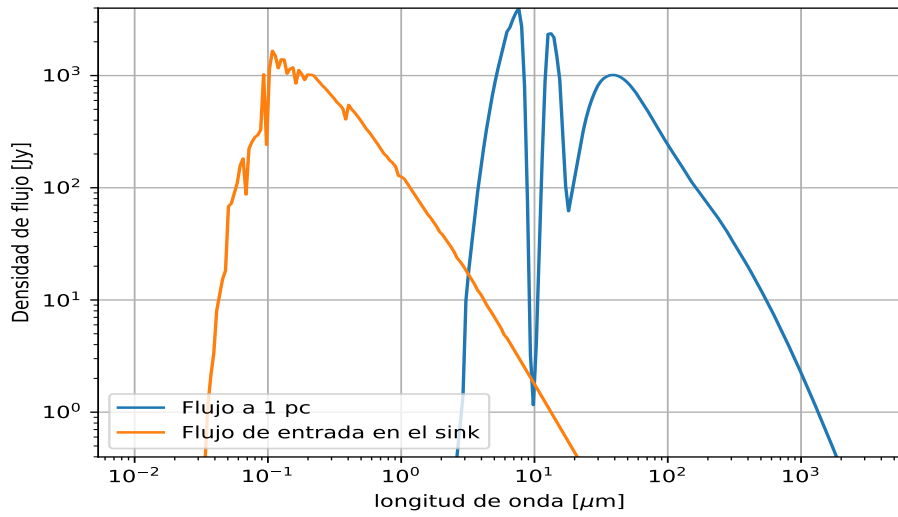


(a) Poblado con luminosidad máxima

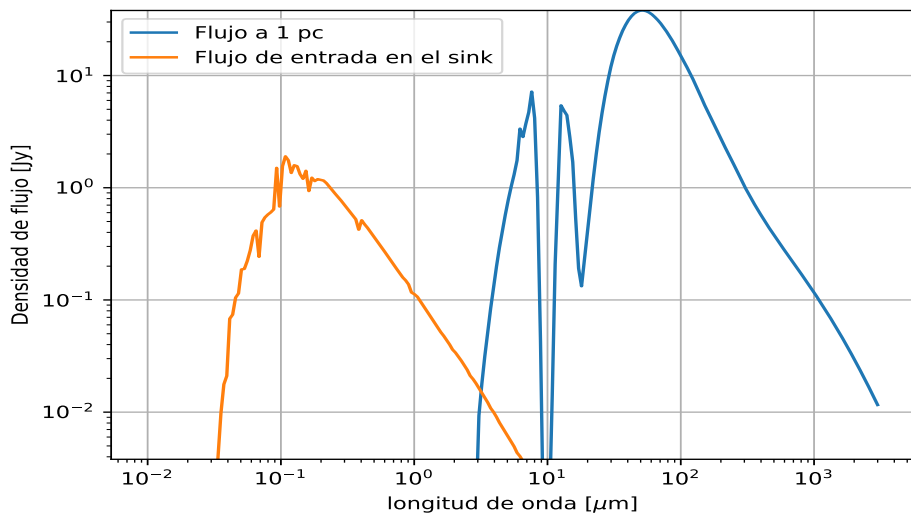


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.6: PS 6, de masa $1.695 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 1.910 Myr.

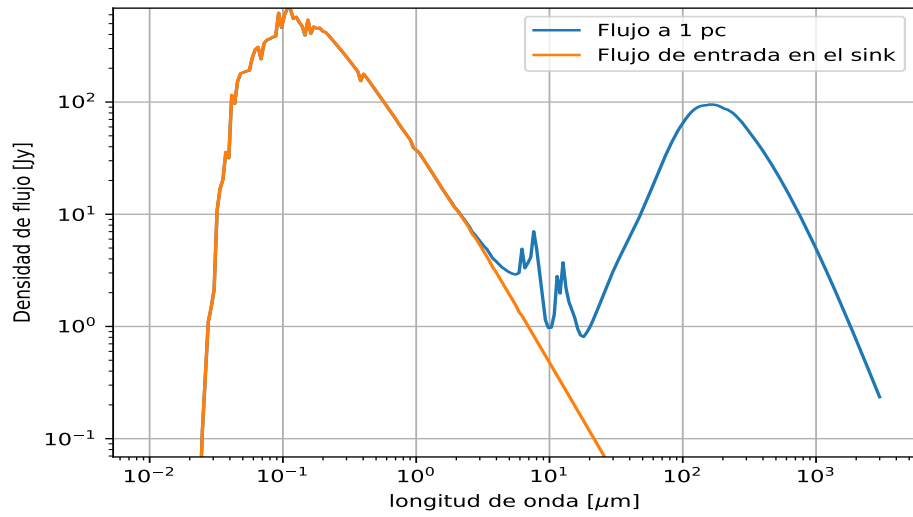


(a) Poblado con luminosidad máxima

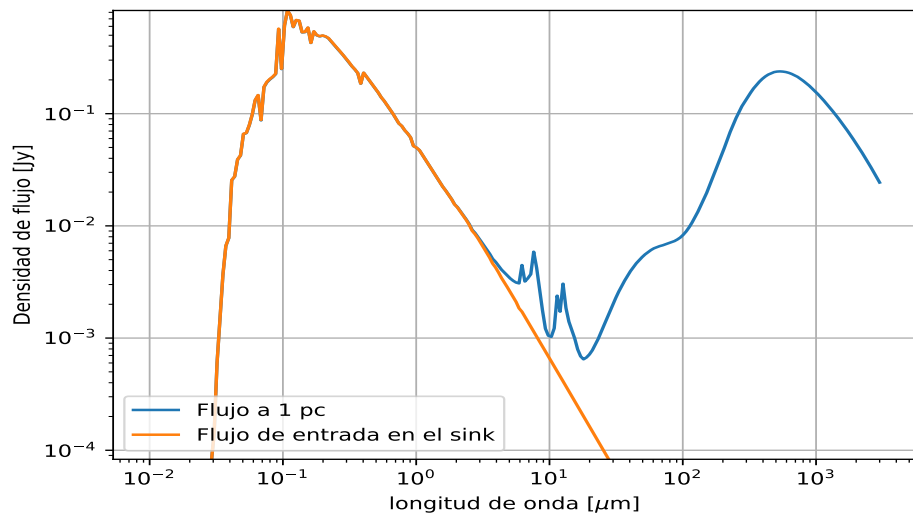


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.7: PS 7, de masa $1.577 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 0.822 Myr.

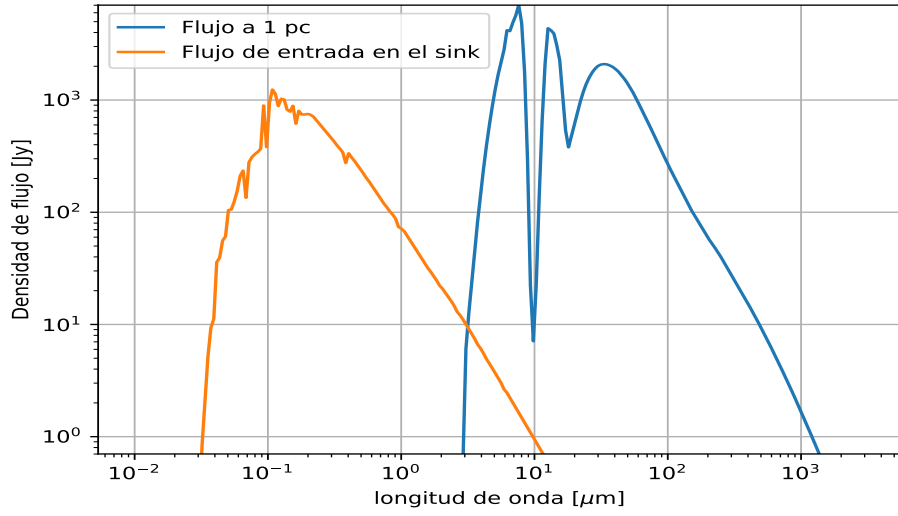


(a) Poblado con luminosidad máxima

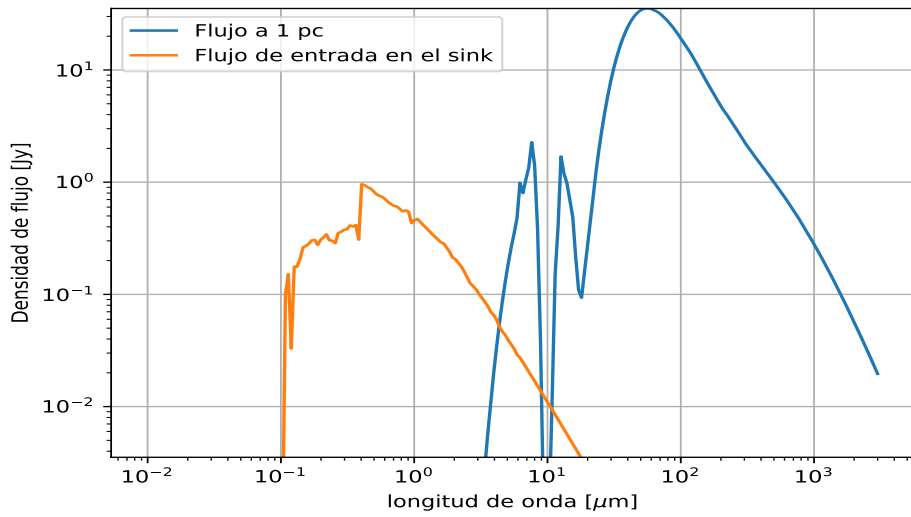


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.8: PS 8, de masa $1.267 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 0.992 Myr.

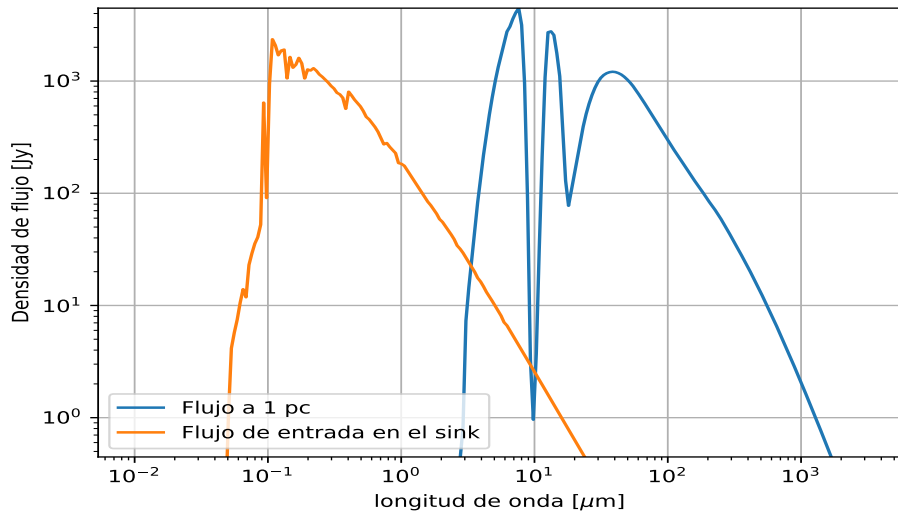


(a) Poblado con luminosidad máxima

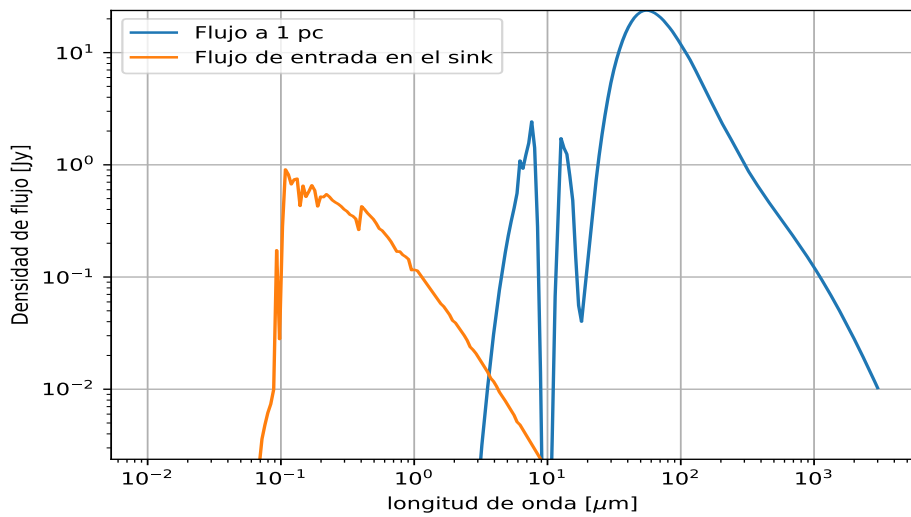


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.9: PS 9, de masa $1.111 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 0.894 Myr.

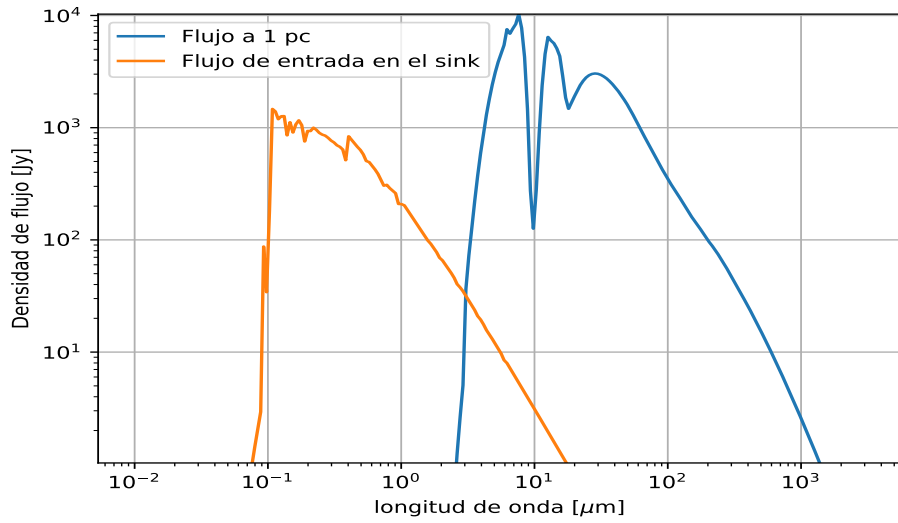


(a) Poblado con luminosidad máxima

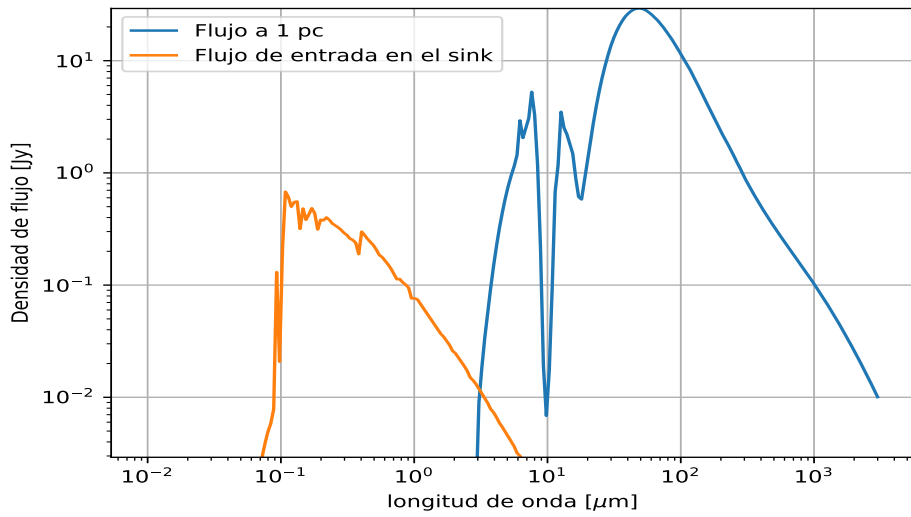


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.10: PS 10, de masa $0.978 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 2.414 Myr.

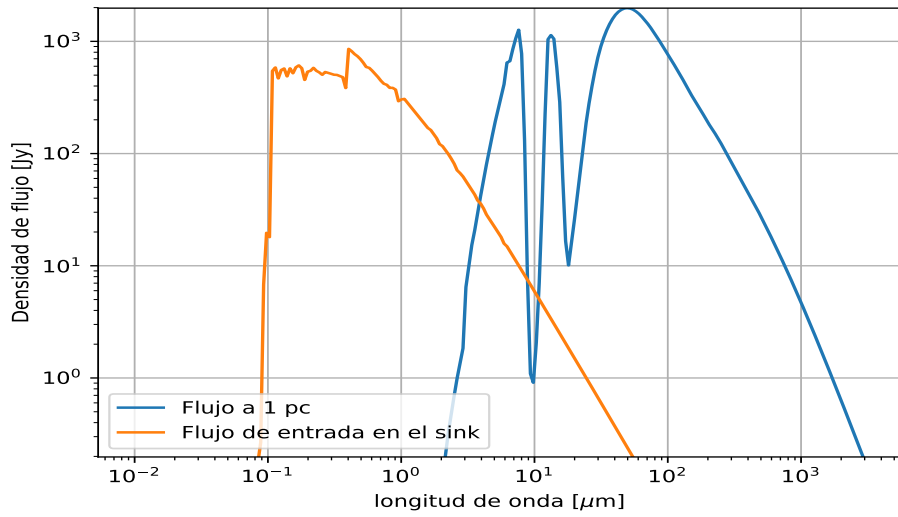


(a) Poblado con luminosidad máxima

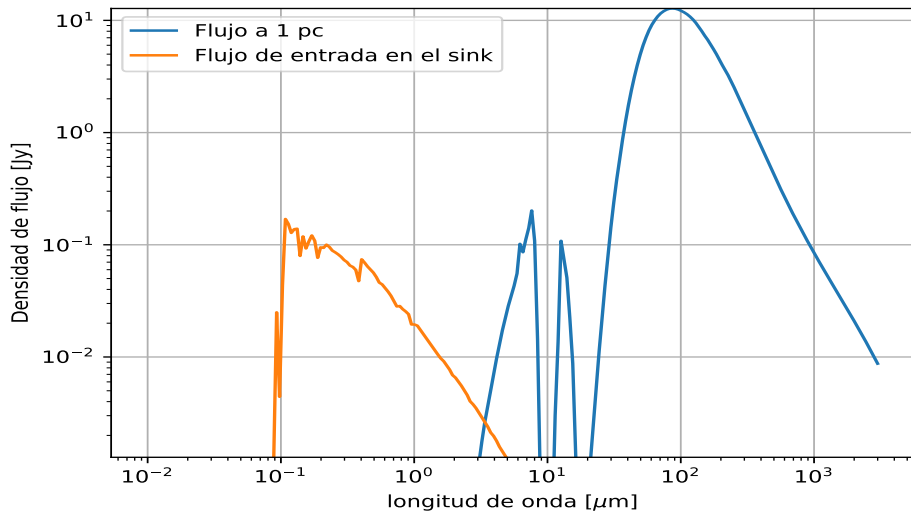


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.11: PS 11, de masa $0.876 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 1.736 Myr.

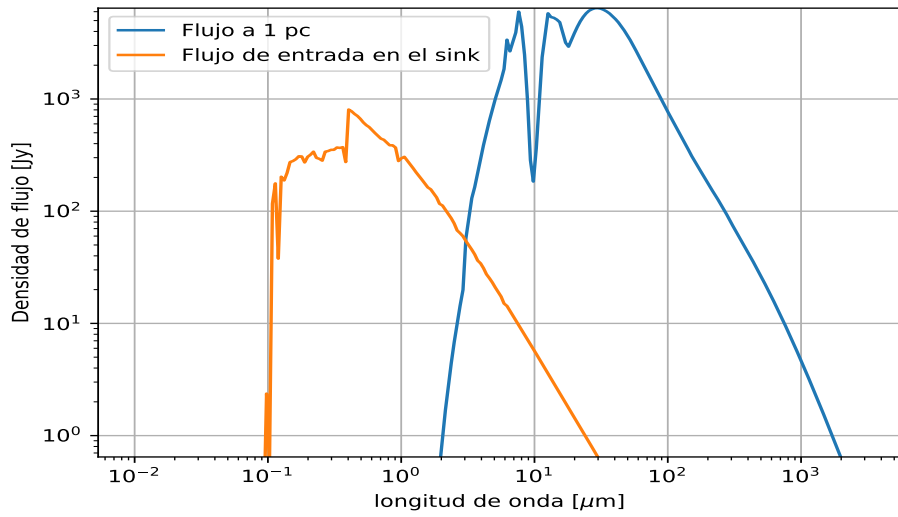


(a) Poblado con luminosidad máxima

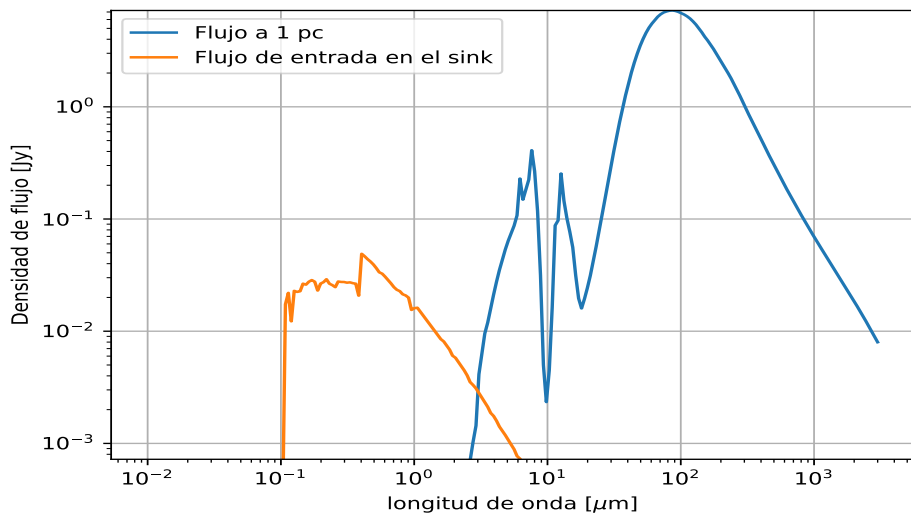


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.12: PS 12, de masa $0.644 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 0.795 Myr.

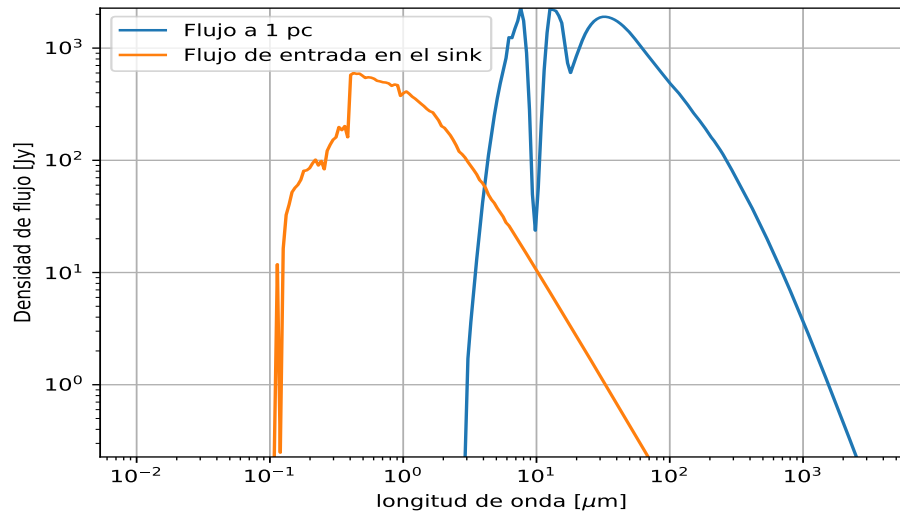


(a) Poblado con luminosidad máxima

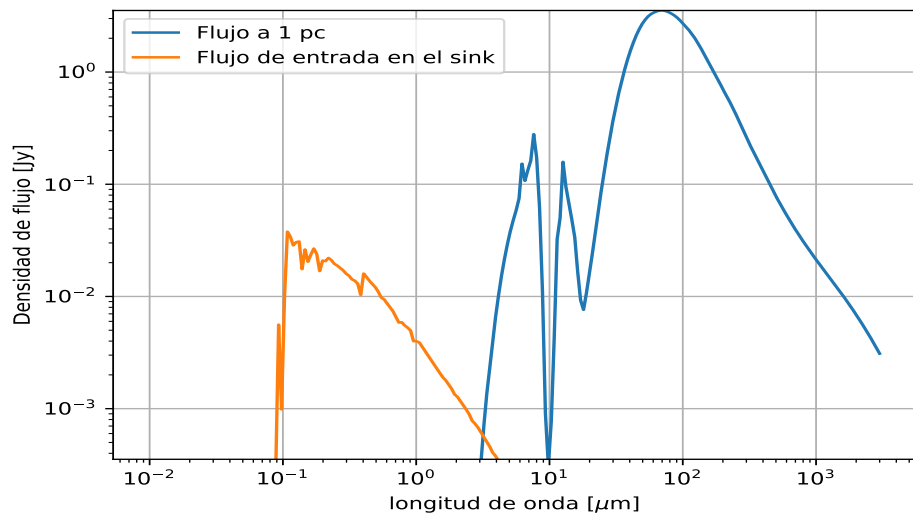


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.13: PS 13, de masa $0.425 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 1.623 Myr.

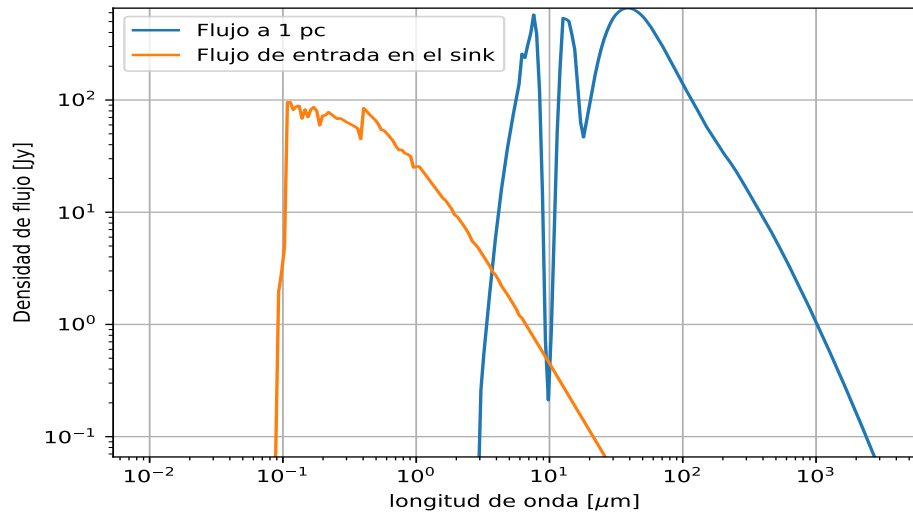


(a) Poblado con luminosidad máxima

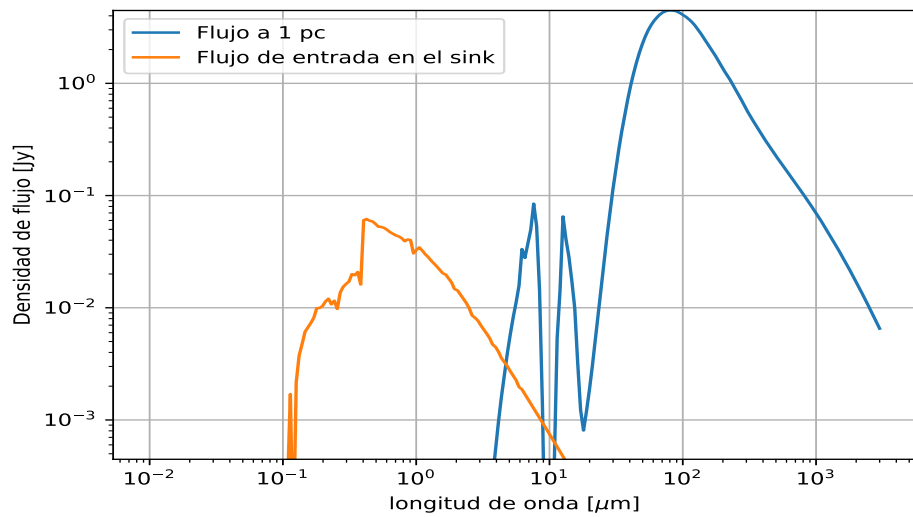


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.14: PS 14, de masa $0.340 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 1.084 Myr.

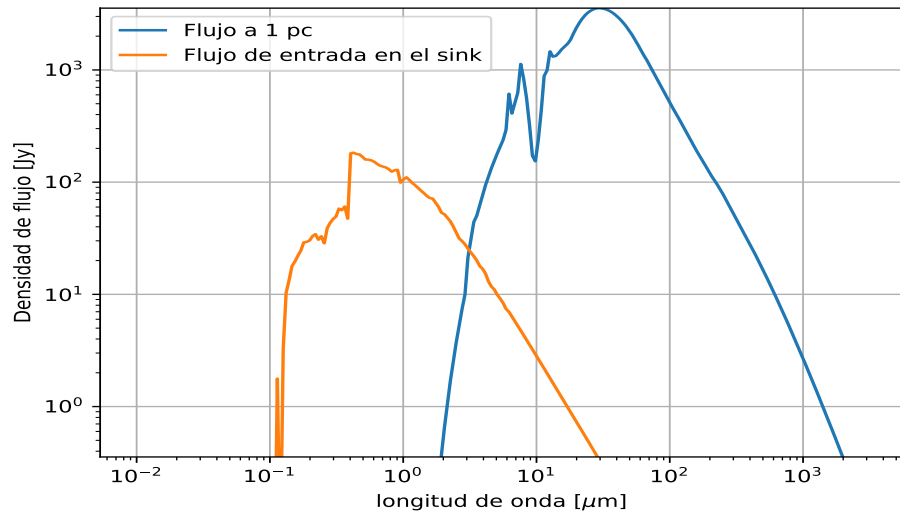


(a) Poblado con luminosidad máxima

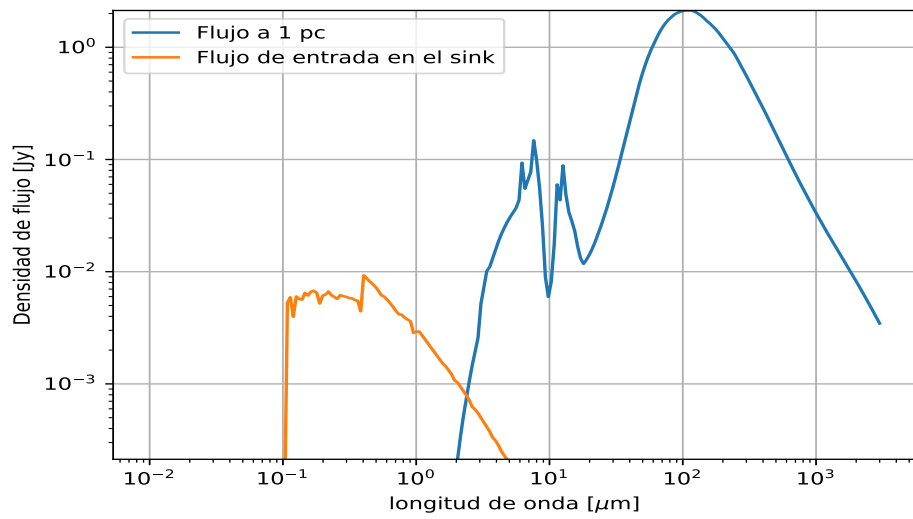


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.15: PS 15, de masa $0.335 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 0.194 Myr.

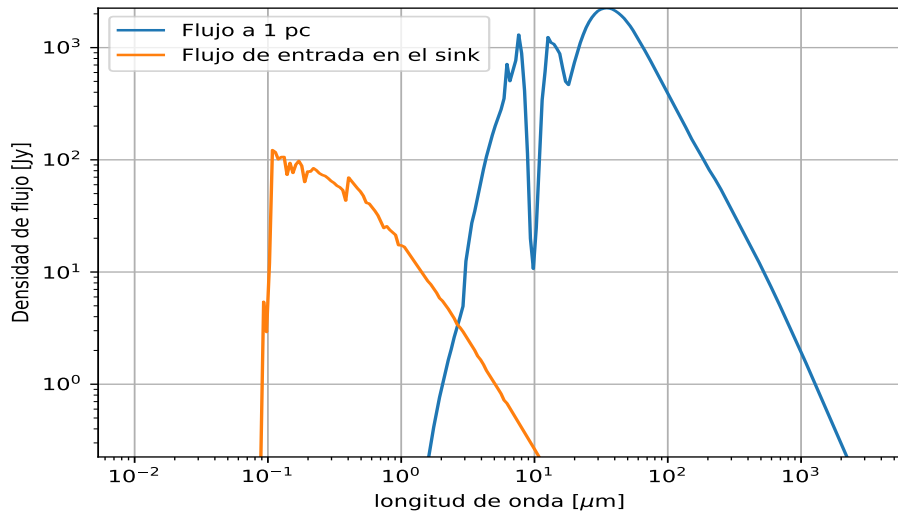


(a) Poblado con luminosidad máxima

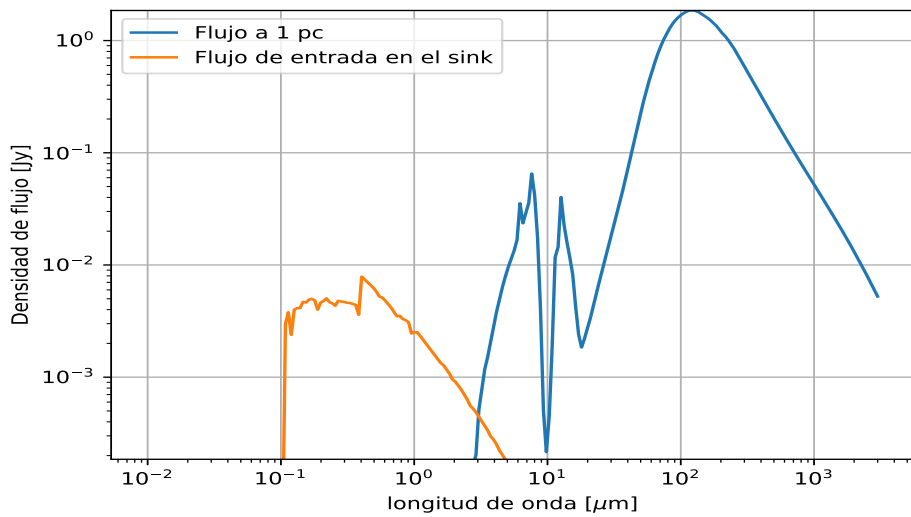


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.16: PS 16, de masa $0.248 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 0.719 Myr.

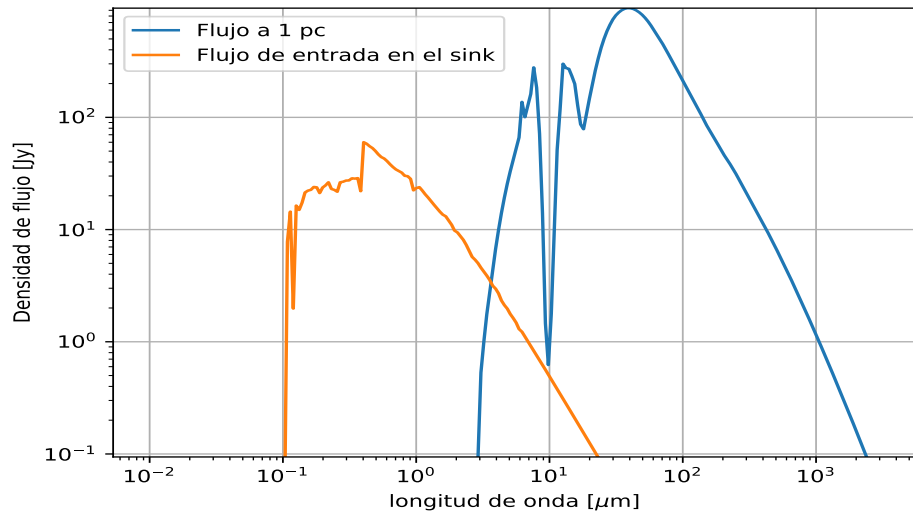


(a) Poblado con luminosidad máxima

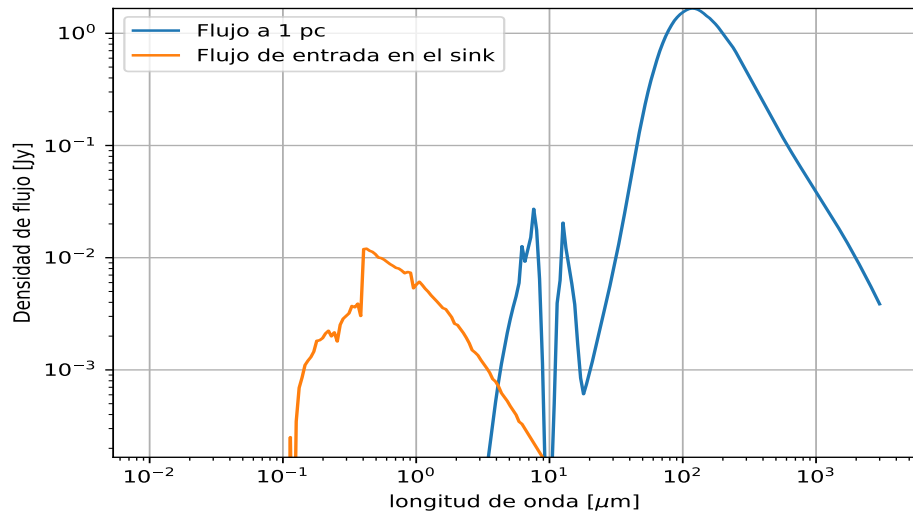


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.17: PS 17, de masa $0.222 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 2.057 Myr.

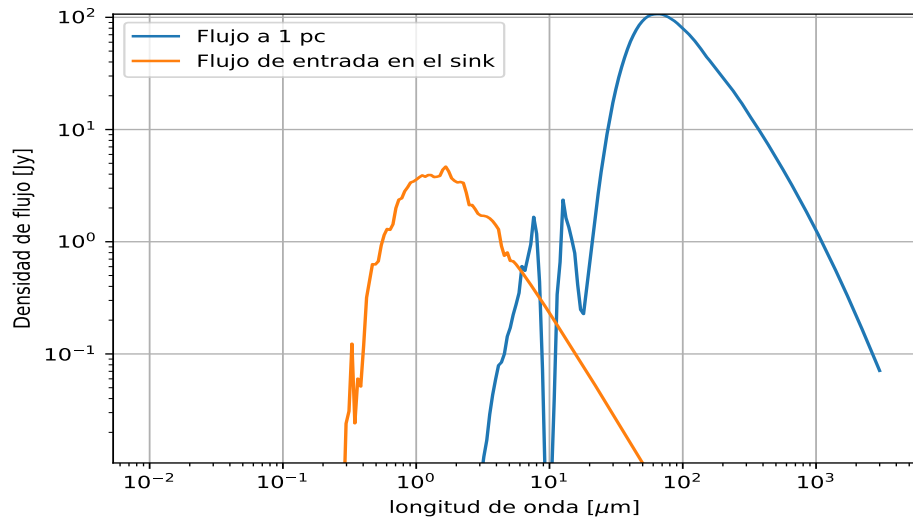


(a) Poblado con luminosidad máxima

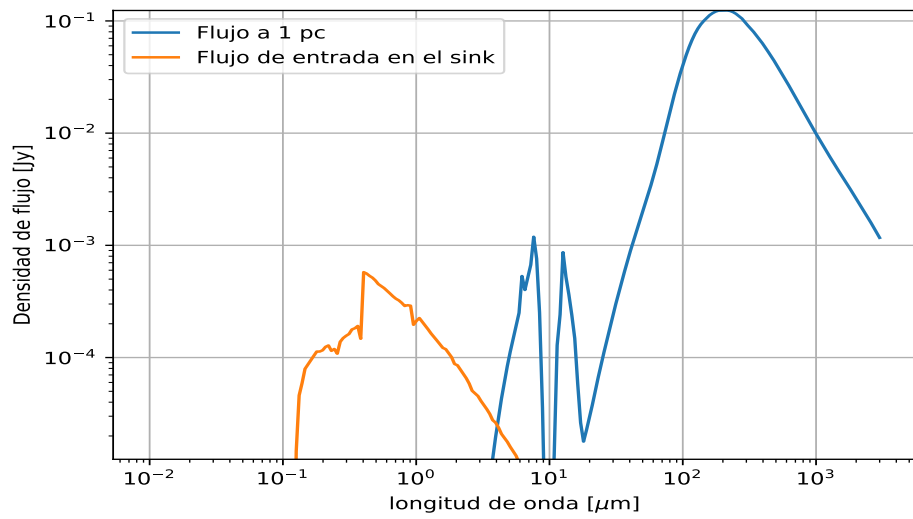


(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.18: PS 18, de masa $0.165 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 0.212 Myr.



(a) Poblado con luminosidad máxima



(b) Poblado con luminosidad mínima

Figura A.19: PS 19, de masa $0.049 \times 10^2 M_{\odot}$ y edad 1.305 Myr.

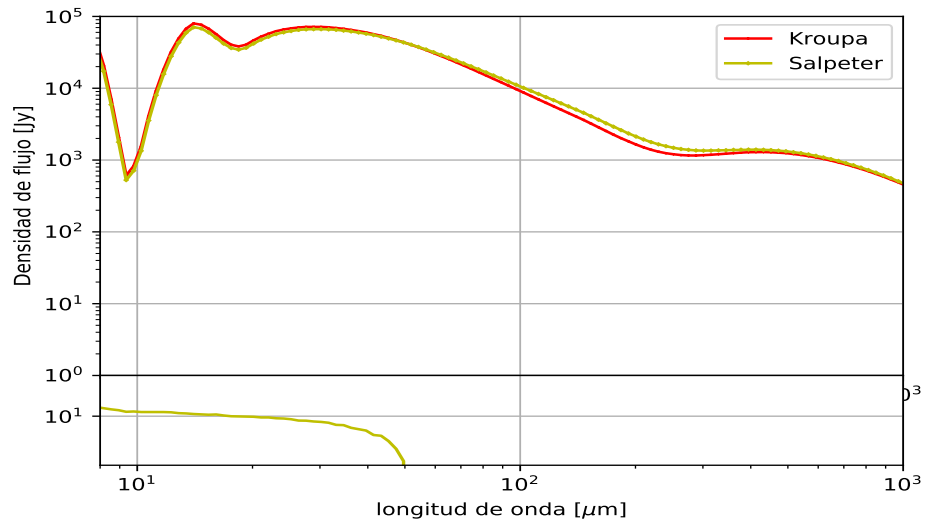


Figura A.20: polvo Draine y Li

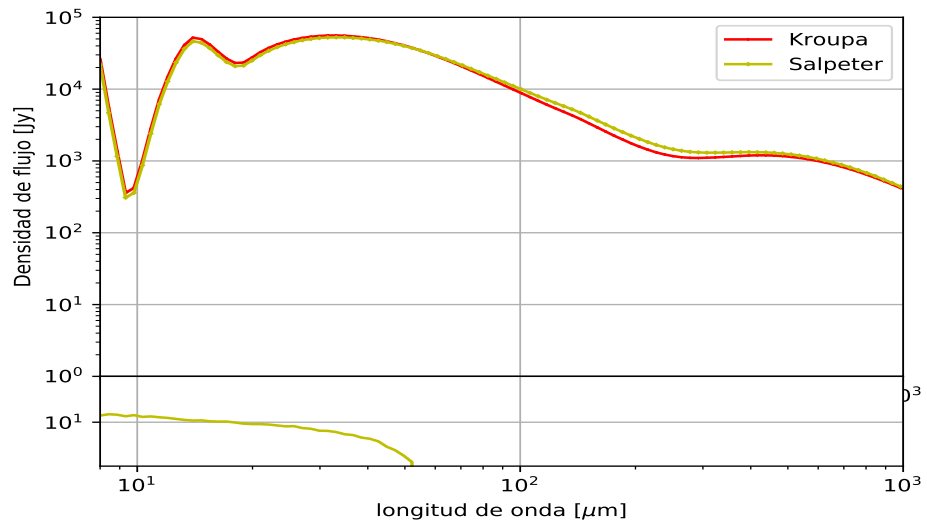


Figura A.21: polvo MRN

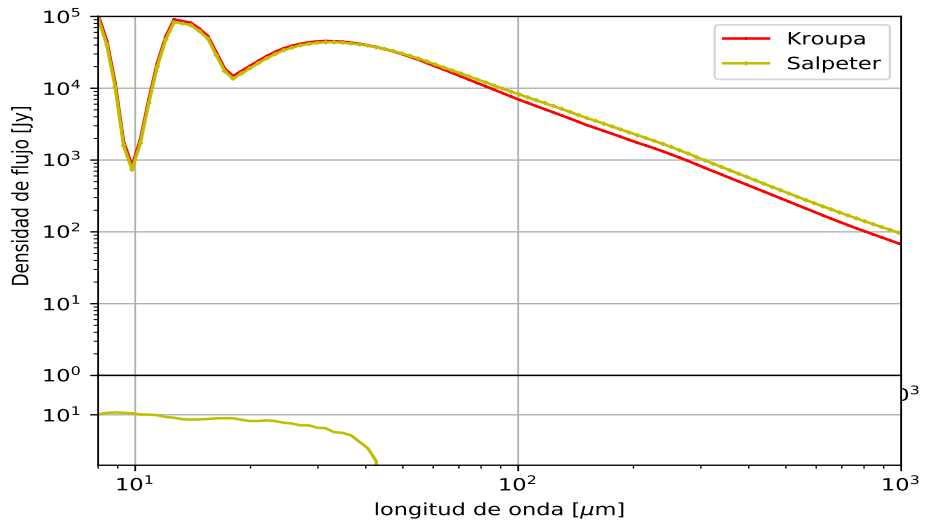


Figura A.22: polvo THEMIS

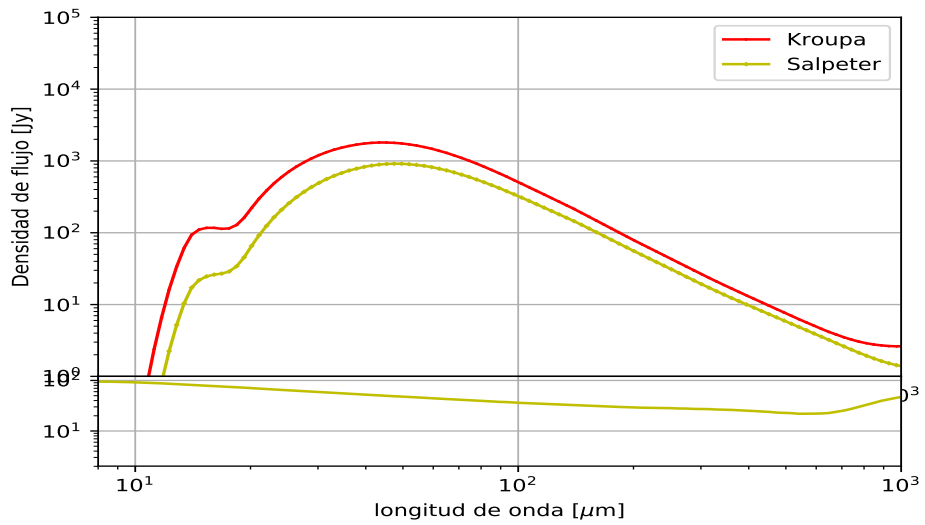


Figura A.23: polvo Draine y Li

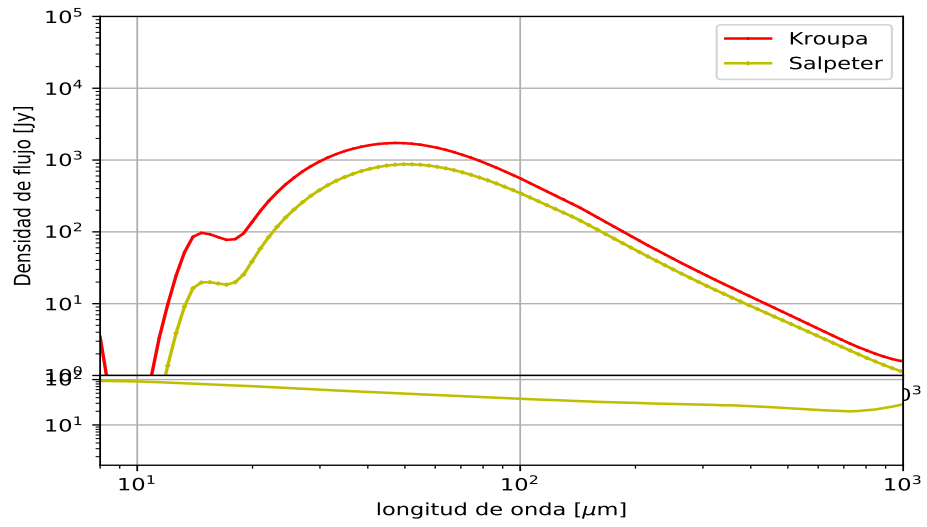


Figura A.24: polvo MRN

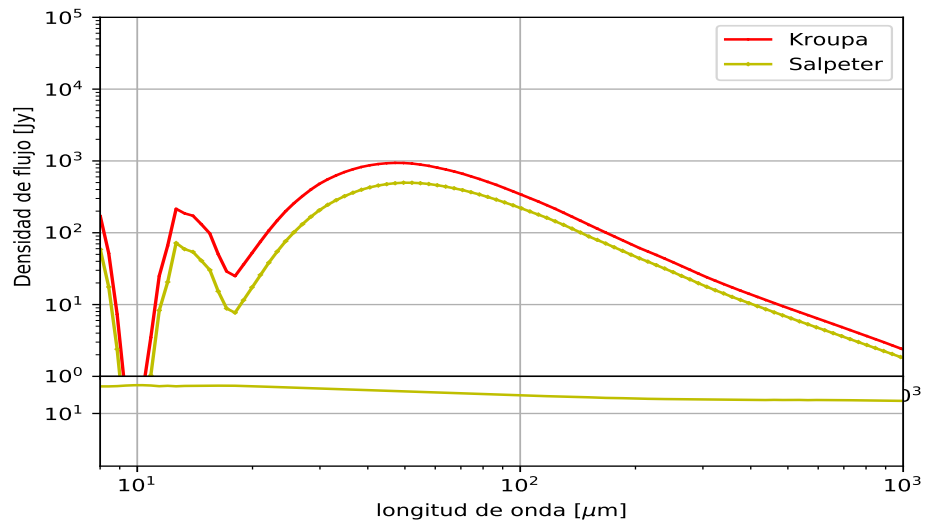


Figura A.25: polvo THEMIS

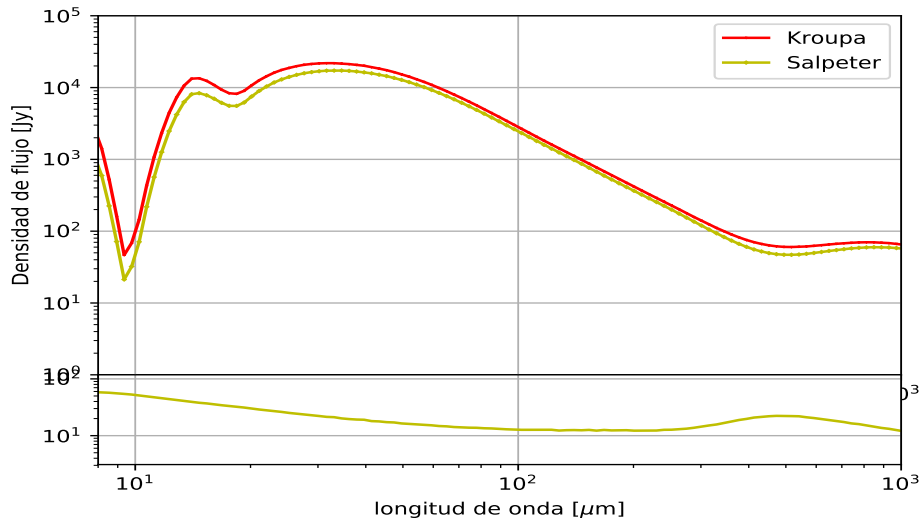


Figura A.26: polvo Draine y Li

IMF, y usando diferentes mezclas de polvo.

A.4.4. Muestreo mediana

Ahora, vemos las SEDs de las simulaciones, poblando las PS con la luminosidad bolométrica que corresponde a la mediana de la muestra, pero con diferente IMF, y usando diferentes mezclas de polvo.

A.4.5. Muestreo aleatorio

A continuación, vemos las SEDs de las simulaciones, poblando las PS tomando de forma aleatoria la luminosidad bolométrica pero con diferente IMF, y usando diferentes mezclas de polvo.

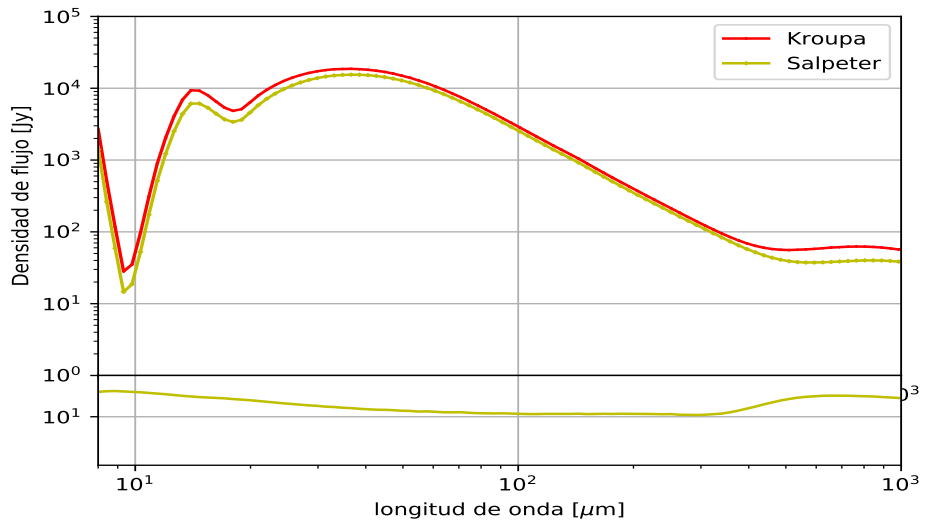


Figura A.27: polvo MRN

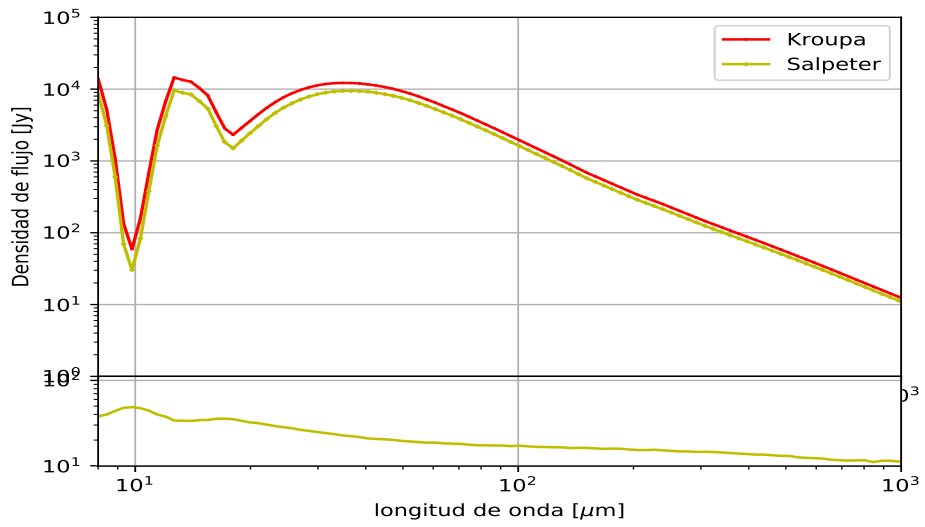


Figura A.28: polvo THEMIS

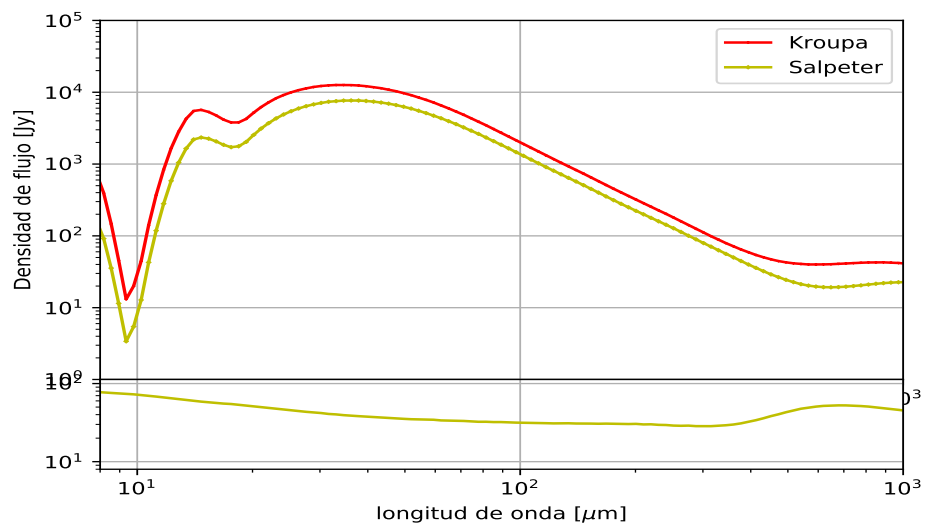


Figura A.29: polvo Draine y Li

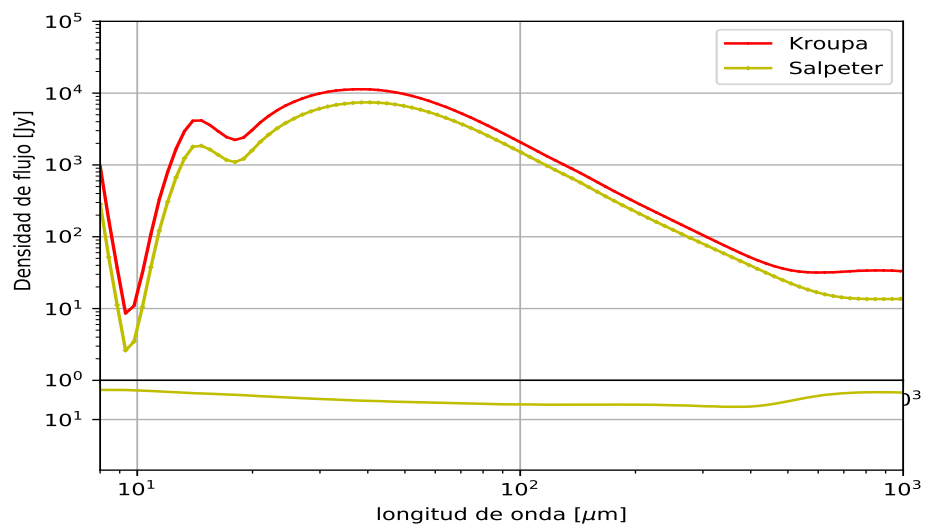


Figura A.30: polvo MRN

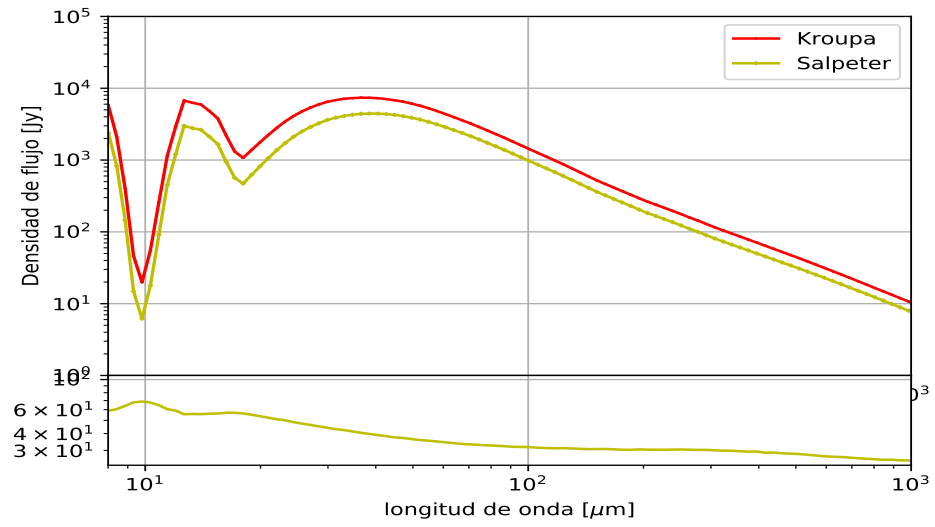


Figura A.31: polvo THEMIS

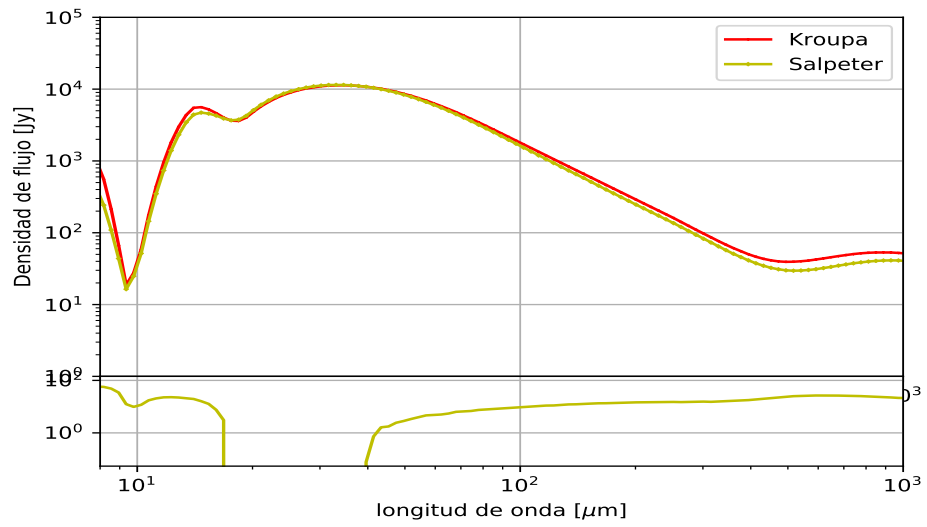


Figura A.32: polvo Draine y Li

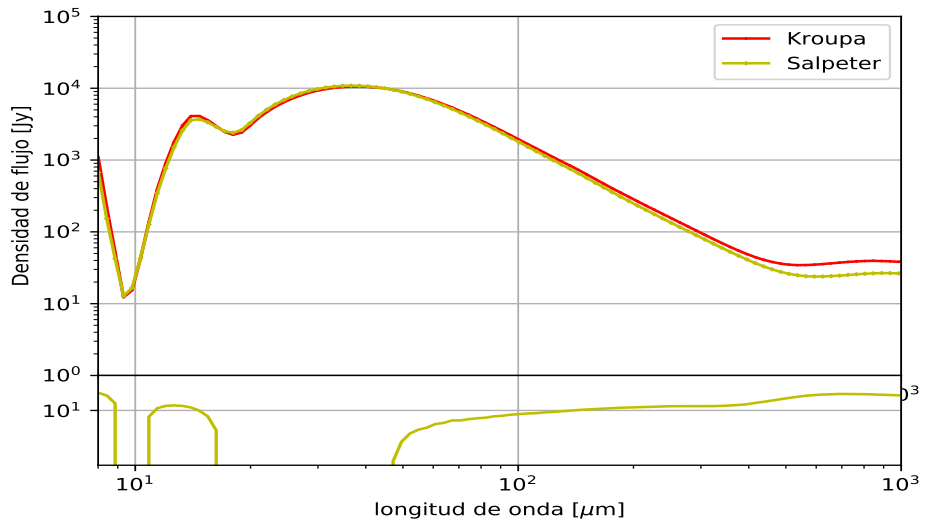


Figura A.33: polvo MRN

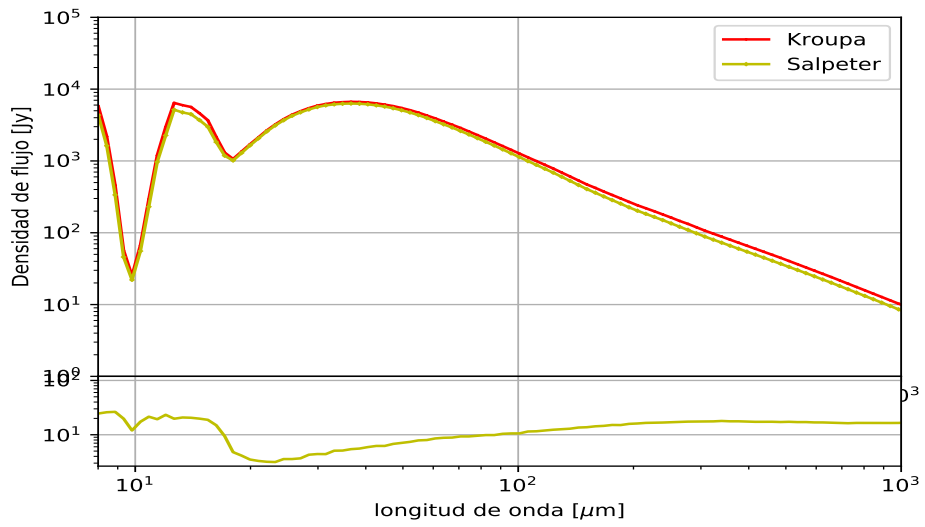


Figura A.34: polvo THEMIS

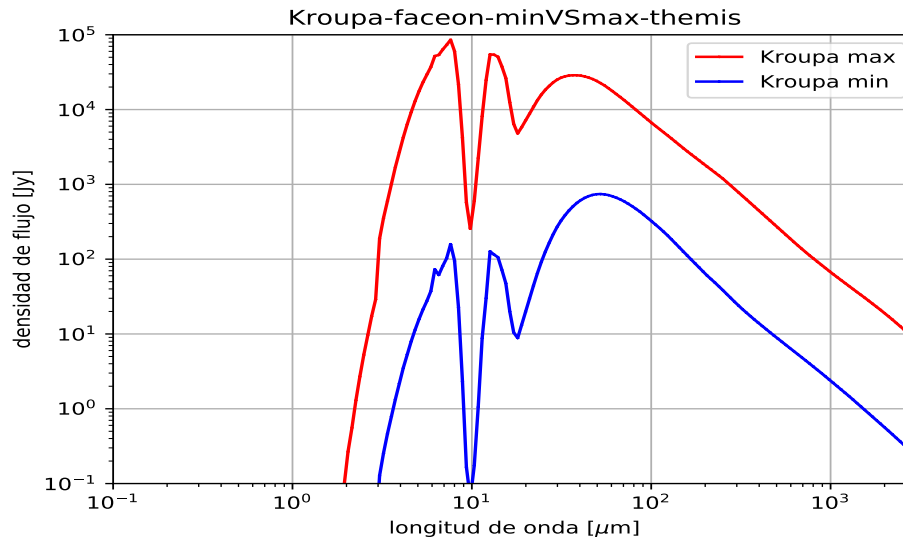


Figura A.35: polvo THEMIS

A.5. Diferencias entre poblar las PS con la máxima y mínima luminosidad

A.5.1. Kroupa mínima y máxima luminosidad

En las siguientes figuras (las figuras [A.35](#) a [A.37](#)) vemos las simulaciones donde comparamos la SED, para una sola IMF, cuando poblamos las PS con la máxima y mínima luminosidad. En este caso usando la IMF de Kroupa.

A.5.2. Salpeter mínima y máxima luminosidad

En las siguientes figuras vemos las simulaciones donde comparamos la SED, para una sola IMF, cuando poblamos las PS con la máxima y mínima luminosidad. En este caso usando la IMF de Salpeter.

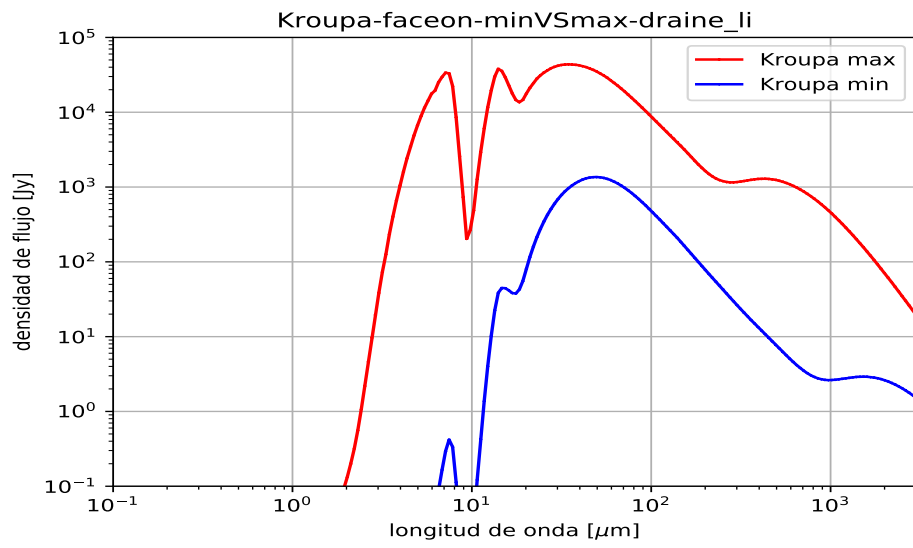


Figura A.36: polvo Draine y Li

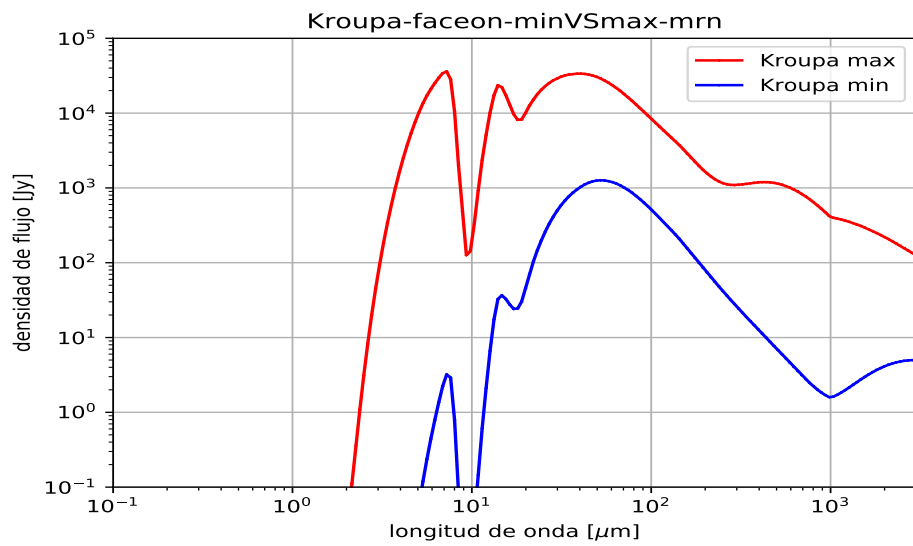


Figura A.37: polvo MRN

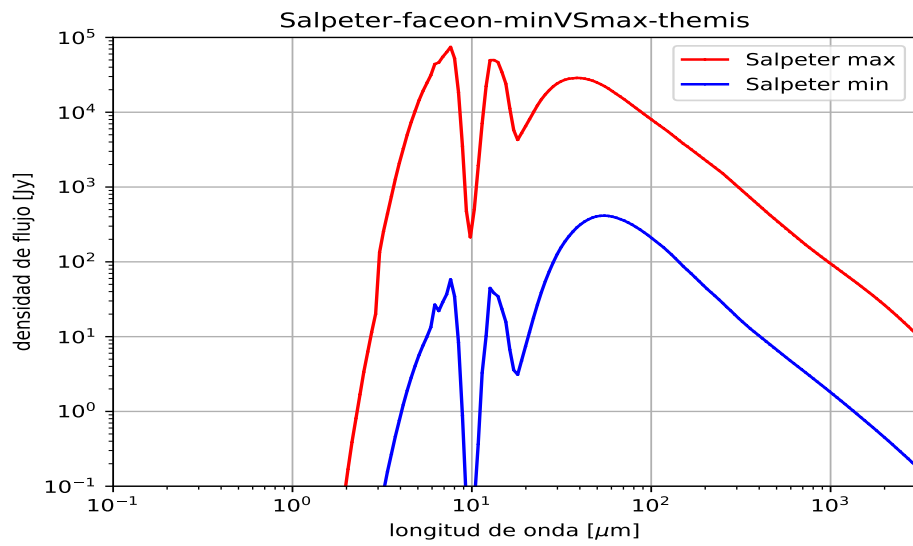


Figura A.38: polvo THEMIS

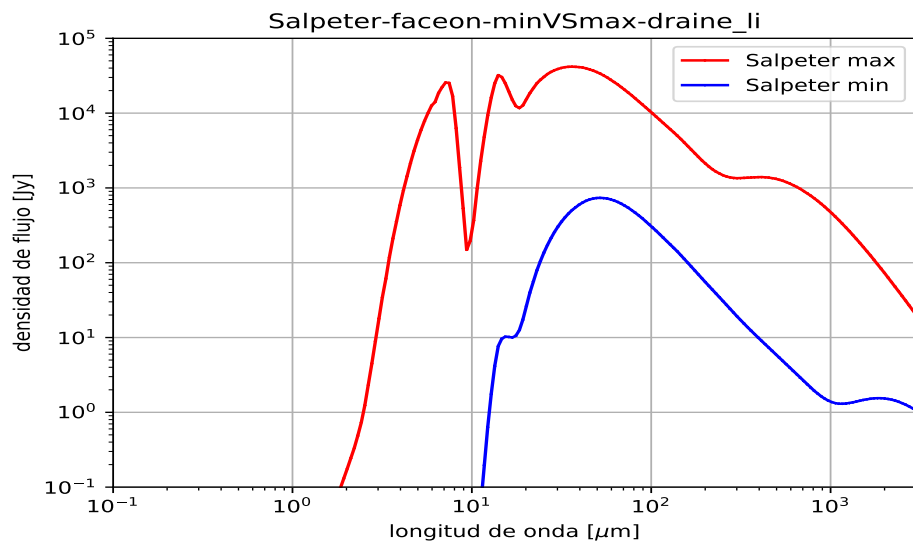


Figura A.39: polvo Draine y Li

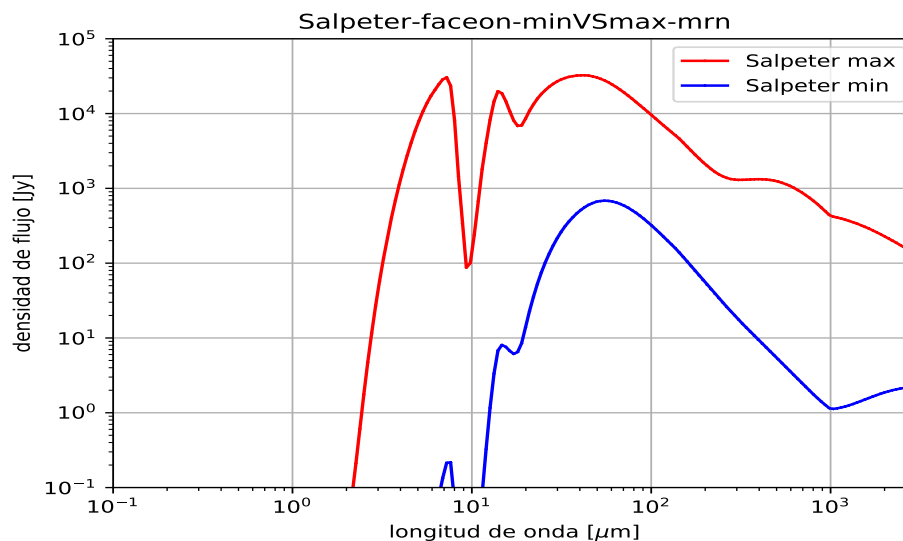


Figura A.40: polvo MRN

A.6. Diferencias entre IMFs al poblar las PS

En esta sección se encuentra la comparación de las SEDs entre las IMF para cada mezcla de polvo, en donde las PS se poblaron con la máxima (figuras A.41, A.42, A.43) y con la mínima (figuras A.44, A.45, A.46) luminosidad bolométrica.

A.6.1. Usando la máxima luminosidad en las PS.

A.6.2. Usando la mínima luminosidad en las PS.

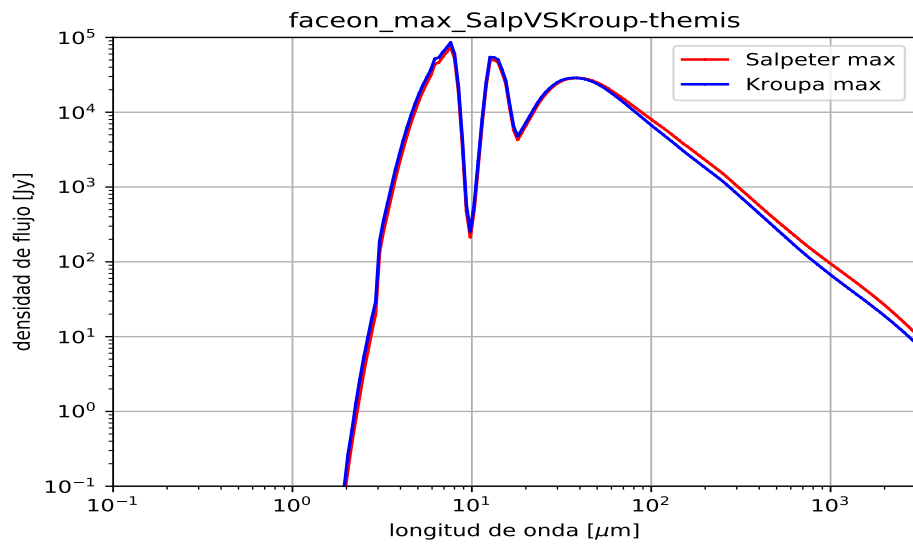


Figura A.41: Poblado las PS con la máxima luminosidad. Mezcla THEMIS.

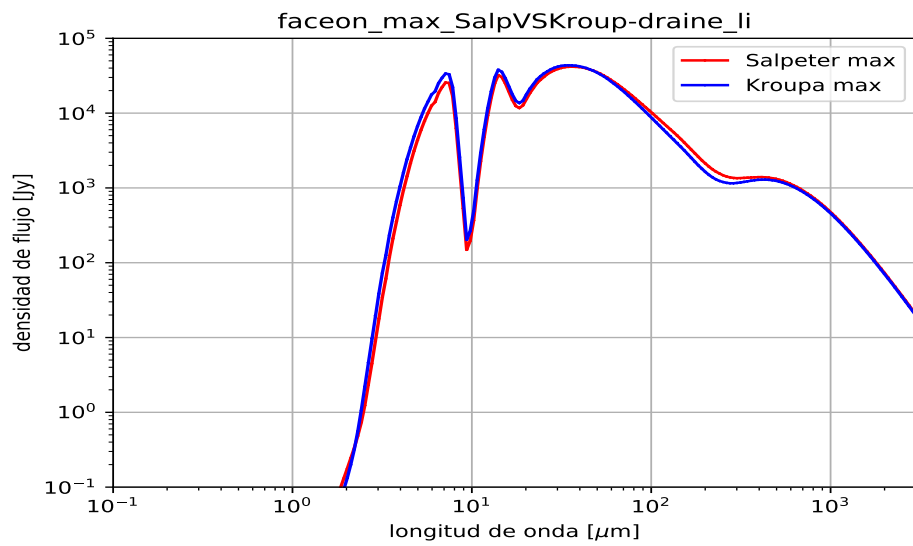


Figura A.42: Poblado las PS con la máxima luminosidad. Mezcla Draine y Li.

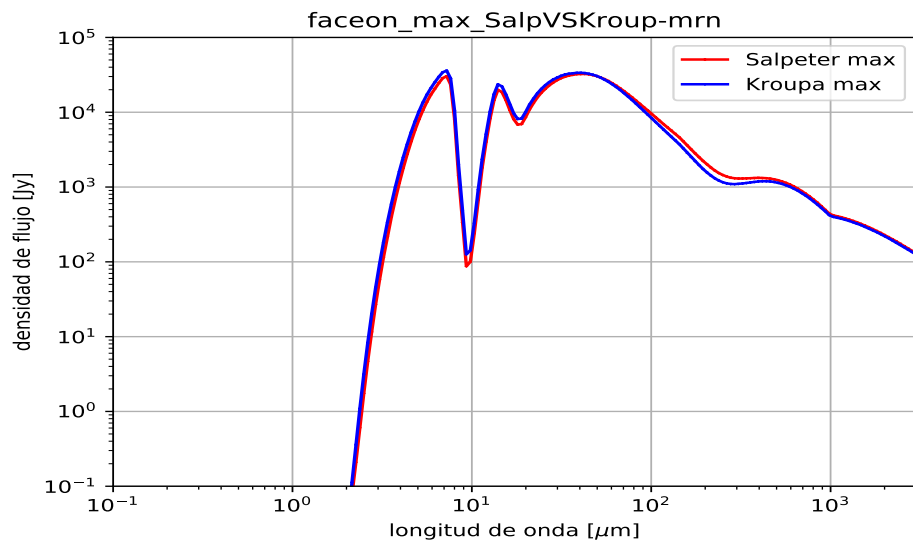


Figura A.43: Poblando las PS con la máxima luminosidad. Mezcla MRN.

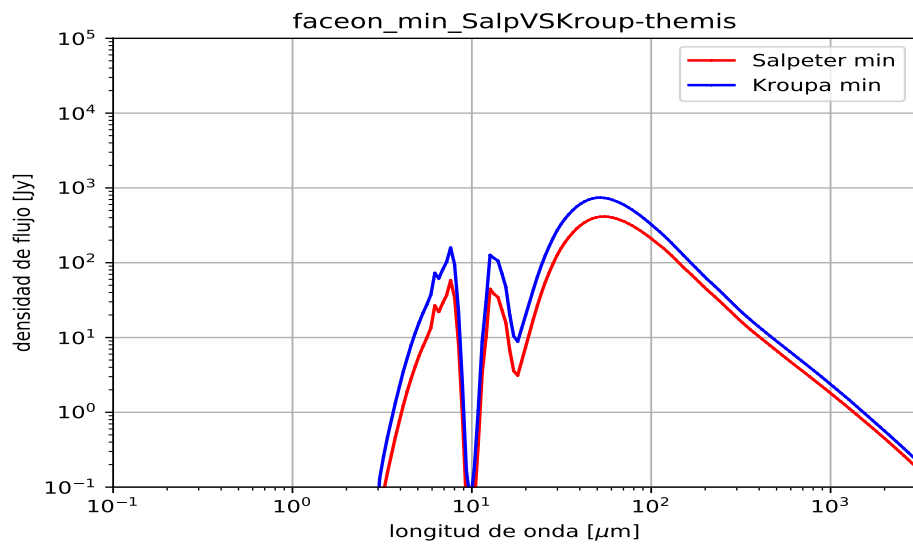


Figura A.44: Poblando las PS con la mínima luminosidad. Mezcla THEMIS.

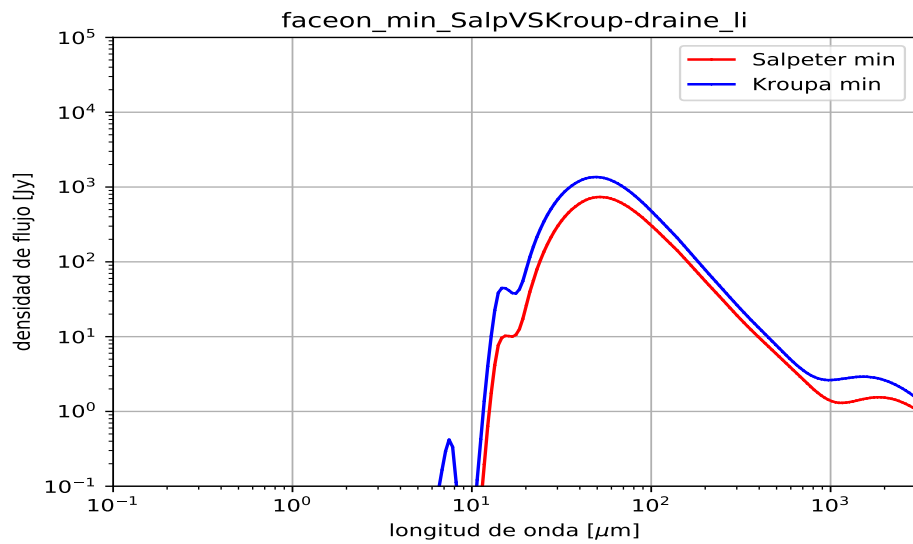


Figura A.45: Poblando las PS con la mínima luminosidad. Mezcla Draine y Li.

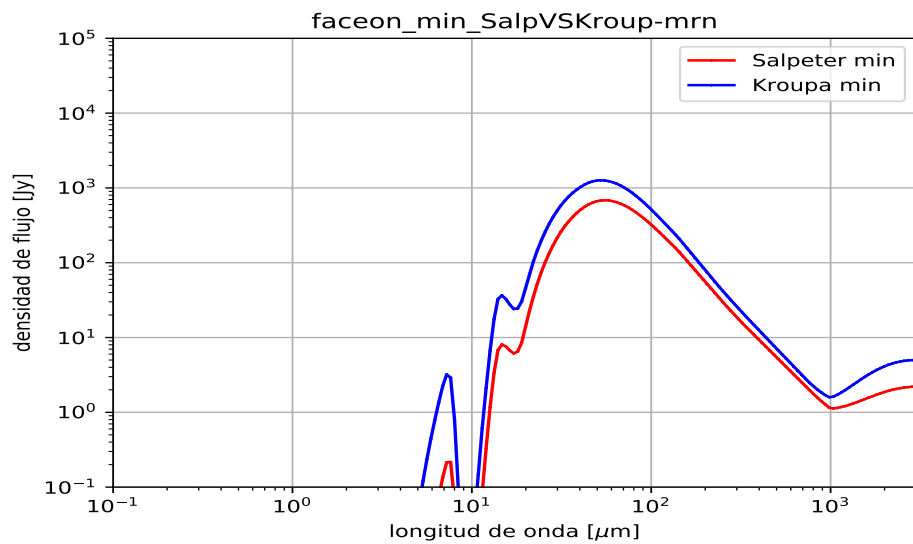


Figura A.46: Poblando las PS con la mínima luminosidad. Mezcla MRN.

Bibliografía

- Ali, A., Harries, T. J., y Douglas, T. A. (2018). Modelling massive star feedback with monte carlo radiation hydrodynamics: photoionization and radiation pressure in a turbulent cloud. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 477(4):5422–5436.
- Baes, M., Verstappen, J., De Looze, I., Fritz, J., Saftly, W., Pérez, E. V., Stalevski, M., y Valcke, S. (2011). Efficient three-dimensional nlte dust radiative transfer with skirt. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 196(2):22.
- Bate, M. R., Bonnell, I. A., y Bromm, V. (2003). The formation of a star cluster: predicting the properties of stars and brown dwarfs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 339(3):577–599.
- Beck, R. (2001). Galactic and Extragalactic Magnetic Fields. *SSR*, 99:243–260.
- Binder, B. A. y Povich, M. S. (2018). A multiwavelength look at galactic massive star-forming regions. *The Astrophysical Journal*, 864(2):136.
- Bohlin, R., Savage, B., y Drake, J. (1977). A survey of interstellar hi from l alpha absorption measurements 2.
- Bronfman, L., Nyman, L., y Thaddeus, P. (1989). The largest molecular cloud complexes in the southern milky way. In *The Physics and Chemistry of Interstellar Molecular Clouds: mm and Sub-mm Observations in Astrophysics*, pages 139–139. Springer.

- Bruzual, G. y Charlot, S. (2003). Stellar population synthesis at the resolution of 2003. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 344(4):1000–1028.
- Burgh, E. B., McCandliss, S. R., y Feldman, P. D. (2002). Rocket observations of far-ultraviolet dust scattering in ngc 2023. *The Astrophysical Journal*, 575(1):240.
- Calzetti, D., Bohlin, R. C., Gordon, K. D., Witt, A. N., y Bianchi, L. (1995). Scattering properties of the dust in the reflection nebula ic 435. *The Astrophysical Journal*, 446:L97.
- Camps, P. y Baes, M. (2015). Skirt: An advanced dust radiative transfer code with a user-friendly architecture. *Astronomy and Computing*, 9:20–33.
- Chabrier, G. (2003). Galactic stellar and substellar initial mass function. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115(809):763.
- Charlot, S. y Bruzual, G. (2019, en preparación). Stellar population synthesis. En preparación.
- Charlot, S. y Bruzual A, G. (1991). Stellar population synthesis revisited. *The Astrophysical Journal*, 367:126–140.
- Compiègne, M., Verstraete, L., Jones, A., Bernard, J.-P., Boulanger, F., Flagey, N., Le Bourlot, J., Paradis, D., y Ysard, N. (2013). Dustem: Dust extinction and emission modelling. *Astrophysics Source Code Library*.
- De Geyter, G., Baes, M., Camps, P., Fritz, J., De Looze, I., Hughes, T. M., Viaene, S., y Gentile, G. (2014). The distribution of interstellar dust in CALIFA edge-on galaxies via oligochromatic radiative transfer fitting. *MNRAS*, 441(1):869–885.
- De Geyter, G., Baes, M., De Looze, I., Bendo, G. J., Bourne, N., Camps, P., Cooray, A., De Zotti, G., Dunne, L., Dye, S., Eales, S. A., Fritz, J., Furlanetto,

- C., Gentile, G., Hughes, T. M., Ivison, R. J., Maddox, S. J., Michałowski, M. J., Smith, M. W. L., Valiante, E., y Viaene, S. (2015). Dust energy balance study of two edge-on spiral galaxies in the Herschel-ATLAS survey. *MNRAS*, 451(2):1728–1739.
- De Looze, I., Baes, M., Bendo, G. J., Ciesla, L., Cortese, L., de Geyter, G., Groves, B., Boquien, M., Boselli, A. r., Brondeel, L., Cooray, A., Eales, S., Fritz, J., Galliano, F., Gentile, G., Gordon, K. D., Hony, S., Law, K.-H., Madden, S. C., Sauvage, M., Smith, M. W. L., Spinoglio, L., y Verstappen, J. (2012a). The dust energy balance in the edge-on spiral galaxy NGC 4565. *MNRAS*, 427(4):2797–2811.
- De Looze, I., Baes, M., Fritz, J., y Verstappen, J. (2012b). Panchromatic radiative transfer modelling of stars and dust in the Sombrero galaxy. *MNRAS*, 419(1):895–903.
- Devroye, L. (1986). Sample-based non-uniform random variate generation. In *Proceedings of the 18th conference on Winter simulation*, pages 260–265. ACM.
- Draine, B. (1989). On the interpretation of the $\lambda 2175$ Å feature. In *Symposium-International Astronomical Union*, volume 135, pages 313–327. Cambridge University Press.
- Draine, B. T. (2003). Interstellar dust grains. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 41(1):241–289.
- Draine, B. T. (2019). Draine web page. url<https://www.astro.princeton.edu/~draine/>.
- Draine, B. T., Dale, D., Bendo, G., Gordon, K., Smith, J., Armus, L., Engelbracht, C., Helou, G., Kennicutt Jr, R., Li, A., et al. (2007). Dust masses, pah abundances, and starlight intensities in the sings galaxy sample. *The Astrophysical Journal*, 663(2):866.

- Draine, B. T. y Li, A. (2001). Infrared emission from interstellar dust. i. stochastic heating of small grains. *The Astrophysical Journal*, 551(2):807.
- Field, G. B. (1965). Thermal Instability. *ApJ*, 142:531.
- Fitzpatrick, E. L. (1999). Correcting for the effects of interstellar extinction. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 111(755):63.
- Fryxell, B., Olson, K., Ricker, P., Timmes, F. X., Zingale, M., Lamb, D. Q., MacNeice, P., Rosner, R., Truran, J. W., y Tufo, H. (2000). FLASH: An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flashes. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 131:273–334.
- Galliano, F., Galametz, M., y Jones, A. P. (2018). The interstellar dust properties of nearby galaxies. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 56(1):673–713.
- Grabelsky, D., Cohen, R., Bronfman, L., y Thaddeus, P. (1988). Molecular clouds in the carina arm-the largest objects, associated regions of star formation, and the carina arm in the galaxy. *The Astrophysical Journal*, 331:181–196.
- Greenberg, J. M., Chlewicki, G., et al. (1983). A far-ultraviolet extinction law-what does it mean? *Astrophysical Journal*, 272:563.
- Griffin, M. J., Abergel, A., Abreu, A., Ade, P. A. R., André, P., Augueres, J. L., Babbedge, T., Bae, Y., Baillie, T., Baluteau, J. P., Barlow, M. J., Bendo, G., Benielli, D., Bock, J. J., Bonhomme, P., Brisbin, D., Brockley-Blatt, C., Caldwell, M., Cara, C., Castro-Rodriguez, N., Cerulli, R., Chanical, P., Chen, S., Clark, E., Clements, D. L., Clerc, L., Coker, J., Communal, D., Conversi, L., Cox, P., Crumb, D., Cunningham, C., Daly, F., Davis, G. R., de Antoni, P., Delderfield, J., Devin, N., di Giorgio, A., Didschuns, I., Dohlen, K., Donati, M., Dowell, A., Dowell, C. D., Duband, L., Dumaye, L., Emery, R. J., Ferlet, M., Ferrand, D., Fontignie, J., Fox, M., Franceschini, A., Frerking, M.,

- Fulton, T., Garcia, J., Gastaud, R., Gear, W. K., Glenn, J., Goizel, A., Griffin, D. K., Grundy, T., Guest, S., Guillemet, L., Hargrave, P. C., Harwit, M., Hastings, P., Hatziminaoglou, E., Herman, M., Hinde, B., Hristov, V., Huang, M., Imhof, P., Isaak, K. J., Israelsson, U., Ivison, R. J., Jennings, D., Kiernan, B., King, K. J., Lange, A. E., Latter, W., Laurent, G., Laurent, P., Leeks, S. J., Lellouch, E., Levenson, L., Li, B., Li, J., Lilienthal, J., Lim, T., Liu, S. J., Lu, N., Madden, S., Mainetti, G., Marliani, P., McKay, D., Mercier, K., Molinari, S., Morris, H., Moseley, H., Mulder, J., Mur, M., Naylor, D. A., Nguyen, H., O'Halloran, B., Oliver, S., Olofsson, G., Olofsson, H. G., Orfei, R., Page, M. J., Pain, I., Panuzzo, P., Papageorgiou, A., Parks, G., Parr-Burman, P., Pearce, A., Pearson, C., Pérez-Fournon, I., Pinsard, F., Pisano, G., Podosek, J., Pohlen, M., Polehampton, E. T., Pouliquen, D., Rigopoulou, D., Rizzo, D., Roseboom, I. G., Roussel, H., Rowan-Robinson, M., Rownd, B., Saraceno, P., Sauvage, M., Savage, R., Savini, G., Sawyer, E., Scharnberg, C., Schmitt, D., Schneider, N., Schulz, B., Schwartz, A., Shafer, R., Shupe, D. L., Sibthorpe, B., Sidher, S., Smith, A., Smith, A. J., Smith, D., Spencer, L., Stobie, B., Sudiwala, R., Sukhatme, K., Surace, C., Stevens, J. A., Swinyard, B. M., Trichas, M., Tourette, T., Triou, H., Tseng, S., Tucker, C., Turner, A., Vaccari, M., Valtchanov, I., Vigroux, L., Virique, E., Voellmer, G., Walker, H., Ward, R., Waskett, T., Weilert, M., Wesson, R., White, G. J., Whitehouse, N., Wilson, C. D., Winter, B., Woodcraft, A. L., Wright, G. S., Xu, C. K., Zavagno, A., Zemcov, M., Zhang, L., y Zonca, E. (2010). The Herschel-SPIRE instrument and its in-flight performance. *A&A*, 518:L3.
- Guhathakurta, P. y Draine, B. (1989). Temperature fluctuations in interstellar grains. i-computational method and sublimation of small grains. *The Astrophysical Journal*, 345:230–244.
- Harries, T. J. (2015). Radiation-hydrodynamical simulations of massive star formation using monte carlo radiative transfer–i. algorithms and numerical methods. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 448(4):3156–3166.

- Hartmann, L., Ballesteros-Paredes, J., y Bergin, E. A. (2001). Rapid Formation of Molecular Clouds and Stars in the Solar Neighborhood. *ApJ*, 562:852–868.
- Helmich, F. (2010). An Overview of Demonstration Science from Herschel’s Heterodyne Spectrometer for the Far Infrared (HIFI). In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #215*, volume 215 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 211.02.
- Heyer, M., Krawczyk, C., Duval, J., y Jackson, J. M. (2009). Re-examining Larson’s scaling relationships in galactic molecular clouds. *The Astrophysical Journal*, 699(2):1092.
- Hubber, D., Ercolano, B., y Dale, J. (2015). Observing gas and dust in simulations of star formation with monte carlo radiation transport on voronoi meshes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 456(1):756–766.
- Ishii, H. A., Bradley, J. P., Bechtel, H. A., Brownlee, D. E., Bustillo, K. C., Ciston, J., Cuzzi, J. N., Floss, C., y Joswiak, D. J. (2018). Multiple generations of grain aggregation in different environments preceded solar system body formation. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 115(26):6608–6613.
- Issa, M., MacLaren, I., y Wolfendale, A. (1990). Dust-to-gas ratio and metallicity variations in nearby galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 236:237–241.
- Jessberger, E. K., Stephan, T., Rost, D., Arndt, P., Maetz, M., Stadermann, F. J., Brownlee, D. E., Bradley, J. P., y Kurat, G. (2001). Properties of interplanetary dust: Information from collected samples. In *Interplanetary dust*, pages 253–294. Springer.
- Jones, A. P., Köhler, M., Ysard, N., Bocchio, M., y Verstraete, L. (2017). The global dust modelling framework themis. *A&A*, 602:A46.
- Joye, W. y Mandel, E. (2003). New features of saomage ds9. In *Astronomical data analysis software and systems XII*, volume 295, page 489.

- Koepferl, C. M., Robitaille, T. P., y Dale, J. E. (2017a). Insights from Synthetic Star-forming Regions. II. Verifying Dust Surface Density, Dust Temperature, and Gas Mass Measurements with Modified Blackbody Fitting. *ApJ*, 849(1):1.
- Koepferl, C. M., Robitaille, T. P., y Dale, J. E. (2017b). Insights from Synthetic Star-forming Regions. III. Calibration of Measurement and Techniques of Star Formation Rates. *ApJ*, 849(1):2.
- Koepferl, C. M., Robitaille, T. P., Dale, J. E., y Biscani, F. (2017c). Insights from Synthetic Star-forming Regions. I. Reliable Mock Observations from SPH Simulations. *ApJS*, 233(1):1.
- Kroupa, P. (2001). On the variation of the initial mass function. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 322(2):231–246.
- Kroupa, P. (2002). The initial mass function of stars: evidence for uniformity in variable systems. *Science*, 295(5552):82–91.
- Kruegel, E. (2003). *The physics of interstellar dust*.
- Kurosawa, R., Harries, T. J., Bate, M. R., y Symington, N. H. (2004). Synthetic infrared images and spectral energy distributions of a young low-mass stellar cluster. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 351(4):1134–1150.
- Li, A. y Draine, B. (2001). Infrared emission from interstellar dust. ii. the diffuse interstellar medium. *The Astrophysical Journal*, 554(2):778.
- Lisenfeld, U. y Ferrara, A. (1998). Dust-to-gas ratio and metal abundance in dwarf galaxies. *The Astrophysical Journal*, 496(1):145.
- Maarten y Camps (2019). Skirt. [urlhttp://www.skirt.ugent.be](http://www.skirt.ugent.be).
- Mathis, J. S., Rumpl, W., y Nordsieck, K. H. (1977). The size distribution of interstellar grains. *The Astrophysical Journal*, 217:425–433.

- NASA (2019). sstardust nasa. url<https://stardust.jpl.nasa.gov/home/index.html>.
- Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T., Crone, G., Doyle, D., Gageur, U., Heras, A. M., Jewell, C., Metcalfe, L., Ott, S., y Schmidt, M. (2010). Herschel Space Observatory. An ESA facility for far-infrared and submillimetre astronomy. *A&A*, 518:L1.
- Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N., Feuchtgruber, H., Vandenbussche, B., Rodríguez, L., Krause, O., Renotte, E., van Hoof, C., Saraceno, P., Cepa, J., Kerschbaum, F., Agnèse, P., Ali, B., Altieri, B., Andreani, P., Augeres, J. L., Balog, Z., Barl, L., Bauer, O. H., Belbachir, N., Benedettini, M., Billot, N., Boulade, O., Bischof, H., Blommaert, J., Callut, E., Cara, C., Cerulli, R., Cesarsky, D., Contursi, A., Creten, Y., De Meester, W., Doublier, V., Doumayrou, E., Duband, L., Exter, K., Genzel, R., Gillis, J. M., Grözinger, U., Henning, T., Herreros, J., Huygen, R., Inguscio, M., Jakob, G., Jamar, C., Jean, C., de Jong, J., Katterloher, R., Kiss, C., Klaas, U., Lemke, D., Lutz, D., Madden, S., Marquet, B., Martignac, J., Mazy, A., Merken, P., Montfort, F., Morbidelli, L., Müller, T., Nielbock, M., Okumura, K., Orfei, R., Ottensamer, R., Pezzuto, S., Popesso, P., Putzeys, J., Regibo, S., Reveret, V., Royer, P., Sauvage, M., Schreiber, J., Stegmaier, J., Schmitt, D., Schubert, J., Sturm, E., Thiel, M., Tofani, G., Vavrek, R., Wetzstein, M., Wieprecht, E., y Wiezorek, E. (2010). The Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS) on the Herschel Space Observatory. *A&A*, 518:L2.
- Salpeter, E. E. (1955). The luminosity function and stellar evolution. *The Astrophysical Journal*, 121:161.
- Schmidt, G., Cohen, M., y Margon, B. (1980). Discovery of optical molecular emission from the bipolar nebula surrounding hd 44179. *The Astrophysical Journal*, 239:L133–L138.
- Smith, C. H., Wright, C. M., Aitken, D. K., Roche, P. F., y Hough, J. H. (2000).

- Studies in mid-infrared spectropolarimetry—ii. an atlas of spectra. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 312(2):327–361.
- Solomon, P., Rivolo, A., Barrett, J., y Yahil, A. (1987). Mass, luminosity, and line width relations of galactic molecular clouds. *The Astrophysical Journal*, 319:730–741.
- Steinacker, J., Baes, M., y D. Gordon, K. (2013). Three-dimensional dust radiative transfer. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 51.
- Steinacker, J., Baes, M., y Gordon, K. D. (2013). Three-Dimensional Dust Radiative Transfer*. *Annu. Rev. Astron. Astrophys*, 51(1):63–104.
- Szomoru, A. y Guhathakurta, P. (1998). Optical spectroscopy of galactic cirrus clouds:* extended red emission in the diffuse interstellar medium. *The Astrophysical Journal Letters*, 494(1):L93.
- Tricco, T. S., Price, D. J., y Laibe, G. (2017). Is the dust-to-gas ratio constant in molecular clouds? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 471(1):L52–L56.
- Trumpler, R. J. (1930). Absorption of light in the galactic system. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 42(248):214–227.
- Vázquez-Semadeni, E., Palau, A., Ballesteros-Paredes, J., Gómez, G. C., y Zamora-Avilés, M. (2019). Global hierarchical collapse in molecular clouds. towards a comprehensive scenario. *arXiv preprint arXiv:1903.11247*.
- Vázquez-Semadeni, E., Palau, A., Ballesteros-Paredes, J., Gómez, G. C., y Zamora-Avilés, M. (2019). Global Hierarchical Collapse In Molecular Clouds. Towards a Comprehensive Scenario. *arXiv e-prints*, page arXiv:1903.11247.

- Vetterling, W. T., Press, W. H., Teukolsky, S. A., y Flannery, B. P. (2002). *Numerical Recipes Example Book (C++)*: The Art of Scientific Computing. Cambridge University Press.
- Viaene, S., Baes, M., Tamm, A., Tempel, E., Bendo, G., Blommaert, J. A. D. L., Boquien, M., Boselli, A., Camps, P., Cooray, A., De Looze, I., De Vis, P., Fernández-Ontiveros, J. A., Fritz, J., Galametz, M., Gentile, G., Madden, S., Smith, M. W. L., Spinoglio, L., y Verstocken, S. (2017). The Herschel Exploitation of Local Galaxy Andromeda (HELGA). VII. A SKIRT radiative transfer model and insights on dust heating. *A&A*, 599:A64.
- Weingartner, J. C. y Draine, B. (2001). Dust grain-size distributions and extinction in the milky way, large magellanic cloud, and small magellanic cloud. *The Astrophysical Journal*, 548(1):296.
- Welty, D. E. y Fowler, J. R. (1992). Ultraviolet, optical, and infrared observations of the high-latitude molecular cloud toward hd 210121. *The Astrophysical Journal*, 393:193–205.
- Werle, A., Cid Fernandes, R., Vale Asari, N., Bruzual, G., Charlot, S., Gonzalez Delgado, R., y Herpich, F. (2018). Simultaneous analysis of sdss spectra and galex photometry with starlight: method and early results. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483(2):2382–2397.
- Witt, A. N., Thronson Jr, H. A., y Capuano Jr, J. M. (1992). Dust and the transfer of stellar radiation within galaxies. *The Astrophysical Journal*, 393:611–630.
- Witt, A. N. y Vijh, U. P. (2003). Extended red emission: Photoluminescence by interstellar nanoparticles. *arXiv preprint astro-ph/0309674*.
- Zamora-Avilés, M., Vázquez-Semadeni, E., González, R. F., Franco, J., Shore, S. N., Hartmann, L. W., Ballesteros-Paredes, J., Banerjee, R., y Körtgen, B. (2019). Structure and Expansion Law of HII Regions in structured Molecular Clouds. *arXiv e-prints*, page arXiv:1903.01644.