

Producción y propagación de radiación γ en galaxias con formación estelar activa



UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

AUTOR

Paula Kornecki

Director

Leonardo J. Pellizza

Codirectora

Paula Benaglia

Tesis presentada para optar por el grado de Doctora en Astronomía

La Plata, 8 de mayo de 2022

Producción y propagación de radiación γ en galaxias con formación estelar activa

Autor

Paula Kornecki

Firma y aclaración



Directores

Dr. Leonardo J. Pellizza

Director de tesis

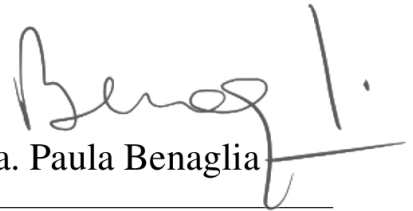
Firma y aclaración



Dra. Paula Benaglia

Codirectora de tesis

Firma y aclaración



Miembros del jurado: Sofía Cora, Diego García Lambas, Mariana Orellana

Dra. Sofía Cora

Presidente del Jurado

Firma y aclaración



Resumen

Más de una docena de galaxias con formación estelar activa han sido detectadas en la banda de rayos γ a energías del GeV por el observatorio *Fermi* y dos de estas en el rango del TeV por los instrumentos VERITAS¹ y H.E.S.S.² Estas galaxias emiten además radiación de carácter no térmica en la banda de radio. Las observaciones muestran que sus luminosidades tanto en radioondas como en rayos γ escalan con sus tasas de formación estelar. Lo anterior respalda la hipótesis de que esta radiación es emitida por rayos cósmicos producidos por sus poblaciones estelares. Una propiedad notable de estas galaxias es la relación cuasi-lineal entre las luminosidades γ y las tasas de formación estelar. El apartamiento de la linealidad de esta relación aún no se ha explicado completamente y la naturaleza de los principales procesos de transporte de rayos cósmicos que dan origen a la emisión no térmica en estas galaxias aún es poco conocida. El objetivo de esta tesis es investigar los principales mecanismos del transporte y enfriamiento de los rayos cósmicos en estas galaxias junto a la forma en que estos contribuyen en el delineado de las relaciones entre las luminosidades y la tasa de formación estelar.

Para llevar a cabo este estudio recopilamos de la literatura un conjunto casi homogéneo de distancias, y observaciones de flujos ultravioleta, óptico, infrarrojo, radio a 150 MHz y 1,4 GHz y de rayos γ para todas las galaxias detectadas por *Fermi* hasta el momento. A partir de estos datos, determinamos distintas correlaciones entre las luminosidades y la tasa de formación estelar y describimos sus tendencias. Por otro lado desarrollamos un modelo teórico que calcula las poblaciones de rayos cósmicos en estos escenarios, teniendo en cuenta su producción, trans-

¹<https://veritas.sao.arizona.edu/>

²<https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>

porte y enfriamiento. El modelo está parametrizado sólo a través de las propiedades globales de las galaxias y describe la emisión no térmica desde radio hasta rayos γ , teniendo en cuenta también la componente térmica producida por el gas ionizado y la absorción asociada. Comparamos las predicciones de nuestro modelo con las observaciones y también nos centramos en la posibilidad de probar el confinamiento de protones en las bandas de rayos X, MeV y TeV.

Encontramos que la relación observada entre la luminosidad de rayos γ y la tasa de formación estelar obtenida de las luminosidades infrarrojas está sesgada hacia pendientes más suaves. Nuestros resultados refuerzan la idea de que las galaxias con alta tasa de formación estelar son calorímetros de rayos cósmicos, y que la región de enfriamiento es del tamaño de un kiloparsec. Además encontramos que el principal mecanismo que genera el escape de protones es la difusión, mientras que el escape de electrones también se produce a través de la advección de vientos impulsados por procesos térmicos o por los mismos rayos cósmicos a altas y bajas tasas de formación estelar respectivamente. Nuestros resultados apoyan globalmente que la turbulencia magnetohidrodinámica es responsable de la dependencia del campo magnético en la tasa de formación estelar y que la fracción de ionización no es constante en todo el rango estudiado de tasas de formación estelar. Concluimos que una visión pancromática de estas correlaciones es clave para imponer fuertes restricciones a los procesos físicos que gobiernan la física no térmica de estas fuentes.

*Dedicada a mi hermana Maia
y a mi abuelo Antolín.*

Prefacio

Esta Tesis es presentada como parte de los requisitos para obtener el título de doctora en Astronomía de la Universidad Nacional de La Plata. La misma contiene los resultados de los estudios desarrollados bajo la dirección del Dr. Leonardo J. Pellizza, y la Dra. Paula Benaglia junto con la colaboración de Dr. Juan Facundo Albacete Colombo y otros investigadores miembros del Grupo de Astrofísica Relativista y Radioastronomía.

En principio quiero agradecer profundamente a mi director el Dr. Leonardo Pellizza. Él me acompañó, guió, enseñó y tuvo confianza tanto en mi como en mi trabajo durante todo el trayecto de mi doctorado; por estas cosas no solo valoro sus habilidades como investigador sino también, su calidad de persona. Quiero agradecer también a Paula Benaglia, quien en el último año ha dedicado su tiempo en transmitirme su valioso conocimiento el cual ayudo a darle un giro interesante a este trabajo. También agradezco a Facundo Albacete Colombo quien también fue parte de esta tesis.

Quiero dar las gracias a la Fundación Supernova y en particular a mi mentora Alba Fernández-Barral, quien me ha apoyado muchísimo en los importantes últimos pasos de mi doctorado. A los integrantes del jurado examinador, la Dra. Sofia Cora, el Dr. Diego García Lambas y la Dra. Mariana Orellana, les agradezco los fructíferos comentarios aportados en pos de mejorar mi trabajo.

Son innumerables las discusiones científicas que tuve con colegas y amigos a quienes agradezco enormemente, y que seguramente de forma implícita parte de esas discusiones aportaron en la calidad de esta investigación. Entre estos colegas y amigos quiero destacar y agradecer a Ana Laura Müller, con quien compartí interesantes debates en los primeros pasos por mi doctorado. También a Gastón Escobar por las incontables charlas de ciencia en diversos contextos y por su gran apoyo. Sin lugar a duda, he aprendido muchísimo de Santiago del Palacio, coautor de mis actuales trabajos, y a quien quiero agradecer por haber prestado su tiempo en horas impensadas para discutir lo necesario. Por último, quiero agradecer profundamente a Enrico Peretti con quien compartí interesantes debates científicos y quien además me acompañó en diversos aspectos de mi carrera estos últimos años. Por fuera de la ciencia quiero agradecer a mis amigos, entre ellos Leonela, Maite, Juani, Keiko, Manuela y por suerte muchos más, quienes estuvieron en los momentos de alegría y no me han soltado la mano en las adversidades. Finalmente agradezco profundamente a mi abuelo Antolín y a mi hermana Maia quienes me apoyaron toda la vida, nunca dudaron de mí y que por esto les dedico esta tesis.

Tabla de contenidos

Resumen	1
Prefacio	4
Tabla de contenidos	6
1. Introducción	1
2. Modelado de la emisión no térmica en SFG	11
2.1. La ecuación de transporte	13
2.2. Escape de CR	17
2.3. Pérdidas radiativas y no radiativas	18
2.4. Productos secundarios	19
2.5. Absorción y emisión libre-libre	22
2.6. Absorción γ - γ y generación de leptones terciarios	24
2.7. Resumen del modelo	25
3. La correlación L_γ vs. SFR observada	27
3.1. Distancias	31

3.2.	Luminosidades y SFR	32
3.3.	L_{IR} como trazadora de la SFR	35
3.4.	La correlación L_{γ} – SFR	38
3.5.	Resumen de los resultados	39
4.	La correlación L_{γ} vs. SFR modelada	40
4.1.	El modelo	41
4.1.1.	Escape y enfriamiento de CR	41
4.1.2.	Parámetros y relaciones de escala	42
4.1.3.	Escenarios	45
4.2.	Resultados	45
4.2.1.	Pérdidas de energía	46
4.2.2.	Distribuciones espectrales de energía	47
4.2.3.	La relación L_{γ} – SFR modelada	48
4.3.	Escenarios extremos	51
5.	La correlación L_{radio} vs. SFR observada	63
5.1.	La relación L_{γ} - SFR	65
5.2.	La relación $L_{1,4\text{GHz}}$ – SFR	67
5.3.	La correlación $L_{150\text{MHz}}$ – SFR	70
6.	La correlación L_{radio} vs. SFR modelada	74
6.1.	El modelo	75
6.1.1.	Parámetros y relaciones de escala	75
6.2.	Resultados y discusión	82
6.2.1.	Dependencias de los tiempos de enfriamiento	83
6.2.2.	Propiedades del transporte en el escenario de referencia	84

6.2.3.	SED pancromática	86
6.2.4.	La relación L_{γ} – SFR	86
6.2.5.	La relación $L_{1,4\text{GHz}}$ – SFR	89
6.2.6.	Dependencia de la relación $L_{1,4\text{GHz}}$ – SFR con los parámetros	93
6.2.7.	La relación $L_{150\text{MHz}}$ - SFR	97
7.	La correlación L vs. SFR en otras bandas	99
7.1.	El modelo	99
7.2.	Resultados	101
7.2.1.	Rayos X	102
7.2.2.	Rayos γ en el rango del MeV	104
7.2.3.	Rayos γ en el rango CTA	105
8.	Discusión y conclusiones	109
8.1.	Observaciones	109
8.2.	Modelado	112
8.3.	Preguntas abiertas y trabajo a futuro	118

Capítulo 1

Introducción

Entre las fuentes de rayos γ identificadas con objetos extragalácticos (por ejemplo, Abdo-Ilahi et al. 2020), las asociadas con galaxias con formación estelar activa (SFG, del inglés *star forming galaxies*) son de particular interés. Aunque la muestra aún es pequeña (solo 14 de estas galaxias han sido detectadas en rayos γ hasta el momento), se observa una clara correlación positiva entre la luminosidad en rayos γ (L_γ) de estas fuentes y los trazadores de la tasa de formación estelar (SFR, del inglés *star formation rate*) de sus galaxias asociadas, principalmente la luminosidad infrarroja (IR) L_{IR} (Ackermann et al. 2012a; Tang et al. 2014; Rojas-Bravo & Araya 2016; Peng et al. 2016; Griffin et al. 2016; Peng et al. 2019a; Ajello et al. 2020). Esta correlación sugiere que la emisión de alta energía sería producida principalmente por las poblaciones estelares de las SFG, mientras que cualquier núcleo galáctico activo (AGN) eventualmente presente proporcionaría una contribución no dominante.

Las SFG han sido observadas por el telescopio *Fermi-LAT* en el rango de energías del GeV (Abdo et al. 2010a; Lenain et al. 2010; Ackermann et al. 2012a; Abdo et al. 2010b), y algunas de ellas (NGC 253 y M82) también por los telescopios Cherenkov en tierra VERITAS y H.E.S.S. (respectivamente) a energías en el rango del TeV (Acciari et al. 2009; Acero et al. 2009). La muestra comprende objetos muy diferentes: espirales normales como M31, galaxias irregulares

como la Nube Menor de Magallanes (SMC, del inglés *Small Magellanic Cloud*), galaxias con brotes de formación estelar (SBG, del inglés *starburst galaxies*), y galaxias luminosas en el IR (LIRG y ULIRG, del inglés *luminous infrared galaxies* y *ultraluminous infrared galaxies* respectivamente). Todas las galaxias fueron detectadas por *Fermi* como fuentes puntuales (excepto las Nubes de Magallanes) y si bien varias de ellas presentan indicios de AGN en otras bandas de energía, en ninguna se encontró variabilidad en rayos γ (Ajello et al. 2020), lo que permite suponer que la contribución de AGN en esta banda no sería significativa.

Previo a su detección ya se habían desarrollado modelos que predecían la emisión de las SFG en el rango GeV – TeV (e.g., Völk et al. 1996; Blom et al. 1999; Romero & Torres 2003; Domingo-Santamaría & Torres 2005a; Persic et al. 2008; de Cea del Pozo et al. 2009a; Rephaeli et al. 2010a). De la interpretación de las primeras observaciones mediante estos modelos surgió un escenario consistente (Persic et al. 2008; Rephaeli et al. 2010a), según el cual la emisión GeV sería generada principalmente por interacciones hadrónicas de rayos cósmicos (CR, del inglés *cosmic rays*) con protones térmicos del medio interestelar. Estas interacciones producen fotones γ a través del decaimiento de piones neutros. Los CR se producirían principalmente en remanentes de supernovas (SNR, Baade & Zwicky 1934; Jokipii & Morfill 1985; Bustard et al. 2017), por lo que las galaxias con alta SFR tendrían mayores densidades de energía en CR, lo que explicaría su mayor luminosidad en rayos γ (Persic & Rephaeli 2012). Además de los SNR se han propuesto otras fuentes alternativas que podrían desempeñar un papel importante como sitios de aceleración de CR hasta energías del PeV, y que están relacionadas con las regiones de formación estelar, como los cúmulos de estrellas masivas jóvenes o los microcuásares (ver por ejemplo Bykov & Toptygin 2001; Aharonian et al. 2019; Bykov et al. 2020; Escobar et al. 2021; Morlino et al. 2021). Estos sitios de aceleración serían más abundantes en las SFG con SFR más alta, lo que implicaría una mayor emisión de rayos γ . Otro escenario propuesto involucra súper vientos a escala galáctica que acelerarían los CR (Romero et al. 2018a; Peretti et al. 2021). Estos

súper vientos serían impulsados por el efecto colectivo de los vientos de estrellas calientes y de las explosiones de supernovas (Chevalier & Clegg 1985), lo que daría origen a la relación entre la SFR y la densidad de energía en CR en una galaxia, necesaria para explicar las correlaciones observadas.

La fracción de la potencia de CR que se invertiría en los fotones de alta energía resulta de la interacción de los diferentes mecanismos de enfriamiento y escape de los CR. Muchos trabajos se han dedicado a investigar su relevancia en SFG individuales, con diferentes niveles de detalle (Ackermann et al. 2012a; Lacki & Thompson 2013a; Yoast-Hull et al. 2014; Pfrommer et al. 2017; Wang & Fields 2018; Sudoh et al. 2018; Peretti et al. 2019a). Se define en este contexto a una SFG como un calorímetro de protones o electrones, cuando el escape de protones o electrones respectivamente no es el proceso de pérdida dominante. Los resultados muestran que a altas SFR, las galaxias se comportarían como calorímetros casi perfectos, radiando casi toda la energía inyectada. Solo en galaxias de baja SFR los procesos no radiativos parecerían ser importantes, pero su contribución relativa sigue siendo controversial. Algunos autores (por ejemplo, Peretti et al. 2020) encuentran que la advección sería el principal mecanismo de enfriamiento no radiativo hasta niveles muy bajos de SFR, cuando la difusión la superaría. Otros (por ejemplo, Pfrommer et al. 2017) afirman que el enfriamiento adiabático dominaría las pérdidas de energía.

Desde el punto de vista poblacional, la característica más sobresaliente de la emisión de alta energía de las SFG es la ya mencionada correlación con los indicadores de la SFR. En los escenarios mencionados, esta correlación sería un indicador de la importancia del enfriamiento radiativo de los CR a distintas SFR, de ahí el interés en su estudio. Utilizando datos de 3 años de observaciones *Fermi-LAT*, Ackermann et al. (2012a) han encontrado que un ajuste con una ley de potencias en los datos da como resultado $L_\gamma \propto L_{\text{IR}}^{1,0-1,2}$ (la cual es una correlación cuasi-lineal de sus cantidades logarítmicas) para ocho SFG. La correlación abarca más de cuatro

órdenes de magnitud en L_{IR} , pero la muestra de estos autores es pequeña. En consecuencia, varios trabajos han mejorado el conjunto de datos (Tang et al. 2014; Rojas-Bravo & Araya 2016; Peng et al. 2016; Griffin et al. 2016; Peng et al. 2019a). El más completo hasta la fecha es el de Ajello et al. (2020), que compila una muestra de catorce galaxias más objetos no detectados a partir de 10 años de datos de *Fermi*, encontrando que $L_{\gamma} \propto L_{\text{IR}}^{1.23 \pm 0.06}$. Sin embargo, aunque se ha dedicado un gran esfuerzo a mejorar la calidad de los datos en la banda γ , se ha prestado poca atención a la SFR. Como señalaron Pfrommer et al. (2017) y Zhang et al. (2019), la relación $L_{\text{IR}} - \text{SFR}$ de las galaxias se basa en el supuesto de que la mayoría de la luz ultravioleta (UV) emitida por sus estrellas masivas sería absorbida por el polvo, que radiaría en el IR la energía recibida. Esto no es válido para las SFG de baja metalicidad, como la SMC, tal como describen los trabajos de Kennicutt (1998) y Kennicutt & Evans (2012).

Además de la banda de rayos γ a energías del GeV, las SFG también se observan y modelan en otras regiones del espectro electromagnético que pueden proveer información sobre procesos de producción y transporte de CR (e.g., Völk et al. 1996; Persic & Rephaeli 2002; Persic et al. 2008; de Cea del Pozo et al. 2009b; Rephaeli et al. 2010b; Yoast-Hull et al. 2013; Persic & Rephaeli 2014; Peretti et al. 2019a). Se ha observado emisión difusa de estos objetos en frecuencias de radio (e.g., Condon 1992; Cox et al. 1988; Loiseau et al. 1987; Strickland et al. 2002; Kapińska et al. 2017), rayos X (Bauer et al. 2008; Sarkar et al. 2016) e incluso en rayos γ de muy alta energía (TeV, Acciari et al. 2009; Acero et al. 2009). La emisión no térmica en rayos X y radio sería producida por electrones relativistas primarios y secundarios. Los primarios se acelerarían junto con los protones en los SNR (ver p. ej. Cristofari et al. 2021) mientras que los secundarios serían un subproducto de la interacción de los CR con el medio interestelar (ISM, del inglés, *interstellar medium*). En presencia de los campos magnéticos galácticos, los electrones relativistas emiten radiación sincrotrón detectable principalmente en frecuencias de radio. De hecho, la hipótesis de una conexión entre la potencia emitida en forma de radiación

sincrotrón y la tasa de supernovas fue uno de los primeros intentos de explicar la correlación lineal entre el logaritmo de la luminosidad observada a 1,4 GHz ($L_{1,4\text{GHz}}$) y el logaritmo de la luminosidad en el IR lejano (FIR, del inglés *far infrared*, van der Kruit 1971; Condon 1992; Yun et al. 2001). Sin embargo, la naturaleza de este vínculo no es trivial en las galaxias de baja SFR, debido a su baja eficiencia para convertir la luz de las estrellas en radiación IR y al posible predominio del escape como principal impulsor del transporte de electrones (Condon 1992; Yun et al. 2001; Bell 2003). El drenaje de energía hacia canales no radiativos haría que la luminosidad tanto en radio como en el IR subestime la SFR para galaxias con baja emisión IR. Bell (2003) argumentó que estos dos efectos conspirarían para lograr una relación lineal entre L_{IR} y $L_{1,4\text{GHz}}$. A una SFR alta, por otra parte, el enfriamiento eficiente de protones conduciría a una copiosa producción de leptones secundarios cuya emisión de sincrotrón superaría a la de los primarios (ej. Torres 2004; Domingo-Santamaría & Torres 2005b; Lacki et al. 2010), afectando la forma global de la correlación. No existe aún una explicación consistente de la relación $L_{\text{IR}} - L_{1,4\text{GHz}}$ en todo el rango de SFR.

Además de la emisión sincrotrón, también los procesos térmicos como la emisión y absorción libre-libre afectan la emisión en radio de las SFG, por lo que es necesario tener en cuenta sus efectos al momento de comparar las predicciones teóricas con observaciones. De hecho, las numerosas estrellas jóvenes presentes en estas galaxias crean regiones HII, cuyo gas ionizado y caliente radía térmicamente, contribuyendo a la emisión total en la banda de radio. La identificación espectral de la emisión térmica libre-libre es en general muy compleja debido a la presencia de otras componentes como la propia emisión sincrotrón, que domina a energías del orden del GHz, y el pico en el FIR producido por la emisión térmica del polvo, que se vuelve prominente por encima de algunas decenas de GHz. Muchos trabajos han discutido la importancia relativa de la contribución térmica en dicha banda con respecto a la emisión no térmica (ej. Bell 2003; Klein et al. 2018). Sin embargo, aún no se ha llegado a una conclusión definitiva

debido a la complejidad que presentan tanto las observaciones como el modelado en esta banda del espectro.

Centrándose en la emisión sincrotrón, muchos estudios han explorado la correlación SFR–luminosidad a frecuencias de radio más bajas que el GHz, en particular a 150 MHz (p. ej. Gürkan et al. 2018; Wang et al. 2019; Smith et al. 2020), donde la absorción libre-libre puede impactar severamente. Normalmente, la absorción libre-libre reduce significativamente la emisión hasta $\sim 10 - 10^2$ MHz en galaxias con SFR moderada (Schober et al. 2017; Chyży et al. 2018), y hasta unos pocos GHz en ULIRG (Condon et al. 1991b; Clemens et al. 2010). A pesar de que se espera que la mayor parte de la emisión radio a baja frecuencia provenga de los CR que pueblan los discos galácticos, podría producirse emisión radio adicional con un origen diferente. En particular, una contribución no despreciable podría provenir de fuentes individuales como los SNR (Lisenfeld & Völk 2000), la actividad de un AGN coexistente (Mancuso et al. 2017), o partículas que poblaran el halo galáctico como consecuencia del escape del disco por difusión o advección producida por vientos (Heesen et al. 2009; Romero et al. 2018b). Por lo tanto, la posibilidad de obtener evidencia independiente de los procesos de enfriamiento y transporte de CRs a partir de observaciones en bandas de baja frecuencia es aún tema de debate. En lo que se refiere a la emisión no térmica difusa, la banda de rayos X es una de las más complejas de descifrar en las SFG. Esto se debe principalmente al hecho de que el espectro de rayos X de estas galaxias tiene diversas contribuciones: 1) emisión térmica del ISM caliente; 2) fuentes puntuales no resueltas, como las binarias de rayos X; 3) AGN y SNR no identificados (ver, por ejemplo, Schober et al. 2015); 4) electrones y positrones de alta energía que interactúan con campos magnéticos y de fotones galácticos. En particular, el nivel al que las partículas de alta energía podrían contribuir al flujo de rayos X es difícil de estimar y ha sido poco investigado aún. En el rango de los rayos X blandos ($\sim 0,2 - 2$ keV), se infiere de las observaciones que la emisión está dominada por la fase caliente del ISM y el medio circumgaláctico, mientras que

para los rayos X duros la componente dominante aún no se ha identificado claramente (Wik et al. 2014). En el rango $\sim 2 - 10$ keV, se ha propuesto que la emisión en las SFG en el Universo local estaría dominada principalmente por binarias de rayos X de baja masa no resueltas (Schober et al. 2015). No obstante, la contribución de la dispersión Compton inversa (IC, del inglés *inverse Compton*) de leptones galácticos con el campo IR también podría ser relevante. A energías más altas (> 30 keV) se supone que la dispersión IC aportaría la principal contribución, especialmente en las SBGs (Persic & Rephaeli 2002; Wik et al. 2014). Sin embargo, la contaminación por la emisión de fuentes puntuales no resueltas podría resultar significativa (Schober et al. 2015; Sarkar et al. 2016). Recientemente, Lacki & Thompson (2013b), Peretti et al. (2019b) y Peretti et al. (2019a) señalaron la importancia de estudiar la banda de rayos X como una impronta del nivel de calorimetría en galaxias con alta SFR. En particular, en el contexto de SFG individuales, estos autores han explorado el posible papel desempeñado por la radiación sincrotrón de los electrones provenientes de los procesos hadrónicos en la banda de $1 - 10$ keV. Sin embargo, no es clara aún la contribución relativa de las distintas poblaciones de partículas, ni cómo varía la emisión total en esta banda en función de la SFR. Ya en el dominio de los rayos γ menos energéticos, en el rango de los MeV, las restricciones sobre la emisión no térmica son aún más inciertas debido a la falta de observaciones. En particular, esta última banda de energía puede ser de gran interés para futuras campañas de observación y para investigaciones fenomenológicas de posibles trazadores de la presencia de AGN sin jets en galaxias detectadas en rayos γ (Padovani 2017).

Desde el punto de vista teórico, la mayoría de los trabajos previos (Lacki & Thompson 2013a; Sudoh et al. 2018; Peretti et al. 2019a) se centran en galaxias individuales. Éstos desarrollan modelos multiparamétricos para reproducir el espectro de rayos γ de una determinada SFG. Cada galaxia individual puede requerir un conjunto diferente de valores de los parámetros, y debido a las inevitables degeneraciones es difícil extraer, a partir de la combinación de

resultados de modelos individuales, una imagen clara de qué propiedades de las galaxias son responsables de la relación entre la luminosidad no térmica y la SFR. Una visión diferente puede obtenerse de modelos poblacionales (por ejemplo, Zhang et al. 2019). Éstos buscan describir las correlaciones de la población de SFG que emiten en γ basándose sólo en unas pocas propiedades globales de las mismas, que siguen relaciones de escala con la SFR (por ejemplo, la ley Kennicutt-Schmidt o KS, Kennicutt 1998a; Kennicutt & Evans 2012) y que influyen en los mecanismos físicos que determinan el comportamiento de los CR. Sin embargo, por lo general los trabajos basados en estos modelos no incluyen una descripción detallada de la distribución de CR o el espectro de rayos γ para obtener la L_γ , calculando en cambio la luminosidad simplemente como una fracción de la energía total de CR, dependiente de la SFR. Son destacables los modelos de Lacki et al. (2010) y Martin (2014), que han explorado el transporte de CR en todo el rango de la SFR, estudiando al mismo tiempo las correlaciones de radio y rayos γ con la misma. Este enfoque multifrecuencia permitió comprender el papel clave que juegan los protones en la producción de rayos γ y de electrones secundarios, que serían responsables de la emisión radio a altas SFR. Pfrommer et al. (2017) han propuesto recientemente un tercer enfoque, que utiliza simulaciones magneto-hidrodinámicas (MHD) de alta resolución para describir la formación y evolución de galaxias individuales a partir de gas en halos de materia oscura, incluida la inyección de CR, enfriamiento y escape. Las simulaciones MHD pueden rastrear los mecanismos físicos detrás de la emisión de rayos γ , pero la precisión de su descripción interna de las galaxias está limitada por la precisión de las prescripciones utilizadas para los procesos físicos que las simulaciones no pueden aún modelar en detalle por razones numéricas o de poder de cómputo disponible, especialmente aquellos que describen la formación estelar. Sin embargo, el rápido avance en el desarrollo de este tipo de simulaciones sugiere que jugarán un papel importante en el futuro cercano.

La investigación de la física que impulsa las correlaciones entre la SFR y la luminosidad

no térmica de las SFG es importante por varias razones. Primero, nos permite comprender la aceleración y el transporte de los CR en las galaxias (por ejemplo, Wang & Fields 2018; Peretti et al. 2019a). En segundo lugar, una descripción completa de la correlación permitiría calcular con precisión la contribución de las SFG al fondo extragaláctico de rayos γ y los flujos de neutrinos (por ejemplo, Sudoh et al. 2018; Peretti et al. 2020). Finalmente, los CR que logran escapar, así como los fotones de alta energía, contribuyen a la retroalimentación energética de las SFG sobre su medio circundante. Esta contribución pudo haber sido importante en el Universo temprano, cuando las SFG pequeñas eran abundantes y su retroalimentación energética influía tanto en el estado termodinámico del medio intergaláctico como en la historia de formación estelar cósmica (por ejemplo, Artale et al. 2015; Douna et al. 2015; Douna et al. 2018). A pesar de las mejoras recientes en este campo, nuestro conocimiento de las propiedades de transporte de CR en las SFG sigue siendo deficiente y varias preguntas siguen abiertas. Por ejemplo: ¿Cómo evoluciona la fracción de CR que escapan de las galaxias con la SFR y cuál es su impacto en la calorimetría? ¿Cómo contribuyen los electrones primarios y secundarios para dar forma a la correlación entre la luminosidad en radio y la SFR de las SFG? ¿Puede la correlación luminosidad–SFR ayudarnos a explorar las características y posibles dependencias de los campos magnéticos y de radiación en las SFG? ¿Cuál es el papel de la contaminación producida por la emisión y absorción libre-libre en las SFG? ¿Puede ayudarnos a explorar sitios alternativos de aceleración de CR?

En esta tesis abordamos estos interrogantes explorando, desde un punto de vista poblacional, teórico y observacional, la emisión no térmica de galaxias detectadas en rayos γ . El abordaje poblacional nos ofrece un enfoque único sobre las propiedades globales de las galaxias y puede enseñarnos sobre el transporte de los CR a partir de las correlaciones entre la luminosidad no térmica y la SFR. En el capítulo 2 caracterizamos los objetos de estudio e introducimos los conceptos básicos del transporte de CR en SFG. Realizamos en el capítulo 3 un estudio ex-

haustivo de la relación $L_{\text{IR}} - \text{SFR}$ en la muestra de SFG emisoras de rayos γ , para evaluar la confiabilidad de L_{IR} como proxy de la SFR y construimos la relación más fundamental $L_{\gamma} - \text{SFR}$ con datos homogéneos. También presentamos una búsqueda de nuevas SFG mediante la técnica de correlación posicional entre las fuentes catalogadas como no identificadas por *Fermi* y distintos catálogos de SFG. En el capítulo 5 hacemos un estudio observacional de las correlaciones $L_{\text{radio}} - \text{SFR}$ para todas las SFG detectadas en rayos γ en las bandas de 150 MHz y 1,4 GHz. En los capítulos 4 y 6 modelamos las correlaciones con la SFR en las bandas de rayos γ (en el rango del GeV) y radio, respectivamente, y comparamos las predicciones de los modelos con las observaciones. En el capítulo 7 incluimos predicciones de la emisión difusa de rayos X duros (10-79 keV) e investigamos las contribuciones principales en el rango de energía de los MeV y TeV. Estas predicciones, acompañadas de observaciones futuras, pueden revelar aspectos cruciales sobre las condiciones de transporte y confinamiento de CR en SFG. En el capítulo 8 presentamos nuestras conclusiones y discutimos el trabajo futuro.

Capítulo 2

Modelado de la emisión no térmica en SFG

Como mencionamos en la Introducción, las SFG emiten radiación térmica y no térmica a lo largo de todo el espectro electromagnético. Como el objetivo de esta tesis es ampliar el conocimiento sobre el transporte de los CR, nos enfocaremos en la emisión no térmica prestando particular atención a las SFG detectadas en la banda de alta energía por *Fermi*. La emisión no térmica de las galaxias fue identificada por primera vez en radio a partir de la pendiente de su espectro en el rango de GHz (Condon 1992). Recién en la última década se detectó emisión γ proveniente de estas galaxias, cuyo origen es indudablemente no térmico. Estas dos bandas son aquellas que cuentan con la mayor cantidad de observaciones, por lo que nos concentraremos principalmente en ellas.

Los telescopios γ actuales no tienen la resolución angular suficiente para discernir de qué región de la galaxia proviene la emisión observada. Por ello existen varias hipótesis para explicar la emisión en el rango *Fermi*. La más aceptada actualmente, que surgió para explicar la luminosidad en la banda de radio, supone que la emisión no térmica está directamente vinculada a los CR que son acelerados y transportados en los discos galácticos donde la formación estelar es abundante (Harwit & Pacini 1975; Condon et al. 1991a). Una hipótesis alternativa sugiere que los CR se aceleran en la región terminal de choque de los súper vientos galácticos y se enfrían

o escapan de la burbuja que este mismo súper viento genera (Romero et al. 2018b; Peretti et al. 2021). Finalmente, dado que las fuentes extragalácticas más numerosas detectadas por *Fermi* son las asociadas con AGN, una tercera hipótesis propone que las SFG contendrían AGN de baja luminosidad.

Sin embargo, pocas de las galaxias de nuestra muestra (que describiremos con detalle en el capítulo 3) presentan evidencia de AGN; en particular ninguna muestra variabilidad significativa en la banda *Fermi* (Ajello et al. 2020; Guo et al. 2019). Por otro lado, sólo en cuatro de ellas (NGC 253, M82, NGC 4945 y ARP 220) se encontró evidencia de súper vientos a partir de datos espectroscópicos en el óptico (Heckman et al. 1990), o indicios en radio y rayos X (Seaquist & Odegard 1991; Strickland & Stevens 2000; Strickland et al. 2002; Strickland & Heckman 2009; Heesen et al. 2009). Estos últimos argumentos desfavorecen a las hipótesis de emisión de AGN y súper vientos para explicar la emisión no térmica que determinan las correlaciones entre la luminosidad no térmica y la SFR. Algo que indudablemente sí comparten todas las galaxias de nuestra muestra es la formación estelar activa. Por ello a lo largo de este trabajo supondremos que la emisión no térmica de las SFG está asociada principalmente al disco galáctico donde predomina la formación estelar, y por lo tanto tiene su origen en una región extendida. El escenario donde se desarrollan los procesos físicos que describe nuestro modelo es entonces un disco de radio R y altura $2H$, que representa la región efectiva de formación estelar en las SFG.

El hecho de que las correlaciones observadas involucran dos propiedades integradas de las galaxias —la luminosidad no térmica integrada y la SFR— sugiere que es razonable describir su emisión a partir del balance energético global de los CR. Entonces abordamos la comprensión de dichas correlaciones en términos de una población de partículas relativistas que se inyecta en el disco a una tasa dependiente de la SFR de la galaxia. Suponemos además que el entorno galáctico en el que se inyectan estas partículas es homogéneo y estacionario. La condición de homogeneidad es claramente una simplificación, pero el hecho de que las correlaciones invo-

lucren valores globales sugiere que eventuales variaciones locales son de menor importancia. Por otra parte, la resolución de las observaciones γ actuales no permite distinguir dichas variaciones. La suposición de estacionariedad es razonable si los procesos físicos que determinan la evolución de los CR ocurrieran en escalas de tiempo mucho más cortas que la de los cambios en la SFR (decenas de Myr), como mostraremos a posteriori que es el caso. El objetivo del modelo es calcular el espectro de emisión no térmica, y consecuentemente la emisión integrada en cualquier banda, en función de la SFR, que será la única variable independiente en el mismo. Dicho espectro resulta de determinar en forma autoconsistente las pérdidas de energía radiativas y no radiativas, el escape de CR, y corregir por los efectos de absorción relevantes. A continuación, detallamos cómo incorporamos la física de estos procesos en un modelo válido para una galaxia donde la variable principal es la SFR.

2.1. La ecuación de transporte

El enfoque formal para la descripción de la energética de un conjunto de CR requiere la solución de la ecuación de transporte (Ginzburg & Syrovatskii 1964), que describe la evolución espacio-temporal de la densidad de partículas en el espacio de fases, teniendo en cuenta los procesos físicos que gobiernan la dinámica de las partículas elementales, incluyendo su interacción con campos electromagnéticos, de radiación y materia. En su forma más general, se trata de un conjunto de ecuaciones (una por especie de partículas) integrodiferenciales en derivadas parciales, no lineales y acopladas, cuya resolución requiere de métodos numéricos y/o de hipótesis simplificadoras.

Una simplificación adoptada a menudo para modelar el transporte de CR en condiciones estacionarias, conocida como *leaky box*, fue discutida por primera vez por Davis (1960) y utilizada por Cowsik et al. (1967). La misma se ha aplicado con éxito tanto a SBGs (Peretti et al. 2019a) como a la Vía Láctea (MW, del inglés *Milky Way*, Ptuskin et al. 2009), por lo que la adopta-

mos en esta tesis para calcular la energética de las poblaciones de CR en SFG, y la emisión no térmica resultante. La aproximación *leaky box* supone que los CR de energía E se inyectan en la región de interés en forma homogénea y a un ritmo constante $Q(E) = dN/dEdt$, donde dN es el número de partículas que se inyectan en un intervalo de energía dE y de tiempo dt . Las partículas que componen los CR pierden energía a tasas \dot{E}_j a causa de diversos procesos de enfriamiento (j enumera dichos procesos), y escapan de la región de interés en una escala de tiempo finita τ_{esc} . En tal escenario, la ecuación de transporte se puede simplificar equilibrando la tasa de inyección de partículas con la tasa de pérdidas de energía y escape, obteniendo

$$-\frac{\partial}{\partial E} \left[\sum_j \dot{E}_j N_i(E) \right] + \frac{N_i(E)}{\tau_{\text{esc}}(E)} = Q_i(E), \quad (2.1)$$

donde $N_i(E)$ es la cantidad de partículas de la especie i por intervalo de energía en la región ($i = e, p$ representa a los electrones o protones). Para el término de inyección $Q_i(E)$ adoptamos una ley de potencias con un corte cuasi exponencial,

$$Q_i(E) = Q_{0,i} E^{-\alpha_i} e^{-(E/E_{\text{max},i})^{\delta_i}}, \quad (2.2)$$

con normalización $Q_{0,i}$, energía máxima de las partículas $E_{\text{max},i}$, índice espectral α_i y $\delta_{p,e} = (1, 2)$ (Zirakashvili & Aharonian 2007; Blasi 2010). Suponemos que los CR se aceleran en los choques de SNR por el mecanismo difusivo de Fermi (Axford et al. 1977; Bell 1978; Blandford & Ostriker 1978), lo que lleva a $\alpha_i = 2,2$ tanto para protones como para electrones (Lacki & Thompson 2013a). De acuerdo con Merten et al. (2017), en las SFG la proporción entre hadrones y leptones $a = Q_{0,p}/Q_{0,e}$ se encuentra en el rango $10 < a < 100$. A estos valores, se espera que los hadrones dominen la emisión, haciendo que el valor exacto de a sea irrelevante. Por lo tanto, adoptamos un valor intermedio $a = 50$ y además verificamos a posteriori que diferentes valores de $a > 10$ no cambian nuestros resultados.

La potencia total de protones CR inyectada por los SNR en el ISM de las galaxias es

$$L_{\text{CR}} = \int_{E_{\text{min,p}}}^{E_{\text{max,p}}} E Q_{\text{p}}(E) dE = \xi E_{\text{SN}} \Gamma_{\text{SN}}, \quad (2.3)$$

donde $\xi = 0,1$ es la eficiencia de inyección, y $E_{\text{SN}} = 10^{51}$ erg es la energía típica liberada por una explosión de SN. La tasa estimada de supernovas de una galaxia es $\Gamma_{\text{SN}} = (83 M_{\odot})^{-1} \dot{M}_{*}$, siendo \dot{M}_{*} la SFR. Este valor es consistente con la IMF de Chabrier (2003b) adoptada en este trabajo (Ackermann et al. 2012a). Esto proporciona el valor de normalización $Q_{0,p}$ y determina la dependencia básica de la emisión no térmica con la SFR.

En presencia de la difusión de Bohm, como se supone generalmente para entornos similares a los SNR, las energías máximas de las partículas pueden obtenerse mediante las fórmulas de Gaisser et al. (2016). Para una velocidad de choque típica de $v_{\text{sh}} = 5000 \text{ km s}^{-1}$, y un campo magnético típico en un SNR de $B_{\text{SNR}} = 200 \mu\text{G}$, obtenemos $E_{\text{max,p}} \sim 1 \text{ PeV}$ y $E_{\text{max,e}} \sim 10 \text{ TeV}$. También adoptamos $E_{\text{min,p}} = 1,2 \text{ GeV}$ y $E_{\text{min,e}} = 1 \text{ MeV}$ como energías mínimas de las partículas.

La solución analítica de la Ec. 2.1 considerando un emisor homogéneo está dada por

$$N_i(E) = \frac{1}{|\dot{E}|} \int_E^{E_{\text{max},i}} Q_i(E') \exp\left(\frac{T(E, E')}{\tau_{\text{esc}}}\right) dE', \quad (2.4)$$

$$T(E, E') = \int_E^{E'} \frac{1}{|\dot{E}''|} dE'', \quad (2.5)$$

con $\dot{E} = \sum_j \dot{E}_j \approx -E/\tau_{\text{cool}}$, donde τ_{cool}^{-1} representa la tasa efectiva de enfriamiento de los CR por la combinación de diferentes mecanismos (con tasas individuales τ_j^{-1} , ver Sec. 2.3) y está definida como:

$$\tau_{\text{cool}}^{-1} = \sum_j \tau_j^{-1}. \quad (2.6)$$

Una solución más simple de esta ecuación se obtiene si dominan las pérdidas radiativas (primer término de la ecuación 2.1), y por lo tanto se puede despreciar el escape:

$$N_i(E) = \frac{1}{|\dot{E}|} \int_E^{E_{\text{max},i}} Q_i(E') dE'. \quad (2.7)$$

En presencia de escape no dominante la solución 2.7 aún puede adaptarse para obtener una buena aproximación a la solución analítica incluyendo en \dot{E} también las pérdidas de energía por escape, $-\dot{E}/E = \tau_{\text{loss}}^{-1} = \tau_{\text{cool}}^{-1} + \tau_{\text{esc}}^{-1}$. Si se supone que las energías máximas de las partículas son mucho mayores que las de la banda relevante, integrando la ecuación anterior entre E y $+\infty$ para un índice espectral de inyección cercano a 2 (el índice espectral utilizado en esta tesis, 2.2, cumple esa condición), se obtiene la solución más simple posible de la ecuación de transporte. La distribución de CR dentro de la región en la que ocurre la inyección y el enfriamiento es entonces

$$N_i(E) \approx Q_i(E) \tau_{\text{loss}}(E), \quad (2.8)$$

donde $\tau_{\text{loss}}^{-1} = \tau_{\text{esc}}^{-1} + \tau_{\text{cool}}^{-1}$. Esta solución no es útil en el caso en que las bandas de energía de interés se encuentren por debajo de la energía mínima umbral de aceleración E_{min} , debido a que impide poblar la distribución resultante con energías menores a la E_{min} . La elección e implementación de una u otra solución en esta tesis dependerá entonces de la banda de energía que se busca modelar, y por lo tanto será discutida en los capítulos siguientes. En cualquiera de las aproximaciones anteriores, la solución de la ecuación de transporte requiere del conocimiento de las tasas de enfriamiento y escape de CR determinadas por los distintos procesos en acción, además de la tasa de inyección ya discutida. En las siguientes secciones describiremos

los modelos físicos utilizados para cada proceso.

2.2. Escape de CR

El transporte de los CR dado por el arrastre de vientos se denomina advección. Los CR son advectados por vientos galácticos impulsados por supernovas (por ejemplo Strickland & Heckman 2009), y se difunden en el ISM debido a la interacción con la turbulencia magnética. Ambos procesos conducen al escape de los CR de la galaxia a una tasa $\tau_{\text{esc}}^{-1} = \tau_{\text{adv}}^{-1} + \tau_{\text{diff}}^{-1}$, donde τ_{diff} y τ_{adv} son las escalas de tiempo características de difusión y advección, respectivamente.

Por τ_{adv} adoptamos el tiempo que le toma al viento salir de la región de enfriamiento CR (Persic & Rephaeli 2012),

$$\tau_{\text{adv}} \sim 9,8 \times 10^8 \left(\frac{H}{\text{kpc}} \right) \left(\frac{v_w}{\text{km s}^{-1}} \right)^{-1} \text{ yr}, \quad (2.9)$$

donde v_w es la velocidad del viento galáctico y H el tamaño más corto de la región (es decir, la altura del disco).

La difusión es un aspecto fundamental de la física de los rayos cósmicos. A nivel microscópico, este fenómeno consiste en la dispersión resonante del ángulo (denominado *pitch-angle*) entre la velocidad de los CR y el campo magnético local principal. Esta dispersión tiene lugar cuando el radio de Larmor¹ se acerca a la longitud de onda de las perturbaciones del campo magnético local (p. ej. ondas de Alfvén, como se discute en Blasi 2013). A nivel macroscópico, esta interacción a pequeña escala da como resultado un movimiento difusivo de los CR, con una dinámica determinada por un coeficiente de difusión, $D(E)$. Este coeficiente contiene toda la información que caracteriza efectivamente la difusión, como las propiedades de turbulencia del medio. La tasa a la que difunden las partículas puede calcularse como $\tau_{\text{diff}}^{-1} = D(E)/H^2$ donde

¹Radio de giro de una partícula cargada alrededor de las líneas de un campo magnético.

la expresión de $D(E)$ depende del campo magnético B del ISM, y de la física de la turbulencia. Describiremos la expresión utilizada en cada caso al presentar los modelos poblacionales desarrollados para explicar las distintas observaciones.

2.3. Pérdidas radiativas y no radiativas

El enfriamiento de los CR sucede por interacción de éstos con los campos magnéticos, de densidad y de radiación que presentan las SFG. Los diferentes mecanismos de enfriamiento contribuyen con una tasa τ_j^{-1} a la tasa de enfriamiento total según la Ec. 2.6. Los mecanismos de enfriamiento relevantes para nuestro trabajo son: radiación sincrotrón, dispersión de Compton inversa (IC), ionización y Bremsstrahlung para electrones, y dispersión inelástica p - p e ionización para protones. Las escalas de tiempo (inversas de las tasas) de enfriamiento se pueden expresar como (Ginzburg & Syrovatskii 1964; Blumenthal & Gould 1970; Lacki & Thompson 2013a; Schlickeiser 2002; Kelner et al. 2006, y sus referencias),

$$\tau_{\text{sync}} \sim 1,3 \times 10^{10} \left(\frac{E}{\text{GeV}} \right)^{-1} \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right)^{-2} \text{ yr}, \quad (2.10)$$

$$\tau_{\text{BS}} \sim 3,9 \times 10^7 \left(\frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ yr}, \quad (2.11)$$

$$\tau_{\text{ion,e}} \sim 4,8 \times 10^7 \left(\frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{E}{\text{GeV}} \right) \text{ yr}, \quad (2.12)$$

$$\tau_{\text{ion,p}} \sim 1,7 \times 10^8 \left(\frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{E}{\text{GeV}} \right) \beta \text{ yr}, \quad (2.13)$$

$$\tau_{\text{pp}} = (nc\sigma_{\text{pp}}(E)\kappa)^{-1}, \quad (2.14)$$

donde n es la densidad de protones en el ISM (cuyo valor se discutirá en la sección 4.1.2), y $\beta = v/c$ con v la velocidad de los protones que componen los CR. La sección eficaz para la dispersión inelástica p - p es (Kelner et al. 2006),

$$\sigma_{pp}(E) = (34,3 + 1,88L + 0,25L^2) \times \left[1 - \left(\frac{E_{th}}{E} \right)^4 \right]^2 \text{ mb}, \quad (2.15)$$

donde $E_{th} = 1,22 \times 10^{-3} \text{ TeV}$ es la energía umbral para la producción de mesones π^0 , $L = \ln(E/\text{TeV})$ y $\kappa = 0,5$ es la inelasticidad del proceso. Las escalas de tiempo de ionización suponen una pequeña fracción de gas ionizado en la región donde se propagan los CR.

La principal contribución al campo de fotones en el ISM es proporcionada por el polvo frío que emite en el IR, con un espectro similar al de un cuerpo negro (e.g. Draine 2011). Por lo tanto, para el tiempo de enfriamiento de IC usamos la parametrización dada por Khangulyan et al. (2014) para un campo de radiación de cuerpo negro isótropo, diluido (por un factor Σ) y a temperatura $T = 20 \text{ K}$,

$$\tau_{IC}(E) = \frac{\pi \hbar^3 E}{2 \Sigma r_0 m_e^3 c^4 T^2} F_{iso}^{-1}, \quad (2.16)$$

donde \hbar es la constante de Planck reducida, r_0 y m_e el radio clásico y la masa del electrón, respectivamente, y F_{iso} una función adimensional de T y E . El valor de Σ depende de la geometría del sistema, y se estima comparando la L_{IR} con la luminosidad de un cuerpo negro que tuviera la misma superficie que el disco. Por lo tanto depende de la relación de escala adoptada para L_{IR} , y será discutida al presentar dichas relaciones en el Cap. 4.

2.4. Productos secundarios

La interacción de los CR con los campos mencionados, responsable de su enfriamiento, genera además partículas secundarias. Para nuestro trabajo son de interés aquellas que son direc-

tamente detectables (fotones), o las que se llevan parte de la energía, pudiendo luego enfriarse y contribuir a la emisión. Específicamente, las más relevantes son los fotones γ y los electrones, ambos productos del decaimiento de los mesones π^0 y π^\pm respectivamente, generados en la interacción p - p . Aquí presentamos las fórmulas utilizadas para calcular sus espectros.

Siguiendo a Kelner et al. (2006), la emisividad de estos productos secundarios $i = \gamma, e$ se puede resumir en dos formalismos diferentes dependiendo de la energía E_i de la partícula resultante. En las siguientes ecuaciones denotamos $x_i = E_i/E_p$. Para $E_i > 100$ GeV, la fórmula de emisividad es:

$$Q_i(E_i) = cn \int_{x_{i,\min}}^1 \sigma_{pp} \left(\frac{E_i}{x_i} \right) N_p \left(\frac{E_i}{x_i} \right) \tilde{F}_i \left(x_i, \frac{E_i}{x_i} \right) \frac{dx_i}{x_i}, \quad (2.17)$$

donde \tilde{F}_γ y \tilde{F}_e se reportan en las ecuaciones (58–61) y (62–65) de Kelner et al. (2006), respectivamente. La primera está dada por

$$\begin{aligned} \tilde{F}_\gamma(x, E_p) = B_\gamma \frac{d}{dx} \left[\ln(x) \left(\frac{1 - x^{\beta_\gamma}}{1 + k_\gamma x^{\beta_\gamma} (1 - x^{\beta_\gamma})} \right)^4 \right] = & \quad (2.18) \\ B_\gamma \frac{\ln(x)}{x} \left(\frac{1 - x^{\beta_\gamma}}{1 + k_\gamma x^{\beta_\gamma} (1 - x^{\beta_\gamma})} \right)^4 \times & \\ \left[\frac{1}{\ln(x)} - \frac{4\beta_\gamma x^{\beta_\gamma}}{1 - x^{\beta_\gamma}} - \frac{4k_\gamma \beta_\gamma x^{\beta_\gamma} (1 - 2x^{\beta_\gamma})}{1 + k_\gamma x^{\beta_\gamma} (1 - x^{\beta_\gamma})} \right], & \end{aligned}$$

donde $x = E_\gamma/E_p$ y

$$B_\gamma = 1,30 + 0,14L + 0,011L^2, \quad (2.19)$$

$$\beta_\gamma = \frac{1}{1,79 + 0,11L + 0,008L^2}, \quad (2.20)$$

$$k_\gamma = \frac{1}{0,801 + 0,049L + 0,014L^2}, \quad (2.21)$$

siendo $L = \ln(E_p/1 \text{ TeV})$. Por otra parte,

$$\tilde{F}_e(x, E_p) = B_e \frac{[1 + k_e(\ln x)^2]^3}{x(1 + 0,3/x^{\beta_e})} [-\ln x]^5, \quad (2.22)$$

donde

$$B_e = \frac{1}{69,5 + 2,65L + 0,3L^2}, \quad (2.23)$$

$$\beta_e = \frac{1}{(0,201 + 0,062L + 0,00042L^2)^{1/4}}, \quad (2.24)$$

$$k_e = \frac{0,279 + 0,141L + 0,0172L^2}{0,3 + (2,3 + L^2)^2}. \quad (2.25)$$

Para energías $E_i \leq 100 \text{ GeV}$ describimos la emisividad por la aproximación del funcional δ (Aharonian & Atoyan 2000):

$$Q_i(E_i) = cn \int_{E_{i,\min}}^{\infty} \frac{2}{K_\pi} \sigma_{pp} \left(\frac{E_\pi}{K_\pi} + m_p c^2 \right) N_p \left(\frac{E_\pi}{K_\pi} + m_p c^2 \right) \times \frac{\tilde{f}_i(E_i/E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi c^2}} dE_\pi. \quad (2.26)$$

Aquí n es la densidad numérica del ISM, m_p y m_π son las masas del protón y el pion, respectivamente, E_π es la energía del pion, $E_{i,\min} = E_i + m_\pi^2 c^4 / 4E_i$, $K_\pi \approx 0,17$ es la fracción de energía cinética transferida del protón relativista al pion, $\tilde{f}_\gamma(E_\gamma/E_\pi) = 1$ y $\tilde{f}_e(E_e/E_\pi)$ se define en las ecuaciones (36–39) de Kelner et al. (2006) como

$$\tilde{f}_e(x) = g_{\nu_\mu}(x) \Theta(x - r) + [h_{\nu_\mu}^{(1)}(x) + h_{\nu_\mu}^{(2)}(x)] \Theta(r - x), \quad (2.27)$$

donde $r = 1 - \lambda = (m_\mu/m_\pi)^2 = 0,573$,

$$g_{\nu_\mu}(x) = \frac{3-2r}{9(1-r)^2} (9x^2 - 6\ln x - 4x^3 - 5), \quad (2.28)$$

$$h_{\nu_\mu}^{(1)}(x) = \frac{3-2r}{9(1-r)^2} (9r^2 - 6\ln r - 4r^3 - 5), \quad (2.29)$$

$$h_{\nu_\mu}^{(2)}(x) = \frac{(1+2r)(r-x)}{9r^2} \times [9(r+x) - 4(r^2 + rx + x^2)], \quad (2.30)$$

siendo Θ la función escalón Heaviside.

2.5. Absorción y emisión libre-libre

El cálculo de la emisión y absorción libre-libre es necesario por dos razones. Por un lado para corregir la emisión no térmica por efectos de absorción y así determinar la luminosidad vista por un observador externo a la galaxia. Por el otro, para sumar al espectro observado la componente térmica y determinar su contribución relativa. De este modo, se hace más precisa la interpretación de las observaciones a la luz de las predicciones de nuestros modelos. Parte del gas ionizado en SFG se distribuye uniformemente en el ISM, mientras que otra parte se concentra en regiones HII distribuidas aleatoriamente sobre el disco. Este gas emite radiación libre-libre en la banda de radio y a la vez absorbe radiación. Para estimar esta emisión, consideramos que el gas ionizado se distribuye homogéneamente en el mismo volumen que los CR. Además, este gas puede ser ópticamente grueso para la emisión térmica y no térmica de baja frecuencia. Nuestro modelo tiene dos parámetros libres que determinan el impacto de los procesos de absorción y emisión libre-libre: la temperatura del gas ionizado T_e y la fracción de ionización ρ , definida aquí como la relación entre las densidades numéricas de gas ionizado y la densidad numérica total. Por lo tanto, calculamos la luminosidad térmica libre-libre absorbida a una frecuencia ν , $L_{\text{ff}}(\nu)$, siguiendo el formalismo Olsson (1975) para un cilindro homogéneo visto de

frente, válido en el régimen de Rayleigh-Jeans ($h\nu \ll kT_e$, donde h y k son las constantes de Planck y Boltzmann, respectivamente),

$$L_{\text{ff}}(\nu) = \frac{8\pi^2 k T_e \nu^2}{c^2} R^2 \left(1 - e^{-\tau_{\text{ff}}(\nu)}\right), \quad (2.31)$$

donde $\tau_{\text{ff}} = \alpha_{\text{ff}}(\nu)l$ es la profundidad óptica, $l = 2H$ es la longitud de la región ionizada a lo largo de la línea de visión y α_{ff} es el coeficiente de absorción para fotones de frecuencia ν . Este coeficiente viene dado por Rybicki & Lightman (1986),

$$\alpha_{\text{ff}} = 3,7 \times 10^8 \rho^2 n^2 T_e^{-1/2} Z^2 \nu^{-3} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right)\right] \bar{g}_{\text{ff}}, \quad (2.32)$$

donde \bar{g}_{ff} es el factor Gaunt medio (p. ej. Leitherer et al. 1995),

$$\bar{g}_{\text{ff}} = 9,77 \left(1 + 0,13 \log \frac{T_e^{3/2}}{Z\nu}\right). \quad (2.33)$$

De manera similar, obtenemos el flujo no térmico saliente de toda la región de emisión resolviendo la correspondiente ecuación de transporte radiativo (ver Rybicki & Lightman 1986). Modelando la región de emisión también como un cilindro frontal homogéneo, la luminosidad sincrotrón corregida por absorción es:

$$L_{\text{abs}}(\nu) = L_0(\nu) \left(\frac{1 - e^{-\tau_{\text{ff}}(\nu)}}{\tau_{\text{ff}}(\nu)}\right), \quad (2.34)$$

donde L_0 es la luminosidad no absorbida producida por procesos radiativos no térmicos en nuestro modelo.

2.6. Absorción γ - γ y generación de leptones terciarios

Cuando un fotón de energía E_γ interactúa con un fotón de menor energía ϵ proveniente de un campo de fotones blanco $n_{\text{ph}}(\epsilon)$ puede generar un par electrón-positrón, aniquilándose los fotones en el proceso. Esto da lugar a la absorción de la radiación y la creación de una nueva generación de leptones (que aquí llamaremos leptones de tercera generación). En el contexto de esta tesis, el proceso ocurre por la interacción de la radiación γ emitida por el decaimiento de mesones π^0 con fotones de baja energía del campo de radiación IR de la galaxia. La absorción modificará el espectro γ observado, mientras que los leptones podrán radiar en una banda de energía diferente, sumando una nueva componente.

El proceso de absorción γ - γ puede ocurrir siempre y cuando se cumpla que $E_\gamma \epsilon (1 - \cos \theta) > 2(m_e c^2)^2$ donde θ es el ángulo de colisión en el sistema del laboratorio. El umbral es entonces $s_0 = E_\gamma \epsilon / (m_e c^2)^2 > 1$, donde s_0 es la energía de los leptones producidos en el sistema centro de masas, en unidades de la energía en reposo del electrón.

Siguiendo a Aharonian et al. (1985) y Aharonian et al. (2013a) la sección eficaz total de interacción con un campo isótopo de fotones puede escribirse como:

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{3\sigma_T}{2s_0^2} \left[\left(s_0 + \frac{1}{2} \ln s_0 - \frac{1}{6} + \frac{1}{2s_0} \right) \ln \left(\sqrt{s_0} + \frac{4}{9} - \frac{1}{9s_0} \right) \sqrt{1 - \frac{1}{s_0}} \right]. \quad (2.35)$$

Luego, la profundidad óptica $\tau_{\gamma\gamma}$ que es el parámetro que caracteriza la absorción, está dada por

$$\tau_{\gamma\gamma} = l \int_{m_e^2 c^4 / E_\gamma}^{\infty} \sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, \epsilon) n_{\text{ph}}(\epsilon) d\epsilon. \quad (2.36)$$

Para $s_0 \gg 1$, la mayor parte de la energía del fotón primario se transfiere a un leptón principal y entonces $E_\gamma \approx E_e$ (esto se conoce como aproximación *leading particle*). El espectro de pares de electrones y positrones, que en esta tesis llamaremos leptones terciarios, debido a un campo

isótopo en esta aproximación puede ser representado por:

$$Q_{\text{ter}}(E_e) = l \int_{m_e^2 c^4 / E_e}^{\infty} Q_{\gamma}(E_e) \sigma_{\gamma\gamma}(E_e, \epsilon) n_{\text{ph}}(\epsilon) d\epsilon = \tilde{\tau}_{\gamma\gamma} Q_{\gamma}(E_e), \quad (2.37)$$

donde $\tilde{\tau}_{\gamma\gamma} = \text{mín}[1, \tau_{\gamma\gamma}]$ y $Q_{\gamma}(E_e)$ es la emisividad de fotones γ integrada sobre todo el volumen de la galaxia ($[Q_{\gamma}(E_e)] = \text{erg}^{-1} \text{s}^{-1}$).

2.7. Resumen del modelo

El escenario astrofísico en el que se desarrolla el modelo describe una SFG con forma de disco de radio R y semi altura H , en la que se inyectan CR a una tasa proporcional a la SFR. Los CR se enfrían mediante los procesos descritos en las secciones anteriores, modificando su distribución de energía y produciendo tanto fotones en todo el espectro electromagnético como nuevas generaciones de protones y electrones, que contribuyen a su vez a dicho espectro. Dado que el objetivo es explicar correlaciones de la luminosidad no térmica con la SFR, esta última es la variable principal de nuestro modelo. Como además buscamos que el modelo sea poblacional, en el sentido de que los parámetros describan la población de galaxias, evitando ajustarlos individualmente para cada una de ellas, para todos los demás parámetros mencionados (H , R , ν_w , n , ρ , B), o bien tomamos valores típicos, o bien utilizamos relaciones de escala que los ligen a la SFR. Daremos el detalle de estas relaciones, y de los valores típicos adoptados en los capítulos subsiguientes.

Realizamos la integración de las ecuaciones de los modelos con un código de resolución de la ecuación de transporte escrito en FORTRAN90, tomado de del Palacio (2018), que adaptamos específicamente para automatizar el cálculo de modelos con distintas SFR, y para incluir nuevos procesos más allá de aquellos para los que había sido programado (los electrones secundarios y terciarios, absorción γ - γ , son desarrollos propios). Realizamos el análisis de los resultados

en PYTHON. A continuación describiremos la aplicación de este modelo a la explicación y/o predicción de observaciones de radiación no térmica en distintas bandas del espectro.

Capítulo 3

La correlación L_γ vs. SFR observada

Este capítulo tiene como objetivo revisar la relación $L_\gamma - L_{\text{IR}}$ observada, prestando especial atención al extremo inferior de L_{IR} . Construimos la muestra más grande posible de SFG emisoras de altas energías con datos γ , IR y de SFR lo más homogéneos posibles y derivamos la relación más fundamental $L_\gamma - \text{SFR}$. Esta última nos permite cuantificar los sesgos introducidos mediante el uso de L_{IR} como trazador de la SFR en todo su rango de variación. Este capítulo provee una base de datos robusta y autoconsistente contra la cual contrastar las predicciones de nuestros modelos. Presentamos dicha contrastación en el Cap. 4. Los resultados de este capítulo han sido publicados en Kornecki et al. (2020, en adelante K20).

Al inicio de esta Tesis, la muestra de SFG incluidas en el tercer catálogo de fuentes de *Fermi* (el más actualizado en ese momento) contenía apenas 7 galaxias, por lo que consideramos importante su ampliación para poder comprender la naturaleza y origen de la emisión γ . El tercer catálogo de fuentes *Fermi* (3FGL) reporta 3033 fuentes con emisión en el rango de 20 MeV a 300 GeV de las cuales más de 1000 fuentes aún no habían sido identificadas. Muchas de estas fuentes podrían estar asociadas a SFG. Con el objetivo de aumentar la muestra de SFG con emisión γ llevamos a cabo una correlación cruzada posicional con el método utilizado por Combi et al. (2011), entre el 3FGL (Acero et al. 2015) y el *Updated catalog of GALEX*

Tabla 3.1: Distancias, SFR, flujos IR y γ y luminosidades para todas las SFG conocidas que emiten en rayos γ .

Galaxia	D_L Mpc	F_γ	F_{IR}	\dot{M}_*	$\log(L_\gamma)$	$\log(L_{IR}/L_\odot)$
		[0,1 – 100 GeV] $10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	[8 – 1000 μm] ^l $10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$M_\odot \text{ yr}^{-1}$	[0,1 – 100 GeV] erg s^{-1}	[8 – 1000 μm]
M31	$0,77 \pm 0,04^a$	$2,29 \pm 0,70^f$	$127,2 \pm 6,4$	$0,26 \pm 0,02^h$	$38,21 \pm 0,14$	$9,37 \pm 0,05$
NGC 253	$3,56 \pm 0,26^a$	$8,78 \pm 0,60^f$	$92,5 \pm 4,6$	$5,03 \pm 0,76^h$	$40,12 \pm 0,07$	$10,56 \pm 0,07$
SMC	$0,060 \pm 0,003^a$	$29,2 \pm 1,2^f$	622 ± 31	$0,027 \pm 0,003^i$	$37,10 \pm 0,05$	$7,85 \pm 0,05$
M33	$0,91 \pm 0,04^a$	$2,02 \pm 0,38^g$	$53,8 \pm 2,7$	$0,29 \pm 0,02^h$	$38,30 \pm 0,09$	$9,14 \pm 0,04$
NGC 1068	$10,1 \pm 1,8^b$	$7,46 \pm 0,55^f$	$31,6 \pm 1,6$	$22,7 \pm 8,1^h$	$40,96 \pm 0,16$	$11,00 \pm 0,16$
LMC	$0,050 \pm 0,003^a$	$195,1 \pm 8,5^f$	6777 ± 339	$0,20 \pm 0,03^i$	$37,77 \pm 0,06$	$8,72 \pm 0,06$
NGC 2146	$17,2 \pm 3,2^c$	$1,83 \pm 0,36^f$	$13,71 \pm 0,69$	$14,0 \pm 5,2^h$	$40,81 \pm 0,18$	$11,10 \pm 0,16$
NGC 2403	$3,18 \pm 0,18^a$	$1,22 \pm 0,28^g$	$4,73 \pm 0,24$	$0,37 \pm 0,03^h$	$39,17 \pm 0,11$	$9,17 \pm 0,05$
M82	$3,53 \pm 0,26^a$	$10,36 \pm 0,52^f$	$143,6 \pm 7,2$	$10,4 \pm 1,6^h$	$40,19 \pm 0,07$	$10,75 \pm 0,07$
NGC 3424	$25,6 \pm 1,8^d$	$1,59 \pm 0,35^f$	$0,910 \pm 0,046$	$1,59 \pm 0,23^j$	$41,10 \pm 0,11$	$10,27 \pm 0,07$
Arp 299	$46,8 \pm 3,3^d$	$1,10 \pm 0,33^g$	$10,50 \pm 0,52$	97 ± 14^k	$41,46 \pm 0,14$	$11,86 \pm 0,07$
NGC 4945	$3,72 \pm 0,27^a$	$11,51 \pm 0,79^f$	$63,6 \pm 3,2$	$1,22 \pm 0,16^i$	$40,28 \pm 0,07$	$10,44 \pm 0,07$
Circinus	$4,21 \pm 0,70^e$	$7,1 \pm 1,2^f$	$29,8 \pm 1,5$	$2,05 \pm 0,63^i$	$40,18 \pm 0,16$	$10,22 \pm 0,15$
Arp 220	$80,9 \pm 5,7^d$	$2,91 \pm 0,48^f$	$7,80 \pm 0,39$	214 ± 32^k	$42,36 \pm 0,09$	$12,20 \pm 0,07$
Milky Way	*	*	*	$1,90 \pm 0,04^m$	$38,91 \pm 0,13^n$	$10,15 \pm 0,21^n$

^a Tully et al. (2016).

^b Nasonova et al. (2011).

^c Tully & Fisher (1988).

^d Derivada de NED.

^e Tully et al. (2009).

^f Abdollahi et al. (2020).

^g Derivada de Ajello et al. (2020).

^h Calculada de flujos FUV (Gil de Paz et al. 2007) + IRAS 25 μm (Sanders et al. 2003).

ⁱ Calculada de flujos FUV (Cortese et al. 2012) + IRAS 25 μm (Sanders et al. 2003).

^j Calculada de flujos H α (Kennicutt et al. 2008) + IRAS 25 μm (Sanders et al. 2003).

^k Calculada de F_{IR} .

^l Calculada de flujos IRAS 12, 25, 60, y 100 μm de Brauher et al. (2008, para Circinus) y Sanders et al. (2003, para las galaxias restantes).

^m Chomiuk & Povich (2011).

ⁿ Strong et al. (2010).

nearby galaxies (Bai et al. 2015). Elegimos este catálogo porque nos interesa particularmente aumentar la muestra en el rango de baja SFR, donde las galaxias no serían oscurecidas y por lo tanto brillantes en el UV. Además, esta última banda es la clave para determinar su SFR, con lo cual en caso de obtener nuevas detecciones, nos aseguramos de tener los datos básicos para determinar esta magnitud. Más aún, la propia correlación $L_\gamma - \text{SFR}$ implica que estas galaxias son de baja luminosidad γ , y por lo tanto cercanas, por lo cual además es posible que cuenten con otras observaciones que permitan completar los datos necesarios (ver Secs. 3.1 y 3.2).

El telescopio *Fermi*-LAT posee una resolución angular del orden del minuto de arco aproximadamente¹. Suponemos que la posición de cada fuente γ obedece a una distribución normal bivariada, cuyos parámetros vienen dados por la posición nominal y la elipse del 68 % de confianza dadas por los catálogos de *Fermi*. Las posiciones de las galaxias en el catálogo GALEX, en cambio, tiene una incerteza despreciable comparada con la de *Fermi*. Nuestro método consiste entonces en poner a prueba la hipótesis de que la verdadera posición de la fuente γ se encuentra dentro de la galaxia, para cada par fuente γ *Fermi* / galaxia. Tomamos como contrapartes posibles aquellos pares que satisfacen el test con una significancia mayor al 1 %, y utilizamos la máxima significancia con que cada par pasaría el test como un estimador de la plausibilidad de la identificación. Desarrollamos un código en PYTHON para aplicar este método al catálogo GALEX, pero que además constituye una herramienta que, de ser necesario, puede aplicarse en el futuro en forma masiva a catálogos de galaxias con millones de objetos. En Kornecki et al. (2017) describimos el estudio con más detalle y mostramos los resultados del método aplicado. Encontramos varias coincidencias de alta significancia que no pueden ser explicadas por simple azar, lo que indica una relación entre galaxias y fuentes *Fermi*. Analizamos la capacidad del método mediante una inspección visual de los resultados de la correlación (damos un ejemplo en la Fig 3.1) y comparamos con identificaciones previas. El método de co-

¹Para ser más precisos, la resolución angular de *Fermi*-LAT varía con la energía de los fotones y es menor a 3.5 grados a $E < 100$ MeV y menor a 0.15 grados a $E > 10$ GeV.

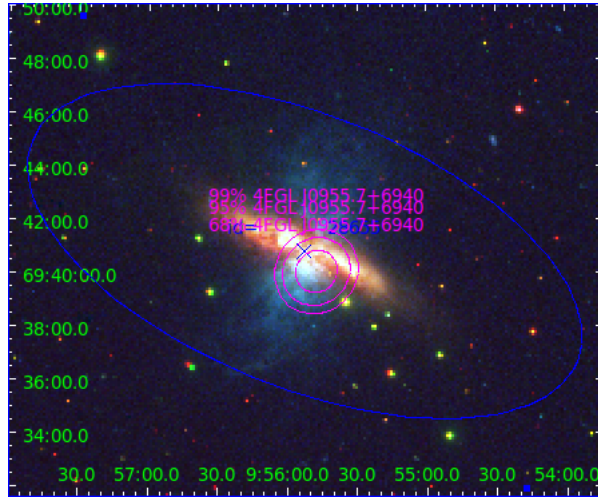


Figura 3.1: Imagen en 3 colores de M82 obtenida con datos de GALEX Y DSS provistos por *Skyview* (<http://skyview.gsfc.nasa.gov>), junto con las elipses que representan el tamaño de las galaxias dado por GALEX (azul), y las elipses del 68 %, 95 % y 99 % de confianza de Fermi (rosa de adentro hacia afuera, respectivamente).

relación cruzada aplicado encontró todas las SFG detectadas hasta ese momento en el 3FGL, más la galaxia NGC 2146, que había sido reportada poco antes por Tang et al. (2014). Esto muestra que el método es confiable, aunque la cantidad de fuentes detectadas sugiere que no sería posible aumentar significativamente la muestra a partir del catálogo 3FGL. Por ello decidimos trabajar únicamente con los datos de las galaxias detectadas ya provistas por los catálogos de *Fermi*, más NGC 2146, que luego fue incorporada en el cuarto catálogo de *Fermi*.

Los trabajos anteriores han compilado muestras de L_{IR} y L_{γ} publicadas en los últimos 25 años. Las mejoras en las mediciones de distancias extragalácticas en este período han producido cambios en las distancias aceptadas de muchas galaxias cercanas, a veces en un factor apreciable (ver, por ejemplo, la compilación de mediciones en la *NASA / IPAC Extragalactic Database*, NED²). En algunos trabajos anteriores, los valores de estas distancias actualizadas se usan para calcular L_{γ} , mientras que los datos para calcular L_{IR} se toman de fuentes de literatura que usan distancias obsoletas. Para corregir estas inconsistencias en nuestra muestra tomamos

²<https://ned.ipac.caltech.edu>

solamente los flujos de catálogos de rayos γ e IR, y calculamos las luminosidades utilizando un único conjunto de distancias, lo mas homogéneo posible. Las SFR también se calculan a partir de flujos (e.g. Kennicutt & Evans 2012), por lo tanto, para preservar la autoconsistencia de nuestra muestra, siempre usamos el mismo conjunto de distancias descrito anteriormente. El uso autoconsistente de distancias es crucial para obtener resultados robustos. La tabla 3.1 compila las estimaciones de L_γ , L_{IR} y \dot{M}_* para las catorce SFG detectadas en rayos γ hasta ahora, más la MW. En todos los casos, a partir de los errores de las mediciones, nos encargamos de calcular valores confiables de las incertidumbres para todas las cantidades, a fin de realizar análisis estadísticos confiables en nuestra muestra.

3.1. Distancias

Dado que nuestro interés consiste en transformar flujos en luminosidades, buscamos el mejor valor de distancia de luminosidad D_L disponible para cada galaxia para construir nuestro conjunto de distancias. En primer lugar, tomamos distancias del catálogo Cosmicflows-3 de Tully et al. (2016) cuando fue posible (nueve objetos). Las estimaciones de estos autores se basan en métodos independientes del corrimiento al rojo (Tully-Fisher, Cefeidas, extremo de la rama de las gigantes rojas, etc.) por lo tanto, para mantener la homogeneidad de nuestra muestra, para las galaxias restantes buscamos en NED mediciones realizadas con métodos similares y compatibles con el modelo cosmológico actual. Esta búsqueda falló en solo tres casos (NGC 3424, Arp 220 y Arp 299). Para estos últimos, tomamos distancias calculadas por NED usando corrimiento al rojo y un modelo del flujo de Hubble. Como se trata de sistemas distantes (> 25 Mpc), los métodos dependientes del corrimiento al rojo proporcionan datos confiables. Los valores obtenidos de las fuentes antes mencionadas son distancias propias. Para todas menos las tres galaxias más lejanas de nuestra muestra, las distancias propias y las de luminosidad difieren en menos del 0,5 %, por lo tanto, las consideramos idénticas. En los casos restantes, cal-

calculamos las distancias de luminosidad a partir de las propias utilizando el modelo cosmológico de 9 años del *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP, Hinshaw et al. 2013).

3.2. Luminosidades y SFR

En trabajos anteriores, la luminosidad IR total L_{IR} en la banda $8 - 1000 \mu\text{m}$ generalmente se usa como un trazador de la SFR. L_{IR} se puede calcular a partir de los flujos IRAS en 12, 25, 60 y $100 \mu\text{m}$ utilizando las fórmulas de Sanders & Mirabel (1996). Tomamos los flujos IRAS de los catálogos de Brauher et al. (2008, para Circinus) y Sanders et al. (2003, para todas las galaxias restantes excepto la MW), y derivamos ambos F_{IR} y L_{IR} , este último utilizando la distancia de luminosidad descrita en la sección 3.1. Para la MW, adoptamos la luminosidad IR de Strong et al. (2010).

Para todas las galaxias de nuestra muestra, calculamos sus luminosidades de rayos γ utilizando el flujo observado en la banda $0,1 - 100 \text{ GeV}$ y la distancia de luminosidad para cada una. Para once galaxias utilizamos los datos más recientes proporcionados por el catálogo de fuentes *Fermi* (4FGL, Abdollahi et al. 2020). El flujo de rayos γ para la Nube Mayor de Magallanes (LMC, del inglés *Large Magellanic Cloud*) en el 4FGL es el resultado de la suma de los flujos de cuatro fuentes extendidas (4FGL J0500.9–6945e, 4FGL J0519 .9–6845e, 4FGL J0530.0–6900e y 4FGL J0531.8–6639e; Ackermann et al. 2016). Los flujos en la banda $0,1 - 100 \text{ GeV}$ no se informan en 4FGL para Arp 299³, M33 y NGC 2403, por lo tanto, los calculamos a partir de los flujos de energía $0,1 - 800 \text{ GeV}$ y las distribuciones espectrales de energía (SED, del inglés *spectral energy distribution*) más adecuadas proporcionadas por Ajello et al. (2020). Debido a que el mejor ajuste para el espectro de fotones γ de estas galaxias (en unidades de $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$) es según Ajello et al. (2020) una ley de potencias $dN/dE = N_0 E^{-\alpha}$, con α el

³Es importante aclarar que este trabajo fue terminado a principios del año 2020, y que actualmente el flujo de Arp 220 sí se encuentra reportado en una nueva versión del catálogo 4FGL. La actualización de este flujo será discutida en el capítulo 5.

índice espectral y N_0 la normalización, podemos eliminar N_0 a partir del cociente entre ambos flujos:

$$\frac{L_{0,1-100 \text{ GeV}}}{L_{0,1-800 \text{ GeV}}} = \frac{\int_{0,1}^{100} E \frac{dN}{dE} dE}{\int_{0,1}^{800} E \frac{dN}{dE} dE}. \quad (3.1)$$

Los valores de α para las tres galaxias antes mencionadas son $\alpha_{\text{ARP299}} = 2,11$, $\alpha_{\text{M33}} = 2.41$ y $\alpha_{\text{NGC2403}} = 1,94$ (distintas de 2), entonces integrando la expresión anterior obtenemos:

$$L_{0,1-100 \text{ GeV}} = L_{0,1-800 \text{ GeV}} \times \frac{(100 \text{ GeV})^{2-\alpha} - (0,1 \text{ GeV})^{2-\alpha}}{(800 \text{ GeV})^{2-\alpha} - (0,1 \text{ GeV})^{2-\alpha}}, \quad (3.2)$$

lo que nos permite calcular $L_{0,1-100 \text{ GeV}}$ para cada una de estas galaxias. También incluimos la luminosidad modelada de rayos γ para la MW (Strong et al. 2010; Ackermann et al. 2012a).

Como nuestro objetivo es probar la confiabilidad de L_{IR} como trazador de la SFR dentro de nuestra muestra, evitamos usar la luminosidad IR *total* en la determinación de la SFR de nuestras galaxias siempre que sea posible. Los flujos en el UV lejano (FUV, $\lambda \sim 150 \text{ nm}$) y $\text{H}\alpha$ son buenos trazadores de la SFR en sistemas no oscurecidos (sistemas en los que el polvo absorbe una fracción insignificante de la emisión UV). Por otra parte, se han ideado varios métodos para incluir los efectos del polvo en objetos oscurecidos, utilizando trazadores compuestos de múltiples longitudes de onda (FUV + IR o $\text{H}\alpha$ + IR, Kennicutt & Evans 2012). Entre estos últimos, elegimos aquellos que usan flujos IR monocromáticos, para mantener nuestras estimaciones independientes de L_{IR} . Compilamos los flujos FUV de *GALEX* (Gil de Paz et al. 2007; Cortese et al. 2012) y los flujos $\text{H}\alpha$ (Kennicutt et al. 2008) para ocho y nueve galaxias, respectivamente. Cinco de ellas tienen estimaciones de ambos flujos. Combinamos los flujos FUV y $\text{H}\alpha$ con flujos *IRAS 25 μm* de Sanders et al. (2003) y las distancias compiladas, para calcular la SFR utilizando las fórmulas proporcionadas por Kennicutt & Evans (2012),

$$\log \dot{M}_* [\text{M}_\odot \text{yr}^{-1}] = \log(L_{\text{FUV}} + 3,89L_{25\mu\text{m}}) [\text{erg s}^{-1}] - 43,35, \quad (3.3)$$

$$\log \dot{M}_* [\text{M}_\odot \text{yr}^{-1}] = \log(L_{\text{H}\alpha} + 0,02L_{25\mu\text{m}}) [\text{erg s}^{-1}] - 41,27. \quad (3.4)$$

En estas ecuaciones, L_{FUV} y $L_{25\mu\text{m}}$ son las luminosidades monocromáticas (νL_ν) a 150 nm y 25 μm , respectivamente, y $L_{\text{H}\alpha}$ es la luminosidad total en la línea H α . Para las cinco galaxias con datos FUV y H α , las dos SFR están de acuerdo considerando los errores de medición. Tomamos para ellas los valores calculados a partir de las observaciones FUV para el análisis posterior.

Para dos galaxias (Arp 220 y Arp 299) no hay disponibles medidas de H α ni FUV. Estos son ULIRGS con un gran oscurecimiento, para los cual se espera que L_{IR} sea el mejor trazador de la SFR. Por lo tanto, calculamos sus SFR como

$$\dot{M}_* [\text{M}_\odot \text{yr}^{-1}] = 1,7 \times 10^{-10} \epsilon L_{\text{IR}} [\text{L}_\odot]. \quad (3.5)$$

Como los trazadores FUV y ópticos tomados de Kennicutt & Evans (2012) son consistentes con la IMF de Chabrier (2003b), adoptamos $\epsilon = 0,79$ (Crain et al. 2010a). Finalmente, siguiendo a Kennicutt & Evans (2012), tomamos el valor de la SFR de Chomiuk & Povich (2011) para la MW.

Para evaluar la confiabilidad de nuestros valores de SFR, los comparamos con mediciones (no basadas en IR) de la literatura (Israel 1997; Wilke et al. 2004; Harris & Zaritsky 2004; For et al. 2012; Harris & Zaritsky 2009; Lanz et al. 2013; de los Reyes & Kennicutt 2019). Encontramos que, una vez corregidas las distancias, los valores publicados concuerdan bien con los nuestros dentro de las incertidumbres. La única excepción es NGC 3424, para la cual encontramos una diferencia de $3,1 \sigma$ entre nuestro valor de SFR y el publicado por Lanz et al. (2013),

donde σ es el error combinado de ambas medidas. Nuestro valor es mayor en $\sim 0,9 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, similar a la diferencia que encuentran dichos autores entre sus SFR basadas en la SED completa y las basadas en el flujo FUV. Ellos lo explican como un efecto de las diferentes escalas de tiempo sobre las que su método y las técnicas basadas en el FUV promedian la SFR. Concluimos que nuestra muestra es adecuada para la tarea de investigar la confiabilidad de la correlación $L_{\gamma} - L_{\text{IR}}$.

3.3. L_{IR} como trazadora de la SFR

En el panel superior de la Fig. 3.2 mostramos la correlación que encontramos entre la luminosidad IR y la SFR de las galaxias de nuestra muestra, mientras que en el panel inferior graficamos los residuos Δ de la correlación, ponderados por su desviación estándar (calculada a partir de las incertidumbres de L_{IR} y \dot{M}_{*}). Como se esperaba, las galaxias luminosas en IR se encuentran en la posición esperada dada por la Ec. 3.5. A modo de comparación, graficamos la relación correspondiente para $\epsilon = 0,79$ y 1 (este último valor corresponde al IMF de Salpeter 1955). Para $\dot{M}_{*} \gtrsim 1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, la mayoría de las galaxias siguen estrictamente la correlación SFR $- L_{\text{IR}}$ definida por Kennicutt & Evans (2012).

Sólo NGC 3424 y NGC 4945 se desvían de la relación, la primera marginalmente ($\Delta = -2,1$), por lo que no podemos descartar para ella una fluctuación al azar. La segunda merece una discusión aparte, porque la fuerte desviación negativa ($\Delta = -4,2$) implica una emisión en el IR más alta que la esperada de una conversión completa de los fotones UV en radiación IR por parte del polvo, de acuerdo al valor de SFR medido. O bien NGC 4945 tiene una fuente no térmica intensa de radiación IR, o el proxy $\text{H}\alpha + \text{IR}$ usado subestima severamente la SFR. El hecho de que esta galaxia tenga un fuerte oscurecimiento y se observe casi de canto (Strickland et al. 2004) favorece la segunda explicación. Sin embargo, se necesitarían observaciones en múltiples longitudes de onda para resolver completamente la situación de esta galaxia.

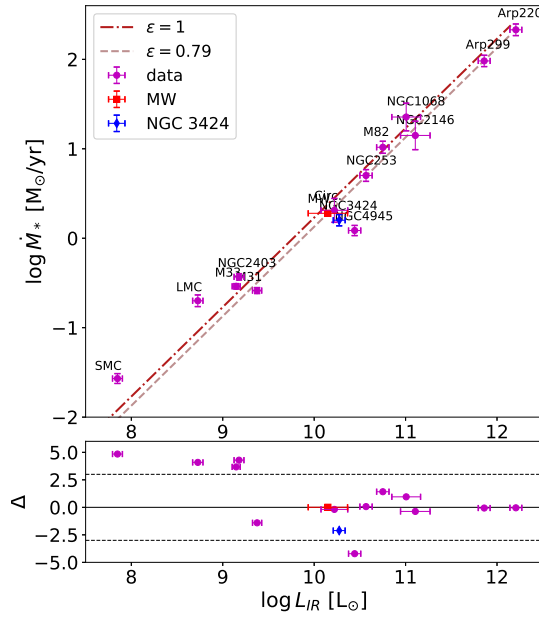


Figura 3.2: *Panel superior*: SFR en función de la luminosidad IR para nuestra muestra de galaxias. La línea roja de puntos y rayas y la gris rayada representan la relación de escala entre $\dot{M}(L_{IR})$ presentada en la Ec. 3.5 para $\epsilon = 1$ y $0,79$, respectivamente. *Panel inferior*: Residuos de la relación $\dot{M}_*(L_{IR})$ para $\epsilon = 0,79$, ponderados por su desviación estándar, en función de L_{IR} . Las líneas de puntos horizontales corresponden a ± 3 desviaciones estándar. L_{IR} es un buen trazador SFR para $\dot{M}_* \gtrsim 1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, como se esperaba. En el extremo inferior, nuestras SFR son consistentemente más altas que las predichas por las luminosidades IR. Créditos: Kornecki, P., A&A, 641, 4, 2020, reproducida con el permiso de © ESO.

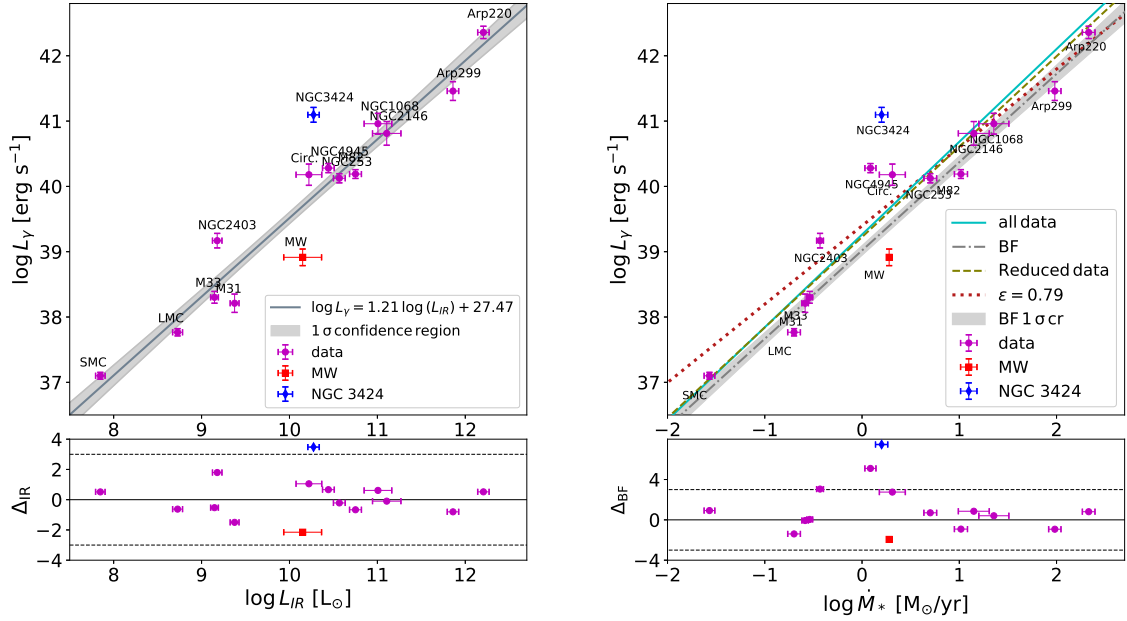


Figura 3.3: *Panel superior izquierdo*: luminosidad en rayos γ en función de la luminosidad IR total para nuestra muestra. La línea sólida gris representa el mejor ajuste a los datos (excluyendo la MW y NGC 3424) y la región sombreada gris muestra el intervalo de confianza del 68%. *Panel inferior izquierdo*: Residuos del ajuste ponderados por su desviación estándar, en función de la luminosidad IR total. Las líneas de puntos horizontales corresponden a ± 3 desviaciones estándar. *Panel superior derecho*: luminosidad de rayos γ en función de la SFR. Mostramos tres ajustes realizados en diferentes conjuntos de datos: el conjunto de datos completo (línea sólida celeste), un conjunto de datos reducido (excluyendo la MW y NGC 3424, línea discontinua verde) y el BF (excluyendo todas las galaxias en el rango $-0,5 < \log \dot{M}_* < 0,5$, línea de puntos grises discontinua, ver texto). La región sombreada en gris corresponde al nivel de confianza de 68% del ajuste BF. La línea de puntos roja representa el mejor ajuste a la relación $L_\gamma - L_{\text{IR}}$ presentada en el panel izquierdo, traducida al plano SFR- L_γ por la Ec. 3.5, con $\epsilon = 0,79$. Este último concuerda apenas marginalmente con los datos o con cualquiera de los otros tres ajustes. *Panel inferior derecho*: Residuos del ajuste BF, ponderados por su desviación estándar, en función de la SFR. Las líneas de puntos horizontales corresponden a ± 3 desviaciones estándar. Créditos: Kornecki, P., A&A, 641, 5, 2020, reproducida con el permiso de © ESO.

Para $\dot{M}_* \lesssim 1 M_\odot \text{yr}^{-1}$, las galaxias se desvían hacia arriba de la relación lineal de la Ec. 3.5. Sus SFR son consistentemente más altas que las derivadas de sus luminosidades IR, en más de $\Delta > 3,6$ en todos los casos excepto M31. Interpretamos esto como un efecto del oscurecimiento incompleto de sus regiones de formación estelar; sus luminosidades IR representan solo una fracción de sus SFR. Este resultado sugiere que L_{IR} no es un trazador confiable para el extremo de baja SFR de la muestra, y que la correlación $L_\gamma - \text{SFR}$ merece una exploración más detallada.

3.4. La correlación $L_\gamma - \text{SFR}$

En la Fig. 3.3 (panel izquierdo) presentamos la variación de L_γ con L_{IR} , construida utilizando los datos de la Tabla 3.1. Se observa una tendencia clara, de la cual solo NGC 3424 se desvía significativamente. La extrema luminosidad de rayos γ de esta galaxia ya ha sido notada por Ajello et al. (2020), y puede deberse a la presencia de un AGN (Gavazzi et al. 2011), aunque esta hipótesis aún no se ha confirmado. El ajuste de una ley de potencias ($L_\gamma = AL_{\text{IR}}^m$) a los datos restantes resulta en $m = 1,21 \pm 0,07$, $\log A = 27,47 \pm 0,65$, y una dispersión de 0.34 dex, lo que indica una relación relativamente estrecha. El índice m es consistente con el obtenido por autores anteriores (Ackermann et al. 2012a; Ajello et al. 2020). Un comportamiento lineal ($m = 1$) puede rechazarse con una confianza de 99,7% (3σ ⁴).

El panel derecho de la Fig. 3.3 muestra la misma correlación, pero usando nuestra SFR en lugar de su trazador IR. Un ajuste sobre el conjunto de datos completo da un índice $m = 1,43 \pm 0,15$, $\log A = 39,32 \pm 0,17$, y una gran dispersión de 0,65 dex, 2 veces la de la correlación $L_\gamma - L_{\text{IR}}$. Usando un conjunto de datos reducido (excluyendo NGC 3424 y la MW) obtenemos $m = 1,38 \pm 0,12$, $\log A = 39,22 \pm 0,13$, pero con una dispersión mucho menor de 0,45 dex (todavía mayor que la de la correlación con IR). La gran dispersión parece deberse a los datos en SFR intermedias ($-0,5 \lesssim \log \dot{M}_* \lesssim 0,5$), por lo tanto, intentamos con una tercera muestra

⁴Aquí $\sigma = (m - 1)/\text{Err}(m)$ y $\text{Err}(m)$ es el error en la pendiente.

(llamada “mejores seguidores”, BF del inglés *best followers*) excluyendo las cinco galaxias en este rango SFR. Un ajuste a este último conjunto de datos da $m = 1,35 \pm 0,05$, $\log A = 39,02 \pm 0,07$ y una dispersión de 0,21 dex, lo que implica una relación mucho más estrecha. En todos los casos, un comportamiento lineal de L_γ con la SFR se puede rechazar al menos en un nivel de confianza de 99,5 % ($2,8\sigma$). En el caso de la correlación estrecha, el nivel de confianza aumenta a $\sim 1 - 10^{-12}$ (casi 7σ).

Para comparar las correlaciones IR y SFR que involucran L_γ , mostramos en el panel izquierdo de la Fig. 3.3 el mejor ajuste para la relación $L_\gamma - L_{\text{IR}}$, traducido al plano SFR- L_γ a través de la Ec. 3.5. Su índice ($m = 1,21 \pm 0,05$) es apenas marginalmente consistente con el de los BF ($m = 1,35 \pm 0,05$) en un nivel de 2σ , donde σ es el error combinado de ambos índices. La correlación IR sobreestima en gran medida la luminosidad γ de las galaxias de baja SFR. Esto es consistente con nuestro resultado anterior de que la luminosidad IR subestima la SFR. El índice de la relación IR tampoco concuerda con los de los ajustes realizados en las otras dos muestras, pero con menor significación.

3.5. Resumen de los resultados

Hemos demostrado que, en nuestra muestra, la luminosidad IR subestima considerablemente la SFR a valores bajos. Esto hace que la relación $L_\gamma - L_{\text{IR}}$ tenga una pendiente menor que $L_\gamma - \text{SFR}$, siendo el índice de la primera menor que el de la segunda en 0.14 (casi un 10%). En todos los casos, una relación lineal entre L_γ y L_{IR} o la SFR se puede rechazar con alta confianza, de al menos 99,7 % (3σ). También hemos encontrado una gran dispersión en esta última a SFR intermedias. En los siguientes capítulos presentamos el diseño de modelos para la emisión de rayos γ , cuyo objetivo es explicar las características principales de la correlación observada $L_\gamma - \text{SFR}$.

Capítulo 4

La correlación L_γ vs. SFR modelada

En este capítulo construimos un modelo poblacional que trata en detalle los mecanismos físicos responsables de la emisión de rayos γ en el rango *Fermi*. Mejoramos los modelos anteriores de este tipo (por ejemplo, Zhang et al. 2019) al incluir un cálculo completo de la distribución de CR y el espectro de rayos γ (similar al de Peretti et al. 2019a), incluyendo relaciones de escala con la SFR no presentes en los modelos de emisión de galaxias individuales. Analizamos cuidadosamente los parámetros y las relaciones de escala necesarias para describir las regiones de las galaxias donde se emite la radiación de alta energía, y tratamos el resto de los parámetros como medias poblacionales fijas o valores típicos. Nuestro objetivo es avanzar en la comprensión de los procesos que dan forma a la correlación $L_\gamma - \text{SFR}$ observada (Ackermann et al. 2012a), a lo largo de todo el rango de SFR. Esto abarca tanto a las SFG normales, que muestran baja actividad de formación estelar diseminada en discos con tamaños del orden del kiloparsec, como a las SBG más activas, en las que la formación estelar se concentra en núcleos compactos con tamaños menores al kiloparsec. Los resultados de este capítulo han sido publicados en K20.

4.1. El modelo

Elegimos entonces un modelo de *leaky box* (Cowsik et al. 1967) para calcular las poblaciones de CR primarios en los discos de las SFG y su emisión. La ecuación que determina la distribución estacionaria resultante del transporte de los CR es entonces la Ec. 2.1. El escenario es el descrito en el Cap. 2; en las siguientes secciones damos detalles particulares de la implementación de algunos de los procesos allí mencionados, y de las relaciones de escala o valores típicos necesarios para fijar los valores de los parámetros libres.

La solución analítica de la Ec. 2.1 tiene un tiempo de cómputo muy alto, lo cual la hace poco conveniente para el tipo de problema abordado, porque se requiere aplicar el modelo a una población grande de galaxias con distintas SFR. Por ello utilizamos la aproximación más simple, dada por la expresión 2.8. Esta solución, que fue usada por Peretti et al. (2019a) es rápida y constituye una buena aproximación en el rango *Fermi* que queremos estudiar. La Fig. 4.1 presenta una comparación de la solución analítica para la distribución de protones y la obtenida mediante esta aproximación para un caso pesimista con $\dot{M}_* = 800 M_\odot \text{yr}^{-1}$, mostrando que el error cometido por la última no es significativo.

4.1.1. Escape y enfriamiento de CR

El enfriamiento de los CR se produce por los diferentes mecanismos mencionados en la Sec. 2.3. Las ecuaciones para el cálculo de sus respectivas tasas de enfriamiento, junto con el tiempo de advección, también se encuentran en dicha sección. Con el objetivo de estudiar cómo diferentes suposiciones sobre el coeficiente de difusión $D(E)$ afectan el confinamiento de los rayos cósmicos, exploramos dos recetas que representan condiciones extremas y opuestas para la turbulencia magnética. Para la primera, adoptamos un coeficiente de difusión de Kolmogorov con la normalización encontrada para nuestra Galaxia, $D_K = 3,86 \times 10^{28} (E/\text{GeV})^{1/3} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$

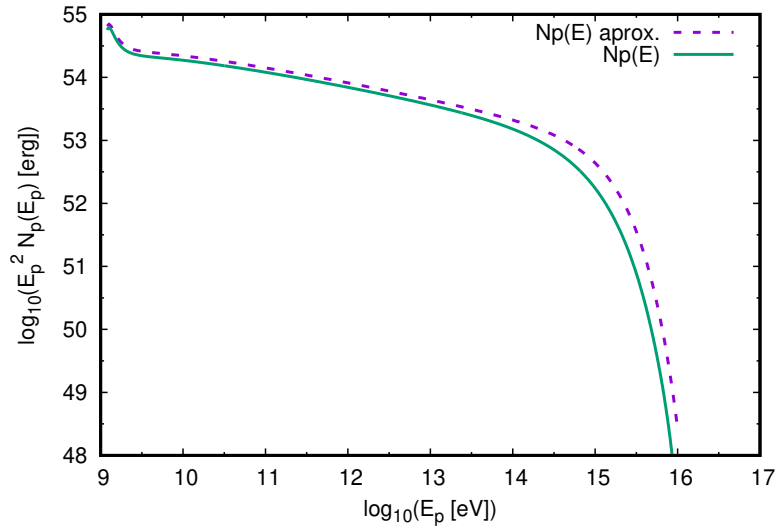


Figura 4.1: Distribución de protones obtenida por la solución analítica (Ec. 2.4, línea verde continua) y la obtenida mediante la aproximación más simple (Ec. 2.8, línea violeta a rayas) para un caso con $\dot{M}_* = 800 M_\odot \text{yr}^{-1}$.

(Berezinsky 1990), lo que conduce a una difusión rápida y un menor confinamiento de los CR. Para la segunda adoptamos un coeficiente de difusión de Bohm $D_B = Ec/(3eB)$, donde B es el campo magnético del ISM, e la carga del electrón y c la velocidad de la luz. La fórmulas para determinar los valores de H , R , B , n y v_w se analizarán en la Sec. 4.1.2.

4.1.2. Parámetros y relaciones de escala

Nuestro modelo tiene una sola variable independiente, la SFR, que define la cantidad de CR producidos en cada galaxia. Ésta es lineal en la SFR, por lo tanto, la no linealidad de la relación $L_\gamma - \text{SFR}$ observada debe surgir de otros parámetros dependientes de la SFR. El candidato más conspicuo es la densidad de protones del ISM, ya que una gran cantidad de trabajos han documentado la existencia de una correlación entre las densidades superficiales de SFR (Σ_{SFR}) y de masa de gas frío (Σ_{gas}) en SFGs (la ley de K-S, Kennicutt 1998a; Kennicutt & Evans 2012; de los Reyes & Kennicutt 2019),

$$\log \Sigma_{\text{SFR}} [\text{M}_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}] = 1,41 \log \Sigma_{\text{gas}} [\text{M}_{\odot} \text{pc}^{-2}] - 3,74. \quad (4.1)$$

Incluimos la ley de K-S en nuestro modelo para calcular la densidad de protones n . Como ésta relaciona cantidades intensivas, nos vemos obligados a tener en cuenta la geometría de la región de aceleración y enfriamiento de los CR. La mayoría de las SFG y SBG muestran morfologías aplanadas por lo tanto, como mencionamos en el Cap. 2, modelamos ésta región como un disco de radio R y espesor $2H$. La densidad de protones es entonces

$$n = \frac{\Sigma_{\text{gas}}}{2Hm_{\text{H}}} \propto M_*^{0,71} R^{-1,42} H^{-1}. \quad (4.2)$$

Hacemos hincapié en que este disco modela la región donde los CR se enfrían, que no necesita ser toda la galaxia. De hecho, de los Reyes & Kennicutt (2019) han encontrado que las regiones de formación estelar en las galaxias de disco, definidas por la emisión en $\text{H}\alpha$, están confinadas a radios más pequeños (por un factor de casi 2) que los radios de donde proviene la luz galáctica. Por esta razón, no usamos las relaciones empíricas o simuladas entre el radio y la SFR o la masa estelar para definir R , como lo hacen trabajos anteriores (por ejemplo Zhang et al. 2019). En cambio, calculamos diferentes escenarios de nuestro modelo con valores fijos de R , entre 100 pc y 5 kpc (consulte la Tabla 4.1). En todos los casos, establecemos $H/R = 0,2$, de acuerdo con la relación espesor / diámetro de las galaxias del *Sloan Digital Sky Survey* (Padilla & Strauss 2008). Nótese que el valor encontrado por estos autores se refiere al tamaño de todo el disco, mientras que aquí R es el radio de la región donde los CR se enfrían. Suponemos que la relación de aspecto del sistema es la misma en ambos casos.

La geometría del disco también nos permite calcular el factor de dilución de la radiación involucrada en el enfriamiento de IC, $\Sigma = L_{\text{IR}} / (8\pi R^2 \sigma_{\text{SB}} T^4)$ con σ_{SB} la constante de Stefan-Boltzmann. Calculamos L_{IR} a partir de la SFR usando la Ec. 3.5, aunque según nuestros resul-

tados del Cap. 3, a SFR bajas esto implica una sobreestimación de ambas L_{IR} y la luminosidad IC. Como veremos en la Sec. 4.2, la contribución de IC a la SED de rayos γ en la banda *Fermi* es insignificante, por lo tanto, un cálculo más preciso de IC no tiene sentido.

Los vientos galácticos en las SFG son estructuras complejas, en las que se mezclan componentes de diferentes temperaturas y estados de ionización. Los flujos de masa e impulso de cada componente todavía son poco conocidos, por lo tanto, no está claro cuál de ellos dominaría el arrastre de los CR. Las estimaciones teóricas de la velocidad terminal del viento son del orden de 3000 km s^{-1} , mientras que la velocidad de la componente observada abarca varios órdenes de magnitud, desde $\sim 30 - 40 \text{ km s}^{-1}$ a más de 3000 km s^{-1} (Veilleux et al. 2005, y sus referencias). Se ha encontrado una correlación de la forma $v_w \propto \dot{M}_*^{0.35}$ para la componente neutra (Martin 2005; Weiner et al. 2009). Este resultado sugeriría seguir a Zhang et al. (2019) e introducir directamente la correlación antes mencionada en nuestro modelo. Sin embargo, no está claro si esta componente es la que impulsa la advección de los CR. Por lo tanto, preferimos seguir una estrategia diferente: exploramos varios valores fijos para v_w (de 40 a 4000 km s^{-1} para que coincida aproximadamente con el rango observado) y discutimos los efectos de la variación de este parámetro en los resultados del modelo.

Finalmente, la intensidad de los campos magnéticos en la región de enfriamiento de los CR en SFG no está bien acotada por las observaciones. Adebahr et al. (2013) miden campos de ~ 20 a $\sim 100 \mu\text{G}$ en M82, mientras que los autores que modelan emisiones de alta energía suponen un rango de valores que va desde aquellos medidos hasta dos órdenes de magnitud más altos (por ejemplo, Lacki & Thompson 2013a; Peretti et al. 2019a). Adoptamos un enfoque conservador, asumiendo un valor típico $B = 200 \mu\text{G}$ para SFG, y variando en un orden de magnitud arriba y abajo para representar el grado actual de incertidumbre.

Escenario	B μG	v_w km s^{-1}	R kpc
0	200	400	1
1	200	400	0,1
2	200	400	5
3	200	40	1
4	200	4000	1
5	20	400	1
6	2000	400	1

Tabla 4.1: Valores de los parámetros libres de nuestro modelo (campo magnético de la galaxia, velocidad del viento y radio de la región de enfriamiento de los CR), para los diferentes escenarios considerados.

4.1.3. Escenarios

Con las recetas descritas, calculamos dos escenarios básicos (K0 y B0, respectivamente, para la difusión de Kolmogorov y Bohm) utilizando los valores que se muestran en la Tabla 4.1. Para evaluar los efectos de los parámetros libres, los variamos uno a la vez, construyendo doce escenarios adicionales (numerados de K1 a K6 para la difusión de Kormogorov, y de B1 a B6 para Bohm; la Tabla 4.1 resume los valores de los parámetros utilizados). Para cada escenario, resolvemos las distribuciones de protones y electrones primarios, y calculamos los espectros de emisión y L_γ de veinte galaxias con diferentes SFR, espaciadas logarítmicamente en el rango de $0,005 - 200 M_\odot \text{yr}^{-1}$.

4.2. Resultados

Las fórmulas presentadas en las secciones anteriores nos permiten calcular las distribuciones de partículas $N_{p,e}(E)$ predichas por nuestro modelo. A partir de ellas, calculamos la SED de cada proceso de emisión, utilizando fórmulas estándar para sus emisividades (Blumenthal & Gould 1970; Kelner et al. 2006; Khangulyan et al. 2014). Obtenemos la luminosidad total de

rayos γ en el rango de energía *Fermi* integrando la SED en el intervalo $0,1 - 100 \text{ GeV}$. En esta sección exploramos la capacidad de nuestro modelo para reproducir las principales tendencias observadas en la relación $L_\gamma - \text{SFR}$. Analizamos los mecanismos dominantes de enfriamiento y escape a lo largo de todo el rango de SFR, las SED y las luminosidades de rayos γ resultantes, y evaluamos la validez de la hipótesis calorimétrica generalmente invocada para explicar la emisión de las SBG.

4.2.1. Pérdidas de energía

En la Fig. 4.2 mostramos los tiempos de escape, enfriamiento y total de pérdidas de los protones para la SFR más baja de nuestro rango $\dot{M}_* = 0,005 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$, para una intermedia $\dot{M}_* = 0,8 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ y para la más alta $200 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$. También mostramos en la Fig. 4.3 una comparación entre los tiempos de escape y enfriamiento en SFRs extremas (0.005 y $200 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$), para dos escenarios base (K0 y B0). A bajas SFR, el escape domina sobre las pérdidas de energía, ya sea por advección en el escenario de difusión lenta de Bohm (B0), o por difusión de Kolmogorov (escenario K0). Los protones se enfrían a través de $p-p$, excepto en las energías más bajas, en las que domina la ionización. Las velocidades de enfriamiento son de 2 a 4 órdenes de magnitud más bajas que las velocidades de escape (dependiendo de la energía y el modo de difusión), lo que implica que solo una pequeña fracción de la energía de los CR se emite como radiación γ . A medida que aumenta la SFR, $\tau_{\text{ion},p}$ y τ_{pp} caen como $\dot{M}_*^{-0,71}$, y este último domina las pérdidas en el rango GeV–TeV de energía de los protones. Los protones más energéticos se difunden aún a altas SFR en el escenario K0, y nunca alcanzan una situación calorimétrica en la región modelada. En el escenario B0, en cambio, el mecanismo de escape principal es la advección, y las pérdidas $p-p$ dominan a SFR altas ($\dot{M}_* > 20 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$) en todo el rango de energía de protones. Para SFR de cientos de masas solares por año, τ_{adv} es un orden de magnitud superior a τ_{pp} , y por lo tanto las galaxias se acercan al límite calorimétrico.

En la Fig. 4.4 mostramos los tiempos de escape, enfriamiento y total de pérdidas de los electrones para la SFR más baja de nuestro rango $\dot{M}_* = 0,005 M_\odot \text{yr}^{-1}$, para una intermedia $\dot{M}_* = 0,8 M_\odot \text{yr}^{-1}$ y para la más alta $200 M_\odot \text{yr}^{-1}$. En la Fig. 4.5 mostramos los tiempos de escape y enfriamiento de los electrones, para las mismas SFR extremas representadas en la Fig. 4.3, para los escenarios base K0 y B0. La difusión puede despreciarse en ambos escenarios, excepto por un pequeño rango de energía alrededor de 1 GeV en el escenario K0. La advección es el mecanismo dominante de pérdida de energía para electrones a bajas energías ($\lesssim 1$ GeV) para galaxias de baja SFR, mientras que a energías más altas los electrones se enfrían por emisión de sincrotrón. A medida que aumenta SFR, las escalas de tiempo para Bremsstrahlung y la ionización (ambos $\propto \dot{M}_*^{-0,7}$) disminuyen, y estos procesos se vuelven dominantes por debajo de ~ 10 GeV. La dispersión IC (con una escala de tiempo $\propto \dot{M}_*^{-1}$) se fortalece y compite con la emisión de sincrotrón a energías más altas. Para $\dot{M}_* \gtrsim 1 M_\odot \text{yr}^{-1}$ el sistema se convierte en un calorímetro electrónico perfecto.

4.2.2. Distribuciones espectrales de energía

La SED para las dos SFR extremas se puede ver en la Fig. 4.6 para los escenarios base K0 y B0. Para comparar la emisión de galaxias con diferentes SFR, normalizamos la SED dividiendo la luminosidad por la SFR. Dentro del rango de energía *Fermi* (la región sombreada en gris en la Fig. 4.6), la SED contiene las contribuciones IC, Bremsstrahlung y p - p . Aunque la emisión de IC crece con SFR más rápido que p - p , ésta última domina sobre todo el rango de SFR. La curva negra muestra la SED total, que coincide con los resultados encontrados en trabajos previos (e.g. Lacki & Thompson 2013a; Peretti et al. 2019a).

La prevalencia de la radiación p - p se debe a dos hechos. Primero, la relación hadrón-leptón para los CR en las SFG es alta (adoptamos $a = 50$, ver Sec. 2.1). En segundo lugar, de acuerdo a nuestro modelo, la mayor parte de la potencia de los electrones CR no se irradia, sino que

se pierde por ionización. La energía máxima que radían es $\sim 26\%$ de la energía total inyectada en electrones. El caso de los protones es diferente, ya que las pérdidas por ionización son insignificantes, y sólo los procesos de escape compiten con las pérdidas por radiación.

A SFR altas, el espectro de rayos γ es similar en ambos escenarios base (K0 y B0). El índice espectral para K0 es $\alpha^* \sim -2,3$, un poco más pronunciado que para B0 ($\alpha^* \sim -2,2$), debido a la fuerte difusión. Estos valores concuerdan con los índices espectrales observados de SBG (Ajello et al. 2020). A medida que disminuye la SFR, la densidad del ISM también disminuye y el mecanismo $p-p$ se vuelve menos eficiente perdiendo la competencia con los procesos de escape. Por esto último el escape de protones comienza a ganar relevancia. Al haber más partículas que escapan, hay menos que pueden radiar y por ende obtenemos luminosidades mucho más bajas. En el escenario B0 las partículas escapan por advección, manteniendo α^* sin cambios. En K0, los protones escapan por difusión, incrementando α^* a $\sim -2,4$ para $\dot{M}_* = 0,005 M_\odot \text{yr}^{-1}$. La Fig. 4.7 muestra que el acuerdo entre las SED modeladas y observadas es razonable.

4.2.3. La relación $L_\gamma - \text{SFR}$ modelada

L_γ se calcula integrando las SED entre 0.1 y 100 GeV, para las veinte galaxias modeladas en cada escenario. Comparamos las relaciones predichas por el modelo con las derivadas de la muestra BF (ver Cap. 3). En la Fig. 4.8 mostramos la relación $L_\gamma - \text{SFR}$ para el escenario B0 (panel izquierdo) y K0 (panel derecho) resultante de la suma de las contribuciones, junto a las contribuciones individuales dadas por los distintos procesos que aportan en este rango ($p-p$, Bremsstrahlung e IC) por separado. Hemos demostrado en la Sec. 4.2.2 que en el rango de energía *Fermi*, la contribución principal a L_γ en nuestro modelo se debe a la radiación $p-p$. Por lo tanto, la relación $L_\gamma - \text{SFR}$ está regulada por el escape de protones de la región de enfriamiento. Esto también puede verse en la Fig. 4.8, donde la contribución $p-p$ le da la forma al modelo resultante.

En la Fig. 4.9 (panel izquierdo) mostramos la relación $L_\gamma - \text{SFR}$ para escenarios con diferentes valores de R , el radio de la región donde se enfrían los CR. Nuevamente comparamos las relaciones predichas por el modelo con las derivadas de la muestra BF (ver Cap. 3). La potencia máxima absoluta disponible para la radiación γ es la luminosidad en CR de la ecuación 2.3, que escala linealmente con la SFR (líneas grises discontinuas en la Fig. 4.9). Sin embargo, este límite es inalcanzable, ya que sólo $\sim 33\%$ de la energía del protón se puede transformar en fotones γ (Kelner et al. 2006) y, según las SED producidas por nuestros modelos, solo $\sim 76\%$ de la luminosidad γ se emite en la banda *Fermi*. Esto proporciona un límite más genuino para la luminosidad γ de las galaxias modeladas (líneas punteadas negras en la Fig. 4.9),

$$L_{\gamma,\text{max}}[\text{erg s}^{-1}] = 8,38 \times 10^{39} \dot{M}_* [\text{M}_\odot \text{yr}^{-1}]. \quad (4.3)$$

La desviación de la emisión respecto de este límite, $\rho = L_\gamma/L_{\gamma,\text{max}}$, es, por lo tanto, una medida de la relación entre la potencia radiada y la disponible, o la relación calorimétrica. De los resultados del Cap. 3, para los datos observados $\rho_{\text{obs}} \propto \dot{M}_*^{0,34 \pm 0,05}$. Es digno de mencionar que todas las galaxias, excepto NGC 3424 y NGC 4945 (que son atípicas en otros sentidos, ver Cap. 3), se encuentran debajo de $L_{\gamma,\text{max}}$ teniendo en cuenta la incerteza observacional. Este resultado no se espera a priori, ya que el cálculo de $L_{\gamma,\text{max}}$ incluye factores dependientes del modelo. Por lo tanto, sugiere que el modelo captura efectivamente la física relevante del problema.

La Fig. 4.9 (panel izquierdo) muestra que para todos los valores de R , las galaxias modeladas se acercan al límite genuino de *Fermi* a SFR altas ($\rho \rightarrow 1$), mientras que a SFR más bajas se apartan de él. La separación aumenta de forma monótona a medida que disminuye la SFR. Este es un efecto de densidad; los sistemas de alta SFR tienen densidades del ISM más altas por construcción, lo que hace que el enfriamiento $p-p$ sea más eficiente y dominante sobre los mecanismos de escape. Por otro lado, a SFR bajas, la densidad no es lo suficientemente alta como para evitar el escape de una fracción importante de la población de protones, dejando

menos energía para transformarse en rayos γ ($\rho \rightarrow 0$). Este resultado es consistente con trabajos anteriores (Lacki & Thompson 2013a; Wang & Fields 2018; Peretti et al. 2019a).

A altas SFR ($\log \dot{M}_* [\text{M}_\odot \text{yr}^{-1}] \gtrsim 0,5$), nuestro escenario base K0 ($R = 1 \text{ kpc}$, difusión de Kolmogorov) reproduce bien la tendencia observada. La receta de difusión de Bohm (B0) muestra una tendencia similar, pero desplazada del lugar de las galaxias observadas. Recordamos que en B0 el escape de protones es impulsado por advección a una velocidad más lenta. Por lo tanto, B0 da como resultado una relación calorimétrica más alta que la de K0. Los escenarios con radios más grandes (K2, B2, $R = 5 \text{ kpc}$) subestiman la relación calorimétrica, porque aunque los sistemas más grandes tienen tasas de escape más bajas ($\tau_{\text{adv}} \propto R$, $\tau_{\text{diff}} \propto R^2$), también tienen densidades más bajas (a SFR fijo, $\tau_{\text{pp}} \propto n \propto R^{-2,42}$) que hacen al enfriamiento p - p mucho menos eficiente. Estos escenarios también muestran un aumento más pronunciado de ρ con la SFR que el observado. Por otro lado, lo contrario sucede para escenarios con radios pequeños (K1, B1, $R = 0,1 \text{ kpc}$). Estos son calorímetros eficientes y presentan tendencias $\rho(\dot{M}_*)$ menos empinadas que las observadas en nuestra muestra. En particular, para la difusión de Bohm (B1) obtenemos $\rho \approx 1$ en todo el rango de SFR alto, lo que significa $L_\gamma \propto \dot{M}_*$. En resumen, a altas SFR nuestro modelo es consistente con regiones de enfriamiento de los CR de tamaño del kiloparsec. Las regiones más pequeñas no se descartan, pero requieren que la difusión ocurra en el régimen de Kolmogorov.

A SFR bajas ($\log \dot{M}_* [\text{M}_\odot \text{yr}^{-1}] \lesssim -0,5$), no es posible reproducir la tendencia observada. En todos los casos, la relación $L_\gamma - \text{SFR}$ es más empinada que la observada. Esto sugiere que el modelo sobreestima la importancia relativa de escape con respecto a las pérdidas p - p , para cualquier tamaño del sistema.

Para evaluar los efectos de las variaciones en la velocidad del viento galáctico, en la Fig. 4.9 (panel derecho) mostramos las mismas relaciones del panel izquierdo, pero para los escenarios 3 y 4. Como se esperaba, las velocidades del viento más altas aumentan el escape, bajando y

empinando las curvas con respecto a los escenarios K0 y B0. Por el contrario, las velocidades más bajas acercan las curvas al límite calorimétrico y las hacen menos empinadas. A altas SFR, nuestro modelo es consistente con velocidades del viento de moderadas a altas, de varios cientos de kilómetros por segundo. Los vientos más lentos no se pueden descartar, pero requieren la presencia de difusión de Kolmogorov. Una vez más, a bajas SFR, no es posible reproducir la tendencia observada, siendo las curvas más empinadas que la relación determinada a partir de las observaciones.

Finalmente, las variaciones en el campo magnético del modelo (escenarios 5 y 6) cambian el tiempo de difusión en el caso de Bohm y el de pérdidas de sincrotrón. Ya hemos demostrado que ambos procesos producen efectos insignificantes. Los resultados de los escenarios 5 y 6 en la Fig. 4.10 (para ambas recetas de difusión) muestran que la relación $L_\gamma - \text{SFR}$ no se ve afectada por el cambio del campo magnético, por lo tanto, no exploramos más en detalle dichas variaciones.

Es importante destacar que todos los escenarios fallan de la misma manera a bajas SFR. La relación $L_\gamma - \text{SFR}$ muestra un índice (suponiendo una ley de potencias) notablemente constante $m = 1,71$ en este rango de SFR, para todos los escenarios. Esto es diferente del valor $m = 1,35 \pm 0,05$ obtenido de las observaciones. Discutiremos más extensamente este resultado en el Cap. 8.

4.3. Escenarios extremos

En la sección anterior concluimos que en ninguno de los escenarios de nuestro modelo la contribución de los electrones primarios es relevante. Aquí estudiamos con más profundidad la posibilidad de un aporte significativo por parte de los leptones, analizando casos extremos que favorezcan esta contribución. Partiendo del modelo que mejor ajusta los datos (K0) variamos el parámetro a (que en el modelo base toma un valor fijo) y analizamos el caso extremo $a = 10$

ya que este maximiza la inyección de electrones respecto a protones (Merten et al. 2017). A este último le llamamos escenario K'0; sus resultados pueden verse en el panel izquierdo de la Fig. 4.11. En esta figura se observa que existe una contribución de Bremsstrahlung, que sin embargo es poco significativa respecto a la contribución $p-p$. La emisión total sigue estando dominada por la radiación hadrónica.

Con el objetivo de seguir amplificando la contribución leptónica y ya alejándonos del conjunto de parámetros que mejor ajusta los datos, construimos un escenario aún más extremo con un juego de parámetros (dentro del rango propuesto en la Tabla 3.1) que maximiza la contribución de los electrones a L_γ . Para ello tomamos también $a = 10$, difusión de Kolmogorov y $v_w = 4000 \text{ km s}^{-1}$ (que maximiza el escape de protones) y estudiamos las dependencias de los tiempos de enfriamiento de los electrones con los parámetros libres (B y R), utilizando también las relaciones de escala de la Ec. 4.1. Las mismas son

$$\tau_{\text{sync}} \propto B^2, \quad (4.4)$$

$$\tau_{\text{IC}} \propto R^2, \quad (4.5)$$

$$\tau_{\text{BS}} \propto R^{2.4}. \quad (4.6)$$

Para minimizar los tiempos de pérdidas τ_{BS} y τ_{IC} , que son los procesos que aportan en el rango de *Fermi*, seleccionamos un escenario con el menor R posible ($R = 0,1 \text{ kpc}$). Además queremos que la mayoría de los electrones radíe por los procesos mencionados y no por sincrotrón. Entonces, con el objetivo de maximizar τ_{sync} , seleccionamos el mínimo B de nuestra tabla de parámetros ($B = 20 \mu\text{G}$). A este último escenario lo llamaremos *Ext*, y su resultado puede verse en el panel derecho de la Fig. 4.11. En él observamos una mayor contribución de los electrones respecto al modelo K'0, y un dominio de la componente Bremsstrahlung a bajas SFR. Sin embargo el modelo resultante se aleja considerablemente del mejor ajuste de los datos. Con-

cluimos que en nuestro modelo un escenario extremo que favorezca la contribución leptónica no reproduce la correlación observada. Esto último refuerza la idea de que los hadrones serían las partículas emisoras dominantes en la correlación $L_\gamma - \text{SFR}$.

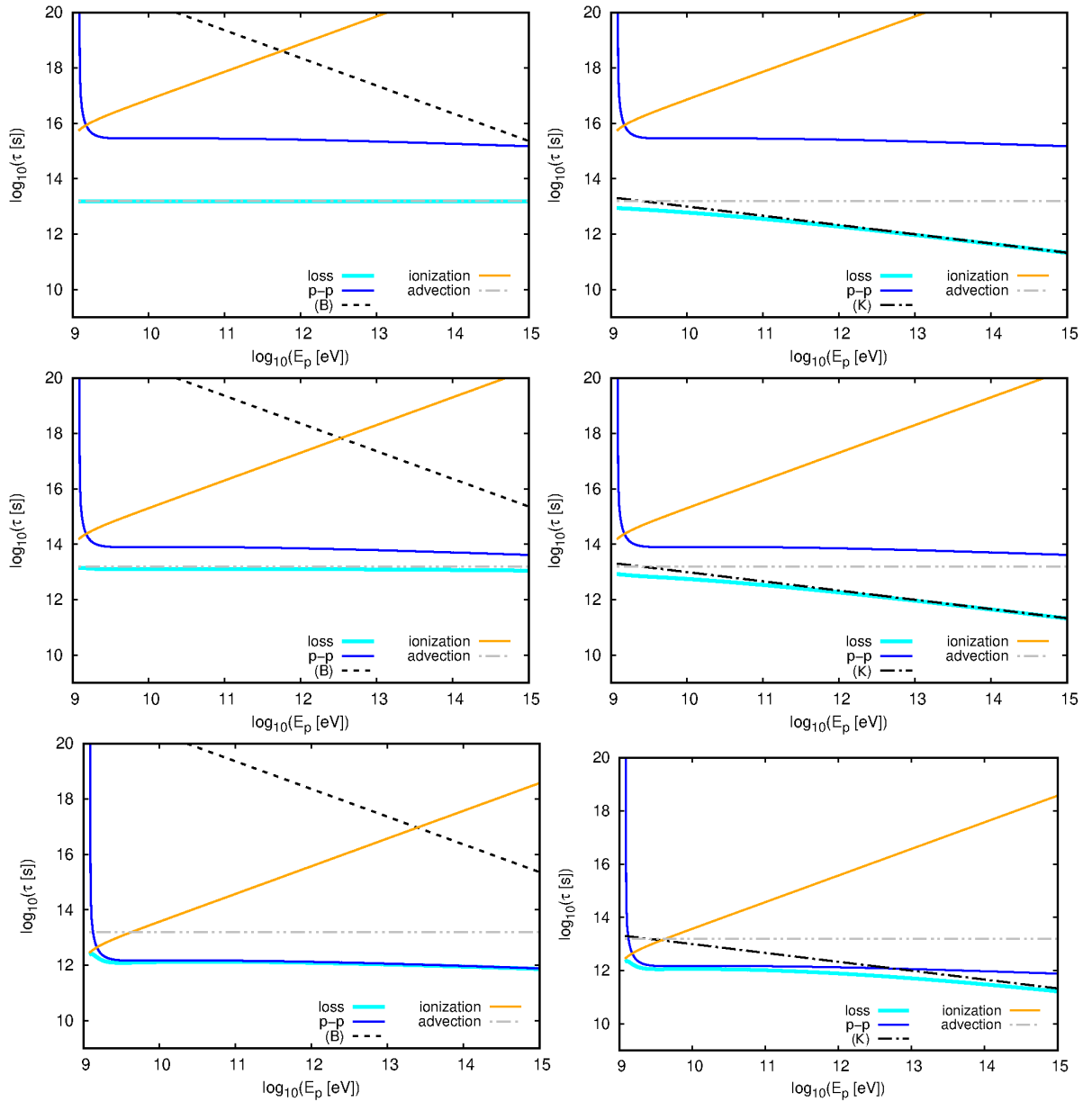


Figura 4.2: Escalas de tiempos de enfriamiento, escape y total de pérdidas para los protones, en función de la energía, para los modelos B0 (paneles izquierdos) y K0 (paneles derechos) en galaxias con $\dot{M}_* = 0,005$ (paneles superiores), $0,8$ (paneles medios) y $200M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (paneles inferiores). Las líneas azules y amarillas son para la dispersión p - p e ionización, respectivamente. Las líneas negras representan escalas de tiempo de difusión (línea discontinua con punto y discontinua para los escenarios K0 y B0, respectivamente), mientras que la línea gris de doble punto discontinuo es la escala de tiempo de advección. A bajas SFR, el escape domina las pérdidas de energía; a medida que aumenta la SFR el mecanismo p - p radía más energía y el sistema se acerca a un calorímetro.

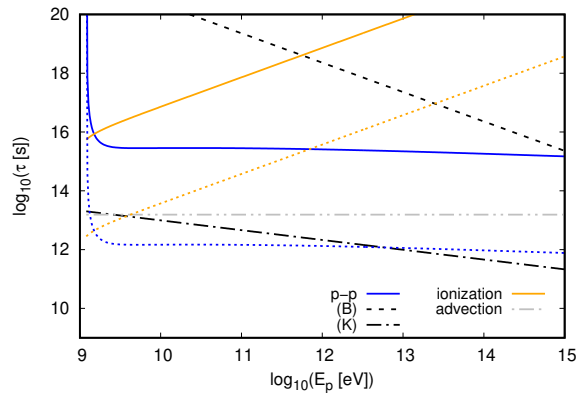


Figura 4.3: Comparación de escalas de tiempos de enfriamiento y escape para los protones, en función de la energía, para dos galaxias con $\dot{M}_* = 0,005$ (líneas continuas) y $200 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (líneas de puntos), en los escenarios base (0). Las líneas azules y amarillas son para la dispersión p - p e ionización, respectivamente. Las líneas negras representan escalas de tiempo de difusión (línea discontinua con punto y discontinua para los escenarios K0 y B0, respectivamente), mientras que la línea gris de doble punto discontinuo es la escala de tiempo de advección. A bajas SFR, el escape domina las pérdidas de energía; a medida que aumenta la SFR el mecanismo p - p radía más energía y el sistema se acerca a un calorímetro. Créditos: Kornecki, P., A&A, 641, 7, 2020, reproducida con el permiso de © ESO.

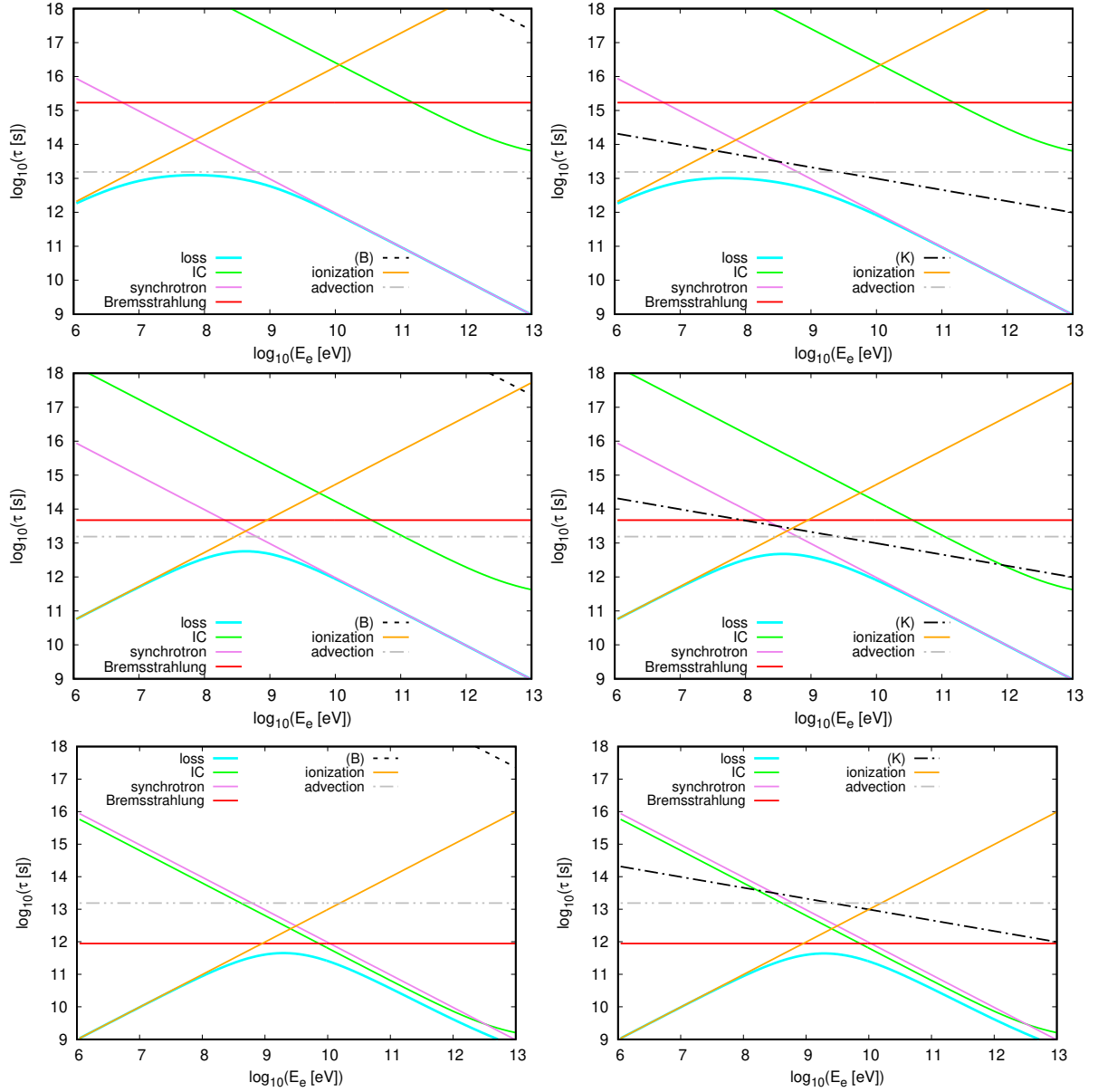


Figura 4.4: Escalas de tiempos de enfriamiento, escape y tiempo total de pérdidas para los electrones, en función de la energía, para los modelos B0 (paneles izquierdos) y K0 (paneles derechos) de galaxias con $\dot{M}_* = 0,005$ (paneles superiores), $0,8$ (paneles medios) y $200 M_\odot \text{yr}^{-1}$ (paneles inferiores). El código de líneas y colores se muestra en cada gráfico.

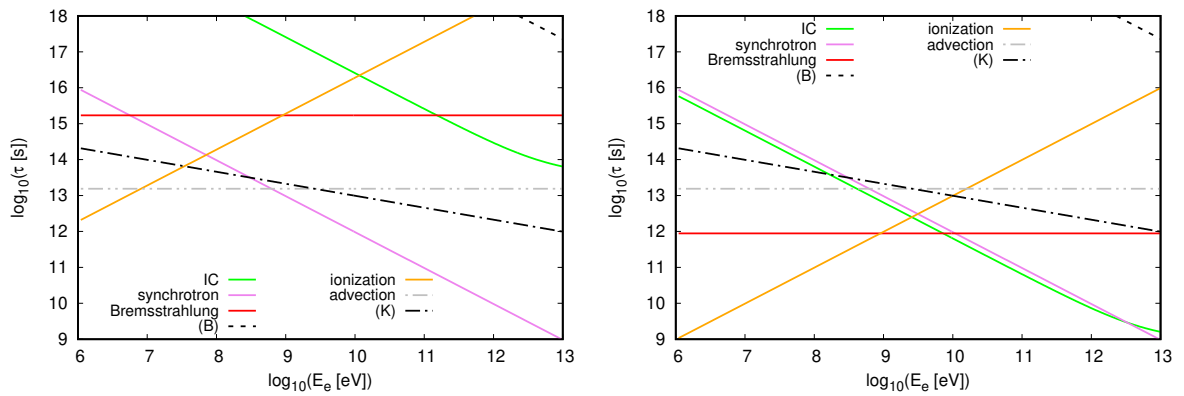


Figura 4.5: Comparación de escalas de tiempo de escape y enfriamiento para electrones, en función de la energía, para dos galaxias con $\dot{M}_* = 0,005$ (panel izquierdo) y $200M_\odot \text{yr}^{-1}$ (panel derecho), en los escenarios base (0). Las líneas continuas de color representan diferentes procesos de enfriamiento: ionización (amarillo), Bremsstrahlung (rojo), IC (verde) y sincrotrón (rosa). Las líneas negras son para difusión (discontinua con punto y discontinua para los escenarios K0 y B0, respectivamente), y la línea gris discontinua con doble punto para advección. El escape domina las pérdidas sólo a bajas SFR y para energías de electrones por debajo de 1 GeV. A altas SFR, Bremsstrahlung y el enfriamiento por ionización superan las pérdidas por escape en el mismo rango de energía. A energías más altas domina la radiación sincrotrón, compitiendo sólo con IC a SFR muy altas. Créditos: Kornecki, P., A&A, 641, 8, 2020, reproducida con el permiso de © ESO.

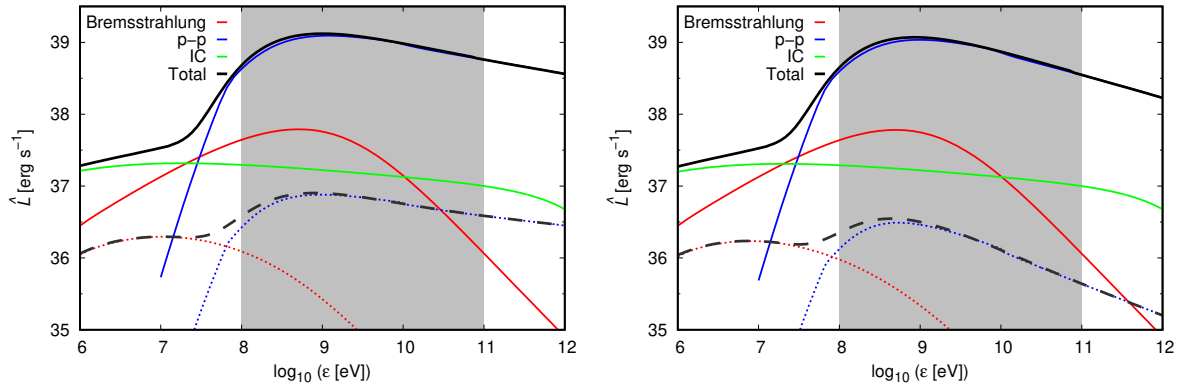


Figura 4.6: SED por unidad de SFR para galaxias en los escenarios B0 (panel izquierdo) y K0 (panel derecho). Trazamos la luminosidad dividida por la SFR, $\hat{L} = \epsilon L_\epsilon (\dot{M}_*/M_\odot \text{yr}^{-1})^{-1}$, con ϵ la energía del fotón y L_ϵ la luminosidad específica, para simplificar la comparación entre galaxias de diferentes SFR. Las líneas continuas y discontinuas corresponden a $\dot{M}_* = 200$ y $0,005 M_\odot \text{yr}^{-1}$, respectivamente. Las líneas de color son las contribuciones individuales de diferentes mecanismos (el código de color es el mismo que en las Fig. 4.3 y 4.5), mientras que las líneas negras muestran la SED total. La región sombreada en gris es el rango de energía que detecta *Fermi*. El enfriamiento a través de *p-p* domina siempre en este rango. Créditos: Kornecki, P., A&A, 641, 8, 2020, reproducida con el permiso de © ESO.

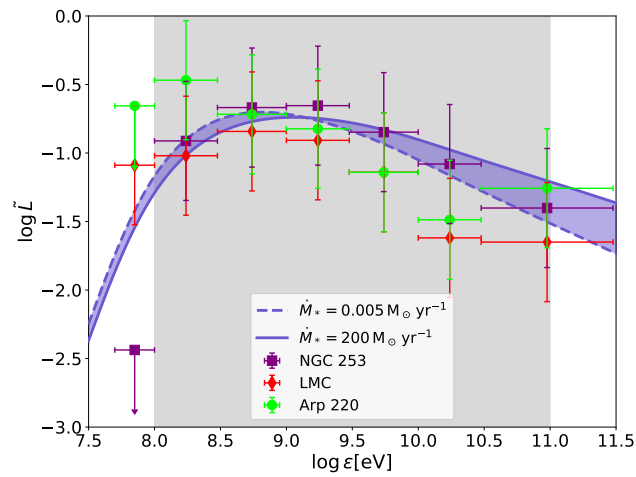


Figura 4.7: SED observadas normalizadas ($\tilde{L} = \epsilon L_{\epsilon} L_{\gamma}^{-1}$) de tres galaxias que abarcan todo el rango de SFR. Sobre ellas se muestran las SED modeladas para $\dot{M}_{*} = 0,005$ (línea discontinua azul) y $200 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (línea sólida azul) en nuestro escenario K0. La región sombreada en azul es la interpolación del modelo a SFR entre estos valores. Nuestras SED modeladas concuerdan razonablemente bien con los datos observados dentro del rango de energía de *Fermi* (región sombreada en gris). Créditos: Kornecki, P., A&A, 641, 9, 2020, reproducida con el permiso de © ESO.

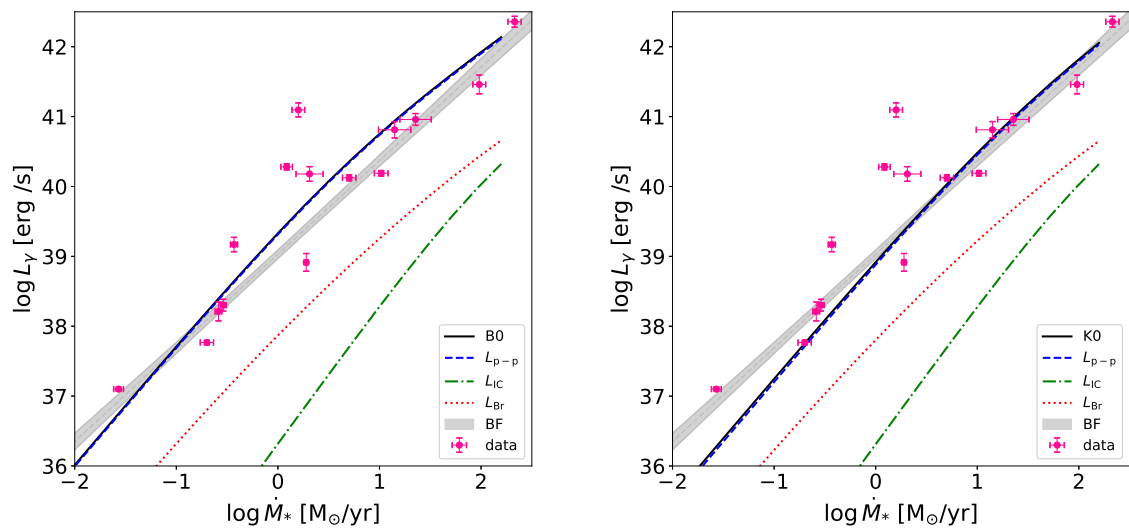


Figura 4.8: La relación $L_\gamma - \text{SFR}$ (línea negra continua) para el escenario B0 (panel izquierdo) y K0 (panel derecho) y sus contribuciones IC (línea verde de puntos y rayas), Bremsstrahlung (línea punteada roja) y $p-p$ (línea azul a rayas). Créditos: Kornecki, P., A&A, 641, 10, 2020, reproducida con el permiso de © ESO.

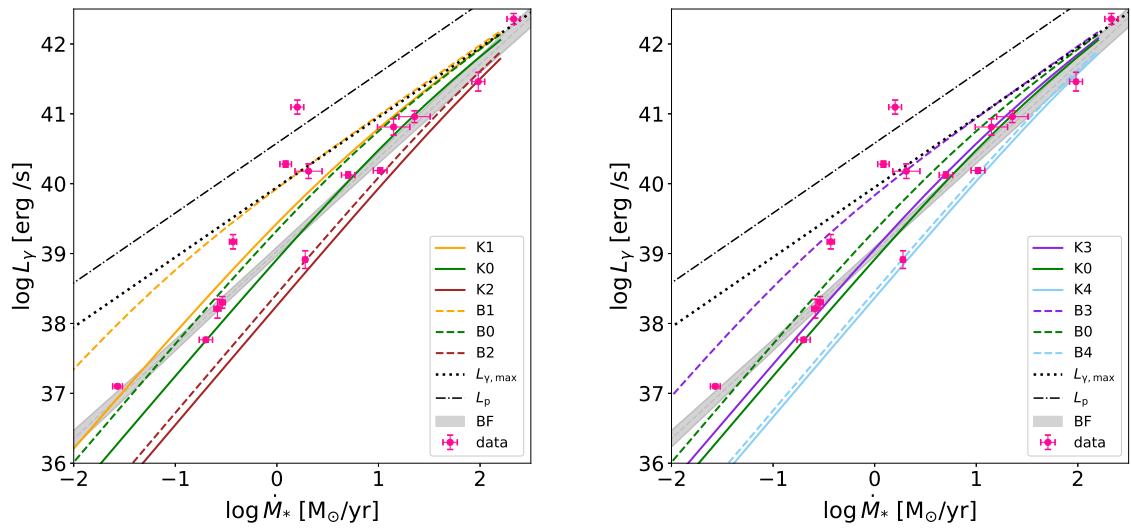


Figura 4.9: La relación $L_\gamma - \text{SFR}$ para nuestros escenarios 0, 1 y 2 ($R = 1, 0, 1,$ y 5 kpc, panel izquierdo), y 0, 3 y 4 ($v_w = 400, 40, 4000 \text{ km s}^{-1}$, panel derecho). Se muestran escenarios con recetas de difusión de Kolmogorov (líneas continuas) y Bohm (líneas discontinuas). La línea punteada negra es el límite calorimétrico genuino dado por la Ec. 4.3 (ver texto), mientras que la línea punteada gris representa toda la luminosidad disponible en protones relativistas para cada SFR. La banda sombreada en gris es la región de confianza de 1σ para el ajuste de la muestra BF (ver Cap. 3). Los datos son consistentes con escenarios que suponen regiones de enfriamiento de pequeño tamaño y velocidades de leves a altas, pero sólo a altas SFR. A bajas SFR, los modelos no reproducen la tendencia observada.

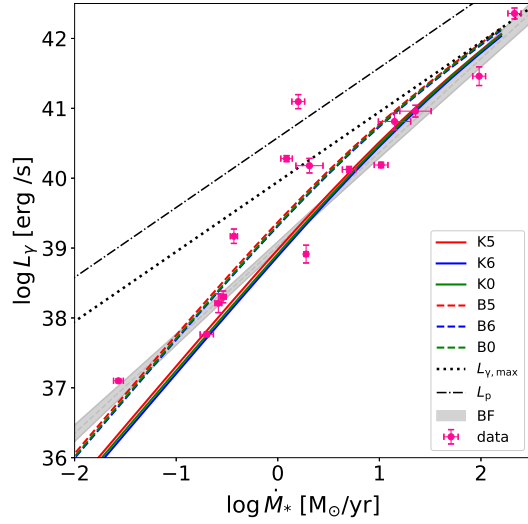


Figura 4.10: La relación L_γ – SFR para nuestros escenarios 0, 5 y 6 ($B = 200, 20, 2000 \mu\text{G}$).

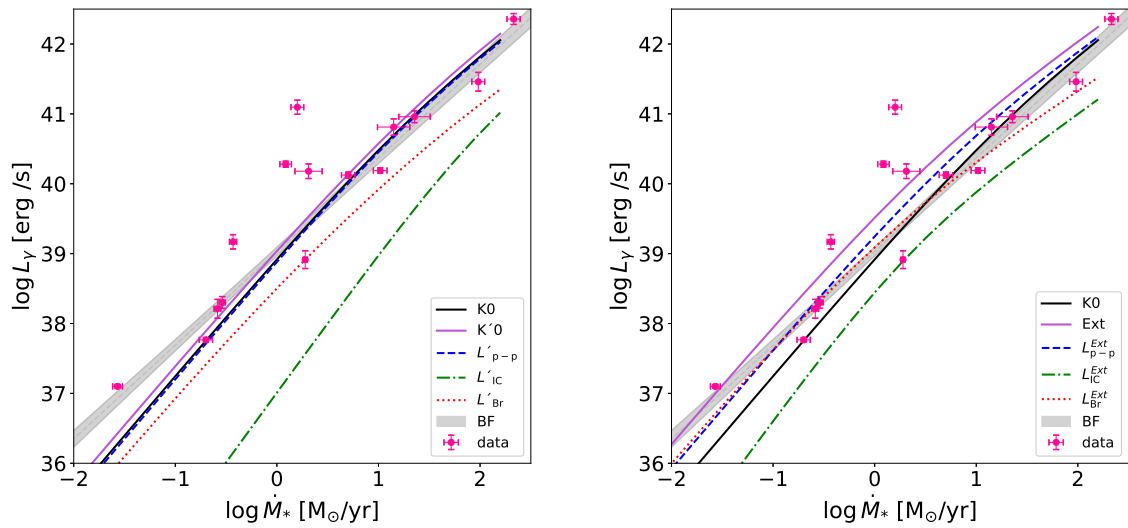


Figura 4.11: La relación L_γ – SFR para el escenario K'0 en el panel izquierdo (línea continua violeta) y el escenario *Ext* en el panel derecho, como resultado de la suma entre la contribución IC, Bremsstrahlung, y p - p . También mostramos el modelo base K0 para referencia (línea continua negra).

Capítulo 5

La correlación L_{radio} vs. SFR observada

En este capítulo estudiamos las propiedades de transporte de CR en las SFG enfocándonos en la banda de radio. Proporcionamos por primera vez un conjunto casi homogéneo de observaciones y calculamos la tendencia general para las correlaciones $L_{1,4\text{HGz}} - \text{SFR}$ y $L_{150\text{MHz}} - \text{SFR}$ para todas las SFG detectadas en γ hasta el momento. También actualizamos la correlación $L_{\gamma} - \text{SFR}$ proporcionada en el capítulo anterior (y en K20), con los nuevos datos provistos por *Fermi-LAT* (4FGLR2, Ballet et al. 2020). Por otra parte, actualizamos la correlación $L_{\gamma} - L_{1,4\text{HGz}}$ presentada por Ackermann et al. (2012b). Los resultados de este capítulo se encuentran publicados en Kornecki et al. (2021, en adelante K21a). En el siguiente capítulo presentamos un análisis teórico realizado sobre estos datos.

Nuestro objetivo es abordar la física detrás de las correlaciones entre la luminosidad observada y la SFR de una manera pancromática, específicamente en las bandas de radio y γ que trazan la emisión no térmica de partículas relativistas. La existencia de una estrecha correlación entre la SFR de una galaxia y sus luminosidades en estas bandas (L_{γ} y L_{radio} , respectivamente) que abarca más de cuatro décadas en SFR, indica que los procesos de emisión no térmica son comunes a todas las SFG. La interpretación más convincente de estas relaciones es que surgen de la emisión de la población de CR dentro de las SFG. Se han propuesto otros escenarios,

como la emisión en jets o en supervientos, pero no hay evidencia que respalde que sean ubicuos en las SFG.

Tabla 5.1: Distancias, flujos a 1,4 GHz, flujos a 150 MHz y luminosidades para todas las SFG detectadas en rayos γ .

Galaxy	D_L [Mpc]	$F_{1,4\text{GHz}}$ [mJy]	$F_{150\text{MHz}}$ [mJy]	$\log(L_\gamma)$ erg s^{-1}	$\log(L_{1,4\text{GHz}})$ [W/Hz]	$\log(L_{150\text{MHz}})$ [W/Hz]
M31	$0,77 \pm 0,04^a$	8600 ± 1100^b	219000 ± 21000^o	$38,10 \pm 0,12$	$21,28 \pm 0,14$	$22,19 \pm 0,06$
NGC 253	$3,56 \pm 0,26^a$	5677 ± 81	16600 ± 1400^p	$40,01 \pm 0,07$	$21,93 \pm 0,06$	$22,40 \pm 0,07$
SMC	$0,060 \pm 0,003^a$	57000 ± 5000^c	258300 ± 67300^q	$37,04 \pm 0,05$	$19,39 \pm 0,06$	$20,05 \pm 0,12$
M33	$0,91 \pm 0,04^a$	3300 ± 500^b	5600 ± 1800^u	$38,30 \pm 0,09$	$20,51 \pm 0,08$	$20,74 \pm 0,14$
NGC 1068	$10,1 \pm 1,8^a$	5027 ± 7	21230 ± 3400^v	$40,90 \pm 0,16$	21230 ± 3400	$23,41 \pm 0,17$
LMC	$0,050 \pm 0,003^a$	426000 ± 29000^d	1450100 ± 246600^q	$37,77 \pm 0,05$	$20,10 \pm 0,06$	$20,64 \pm 0,09$
NGC 2146	$17,2 \pm 3,2^a$	1082 ± 3	4040 ± 90^w	$40,76 \pm 0,18$	$22,58 \pm 0,16$	$23,15 \pm 0,16$
NGC 2403	$3,18 \pm 0,18^a$	$148 \pm 0,5$	970 ± 50^f	$39,17 \pm 0,11$	$20,25 \pm 0,05$	$21,07 \pm 0,05$
M82	$3,53 \pm 0,26^a$	7389 ± 13	15840 ± 790^f	$40,20 \pm 0,07$	$22,04 \pm 0,06$	$22,37 \pm 0,07$
NGC 3424	$25,6 \pm 1,8^a$	$71 \pm 1,8$	230 ± 30^f	$40,92 \pm 0,13$	$21,75 \pm 0,06$	$22,26 \pm 0,08$
Arp 299	$46,8 \pm 3,3^a$	688 ± 60	4470 ± 400^s	$41,52 \pm 0,12$	$23,25 \pm 0,07$	$24,07 \pm 0,07$
NGC 4945	$3,72 \pm 0,27^a$	$7953,52 \pm 133$	*	$40,27 \pm 0,07$	$22,12 \pm 0,06$	*
Circinus	$4,21 \pm 0,70^a$	$1732,79 \pm 218$	*	$40,15 \pm 0,16$	$21,56 \pm 0,15$	*
Arp 220	$80,9 \pm 5,7^a$	332 ± 3	315 ± 59^t	$42,41 \pm 0,08$	$23,41 \pm 0,06$	$23,39 \pm 0,10$
Milky Way	*	*	*	$38,91 \pm 0,13^n$	$21,28 \pm 0,14^n$	*

^a K20 y sus referencias.

^b Dennison et al. (1975).

^c Loiseau et al. (1987).

^d Hughes et al. (2007).

^e Abdollahi et al. (2020).

^l Calculada con $F_{1,4\text{GHz}}$.

ⁿ Strong et al. (2010).

^o Durdin & Terzian (1972).

^p Kapińska et al. (2017).

^q For et al. (2018).

^r Chyży et al. (2018).

^s Cox et al. (1988).

^t Varenus et al. (2016).

^u Israel et al. (1992).

^v Kuehr et al. (1981).

^w Hales et al. (1991).

Entre las dos bandas (radio y γ), la muestra de galaxias detectadas en rayos γ es la más restrictiva. Por lo tanto, nos centramos sólo en esta muestra, que consta de 14 objetos. Estas SFG tienen una emisión constante en rayos γ (Ackermann et al. 2012b; Ajello et al. 2020), con la excepción de Circinus, que muestra evidencia marginal de variabilidad (Guo et al. 2019). Esto favorece la interpretación de que su emisión de alta energía está asociada con sus poblaciones estelares en lugar de jets (ver la discusión en el Cap. 2). Observamos que, debido a sus diferentes tamaños y distancias, y también debido a la diferente resolución angular de los distintos

radiotelescopios y el telescopio *Fermi-LAT*, algunas de estas galaxias se detectan como fuentes puntuales, mientras que otras se resuelven. No tenemos en cuenta la estructura de las fuentes resueltas porque nuestro principal objetivo es estudiar el vínculo entre la emisión difusa integrada de las galaxias y su SFR global.

En las siguientes secciones, construimos nuestra muestra tomando de la literatura los flujos observados de cada una de las 14 galaxias actualmente detectadas en rayos γ . Usamos el conjunto homogéneo de distancias determinadas por K20 para calcular sus luminosidades de radio y γ de una manera autoconsistente. También adoptamos de K20 los valores SFR para las galaxias en nuestra muestra. En la Tabla 5.1 (reportada también por K21a) presentamos los datos sobre distancias, flujos y luminosidades en las bandas relevantes, junto con sus respectivos errores y referencias.

5.1. La relación L_γ - SFR

Revisamos la correlación L_γ - SFR estudiada por K20 y la reconstruimos con los flujos de rayos γ más recientes, tomados de la última actualización de datos del catálogo de 4FGLR2. Este catálogo presenta una nueva detección (Arp 299) en comparación con la versión anterior utilizada por K20 (4FGL, Abdollahi et al. 2020). Calculamos las luminosidades de rayos γ usando los flujos observados en la banda 0,1 – 100 GeV y las distancias de luminosidad D_L del conjunto autoconsistente presentado en K20. Para dos objetos, M33 y NGC 2403, los datos en la banda 0,1 – 100 GeV no se informan en 4FGLR2; por lo tanto calculamos sus flujos a partir de los flujos de energía de 0,1 – 800 GeV y las SED que mejor ajustan los datos, proporcionadas por Ajello et al. (2020).

Una ley de potencias ajustada a estos datos como una función de la SFR, $L_\gamma = A\dot{M}_*^m$, devuelve un valor de $m = 1,42 \pm 0,17$ y $\log A = 39,21 \pm 0,15$, consistente con los reportados en K20. A modo de comparación mostramos en la Fig. 5.1 los dos conjuntos de datos para K20 y

K21a¹ y sus respectivos mejores ajustes. Concluimos que las luminosidades presentadas en el nuevo catálogo son efectivamente compatibles con las utilizadas en K20.

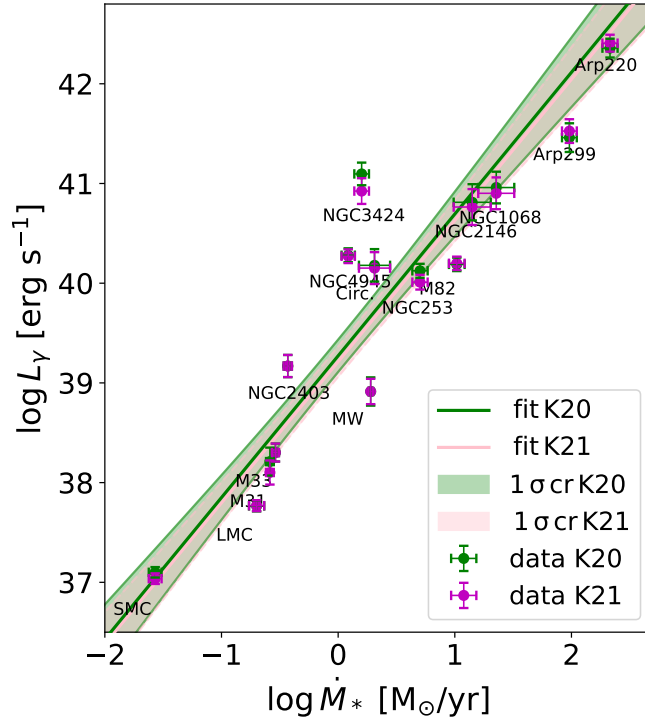


Figura 5.1: L_γ en función de la SFR, comparando los datos de K20 y los actualizados en K21a. La línea verde (K20) y rosa (K21a) representan el mejor ajuste a los dos conjuntos de datos respectivamente, y la región sombreada muestra sus regiones del 68% de confianza, siguiendo el mismo código de colores. Los mejores ajustes de las dos muestras de datos están en excelente acuerdo entre sí.

¹Notar que la emisión de la MW es una emisión modelada, entonces su L_γ no cambia al cambiar el catálogo. Por ello los puntos de ambos juegos de datos para la MW en la Fig. 5.1 quedan superpuestos.

5.2. La relación $L_{1,4\text{GHz}} - \text{SFR}$

Para obtener una muestra de luminosidad en el continuo de radio centrada en 1.4 GHz ($L_{1,4\text{GHz}}$) lo más homogénea posible, medimos los flujos de radio directamente de las imágenes disponibles siempre que fuera posible. Para ocho galaxias (NGC 253, NGC 1068, NGC 2146, NGC 2403, M82, ARP 220, ARP 299, NGC 3424) las imágenes de continuo a 1,4 GHz de Stokes-I están disponibles en el *NRAO/VLA Sky continuum Survey catalogue* (NVSS, Condon et al. 1998). Analizando las imágenes de radio, obtuvimos para todas ellas con la excepción de NGC 253 un valor promedio para las fluctuaciones rms del fondo (1σ) de $\sim 0,5 \text{ mJy beam}^{-1}$, consistente con lo informado por Condon et al. (1998). Obtuvimos los flujos a 1.4 GHz ($F_{1,4\text{GHz}}$) usando el paquete de reducción de datos de radiointerferometría MIRIAD (Sault et al. 1995), integrando la emisión por encima de 3σ para incluir todo el flujo relacionado a la formación estelar y no sólo a su región central y núcleo. Estimamos los errores del flujo integrando la emisión por encima de 2σ ($F_{2\sigma}$) y restándole el flujo total. Siempre que fue posible, comparamos nuestros flujos con los reportados por Yun et al. (2001), aunque estos autores no reportan errores de flujo. Nuestros valores son consistentes con sus valores nominales.

Para el caso particular de NGC 253, excluimos dos fuentes de fondo no asociadas con su emisión intrínseca (Kapińska et al. 2017). Debido a la extensión de NGC 2403, calculamos el flujo de radio dentro de la isofota óptica de 25 mag arcsec⁻². Excluimos la emisión irregular claramente desconectada de la fuente principal y no asociada con la emisión óptica de la galaxia, suponiendo que no proviene de las poblaciones estelares. Para NGC 4945 y Circinus, calculamos el flujo a 1,4 GHz usando el mismo método pero con nuevas imágenes Stokes-I de continuo proporcionadas por *The Rapid ASKAP Continuum Survey*² (RACS, McConnell et al. 2020). Para ambas galaxias obtenemos un fondo rms de $\sim 0,3 \text{ mJy beam}^{-1}$, consistente con

²<https://research.csiro.au/casda/>. ASKAP es el *Australian Square Kilometer Array Pathfinder*.

el valor medio $\sim 0,25 \text{ mJy beam}^{-1}$ reportado por McConnell et al. (2020). La galaxia cercana Circinus muestra lóbulos de radio extendidos (Wilson et al. 2011); por lo que informamos un flujo promedio entre el que incluye los lóbulos (1,94 Jy) y el que los excluye (1,51 Jy), con un error igual a la diferencia. Esta elección es conservadora, y razonablemente coherente con los flujos calculados para las galaxias no resueltas. Observamos que, en estos casos, los flujos que calculamos pueden estar levemente contaminados por la emisión producida por jets de AGN u otras emisiones no relacionadas con las poblaciones estelares.

Para las galaxias más cercanas, M31, M33 y las Nubes de Magallanes (SMC y LMC), el cálculo del flujo es más complejo debido a la gran extensión espacial de las mismas y la presencia de estructuras resueltas. Por lo tanto, adoptamos los flujos proporcionados por estudios detallados de su emisión disponibles en la literatura (Dennison et al. 1975; Loiseau et al. 1987; Hughes et al. 2007). En la Fig. 5.2 presentamos las imágenes del continuo Stokes-I a 1,4 GHz para las diez galaxias para las que extraemos el flujo, mostrando la emisión por encima de 3 sigmas y los contornos seleccionados para la integración de flujo de cada galaxia.

La luminosidad IR total en la banda 8–1000 μm (L_{IR}) se usa generalmente como un trazador de la SFR. Una ley de potencias ajustada a los datos de $L_{1,4\text{GHz}}$ como una función de L_{IR} , $L_{1,4\text{GHz}} = AL_{\text{IR}}^m$, con L_{IR} tomada de K20, produce $m = 1,00 \pm 0,04$, $\log A = 11,41 \pm 0,37$ y una dispersión de 0.2 dex, lo que indica una relación bastante estrecha. Estos valores están en excelente acuerdo con los reportados por Bell (2003) para su muestra de 162 SFG, y también son consistentes con los valores del mejor ajuste para una muestra mucho más grande de 1809 galaxias, reportados por Yun et al. (2001). Un ajuste de la ley de potencias a los datos SFR, $L_{1,4\text{GHz}} = A\dot{M}_*^m$, produce un valor de $m = 1,13 \pm 0,09$ y $\log A = 21,14 \pm 0,10$, con una dispersión mayor de 0.34 dex concentrada cerca de $\log \dot{M}_* \sim 0$.

En el panel superior izquierdo de la Fig. 5.3 mostramos la correlación $L_{1,4\text{GHz}} - \text{SFR}$ derivada de las galaxias en nuestra muestra. Las galaxias siguen una estrecha correlación a excepción

de NGC 4945 que se desvía marginalmente de la relación ($\Delta_{M_*1,4} = 2.8$; Δ en esta figura representa los residuos pesados por la desviación estándar del ajuste). Esto último puede deberse a una contribución adicional vinculada al núcleo activo Seyfert 2 (Lenc & Tingay 2009), o una estimación equivocada de la SFR (ver la discusión en K20). A modo de comparación, también mostramos la correlación estimada por Yun et al. (2001). Estos autores derivaron su correlación estimando la SFR mediante la relación línea $L_{\text{IR}} - \text{SFR}$ de Kennicutt (1998b), que no es un buen trazador para galaxias a SFR bajas (Bell 2003). Esto hace que la relación $L_{1,4\text{GHz}} - \text{SFR}$ presentada por Yun et al. (2001) sea inconsistente con nuestro ajuste en ese rango de SFR. Mostramos esto último en el panel superior izquierdo de la Fig. 5.3.

El análisis precedente muestra que las luminosidades que calculamos para la muestra restringida de galaxias detectadas en rayos γ son consistentes con las obtenidas por otros autores, y que siguen la tendencia global encontrada para muestras más generales de SFGs observadas en radio. Esto afirma la idea de que la emisión de radio global de estas galaxias no presenta ninguna característica particular con respecto a las de otras muestras más generales de galaxias. Como subproducto, el ajuste de una ley de potencias a la relación entre L_γ y la luminosidad radio ($L_\gamma = A(L_{1,4\text{GHz}}/10^{21} \text{ W Hz}^{-1})^m$) da $m = 1,26 \pm 0,10$, $\log A = 39,04 \pm 0,10$ y una dispersión de 0.5 dex. Esta pendiente es marginalmente más empinada que el valor informado previamente por Ackermann et al. (2012b), quien encuentra una pendiente de $1,10 \pm 0,05$. Estas diferencias pueden deberse al tamaño de nuestra muestra, que es casi el doble que la de Ackermann et al. (2012b), y también a los valores autoconsistentes y actualizados de distancias y flujos que usamos. Mostramos la correlación resultante en el panel inferior izquierdo de la Fig. 5.3, junto con la relación de Ackermann et al. (2012b).

5.3. La correlación $L_{150\text{MHz}}$ – SFR

A bajas frecuencias de radio ($\lesssim 300$ MHz), algunas SFG muestran un aplanamiento de sus espectros. Esto puede deberse a la absorción parcial de la emisión sincrotrón por el gas ionizado, o a las pérdidas de energía y los efectos de propagación de los CR (Marvil et al. 2015; Chyży et al. 2018). Por lo tanto, los datos de baja frecuencia pueden ser útiles para inferir los mecanismos de absorción y las propiedades del medio.

Once galaxias en nuestra muestra (M31, NGC 253, SMC, M33, LMC, NGC 2146, NGC 2403, M82, NGC 3424, Arp 299, Arp 220) tienen flujos a 150 MHz disponibles en la literatura. Para NGC 1068 tomamos el flujo a 145 MHz y el índice espectral dado por Kuehr et al. (1981), y extrapolamos el flujo a 150 MHz. En todos los casos, derivamos las luminosidades correspondientes a esta frecuencia ($L_{150\text{MHz}}$) usando las distancias obtenidas en K20. Informamos estos valores en la Tabla 5.1, junto con las referencias respectivas. En los casos de M31 y Arp299, asumimos un error de flujo típico del 10%.

Un ajuste de ley de potencias a los datos, $L_{150\text{MHz}} = A\dot{M}_*^m$, produce un valor de $m = 0,98 \pm 0,13$ y $\log A = 21,7 \pm 0,15$, con una dispersión de 0,5 dex. En el panel inferior derecho de la Fig. 5.3 mostramos la correlación $L_{150\text{MHz}}$ - SFR derivada, junto con las estimadas por Wang et al. (2019) y Gürkan et al. (2018). Diferentes trabajos estudiaron esta correlación usando muestras mucho más grandes (Calistro Rivera et al. 2017; Read et al. 2018; Smith et al. 2020); los valores reportados están entre $m = 1,07$ (Gürkan et al. 2018) y 1.37 (Wang et al. 2019). Nuestra pendiente es compatible con la de Gürkan et al. (2018) pero nuestros puntos de datos caen sistemáticamente por debajo del ajuste de estos autores. Dada la precisión de los datos de radio, esto apunta a una diferencia sistemática en las SFR cuyo origen pueden ser los diferentes estimadores utilizados (trazadores UV–IR en nuestro caso, ajustes fotométricos multifrecuencia en los de dichos autores). De hecho, estos autores afirman que las SFR proporcionadas por

su método difieren en $\sim 0,2$ dex de las obtenidas a partir de luminosidades $H\alpha$, que están en general de acuerdo con las nuestras (ver K20). Una corrección de 0.2 dex en SFR a su ajuste lo pondría de acuerdo con nuestros datos, sugiriendo fuertemente que la diferencia en los métodos de estimación de la SFR es responsable de esta desviación sistemática. Con respecto a Wang et al. (2019), el valor que informan se deriva de una muestra que utiliza sólo galaxias por encima de su límite de completitud ($\dot{M}_* \approx 3 M_\odot \text{yr}^{-1}$). Su mejor ajuste incluyendo todos los datos, con mejor estadística debido al mayor número de galaxias con SFR bajas, tiene una pendiente más baja $m \approx 1,1$ en mejor acuerdo con la nuestra.

Aunque los datos de 150 MHz no son homogéneos porque los flujos se obtuvieron de diferentes estudios y con diferentes criterios para la integración de la densidad de flujo, merecen ser estudiados porque proporcionan restricciones únicas a las propiedades de emisión no térmica de las SFG. Tendremos en cuenta esta cuestión al interpretar los resultados basados en estos datos.

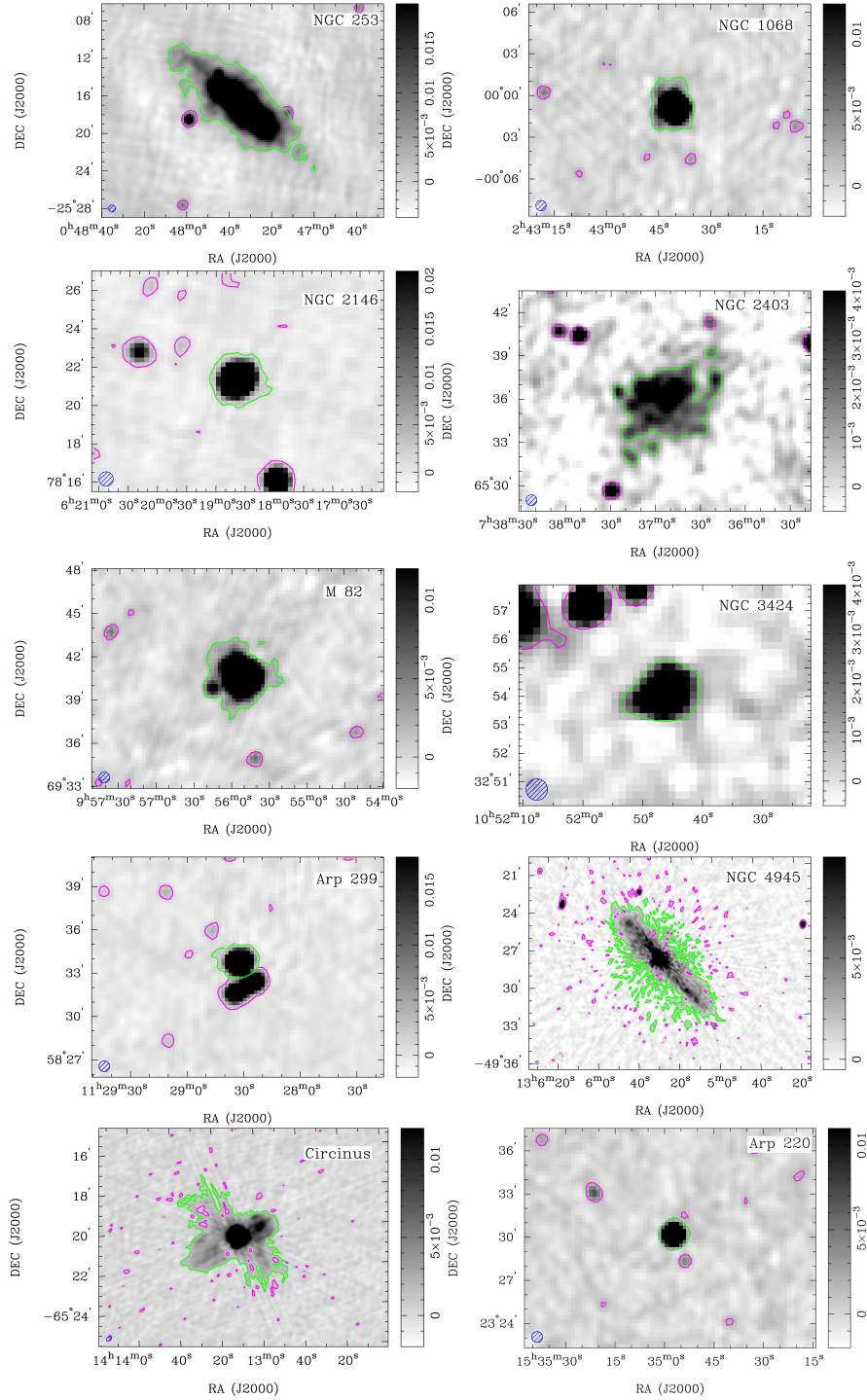


Figura 5.2: Imagen Stokes-I del continuo a 1,4 GHz para cada galaxia de nuestra muestra. La escala de flujo está en Jy beam^{-1} . Los contornos magenta marcan el nivel 3σ y el contorno sólido verde la región seleccionada para la integración del flujo. El tamaño de beam sintetizado se muestra con un círculo azul en la esquina inferior izquierda de cada imagen. Créditos: Kornecki, P., A&A, 657, 17, 2022, reproducida con el permiso de © ESO.

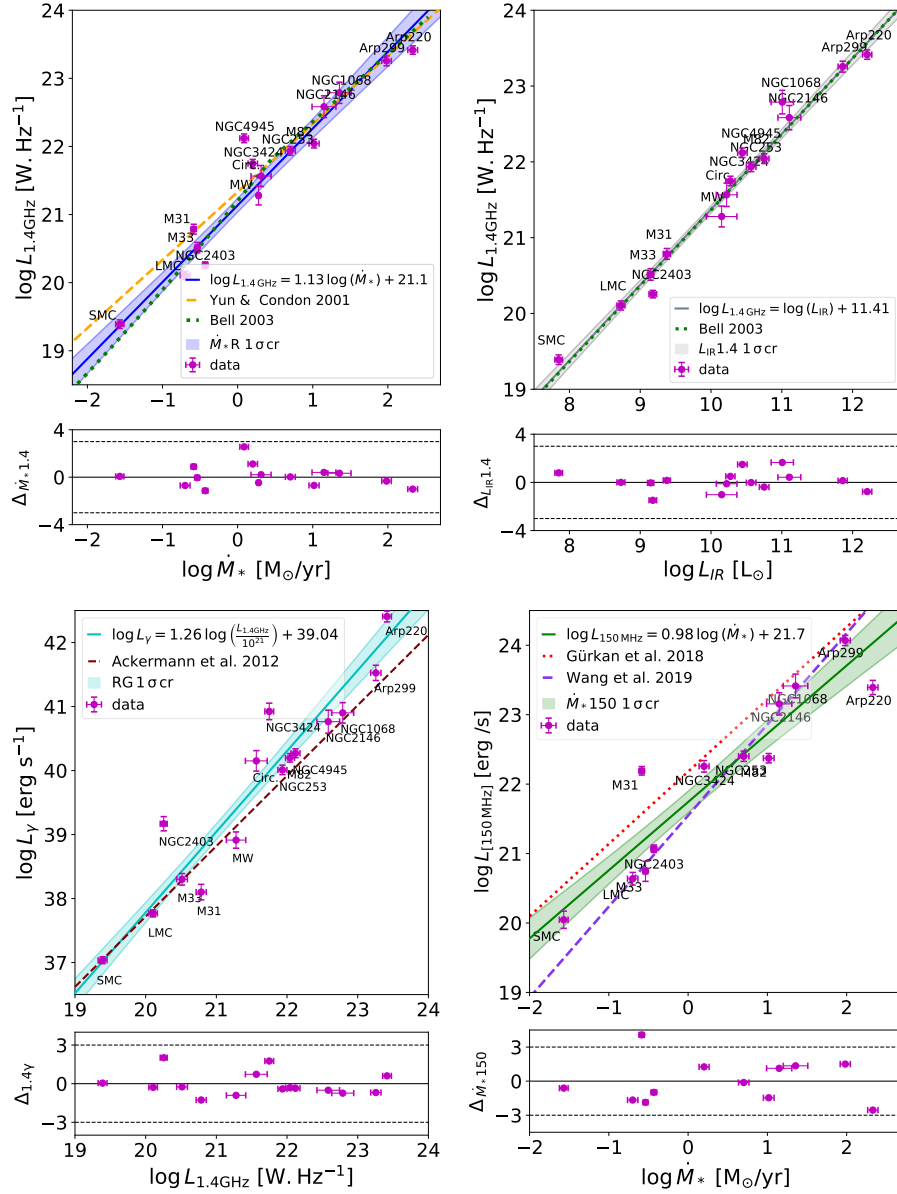


Figura 5.3: Relaciones entre $L_{1.4\text{GHz}}$, $L_{150\text{MHz}}$, L_{γ} , L_{IR} y la SFR. Las líneas continuas muestran el mejor ajuste para cada conjunto de datos y su región del 68% de confianza (sombreado). Se grafican las relaciones de Yun et al. (2001) (línea de trazos amarilla), Bell (2003) (líneas punteadas verdes), Ackermann et al. (2012b) (línea de trazos marrón), Gürgan et al. (2018) (línea punteada roja) y Wang et al. (2019) (líneas de trazos violeta). Los residuos de los ajustes ponderados por su desviación estándar σ se muestran en el panel inmediatamente inferior; las líneas de trazos negras corresponden a 3σ . Créditos: Kornecki, P., A&A, 657, 5, 2022, reproducida con el permiso de © ESO.

Capítulo 6

La correlación L_{radio} vs. SFR modelada

Para comprender la naturaleza de las correlaciones presentadas en el capítulo 5 y mejorar el trabajo de K20, desarrollamos un modelo detallado de la emisión no térmica orientado a explicar los datos de radiofrecuencias, teniendo en cuenta también la componente térmica producida por el gas ionizado y la absorción asociada. A diferencia de Lacki et al. (2010), permitimos el escape por advección en todo el rango de SFR. Además, intentamos capturar las principales propiedades de la difusión de CR proponiendo un modelo de escape de CR adecuado al nivel de actividad de la fuente, que incluye a un coeficiente de difusión dependiente de la SFR. Exploramos diferentes relaciones de escala del campo magnético B con SFR, y a diferencia de Martin (2014), nos centramos en la contribución individual de los electrones primarios y secundarios a las correlaciones de radio. Esto nos permite explorar el impacto del transporte calorimétrico en tales correlaciones. Por último, incluimos y discutimos el papel de la emisión y absorción libre-libre. Analizamos cuidadosamente los efectos de los parámetros del modelo (como la fracción de ionización total del ISM) y las relaciones de escala necesarias para describir la emisión en tres bandas diferentes mencionadas en el capítulo anterior (*Fermi*, 1,4 GHz y 150 MHz).

6.1. El modelo

El modelo utilizado en este capítulo tiene la misma base que el desarrollado en el Cap. 4. El escenario astrofísico es idéntico, excepto por la inclusión en la galaxia de radio R y altura $2H$ de una fracción de gas ionizado que representa el conjunto de regiones HII y proveerá la emisión térmica. Además, se modificaron algunos de los valores de los parámetros y se agregaron algunas relaciones de escala. En la Sec. 6.1.1 se discutirán los nuevos ingredientes.

El transporte de los electrones juega un rol fundamental en la emisión radio. Por ello prestamos particular atención a la contribución relativa entre la emisión producida por los electrones primarios y los secundarios en las correlaciones. Otra vez aquí nos enfrentamos al problema de que la solución analítica tiene un tiempo de cómputo excesivo. Por ello utilizamos la aproximación dada por la expresión 2.7. Esta solución es exacta para el caso en que dominan las pérdidas, y es la más conveniente para el análisis de este capítulo debido a que el escape suele ser de menor importancia en la población de electrones que en la de protones, como ya han mostrado diversos autores (K20, Lacki & Thompson 2013b; Peretti et al. 2019a). Esta solución es también una buena aproximación para la distribución de protones en el rango *Fermi* que queremos estudiar. La Fig. 6.1 muestra una comparación de la solución analítica para la distribución de protones y electrones y la obtenida mediante la aproximación dada por la Ec. 2.7, que muestra la exactitud y precisión de esta última en un caso poco favorable con $\dot{M}_* = 0.1 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$.

6.1.1. Parámetros y relaciones de escala

Las correlaciones observadas entre la luminosidad no térmica en distintas bandas y la SFR presentadas en el Cap. 5 difieren de la linealidad, lo que sugiere que también existe una dependencia de las principales propiedades galácticas con la SFR. En esta sección presentamos parametrizaciones simples para la densidad n , la luminosidad del campo de radiación IR (L_{IR}),

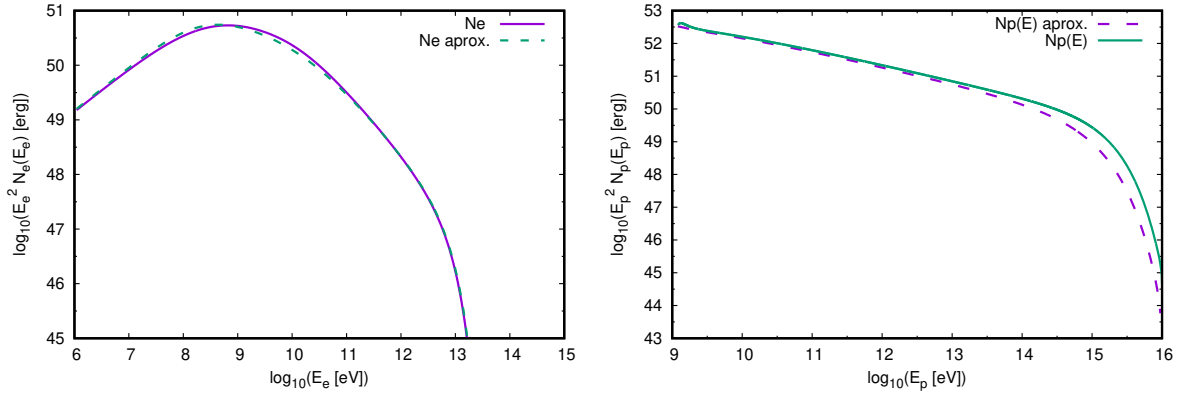


Figura 6.1: Distribución de electrones (*panel izquierdo*) y protones (*panel derecho*) obtenidas por la solución analítica (línea continua) y las obtenidas mediante la solución aproximada (línea a rayas) para un caso con $\dot{M}_* = 0,1 M_\odot \text{yr}^{-1}$.

el campo magnético galáctico B y la velocidad del viento galáctico con la SFR, motivados por argumentos físicos y observacionales.

Densidades y L_{IR}

Vinculamos la luminosidad del IR a la SFR usando la relación de Bell (2003), adaptada a una IMF de Chabrier (2003a):

$$\dot{M}_* [M_\odot \text{yr}^{-1}] = 1,72 \times 10^{-10} \frac{L_{\text{IR}}}{L_\odot} \left(1 + \sqrt{\frac{10^9}{L_{\text{IR}}/L_\odot}} \right) \epsilon, \quad (6.1)$$

con $\epsilon = 0,79$ (Crain et al. 2010b) y L_{IR} la luminosidad infrarroja total entre 8 y 1000 μm . Esta última corrige el efecto de la sobreestimación de la L_{IR} a SFR bajas que produce la Ec. 3.5. Para el cálculo de las interacciones IC introducimos un factor de dilución de la densidad de energía del campo de radiación IR con respecto al correspondiente a un cuerpo negro de la misma forma que en el Cap. 3. Finalmente, una vez más suponemos que el emisor es un cilindro de radio R y espesor $2H$ (K20), obtenemos la relación entre la densidad n y la SFR como la Ec. 4.2.

Respecto a la fracción de ionización, siguiendo a Tielens (2005) la suponemos constante

con un valor de $\rho = 0,05$ en todo el rango de SFR, y exploramos el impacto de valores más altos, hasta 0.1, en las correlaciones luminosidad – SFR. En las SBG y ULIRG, las condiciones del ISM son menos conocidas. A pesar de la alta actividad de formación estelar y la alta tasa de supernovas, la mayor parte del gas ionizado puede ser expulsada de la región del disco por vientos galácticos. Esto conduciría a valores extremadamente bajos para la fracción de ionización, de hasta 10^{-4} (Krumholz et al. 2020). Para tener esto en cuenta exploramos escenarios donde ρ toma un valor de ese orden de magnitud. Se infiere que las fases del medio cálido neutro y ionizado del ISM tienen una temperatura promedio de 10^4 K. Sin embargo, dependiendo de la fracción de gas neutro más frío, la temperatura efectiva del ISM podría diferir en aproximadamente un orden de magnitud de ese valor (Quiroza et al. 2006). Por lo tanto, suponemos $T_e = 10^4$ K como valor de referencia y exploramos el impacto de un cambio de orden de magnitud en su valor.

Campo Magnético

La intensidad B del campo magnético galáctico adoptada en el capítulo anterior y por K20 ($200 \mu\text{G}$), junto con un coeficiente de difusión fijo eran suposiciones razonables en el contexto de la emisión γ , ya que la misma proviene mayormente de los protones, y la condición de transporte de los protones primarios está regulada no sólo por el coeficiente de difusión sino por el equilibrio entre las escalas de tiempo de escape e interacción p - p . Un valor fijo para B no es el más apropiado en el contexto del presente capítulo, donde queremos explorar la emisión no térmica en radio y su dependencia con B , que recibe una contribución apreciable por parte de los electrones. De hecho, las observaciones y el nivel esperado de turbulencia junto con los argumentos de equipartición que discutiremos en breve, indican una dependencia de B con el nivel de actividad de la galaxia.

Schleicher & Beck (2013) afirman que la tasa de supernovas, proporcional a la SFR, establece la intensidad de la turbulencia en el ISM, que a su vez determina la energía magnética producida por un dínamo turbulento. Robishaw et al. (2008) mostraron que campos magnéticos fuertes (del orden de mG, cientos de veces más fuertes que en nuestra Galaxia) son normales en objetos de alta SFR, como los ULIRG, lo que sugiere también una fuerte dependencia de B con el nivel de actividad de la galaxia. Por lo tanto, un modelo detallado del transporte de electrones y su emisión no térmica en radio requiere un tratamiento cuidadoso del campo magnético y su dependencia de la SFR. Por este motivo, mejoramos el modelo desarrollado en K20 proponiendo la siguiente relación de escala,

$$B = B_0 \left(\frac{\dot{M}_*}{10M_\odot \text{yr}^{-1}} \right)^\beta. \quad (6.2)$$

donde el factor de normalización B_0 es un parámetro libre y para el índice β exploramos tres escenarios posibles, $\beta = 0,3; 0,5; 0,7$, basados en los argumentos de equipartición descritos a continuación.

La dependencia más débil entre B y la SFR se obtiene basándose en una condición de estacionariedad para la turbulencia MHD en el plasma ISM. La turbulencia MHD alcanza su estado estacionario cuando el crecimiento de B producido por el estiramiento de las líneas del campo inducido por la turbulencia, se equilibra con la reacción inversa del propio campo magnético (Groves et al. 2003). Tal condición da como resultado la equipartición entre la densidad de energía del campo magnético y la densidad de energía cinética del gas. Esto produce una relación $B \propto \Sigma_g^{0,5}$ que está de acuerdo con las simulaciones numéricas, que reportan valores de exponentes en el rango 0.4–0.6 (Groves et al. 2003). Aplicando la relación de escala K-S ($\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_g^{1,41}$) se obtiene un índice $\beta \approx 0,3$. El segundo escenario se basa en una condición de equipartición entre el campo magnético y la radiación de las estrellas, a saber, $U_B \approx U_{\text{rad}}$. Esta condición, a menudo citada en la literatura (ej. Murphy 2009; Lacki et al. 2010; Yoast-Hull et al. 2016),

está motivada por el supuesto de que la presión de radiación impulsa la turbulencia en el ISM, que a su vez determina la intensidad del campo magnético. La relación lineal entre la SFR y la radiación estelar da como resultado $\beta \approx 0,5$. El tercer escenario considerado se basa en la estabilidad del disco galáctico. Como discuten Lacki et al. (2010, ver también Parker 1966), la equipartición entre la presión del gas en el plano medio del disco ($\pi G \Sigma_g^2$) y la presión del campo magnético ($B^2/8\pi$) proporciona un límite natural para la intensidad del campo magnético; valores más altos harían inestable el disco galáctico. Esta condición, una vez que se aplica la ley K-S, conduce a $\beta = 0,7$.

Adoptamos $\beta = 0,3$ como el valor de referencia para el índice de la relación $B(\dot{M}_*)$. Además, exploramos otras recetas con una dependencia de B más fuerte ($\beta = 0,5; 0,7$), que podrían ser consistentes con una mayor relevancia de la fase molecular del ISM en ambientes con alta SFR. Tomamos $B_0 = 100 \mu\text{G}$ como una normalización fiducial, que devuelve valores de B de acuerdo con los esperados para SBG (ver también Peretti et al. 2019a) y con el inferido para la región central de nuestra Galaxia (ver Ferrière 2009; Lacki & Thompson 2013b). También exploramos valores de B_0 que difieren en un orden de magnitud del fiducial para cubrir los diferentes valores inferidos para el campo magnético promedio en SFG, que van desde $\sim \mu\text{G}$ en galaxias de baja SFR (Ferrière 2010; Jurusik et al. 2014) a $\sim \text{mG}$ para ULIRG (Robishaw et al. 2008).

Advección

Los vientos son omnipresentes en las SFG y son posiblemente una de las consecuencias más espectaculares de su actividad de formación estelar. Son capaces de expulsar masa de las galaxias a una tasa de varias $M_\odot \text{yr}^{-1}$ con velocidades de hasta 10^3km s^{-1} (ver Veilleux et al. 2005). Es probable que el mecanismo o los mecanismos que impulsan los vientos galácticos dependan de la SFR. En las SBG surgen del efecto combinado de la energía mecánica y el calentamiento producido por las supernovas y la presión de radiación de las estrellas jóvenes

(Zhang 2018). Por otro lado, es poco probable que estos efectos sean los principales responsables del lanzamiento del viento en galaxias con SFR menores; en cambio, la presión de los CR parece jugar un papel clave. En particular, el gradiente de densidad los CR que se escapan puede ser lo suficientemente fuerte como para superar la atracción gravitacional y empujar el ISM al halo (Breitschwerdt et al. 1991; Recchia et al. 2016). Además, en el caso de las SBG, los CR se enfrían de manera más eficiente a través de colisiones p - p y su contribución a impulsar los vientos galácticos podría ser menor, pero esto aún está en debate dada la importancia de la presión que ejercen los CR sobre el gas interestelar frío (Bustard & Zweibel 2020).

Para nuestro trabajo es necesario tener en cuenta el efecto de los vientos galácticos sobre el transporte de CR ¹. Por lo tanto consideramos que las partículas se alejan de la galaxia en un tiempo característico independiente de la energía:

$$\tau_{\text{adv}}(\dot{M}_*) = \frac{H}{v_{\text{adv}}(\dot{M}_*)}, \quad (6.3)$$

donde v_{adv} es la velocidad de advección dependiente de la SFR.

Dividimos la población de galaxias en dos clases de objetos, de acuerdo a su SFR. Suponemos que los objetos con una formación estelar superior a la de la MW, $\dot{M}_* \gtrsim 2 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, se caracterizan por un viento $v_{\text{sw}} = 400 \text{km s}^{-1}$ (ver también K20, Yoast-Hull et al. 2013; Peretti et al. 2019a). Para objetos con $\dot{M}_* < 2 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, suponemos que el viento galáctico es impulsado por CR. Para este escenario, Recchia et al. (2016) han demostrado que la velocidad de advección dominante en la base del viento es la velocidad de Alfvén. Por lo tanto, consideramos que las partículas se advectan de la región de emisión a la velocidad de Alfvén local, $v_A = B / \sqrt{4\pi m_p n_i}$, con $n_i = \rho n$ la densidad del plasma ionizado. En conjunto, definimos una velocidad de advección global en todo el rango SFR como

¹En esta tesis despreciamos el rol de los CR sobre el viento galáctico y suponemos un viento ya constituido por alguno de los mecanismos explicados.

$$v_b(\dot{M}) = \begin{cases} v_A, & \dot{M}_* < 2 M_\odot \text{yr}^{-1} \\ v_{\text{sw}}, & \dot{M}_* > 2 M_\odot \text{yr}^{-1} \end{cases}. \quad (6.4)$$

y adoptamos $v_{\text{adv}}(\dot{M}_*) = v_b(\dot{M}_*)$ para el cálculo de la Ec. 6.3. Además, exploramos escenarios alternativos en los que la naturaleza de la velocidad de advección es única (ya sea v_A o v_{sw}) para todo el rango SFR considerado.

Difusión

Calculamos el coeficiente de difusión adoptando el formalismo teórico cuasi-lineal

$$D(E, \dot{M}_*) \approx \frac{1}{3} r_L v(E) \left(\frac{l_c}{r_L} \right)^{1-\delta}, \quad (6.5)$$

donde $v(E)$ es la velocidad de la partícula, r_L es el radio de Larmor, l_c representa la longitud de coherencia del campo magnético y δ caracteriza la naturaleza de la turbulencia. En particular, tenemos $\delta = 1/3$ para la turbulencia de Kolmogorov, y $\delta = 1, 0,5$ para Bohm y Kraichnan. En este trabajo asumimos una turbulencia de Kolmogorov, $\delta = 1/3$, como caso de referencia, de acuerdo con las observaciones actuales de la relación boro-carbono en la Galaxia (Aguilar et al. 2016). Suponemos que las supernovas son responsables de la inyección de turbulencia en el sistema. Por lo tanto, calculamos $l_c = (2H\pi R^2 \mathcal{R}_{\text{SN}}^{-1} \tau_{\text{SNR}}^{-1})^{1/3}$ como la separación promedio entre los SNR en la región galáctica, donde adoptamos un valor típico para el tiempo de vida de una SNR como $\tau_{\text{SNR}} = 3 \times 10^4 \text{yr}$ (Truelove & McKee 1999). También imponemos que dicho parámetro no puede ser más pequeño que la dimensión típica de un SNR de mediana edad, es decir, $l_c \gtrsim 10 \text{pc}$.

Se supone que el coeficiente de difusión definido en la Ec. 6.5 es homogéneo en toda la caja galáctica. Esto nos permite definir la escala de tiempo característica, τ_D , en la que las partículas

Escenario	β	B_0	ρ	$T_e[\text{K}]$
0	0,3	100	0,05	10^4
1	0,5	100	0,05	10^4
2	0,7	100	0,05	10^4
3	0,3	50	0,05	10^4
4	0,3	500	0,05	10^4
5	0,3	100	10^{-4}	10^4
6	0,3	100	0,1	10^4
7	0,3	100	0,05	10^3
8	0,3	100	0,05	10^5

Tabla 6.1: Valores de los parámetros libres de nuestro modelo (índice β de la relación $B(\dot{M}_*)$, su normalización B_0 , la fracción de gas ionizado ρ , y su temperatura T_e) para todos los escenarios considerados.

se difunden lejos de la galaxia.

$$\tau_D(E, \dot{M}_*) = \frac{H^2}{D(E, \dot{M}_*)}. \quad (6.6)$$

Damos la dependencia explícita de τ_D con la SFR en la Sec 6.2.

6.2. Resultados y discusión

Para investigar cómo la formación estelar influye en el transporte de los CR en SFG, establecimos una configuración de parámetros de referencia (escenario (0) en la Tabla 6.1), para calcular las propiedades globales de las galaxias en todo el rango de SFR ($10^{-2} - 10^3 \text{M}_\odot \text{yr}^{-1}$), de acuerdo con las relaciones de escala discutidas en la Sec. 6.1.1. Comparamos las escalas de tiempo de los diferentes procesos involucrados y resolvemos la ecuación de transporte (Ec. 2.1) utilizando la solución dada por la Ec. 2.7, y siguiendo las prescripciones de la Sec. 6.1 para determinar las principales características del transporte de los CR en diferentes rangos de SFR. Presentamos los resultados para este escenario en la Sec. 6.2.2.

El transporte de los CR le da forma a la SED no térmica y, a su vez, a cada relación lumi-

nosidad – SFR. Nos centramos especialmente en el impacto de las diferentes condiciones del transporte de CR en estas relaciones. Por lo tanto, exploramos el resultado de nuestro modelo en términos de la SED de fotones, de la cual extraemos la luminosidad integrada en la banda de energía *Fermi-LAT* (0,1-100 GeV) y las luminosidades monocromáticas a 1,4 GHz y 150 MHz.

Definimos un límite superior para la luminosidad en función de la SFR (límite calorimétrico) en nuestro modelo, para evaluar la capacidad de las SFG para enfriar los CR, convirtiendo su energía en radiación. Dicho límite se construye bajo las siguientes condiciones: i) el escape se apaga artificialmente para que todas las partículas inyectadas se enfríen dentro de la fuente; ii) no se absorbe la emisión no térmica. Esto conduce a valores los máximos L_γ^{\max} , $L_{1,4\text{GHz}}^{\max}$ y $L_{150\text{MHz}}^{\max}$ para cada SFR.

Finalmente, analizamos la robustez del modelo explorando su espacio de parámetros, con el fin de evaluar el impacto de diferentes hipótesis sobre las correlaciones luminosidad – SFR. Los escenarios considerados se enumeran en la Tabla 6.1. Cada escenario del (1) al (8) representa la variación de un único parámetro con respecto al escenario de referencia. Presentamos, discutimos y comparamos nuestros resultados de cada correlación luminosidad – SFR en las Secs. 6.2.4, 6.2.5 y 6.2.7, respectivamente.

6.2.1. Dependencias de los tiempos de enfriamiento

Especificamos a continuación las dependencias de los tiempos de escape y enfriamiento con los parámetros libres del modelo (β , B_0 , ρ) según las relaciones de escala de la Sec. 6.1.1 y la SFR:

$$\tau_{\text{adv}}(\dot{M}) \propto \frac{\sqrt{\rho n}}{B} \propto \frac{\sqrt{\rho}}{B_0 \dot{M}_*^{\beta-0,35}}, \quad \dot{M}_* < 2 M_\odot \text{yr}^{-1}, \quad (6.7)$$

y es constante para $\dot{M}_* \geq 2 M_\odot \text{yr}^{-1}$.

$$\tau_D(\dot{M}_*) \propto B^\delta \dot{M}_*^{\frac{1-\delta}{3}} \propto B_0^{1/3} \dot{M}_*^{\beta/3+2/9}, \quad (6.8)$$

$$\tau_{\text{sync}}(\dot{M}_*) \propto \frac{1}{B^2} \propto \frac{1}{B_0^2 \dot{M}_*^{2\beta}}, \quad (6.9)$$

$$\tau_{\text{IC}}(\dot{M}_*) \propto \frac{1}{L_{\text{IR}}} \propto \frac{1}{\dot{M}_*}, \quad (6.10)$$

mientras que τ_{brem} , τ_{ion} , τ_{pp} (tiempos de perdidas de Bremsstrahlung ionización y p - p , respectivamente) son todos $\propto n^{-1} \propto \dot{M}_*^{-0,71}$.

6.2.2. Propiedades del transporte en el escenario de referencia

El transporte de electrones y protones en las SFG está fuertemente influenciado por las características típicas del ISM y, a la vez, por su SFR. En esta sección presentamos las principales propiedades de transporte del escenario de referencia en todo el rango SFR, analizando electrones y protones por separado. Para resaltar la evolución de la condición de transporte con la SFR, mostramos en los paneles superiores (inferiores) de la Fig. 6.2 las escalas de tiempo de los procesos relevantes para los electrones (protones) para dos valores diferentes de la SFR: $0.1 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ y $10 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$.

Electrones

Las pérdidas por ionización dominan el transporte de electrones con $E_e < 0,1 \text{ GeV}$ en todo el rango de SFR, mientras que a energías de electrones más altas, el mecanismo de pérdida dominante depende de la SFR. En el rango de SFR baja, $\dot{M}_* \lesssim 1 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$, los electrones con energías entre $0,5 \text{ GeV}$ y 10 GeV escapan eficientemente de las galaxias, mientras que el mecanismo sincrotrón confina los electrones de energías más altas. A medida que aumenta la SFR,

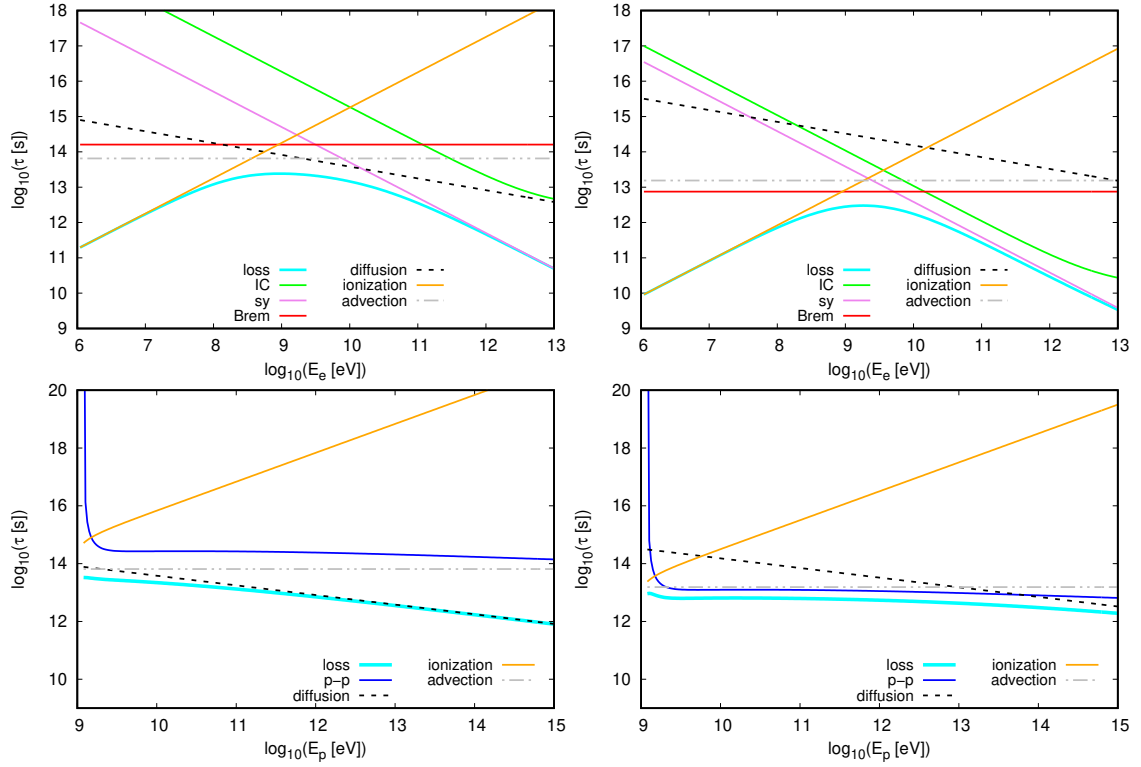


Figura 6.2: Tiempos de enfriamiento y escape para electrones primarios (*paneles superiores*) y protones (*paneles inferiores*) en función de la energía en el escenario (0). Los paneles de la izquierda muestran un caso típico de una galaxia de baja SFR ($\dot{M}_* = 0,1 M_\odot/\text{yr}$). Los paneles de la derecha muestran un caso típico de un sistema de SFR alta ($\dot{M}_* = 10 M_\odot/\text{yr}$). Las líneas continuas representan diferentes procesos de enfriamiento: sincrotrón (rosa), ionización (amarillo), Bremsstrahlung (rojo), IC (verde) y p - p (azul). Las líneas negras discontinuas son para difusión, mientras que las líneas grises de puntos dobles y discontinuas son para advección. Créditos: Kornecki, P., A&A, 657, 10, 2022, reproducida con el permiso de © ESO.

las pérdidas por Bremsstrahlung compiten con el escape en $E_e \sim 1 \text{ GeV}$, mientras que el sincrotrón sigue dominando en el rango de alta energía junto con la dispersión IC. En particular, este último aumenta su importancia relativa al aumentar la SFR y eventualmente se convierte en el mecanismo de enfriamiento dominante para $\text{SFR} \gtrsim 10^2 M_\odot \text{ yr}^{-1}$. La calorimetría de los electrones se alcanza para $\dot{M}_* \gtrsim 5 M_\odot \text{ yr}^{-1}$, donde el Bremsstrahlung domina el enfriamiento de los electrones GeV; los electrones de mayor energía son dominados por el enfriamiento para todo el rango de SFR.

Protones

El transporte de protones está regulado por la competencia entre el escape (difusión y advección) y las pérdidas de energía (colisiones $p-p$). A SFR baja, $\dot{M}_* \lesssim 1 M_\odot \text{yr}^{-1}$, la mayoría de los protones escapan por difusión para $E_p \gtrsim 10 \text{ GeV}$ y por advección a energías más bajas. A SFR más altas, hasta unas pocas decenas de $M_\odot \text{yr}^{-1}$, las pérdidas $p-p$ se convierten en el mecanismo dominante. Sin embargo, la calorimetría no se logra por completo porque las escalas de tiempo de advección y $p-p$ siguen siendo comparables. También se produce una transición a un transporte dominado por la difusión cerca de algunas decenas de TeV. Finalmente, observamos que las galaxias se comportan como buenos calorímetros de protones para $\text{SFR} \gtrsim 30 M_\odot \text{yr}^{-1}$.

6.2.3. SED pancromática

Mostramos las SED modeladas para $\dot{M}_* = 0,1 M_\odot \text{yr}^{-1}$ en el panel izquierdo de la Fig. 6.3. La contribución dominante a 150 MHz y 1,4 GHz proviene de la emisión sincrotrón de electrones primarios. En el caso de $\dot{M}_* = 10 M_\odot \text{yr}^{-1}$, que mostramos en el panel derecho de la Fig. 6.3, la contribución dominante proviene en cambio de la emisión sincrotrón de electrones secundarios. En ambos casos, la componente térmica libre-libre se vuelve importante a frecuencias más altas. En el rango de energía de *Fermi*, la emisión está dominada por la emisión hadrónica para ambas SFR.

6.2.4. La relación $L_\gamma - \text{SFR}$

Definimos L_γ como la luminosidad integrada en la banda de energía de 0.1–100 GeV, y mostramos en la Fig. 6.4 la relación $L_\gamma - \text{SFR}$ obtenida para el escenario de referencia. La principal contribución a L_γ proviene de la interacción $p-p$, mientras que los rayos γ de origen leptónico son subdominantes (ver Fig. 6.3). De acuerdo con K20, la forma de la relación L_γ

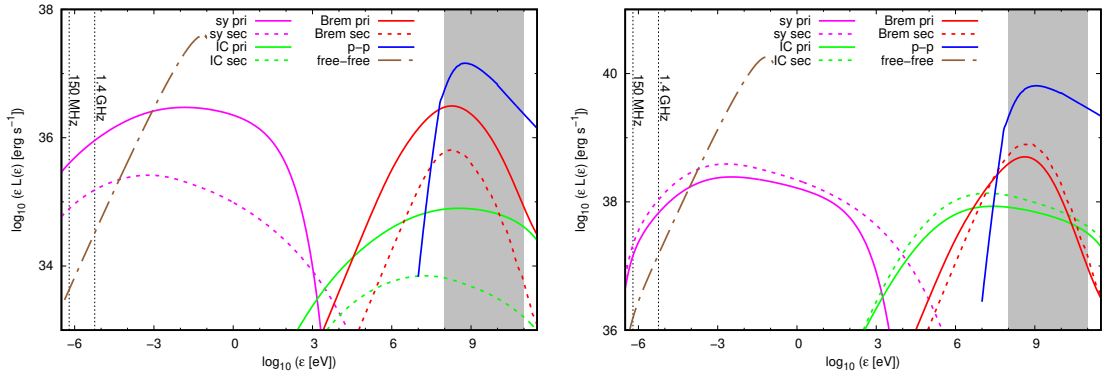


Figura 6.3: SED calculadas a partir del escenario (0), para casos típicos de baja ($\dot{M}_* = 0,1 M_\odot/\text{yr}$, izquierda) y alta ($\dot{M}_* = 10 M_\odot/\text{yr}$, derecha) SFR. Las líneas de color (sólidas para electrones primarios y discontinuas para los secundarios) son las contribuciones individuales de diferentes mecanismos radiativos no térmicos (el código de color es el mismo que en la Fig. 6.2). La línea discontinua marrón es la emisión térmica libre-libre. La región sombreada en gris representa el rango de energía de *Fermi-LAT* y las líneas negras punteadas verticales muestran las frecuencias de radio estudiadas (150 MHz y 1,4 GHz). Créditos: Kornecki, P., A&A, 657, 18, 2022, reproducida con el permiso de © ESO.

– SFR a SFR bajas está influenciada por el escape de la mayoría de los protones inyectados, mientras que a SFR alta las fuentes se acercan al límite calorimétrico, donde la correlación se convierte en lineal. También mostramos los resultados obtenidos asumiendo una naturaleza única de la velocidad de advección en todo el rango de la SFR, es decir, $v_{\text{adv}} = v_A$ o $v_{\text{adv}} = v_{\text{sw}}$. Como $v_{\text{sw}} > v_A$ ($v_A \gtrsim 50 \text{ km s}^{-1}$ para el escenario fiducial), el escape de los CR es más eficiente cuando $v_{\text{adv}} = v_{\text{sw}}$ y, en consecuencia, se reduce la luminosidad de rayos γ . Nuestro caso de referencia está de acuerdo con el mejor ajuste de la muestra observada.

Las variaciones de β , B_0 y T_e no afectan la emisión de protones y, en consecuencia, la correlación $L_\gamma - \text{SFR}$ no se altera. Por el contrario, la variación de la fracción de ionización ρ (escenarios (5), (6)) modifica el escape CR a través de v_A a SFRs bajas, afectando la luminosidad total de la fuente.

Como se describe en la Sec. 2.5, exploramos valores para la fracción de ionización hasta 10^{-4} . Si bien estos valores pueden ser razonables en SFG potentes como las ULIRG, es poco

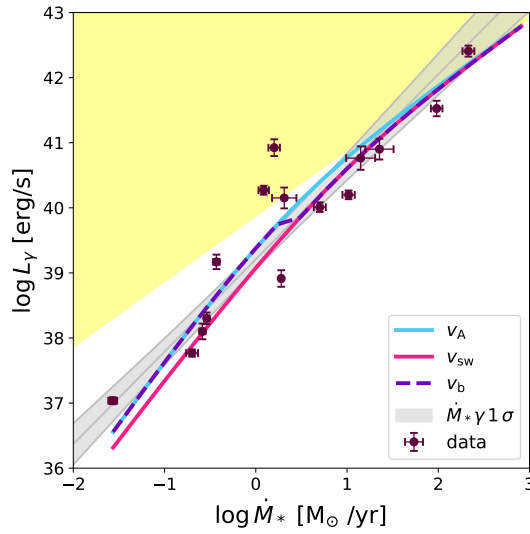


Figura 6.4: La relación L_γ - SFR para el escenario (0) usando tres prescripciones diferentes para v_{adv} : v_a (línea celeste continua), v_{sw} (línea rosa continua) y v_b de la Ec. 6.4 (línea discontinua violeta). La línea gris y la banda sombreada indican el mejor ajuste a los datos (círculos violetas) y su región de confianza a 1σ , respectivamente. La región amarilla es una región prohibida delimitada por el límite calorimétrico. Créditos: Kornecki, P., A&A, 657, 11, 2022, reproducida con el permiso de © ESO.

probable que tengan sentido físico en SFG con baja SFR. De hecho, una fracción de ionización tan baja conduce a una velocidad de Alfvén mayor que la velocidad promedio de los supervivientes de SBG, lo que resulta en un transporte dominado por la advección que no es consistente con observaciones de los CR (Blasi 2013) y de la emisión γ (Ajello et al. 2020). El escenario $\rho = 0,1$ no presenta modificaciones relevantes con respecto al escenario de referencia ya que el mecanismo de escape dominante es la difusión.

Como se menciona en la Sec. 6.1, mejoramos el modelo de K20 introduciendo un coeficiente de difusión dependiente de la SFR y una naturaleza dual del viento, recordando que en K20 tanto el coeficiente de difusión como la velocidad del viento no dependían de la SFR. A pesar de estas diferencias, los resultados presentados aquí son compatibles con el escenario de referencia discutido en K20. La relación L_γ - SFR obtenida aquí está de acuerdo con la tendencia de los datos y es consistente con los resultados presentados en K20. El modelo se acerca al límite

calorimétrico (límite de la región sombreada en amarillo) para $\dot{M}_* \geq 30 M_\odot \text{yr}^{-1}$, por encima del cual las galaxias muestran un comportamiento calorimétrico. Las luminosidades de NGC 3424 y NGC 4945 son incompatibles con este límite en 4.1 y 6.4 veces sus errores. Como se discutió en K20, la primera probablemente alberga un AGN de baja luminosidad, mientras que la SFR de la segunda galaxia puede haber sido subestimada debido a su oscurecimiento e inclinación respecto de la línea de visual.

6.2.5. La relación $L_{1,4\text{GHz}} - \text{SFR}$

La emisión a 1,4 GHz se produce mediante tres procesos: radiación sincrotrón de electrones primarios y secundarios, emisión libre-libre (térmica) del gas ionizado y absorción libre-libre producida por este mismo gas. La radiación sincrotrón domina la $L_{1,4\text{GHz}}$ en todo el rango de SFR, como se muestra en la Fig. 6.5 (panel izquierdo), mientras que la emisión y absorción libre-libre se vuelven relevantes solo a altas SFR. Eventualmente, la contribución térmica se vuelve comparable a la de sincrotrón en $\dot{M}_* > 100 M_\odot \text{yr}^{-1}$ (ver Fig. 6.3).

La emisión de electrones primarios domina la correlación $L_{1,4\text{GHz}} - \text{SFR}$ en el rango de bajas SFR ($\lesssim 1 M_\odot \text{yr}^{-1}$), mientras que la emisión sincrotrón de los secundarios aumenta gradualmente y supera la de los primarios a SFR altas (ver respectivamente las líneas verdes de puntos y rayas y la de trazos en el panel izquierdo de la Fig. 6.5). Tal comportamiento es una consecuencia directa de la condición de transporte de los protones progenitores. Cuanto mayor es la SFR, mayor es la densidad del gas y, por lo tanto, mayor es la tasa de interacción de los protones que dan origen a los electrones secundarios.

La proporción de electrones secundarios respecto a los primarios aumenta con la SFR como consecuencia del aumento del nivel de calorimetría hasta $\gtrsim 30 M_\odot \text{yr}^{-1}$, donde la calorimetría se alcanza completamente y la relación de secundarios a primarios se vuelve constante. Este resultado se encuentra de acuerdo con los de Peretti et al. (2019a).

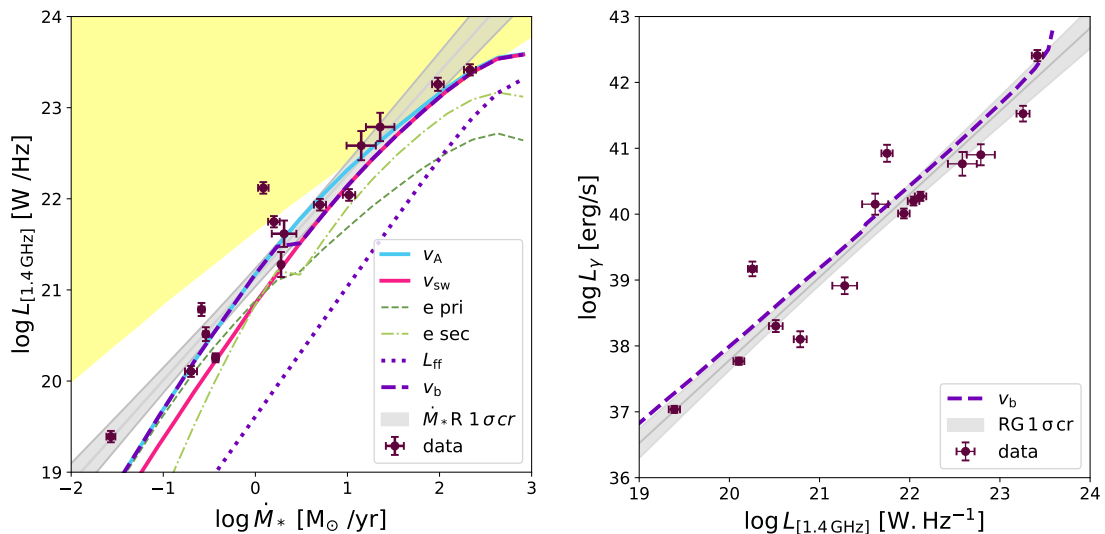


Figura 6.5: Resultados para el escenario (0) utilizando $v_{adv} = v_b$ de la Ec. 6.4 (línea discontinua violeta). *Panel izquierdo*: La relación $L_{1.4\text{GHz}} - \text{SFR}$. Las líneas punteada y punteada-rayada color verde representan la contribución sincrotrón de electrones primarios y secundarios, respectivamente, y la línea violeta punteada la contribución térmica libre-libre. La emisión total en $L_{1.4\text{GHz}}$ también se muestra para dos prescripciones diferentes de v_{adv} , v_A (línea celeste continua) y v_{sw} (línea rosa continua). *Panel derecho*: La relación $L_\gamma - L_{1.4\text{GHz}}$. En ambos paneles, La línea continua gris muestra el mejor ajuste de los datos (puntos morados), y la banda sombreada su intervalo del 68% de confianza. Créditos: Kornecki, P., A&A, 657, 12, 2022, reproducida con el permiso de © ESO.

A $\text{SFR} \lesssim 10^2 M_\odot \text{yr}^{-1}$, la $L_{1.4\text{GHz}}$ está dominada por la emisión sincrotrón, de ahora en más $L_{\text{syn}}^{1.4}$. Para comprender la forma de la correlación, observamos que $L_{\text{syn}}^{1.4}$ está a su vez dominada por la emisión de electrones en el rango del $\sim \text{GeV}$, independientemente de la SFR. Esta banda de energía de electrones se caracteriza por la competencia de varios mecanismos de enfriamiento y escape, de modo que la pendiente de la distribución de energía de las partículas puede variar desde $\alpha - 1$ cuando la ionización domina a $\alpha + 1$ cuando domina la emisión sincrotrón (ver Ec. 2.12 y Ec. 2.10). Además, la emisión de electrones secundarios depende de la SFR a través de la densidad del medio y del transporte de sus protones progenitores. Esto conduce a

una dependencia compleja de la $L_{\text{syn}}^{1,4}$ con la SFR, que parametrizamos como

$$L_{\text{syn}}^{1,4}(\dot{M}_*) \propto \dot{M}_*^{\eta(\dot{M}_*)}, \quad (6.11)$$

donde η es la pendiente logarítmica local de la contribución sincrotrón a la relación $L_{1,4\text{GHz}} - \text{SFR}$.

Para comprender el comportamiento de la pendiente η de la Ec. 6.11 en el escenario de referencia, aproximamos la distribución de electrones como una ley de potencias ($N(E) = N_0 E^{-p}$) en el rango de energía de los electrones que produce la contribución sincrotrón dominante a la radiación a 1,4 GHz ($\mathcal{E}_{1,4}$). Este rango se encuentra entre ~ 1 GeV y ~ 5 GeV para el escenario de referencia. Bajo este supuesto, la luminosidad sincrotrón a una frecuencia dada se puede estimar aproximadamente como $L_{\text{syn}}^{1,4} \propto N_0 B^{(p+1)/2}$ (Ghisellini 2013). Para simplificar, nos enfocamos en dos valores típicos de SFR, uno bajo y uno alto, donde podemos suponer que los electrones pierden su energía a través de un solo proceso dominante cerca de $\mathcal{E}_{1,4}$.

A baja SFR, $L_{\text{syn}}^{1,4}$ está determinada por la emisión sincrotrón de los electrones primarios, y cerca de $\dot{M}_* = 0,1\text{M}_{\odot}\text{yr}^{-1}$ la distribución de electrones está dominada por la difusión en $\mathcal{E}_{1,4} \sim 4\text{GeV}$ (ver el panel superior izquierdo en la Fig. 6.2). Entonces $p = \alpha + \delta$ y $N_{0,\text{pri}} \propto \dot{M}_* \tau_D$, lo que da como resultado $L_{\text{syn}}^{1,4} \propto \dot{M}_*^{1,8}$. A una SFR alta, la pendiente de la contribución subdominante de los electrones primarios se puede estimar de manera similar teniendo en cuenta que Bremsstrahlung domina el enfriamiento. Entonces $p = \alpha$, $N_{0,\text{pri}} \propto \dot{M}_* \tau_{\text{brem}}$ y $L_{\text{syn}}^{1,4} \propto \dot{M}_*^{0,8}$.

La emisión de electrones secundarios es dominante en $L_{\text{syn}}^{1,4}$ a SFR alta. La normalización de su distribución de partículas depende de la distribución de protones aproximadamente como $N_{0,\text{sec}} \propto n Q_{0,p} \tau_p \tau_e \propto \dot{M}_* \dot{M}_*^{0,7} \tau_p \tau_e$ (ver Ec. 2.17 y 2.26, Peretti et al. 2019a), donde τ_p y τ_e son los tiempos de pérdida dominantes para protones y electrones, respectivamente.

Cerca de $\dot{M}_* \sim 10\text{M}_{\odot}\text{yr}^{-1}$ las interacciones $p-p$ y la advección dominan las pérdidas de protones, y la Bremsstrahlung controla el enfriamiento de los electrones alrededor de $\mathcal{E}_{1,4}$ (ver

el panel inferior derecho en la Fig. 6.2). Por un lado, si suponemos que las interacciones p - p dominan solas, entonces $p = \alpha$, $N_{0,\text{sec}} \propto \dot{M}_*^{1,7} \tau_{\text{pp}} \tau_{\text{brem}}$ y $L_{\text{syn}}^{1,4} \propto \dot{M}_*^{0,8}$. Por otro lado, si asumimos que la advección domina las pérdidas de protones, $N_{0,\text{sec}} \propto \dot{M}_*^{1,7} \tau_{\text{adv}} \tau_{\text{brem}}$ donde $L_{\text{syn}} \propto \dot{M}_*^{1,5}$. El efecto combinado de estas dos pérdidas devuelve una dependencia en SFR entre estos dos últimos valores.

Observamos que la componente $L_{\text{syn}}^{1,4}$ domina la correlación $L_{1,4\text{GHz}} - \text{SFR}$ hasta $\sim 10^2 \text{M}_{\odot} \text{yr}^{-1}$ para el escenario de referencia, donde según la discusión anterior restringimos η al rango 0.8–1.8. En particular, la pendiente de la correlación es más pronunciada en el rango de SFR bajas, donde la contribución relativa de los secundarios aumenta con la SFR. A SFR altas, también el transporte de protones se vuelve calorimétrico y la pendiente de la correlación se suaviza. Observamos también que en condiciones calorimétricas, $\eta < 1$. Esto se debe a la alta eficiencia de la ionización y la Bremsstrahlung para el enfriamiento de electrones con energías del GeV.

La relevancia de los procesos térmicos aumenta para SFR más altas como consecuencia de la mayor densidad del ISM y nuestra suposición de una fracción de ionización constante ρ en todo el rango de SFR. En particular, la contribución térmica a $L_{1,4\text{GHz}}$ está en el nivel de $\sim 5\%$ para galaxias de baja SFR; esto es consistente con los valores reportados por Condon (1992) para la emisión térmica en la MW y M82. A SFR altas ($\gtrsim 100 \text{M}_{\odot} \text{yr}^{-1}$) la contribución térmica es $\sim 50\%$, y la absorción libre-libre también se vuelve significativa. No obstante, las suposiciones en la fracción de ionización ρ impactan en la importancia relativa de los procesos libre-libre, como discutiremos a continuación.

Finalmente, comparamos nuestro modelo de referencia con los datos presentados en la Tabla 5.1. Destacamos que la coexistencia de las componentes sincrotrón de electrones primarios y secundarios es necesaria para reproducir la pendiente de la correlación $L_{1,4\text{GHz}} - \text{SFR}$. En el panel derecho de la Fig. 6.5 presentamos datos observacionales en el plano $L_{\gamma} - L_{1,4\text{GHz}}$ y los comparamos con los resultados de nuestro modelo; obtenemos un buen acuerdo en todo el

rango de SFR.

6.2.6. Dependencia de la relación $L_{1,4\text{GHz}} - \text{SFR}$ con los parámetros

En esta sección, discutimos el impacto de las variaciones de parámetros en la correlación $L_{1,4\text{GHz}} - \text{SFR}$.

Índice de campo magnético

Como la emisión térmica no se ve alterada por cambios en β , de aquí en adelante nos centraremos solo en la componente sincrotrón. Los paneles superiores de la Fig. 6.6 ilustran cómo la variación de β (escenarios (1) y (2)) afecta la pendiente de las correlaciones $L_{1,4\text{GHz}} - \text{SFR}$ y $L_{1,4\text{GHz}} - L_{\text{IR}}$. En particular, cuanto mayor sea el valor de β , más pronunciada será la pendiente η de la correlación $L_{1,4\text{GHz}} - \text{SFR}$. Ésta es una consecuencia natural de la dependencia de la luminosidad sincrotrón con el campo magnético, que para valores de β más grandes, presenta una variación mayor en todo el rango de la SFR. Al mismo tiempo, los valores bajos de B que resultan de $\beta > 0,3$ a baja SFR reducen el tiempo de escape (ver Ec. 6.8), lo que a su vez reduce la luminosidad y hace que la correlación sea más pronunciada. En este contexto, el escenario de referencia con $\beta = 0,3$ proporciona el mejor ajuste a la tendencia general de los datos observados. Sin embargo, la suposición $\beta = 0,5$, de acuerdo con Lacki et al. (2010), parece más apropiada al ajustar los datos a altas SFR. El escenario que asume $\beta = 0,7$ no es favorable cuando se compara con datos en todo el rango de la SFR mientras que, como en el caso de $\beta = 0,5$, se puede adoptar para describir el rango de SFR altas.

Normalización del campo magnético

Una variación de B_0 (escenarios (3), (4)) da como resultado una normalización diferente en la correlación de aproximadamente un factor $\sim 1,5 - 4$. Mostramos estos resultados en el panel

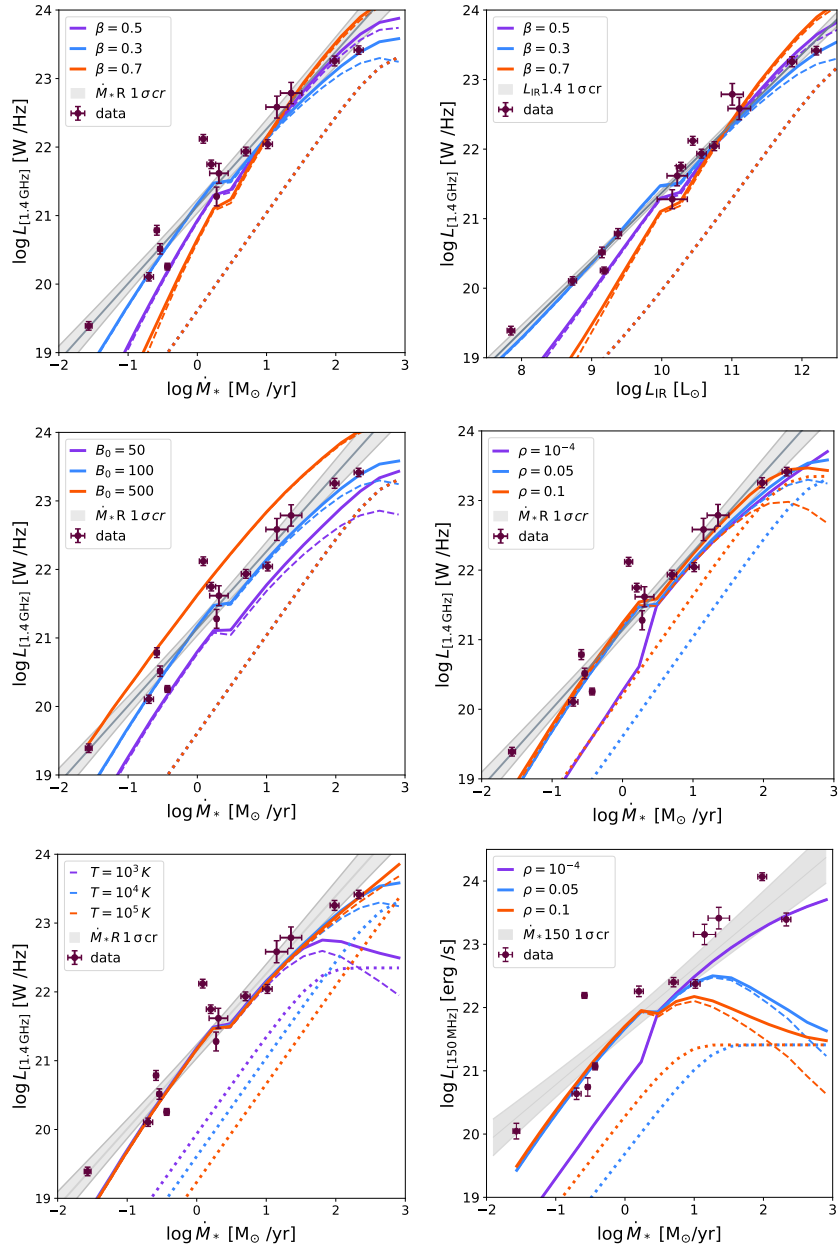


Figura 6.6: Relaciones entre $L_{1.4\text{GHz}}$, L_{IR} y la SFR para los diferentes escenarios considerados (Tabla 6.1). La línea continua gris muestra el mejor ajuste de los datos (puntos violetas), y su región del 68% de confianza (sombreado). Se muestra la emisión térmica (líneas punteadas), no térmica (líneas de trazos) y total (línea continua). Se muestran las relaciones más relevantes para los escenarios (0), (1) y (2) (paneles superiores), (0), (3) y (4) (panel central izquierdo), (0), (5) y (6) (paneles central e inferior derecho), y (0), (7) y (8) (panel inferior izquierdo). Créditos: Kornecki, P., A&A, 657, 13, 2022, reproducida con el permiso de © ESO.

central izquierdo de la Fig. 6.6. Este comportamiento está de acuerdo con la dependencia de la luminosidad sincrotrón de una población de electrones no térmicos con el campo magnético (ver p. Ej. Ghisellini 2013). Sin embargo, la radiación sincrotrón a 1,4 GHz es producida principalmente por electrones en el rango del GeV. A estas energías, varios procesos físicos compiten para dar forma a la distribución de energía de los electrones. Esto conduce a una distribución de energía diferente a una simple ley de potencia. Por lo tanto, en el contexto de las SFG, la dependencia de $L_{1,4\text{GHz}}$ de la intensidad del campo magnético no es trivial, y un cambio en la constante de normalización B_0 introduce un cambio general que depende ligeramente de la SFR. A pesar de esta complejidad, mostramos que el parámetro B_0 no afecta la pendiente global de la correlación, sino que solo influye en su normalización. El valor $B_0 = 100 \mu\text{G}$ es el que mejor se ajusta a los datos. Las correlaciones resultantes para $B_0 = 50$ y 500 , limitan los datos arriba y abajo respectivamente, excluyendo solo a NGC 4945.

Fracción de ionización

El impacto de diferentes valores de la fracción de ionización ρ en la correlación $L_{1,4\text{GHz}} - \text{SFR}$ es triple ya que afecta: 1) la emisión libre-libre, 2) la absorción libre-libre y 3) la escala de tiempo de advección a bajas SFR. El panel central derecho de la Fig. 6.6 ilustra los resultados obtenidos para el caso de referencia (líneas azules) en comparación con $\rho = 10^{-4}$ (líneas violetas) y $\rho = 10^{-1}$ (líneas naranjas). Aunque un valor de $\rho = 0.1$ produce resultados consistentes con la tendencia observada, a SFR altas la emisión térmica se vuelve significativa y posiblemente domina. Esto es lo contrario de lo que se espera para galaxias como M82, donde la fracción de emisión térmica estimada es incluso menor ($\sim 2\%$ Basu et al. 2012) que para las galaxias normales. El escenario donde $\rho = 0,1$ es, por lo tanto, poco probable que se produzca en la naturaleza y está en desacuerdo con el modelado multifrecuencia de las ULIRG (ver por ejemplo Yoast-Hull et al. 2017). Por otro lado, valores más bajos de ρ reducen la absorción y la

importancia relativa de la emisión térmica a SFR altas. Esto produce una contribución térmica que es demasiado baja con respecto a lo que generalmente se acepta para las galaxias normales (Condon 1992). Finalmente, $\rho = 10^{-4}$ subestima los datos a SFR baja y el comportamiento del modelo es similar al observado para la luminosidad en rayos γ .

Concluimos que el escenario donde $\rho = 0,05$ es el que mejor se adapta a los datos observados y permanece consistente con la emisión sincrotrón, que domina la emisión a 1,4 GHz. Aunque es tentador especular sobre una posible dependencia de ρ con la SFR, esto introduciría una mayor complejidad en el modelo, sin haber datos suficientes para reducir los grados de libertad introducidos por los nuevo parámetros. Este es un posible desarrollo del modelo a futuro, en el mediano plazo.

Temperatura electrónica

EL valor $T_e \sim 10^4$ K es la temperatura estándar asumida para el ISM ionizado caliente. En las regiones de brotes de formación estelar, este gas coexiste con una componente caliente y presurizada resultante del efecto colectivo de las supernovas y los vientos estelares. Esto implica que una $T_e > 10^4$ K podría ser consistente con la temperatura promedio en estos entornos (Westmoquette et al. 2009). La variación de T_e (escenarios (7), (8)) afecta la emisión y absorción térmica. Tal comportamiento se muestra en la Fig. 6.6 (panel inferior izquierdo) de donde se puede concluir que valores entre $T_e = 10^4$ y 10^5 K reproducen bien las observaciones, mientras que los valores más bajos de T_e conducen a una absorción excesiva a SFR altas en comparación con la tendencia de los datos.

Estos resultados pueden entenderse observando la dependencia física de la opacidad con la temperatura. En particular, a una frecuencia dada de la radiación, $\tau_{\text{ff}} \propto T_e^{-3/2} \dot{M}_*^{1,7}$, y así el régimen ópticamente grueso se alcanza a SFR más altas para valores más altos de T_e . Por lo tanto, la absorción de la radiación sincrotrón disminuye con T_e . Finalmente, observamos que

las diferentes suposiciones sobre la temperatura no impactan fuertemente en la contribución relativa de la emisión térmica a $L_{1.4\text{GHz}}$ en todo el rango de la SFR.

6.2.7. La relación $L_{150\text{MHz}}$ - SFR

Los procesos físicos que gobiernan la emisión a 150 MHz son los mismos que a 1,4 GHz (Sec. 6.2.5). Sin embargo, a esta frecuencia la absorción libre-libre juega un papel crucial. De hecho, la frecuencia de *turnover* donde $\tau_{\text{ff}} > 1$ aumenta hasta 150 MHz para $\dot{M}_* \sim 10 M_{\odot}/\text{yr}$. Por lo tanto, los fotones emitidos por sincrotrón a 150 MHz son completamente absorbidos a SFR altas en nuestro escenario de referencia. Esto se refleja en la correlación $L_{150\text{MHz}} - \text{SFR}$ que se muestra en la Fig. 6.7. Este escenario se aparta considerablemente de la tendencia observada de los datos a SFR altas y no puede reproducir la emisión de las ULIRG. Una absorción tan fuerte es el resultado de la fracción de ionización asumida, $\rho \sim 5\%$. Además, el límite calorimétrico determinado para el escenario de referencia también muestra que difícilmente puede coincidir con los flujos observados para $\dot{M}_* \gtrsim 10^2 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$.

Aunque los efectos de la variación de parámetros en $L_{150\text{MHz}} - \text{SFR}$ son similares a la correlación $L_{1.4\text{GHz}} - \text{SFR}$, se requiere una discusión más detallada para determinar si es posible hacer coincidir la tendencia de los datos con alguna predicción del modelo usando diferentes conjuntos de parámetros. La suposición $\beta = 0,5$, como en el caso de la banda de 1.4 GHz, aumenta la pendiente tanto de la correlación como del límite calorimétrico. Además, las pérdidas por ionización son dinámicamente importantes para los electrones que emiten sincrotrón a 150 MHz. Diferentes suposiciones para ρ y T_e también pueden mitigar o mejorar la absorción, como se evidencia en el panel inferior derecho de la Fig. 6.6. Como mencionamos anteriormente para 1.4 GHz, es difícil encontrar una configuración de parámetros única que pueda adaptarse a todo el rango SFR sin entrar en conflicto con las observaciones. En particular, observamos que la introducción de una dependencia de la SFR para ρ o T_e proporcionaría un mejor ajuste a SFR

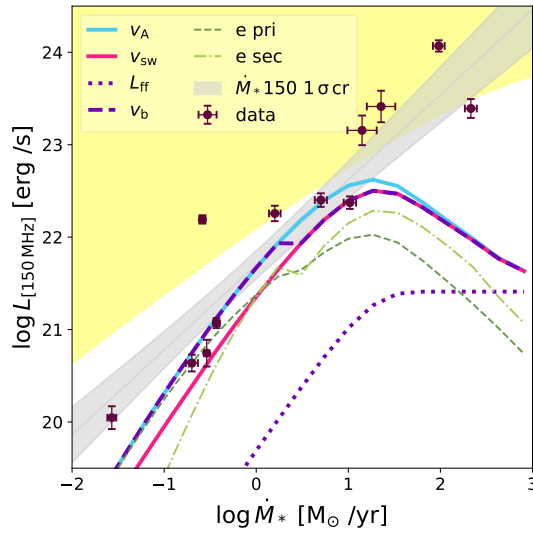


Figura 6.7: La relación $L_{150\text{MHz}} - \text{SFR}$ obtenida para el escenario (0) usando tres prescripciones diferentes para v_{adv} : v_A (línea celeste continua), v_{sw} (línea magenta continua) y v_b de la Ec. 6.4 (línea discontinua violeta). Las líneas de trazos y de puntos y trazos verdes representan las contribuciones de los electrones primarios y secundarios, respectivamente, y la línea violeta punteada representa la contribución libre-libre. La línea continua gris muestra el mejor ajuste de los datos (puntos morados), y la banda sombreada su intervalo del 68% de confianza. Créditos: Kornecki, P., A&A, 657, 14, 2022, reproducida con el permiso de © ESO.

altas. Tal falta de emisión a bajas frecuencias de radio fue informada por Schober et al. (2017), quien encontró un resultado similar al modelar la correlación a 200 MHz.

Capítulo 7

La correlación L vs. SFR en otras bandas

Si bien las correlaciones entre la luminosidad no térmica y la SFR fueron observadas solamente en radio y rayos γ , es interesante investigar las predicciones de nuestros modelos de emisión en otras frecuencias menos estudiadas y discutir la factibilidad de la comparación con observaciones futuras. En este capítulo extendemos las investigaciones anteriores incluyendo en nuestros cálculos los procesos de absorción γ - γ y los electrones terciarios, es decir, los pares electrón-positrón producto de esta absorción. Discutimos la emisión difusa de rayos X duros (10-79 keV) e investigamos la principal contribución al rango de energías del MeV y a aquel en el que operará el *Cherenkov Telescope Array* (CTA; 0,1 – 100 TeV) en las SED de SFG. Los resultados de este capítulo se encuentran publicados en Kornecki et al. (2021, en adelante K21b).

7.1. El modelo

Para calcular la emisión global, resolvemos el transporte usando la ecuación 2.1. En este caso necesitamos incluir inyecciones de partículas con un límite para la energía mínima umbral $E_{\min,th}$ (para los electrones terciarios) dada por s_0 en la Sec. 2.6. La solución más simple

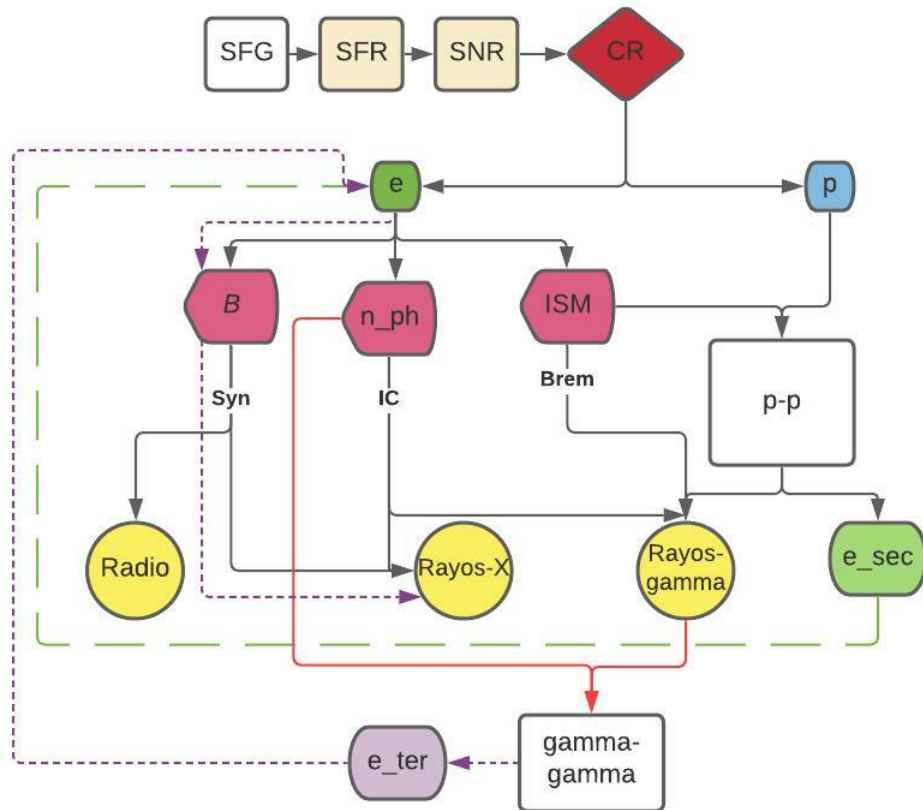


Figura 7.1: Diagrama del aporte de cada proceso radiativo y cada generación de partículas a los distintos rangos de energía. n_{ph} : campo de fotones; e_{sec} : electrones secundarios; e_{ter} : electrones terciarios.

(Ec. 2.8) no es válida debido a que nos impide poblar la distribución resultante con energías menores a $E_{min,th}$. Por ello adoptamos el modelo tal cual lo describimos en el Cap.5, incluyendo la misma solución a la ecuación de transporte (Ec. 2.7), los mismos mecanismos de enfriamiento, la contribución de electrones secundarios y relaciones de escala con los valores de sus parámetros fiduciales.

Los fotones γ de alta energía pueden interactuar con fotones de baja energía del ambiente, principalmente por encima de $\sim 10\text{TeV}$, produciendo pares electrón-positrón. Suponiendo que la absorción $\gamma\text{-}\gamma$ tiene lugar en el régimen de la aproximación *leading particle*, calculamos la

tasa de inyección de electrones terciarios utilizando la aproximación de la Sec. 2.6. Los campos de fotones blanco relevantes son la luz estelar UV reprocesada en el IR y la luz estelar óptica no absorbida. El campo de fotones del fondo de radiación cósmica de microondas (CMB, por *Cosmic Microwave Background*) tiene una densidad baja, por lo que sus efectos sobre el enfriamiento de electrones y la absorción de rayos γ dentro de las galaxias son insignificantes. Otro canal para la producción de electrones es a través de la interacción $p\text{-}\gamma$ (Aharonian et al. 2013b). Sin embargo, la energía umbral para tal proceso es $\sim 3 \times 10^{17}$ eV para protones interactuando con fotones de 1 eV y dos órdenes de magnitud mayor para la interacción con fotones del campo FIR (ver ec. 15 de Kelner et al. 2006). Este proceso es irrelevante para nuestro escenario, ya que es probable que las SFGs no sean capaces de acelerar protones hasta energías tan altas (Peretti et al. 2019a).

En la Fig. 7.1 mostramos un esquema del aporte de cada proceso radiativo y de cada generación de partículas a los distintos rangos de energía.

7.2. Resultados

Mostramos en la Fig. 7.2 las SED para dos casos arquetípicos de baja ($0,1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) y alta ($10 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) SFR. A continuación, proporcionamos una descripción general de los principales procesos físicos que gobiernan la SED en las diferentes bandas de energía, y discutimos cómo las observaciones en cada banda específica pueden ayudar a mejorar nuestro conocimiento de las propiedades de las poblaciones de partículas no térmicas de las SFG. Además calculamos la luminosidad integrada en las bandas de energía de CTA (0.1-100 TeV; L_{CTA}), *e-ASTROGAM* (L_{MeV}), y en el rango de energía de rayos X duros accesible a *NuSTAR* (10–79 keV; L_{X}). Presentamos en las siguientes secciones las correlaciones modeladas $L_{\text{CTA}} - \text{SFR}$, $L_{\text{MeV}} - \text{SFR}$, y $L_{\text{X}} - \text{SFR}$. En cada caso mostramos la contribución a la emisión total de cada generación de partículas, a saber, protones (p) y electrones primarios (prim), secundarios (sec) y terciarios

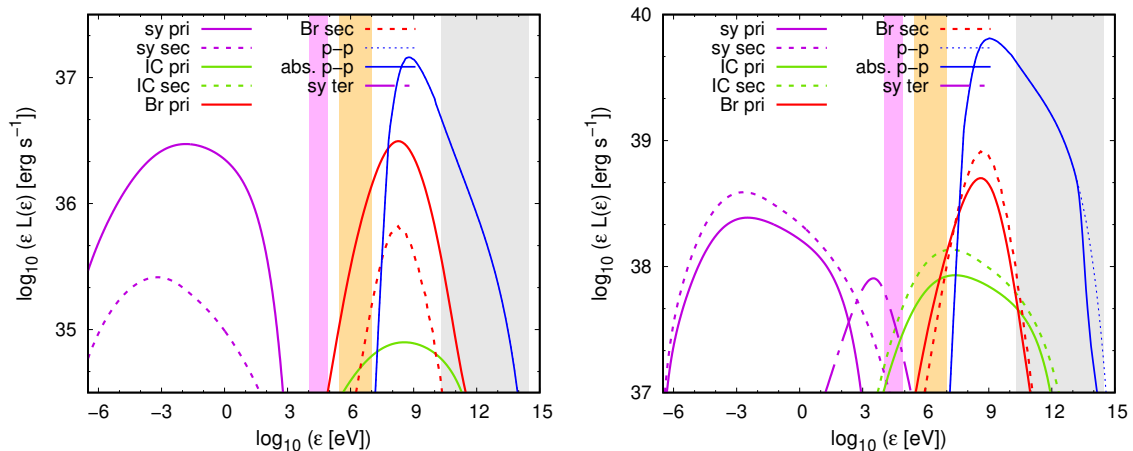


Figura 7.2: SED calculadas para el escenario de referencia de K21a. El panel izquierdo corresponde a una SFR baja ($\dot{M}_* = 0,1 M_\odot/\text{yr}$) y el panel derecho a una SFR alta ($\dot{M}_* = 10 M_\odot/\text{yr}$). Las líneas de color (sólidas para los CR primarios, de trazos para los secundarios y de puntos y rayas para los terciarios) son las contribuciones individuales de los diferentes procesos de emisión. La línea azul punteada muestra la contribución p - p no absorbida. Las regiones sombreadas en gris, naranja y magenta representan los rangos de energía de *CTA*, *e-ASTROGAM* y *NuSTAR*, respectivamente.

(ter).

7.2.1. Rayos X

El rango de rayos X duros (> 10 keV) es propicio para el estudio de la emisión difusa no térmica producida por los CR, porque la contaminación térmica es probablemente subdominante. El satélite *NuSTAR* observa el cielo en el rango de energía de 3 a 79 keV (Harrison et al. 2013), y puede proporcionar información única sobre las condiciones de transporte tanto de electrones como de protones. Para las galaxias de baja SFR, la producción de radiación X dura es ineficiente y se limita a Bremsstrahlung relativista e IC de electrones primarios. Sin embargo, para las galaxias de alta SFR, la emisión de IC de los electrones secundarios aumenta su relevancia y domina la SED (ver Fig. 7.2). Además, el campo IR intenso típico de SFR altas conduce a una absorción más eficiente de rayos γ , y por lo tanto a una producción eficiente de leptones terciarios.

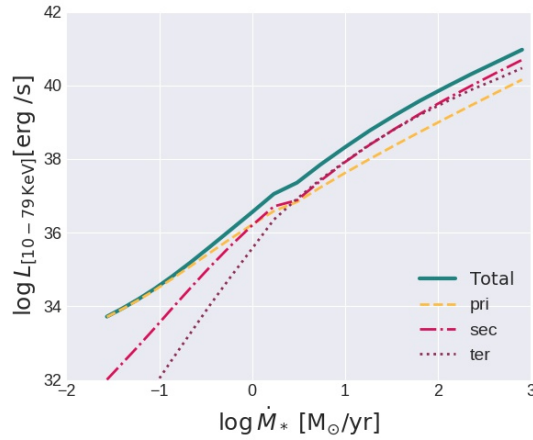


Figura 7.3: Correlación $L_X - \text{SFR}$ modelada, calculada a partir del modelo de referencia de K21a. Las líneas de trazos amarillos, rojos y púrpuras representan la contribución de los electrones primarios, secundarios y terciarios, respectivamente. La línea verde continua representa la emisión no térmica total.

rios (con energías del electrón $\approx 50 \text{ TeV}$). Curiosamente, los electrones secundarios y terciarios son responsables de una fuerte emisión de radiación de sincrotrón en el rango de $\sim 10 \text{ keV}$. Por lo tanto, la intensidad de la emisión de rayos X duros refleja tanto la intensidad del campo magnético como el nivel de calorimetría de los protones originales.

Bremsstrahlung e IC de electrones primarios dominan la correlación $L_X - \text{SFR}$ (Fig. 7.3) a SFR bajas, mientras que para \dot{M} en el rango $5 - 30 M_\odot/\text{yr}$ domina sincrotrón de electrones secundarios y terciarios. Para SFR más altas, el IC de los secundarios supera la emisión sincrotrón. La densidad de los electrones terciarios no solo depende del campo IR, sino que también está directamente relacionada con la emisividad en rayos γ , que a su vez depende del nivel de calorimetría de los protones. Por lo tanto, la intensidad del campo magnético podría estimarse mediante relaciones de escala y observaciones de radio, y además podría adoptarse el flujo de rayos X duros para explorar la calorimetría de protones en SFG, usando como indicador de esta última el exceso en la emisión sincrotrón de secundarios y terciarios y el IC de secundarios. Respecto a la relación en sí, los modelos predicen una pendiente logarítmica de $\sim 1,5 - 1,6$,

prácticamente constante a lo largo de más de cuatro décadas en SFR.

7.2.2. Rayos γ en el rango del MeV

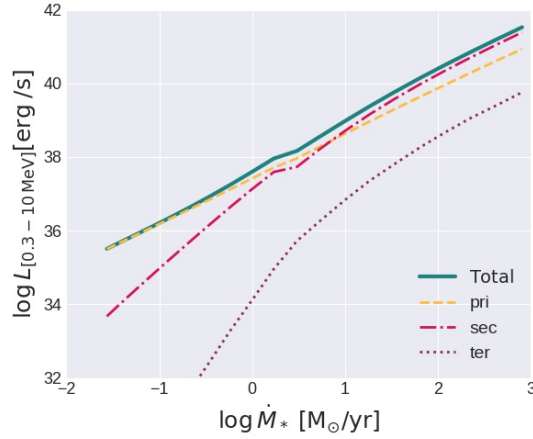


Figura 7.4: Correlación $L_{\text{MeV}} - \text{SFR}$ calculada a partir del modelo de referencia de K21a. Las líneas de trazos amarillos, rojos y púrpuras representan la contribución de los electrones primarios, secundarios y terciarios, respectivamente. La línea verde continua representa la emisión no térmica total.

Este rango de energía ha sido escasamente explorado hasta ahora. Sin embargo, las misiones actualmente planificadas como *e-ASTROGAM* tienen el potencial de abrir una ventana para nuevos estudios en el rango de energía de 0,3 a 10 MeV (De Angelis et al. 2018). La emisión del continuo aquí solo puede ser de origen no térmico. Mostramos en la Fig. 7.2 que la Bremsstrahlung producida por leptones primarios es dominante en galaxias con SFR baja, mientras que la emisión IC domina en el caso de SFR alta. En particular, la emisión de IC está dominada por leptones secundarios para las SFR más altas. Los leptones que radían a través de IC se enfrían debido tanto al IC como al sincrotrón. Según nuestro modelo, se requeriría un tiempo de exposición de varios años para detectar las SBG más cercanas en esta banda de energía con *e-ASTROGAM*. Una detección más temprana implicaría un campo magnético más débil o la presencia de fuentes adicionales en la galaxia (como un AGN o una superposición de muchas

fuentes puntuales débiles no resueltas).

La correlación modelada $L_{\text{MeV}} - \text{SFR}$ (Fig 7.4) muestra que la Bremsstrahlung de leptones primarios es dominante para SFR bajas, mientras que para $\dot{M} > 5 M_{\odot}/\text{yr}$ la emisión de IC se vuelve más relevante. En particular, cuanto mayor sea la SFR, mayor será la contribución relativa de los secundarios. Dado que los electrones se enfrían de manera eficiente a través del sincrotrón, la intensidad de los rayos γ producidos en el rango del MeV también depende de la intensidad del campo magnético, siendo más pequeña para campos magnéticos más altos. La correlación es en este caso menos empinada, con una pendiente logarítmica $\sim 1,25$.

7.2.3. Rayos γ en el rango CTA

La próxima generación de telescopios diseñados para observar rayos γ de muy alta energía, como CTA (Cherenkov Telescope Array Consortium et al. 2019) y SWGO (del inglés, *The Southern Wide-field Gamma-ray Observatory*; Albert et al. 2019) permitirá ampliar el estudio de la emisión no térmica de las SFG hasta el rango de decenas de TeV, y arrojar luz sobre las propiedades de transporte de los CR en estas galaxias. En particular, en esa sección predecimos la emisión de SFG en el rango CTA. La sensibilidad predicha para CTA supera casi en un orden de magnitud a las de MAGIC o HESS. En nuestro modelo, la emisión en el rango de CTA queda completamente dominada por la radiación $p-p$, como puede verse en la Fig. 7.2. De la Fig. 6.2 puede verse que en este rango de energía ($\approx 1 \text{ TeV} - 1 \text{ PeV}$ en energía de los protones) la difusión es más relevante y hasta puede observarse una transición de un transporte dominado por pérdidas por advección a un transporte dominado por difusión. Esta transición se refleja en un suave cambio de pendiente de la SED en el rango de muy alta energía. Para hacer esto más claro en la Fig. 7.5 mostramos un espectro, normalizado por la SFR, para el caso fiducial de una $\dot{M}_{*} = 3 M_{\odot}/\text{yr}$ donde cerca de 0.1 TeV la difusión comienza a ser relevante y suaviza el espectro. También incluimos una SED normalizada con una SFR extremadamente baja donde

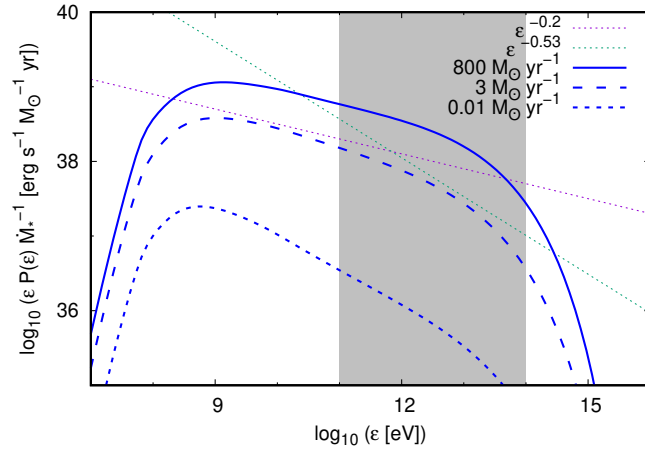


Figura 7.5: SED normalizadas para distintas SFR, $\dot{M}_* = 0,01 M_\odot/\text{yr}$ (línea de rayas cortas), $\dot{M}_* = 0,3 M_\odot/\text{yr}$ (línea de rayas largas) y $\dot{M}_* = 800 M_\odot/\text{yr}$ (línea continua), con el comportamiento asintótico de la emisión de rayos γ producida por dos poblaciones de protones: el primero se caracteriza por un transporte dominado por advección-enfriamiento (preservando la pendiente de inyección: $E^{-2,2}$) en línea punteada violeta y un escenario dominado por la difusión ($E^{-2,2-1/3}$) en línea punteada verde. La región sombreada gris representa el rango de energía de CTA.

domina la difusión, y un caso de SFR extremadamente alta donde dominan las interacciones $p-p$. Comparamos estos tres escenarios de diferentes SFR con el comportamiento asintótico de la emisión de rayos γ producida por dos poblaciones de protones: el primero se caracteriza por un transporte dominado por advección-enfriamiento (preservando la pendiente de inyección: $E^{-2,2}$) y un escenario dominado por la difusión ($E^{-2,2-1/3}$). Diferimos una investigación detallada de la banda TeV para un próximo trabajo, ya que requiere ingredientes físicos adicionales como: 1) absorción $\gamma-\gamma$ no solo dentro de la fuente sino la producida por la luz de fondo extragaláctica; 2) corte de alta energía debido a la energía máxima de los protones. Ambos requieren un tratamiento cuidadoso y una investigación de parámetros adicional para producir resultados confiables.

La energía máxima de los protones, el transporte y la absorción $\gamma-\gamma$ modifican la SED a altas energías y esto se verá reflejado en la SED integrada en este rango y a su vez en la correlación modelada. Para estudiar la detección de una correlación de la luminosidad en esta banda con

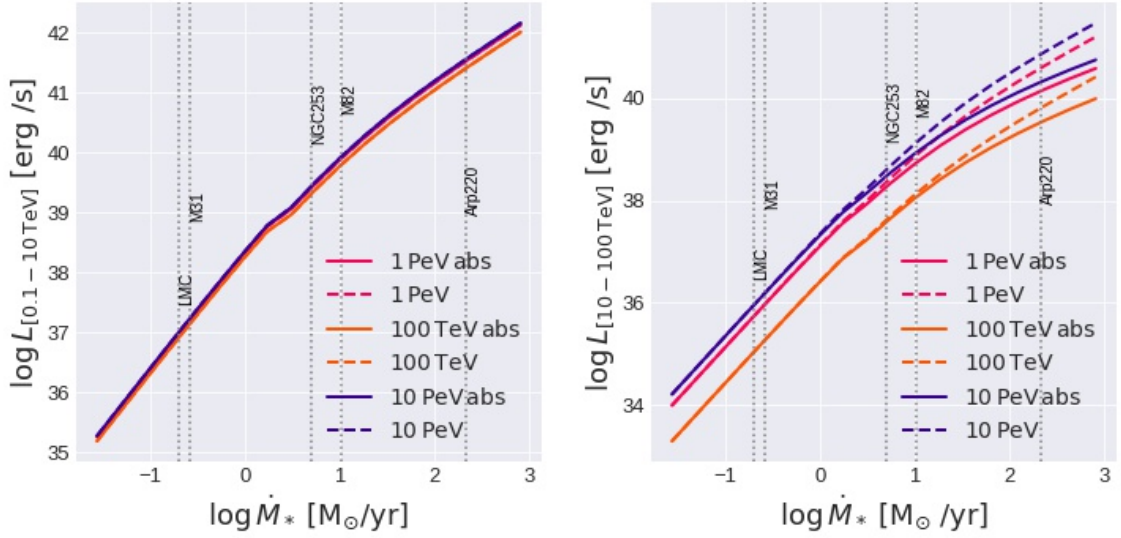


Figura 7.6: Correlaciones en la banda CTA, $L_{0.1-10\text{TeV}} - \text{SFR}$ (panel izquierdo) y $L_{10-100\text{TeV}} - \text{SFR}$ (panel derecho), calculadas a partir del modelo de referencia de K21a. Las líneas continuas naranja, magenta y violeta representan las correlaciones modeladas teniendo en cuenta la emisión absorbida para una $E_{\text{max,p}}$ de 100 TeV, 1 PeV y 10 PeV respectivamente, y las líneas discontinuas representan la emisión no absorbida con el mismo código de colores. Las líneas negras punteadas horizontales muestran las SFR para las 5 SFG objetivo de CTA.

la SFR para las SFG, Cherenkov Telescope Array Consortium et al. (2019) comparan la sensibilidad esperada para CTA con el flujo de cada SFG predicho con un modelo calorimétrico. Nuestro modelo es capaz de reproducir la correlación teniendo en cuenta la fracción calorimétrica en función de la SFR. La puesta en operación de CTA permitirá entonces determinar la fracción calorimétrica comparando las predicciones con las observaciones, y a partir de ella la importancia de los mecanismos de escape. Por ello predecimos en este trabajo de forma preliminar cómo se observaría la correlación de acuerdo a nuestro modelo y cómo impactan sobre esta una variación en la $E_{\text{max,p}}$ y la absorción producida dentro de la fuente.

En nuestros trabajos previos adoptamos una $E_{\text{max,p}}$ de protones de 1 PeV; al cambiar este valor no se modifican los resultados previamente obtenidos en bandas de energía más baja, pero sí el espectro a muy alta energía y en consecuencia, en la correlación en el rango CTA como argumentamos anteriormente. Debido a que el cambio en la $E_{\text{max,p}}$ solo afecta a los fotones de

mas altas energías sobre el rango CTA (≈ 100 TeV) y con el objetivo de poder captar mejor el impacto de la energía máxima en la correlación, dividimos el rango total de CTA en dos subrangos, de 0.1 - 10 TeV y de 10-100 TeV.

En la Fig. 7.6 mostramos una variación de un orden de magnitud en la $E_{\max,p}$ de la correlación modelada en los distintos rangos seleccionados para CTA. Además mostramos la correlación absorbida por $\gamma\text{-}\gamma$ y la misma sin absorber. Observamos que al disminuir $E_{\max,p}$ la SED tiene un cut-off a energías menores, y por ello la normalización de la correlación baja en todo el rango, independientemente de la SFR. Los efectos de absorción son solamente observables en la correlación para $\dot{M}_* > 10 M_\odot \text{yr}^{-1}$. Además, como argumentamos a priori, los efectos de absorción y variación de la $E_{\max,p}$ solo pueden ser distinguidos en la correlación $L_{10-100\text{TeV}}\text{-SFR}$.

Las SFG propuestas para ser detectadas por CTA en los primeros años de observación son la LMC, M31, NGC 253, M82 y ARP 220. Estas 5 galaxias se encuentran bien distribuidas en SFR para poder delinear una correlación observada ya que ocupan 4 de las 5 décadas del rango SFR. Así como en el caso de las fuentes individuales, la comparación del modelo con las observaciones futuras revelaría información sobre signos de propagación de rayos cósmicos dados por pendiente de correlación de la luminosidad en el rango de muy alta energía y la SFR.

Capítulo 8

Discusión y conclusiones

En esta tesis investigamos desde un punto de vista poblacional, teórico y observacional, cómo el transporte de los CR producidos por fuentes relacionadas con la formación estelar da forma a las relaciones observadas $L_\gamma - \text{SFR}$, $L_{1.4\text{GHz}} - \text{SFR}$ y $L_{150\text{MHz}} - \text{SFR}$ para las SFG detectadas en rayos γ . Además, realizamos predicciones de las correlaciones $L_{\text{CTA}} - \text{SFR}$, $L_X - \text{SFR}$ y $L_{\text{MeV}} - \text{SFR}$, las que permiten evaluar la detectabilidad de las SFG con futuros instrumentos, y en caso de producirse las detecciones comparar nuestro modelos con las observaciones en estas bandas de energía. Esto permitiría aportar evidencia independiente para determinar los distintos procesos físicos relacionados con las poblaciones de CR en estas galaxias.

8.1. Observaciones

Desde el punto de vista de los datos observacionales, hemos compilado una muestra lo más homogénea posible de distancias y flujos multifrecuencia observados, particularmente en γ , FUV, $\text{H}\alpha$, cuatro bandas IR y dos de radio, para todas las SFG detectadas en rayos γ por *Fermi*. Hemos utilizado estos datos para obtener un conjunto autoconsistente de SFR, y luminosidades en rayos γ , IR y radio, para aumentar la precisión con que se conocen las correlaciones entre las

distintas luminosidades de origen no térmico y con la SFR (Ackermann et al. 2012a; Ajello et al. 2020; Yun et al. 2001; Bell 2003; Gürkan et al. 2018), y para sondear posibles sesgos presentes en las mismas. Tomamos la mayor parte de los datos de la literatura, excepto los flujos en el continuo de radio y sus errores que fueron calculados directamente a partir de imágenes a 1,4 GHz de Stokes-I disponibles en el catálogo de NRAO/VLA Sky Survey (Condon et al. 1998) para NGC 253, NGC 1068, NGC 2146, NGC 2403, M82, ARP 220, ARP 299 y NGC 3424. Para NGC 4945 y Circinus calculamos por primera vez los flujos y sus incertezas a partir de las nuevas imágenes del continuo a 1,4 GHz de Stokes-I proporcionadas por The ASKAP Continuum Survey (McConnell et al. 2020).

Los principales resultados que obtuvimos a partir de la homogeneización y el análisis de los datos mencionados son los siguientes:

- Hemos demostrado que L_{IR} subestima la SFR de las galaxias emisoras de rayos γ para $\dot{M}_{\odot} \lesssim 1 \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Aunque este es un resultado conocido para la población general de galaxias (Kennicutt et al. 2008; Kennicutt & Evans 2012), lo enfatizamos porque produce un sesgo en la correlación $L_{\gamma} - L_{\text{IR}}$, generalmente no corregido (ver Pfrommer et al. 2017; Zhang et al. 2019). Hemos cuantificado este sesgo, encontrando que el índice de la ley de potencias que describe la relación $L_{\gamma} - \text{SFR}$ se subestima en 0.14 cuando L_{IR} se usa como un trazador de la SFR. Según nuestro análisis, el valor más probable para este índice es $1,35 \pm 0,05$, y la correlación presenta una dispersión de 0.21 dex. Sin embargo, la muestra actual es pequeña (quince galaxias, con algunos valores atípicos) y los errores son relativamente grandes principalmente debido a las grandes incertidumbres en las distancias. En cualquier caso, una relación lineal $L_{\gamma} - \text{SFR}$ se descarta con un nivel de confianza mayor al 99.5 %.
- Hemos encontrado que a SFR intermedias, $0,3 \lesssim \dot{M}_{*} \lesssim 3 \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, la dispersión de la relación $L_{\gamma} - \text{SFR}$ es mucho mayor que fuera de este rango. La MW es la única galaxia con

SFR intermedia que se encuentra por debajo de la correlación de mejor ajuste, mientras que las otras cuatro galaxias (NGC 2403, NGC 3424, NGC 4945 y la galaxia Circinus) se encuentran muy por encima de ella. La MW y NGC 4945 tienen casi la misma SFR, pero sus luminosidades difieren en 1.37 dex. Podría objetarse que la luminosidad γ de la MW se modela en lugar de medirse realmente, pero es difícil creer que el valor modelado sea incorrecto por un factor de algunas decenas. Por otro lado, se sospecha que los cuatro objetos que se encuentran por encima del ajuste esconden un AGN (Yang et al. 2009; Gavazzi et al. 2011; Yaqoob 2012; Peng et al. 2019b), mientras que la MW tiene un agujero negro inactivo en su centro (Schödel et al. 2002). Proponemos entonces que la gran dispersión de la relación $L_\gamma - \text{SFR}$ en el rango SFR intermedio se debe a un AGN cuya contribución a L_γ varía de una galaxia a otra. Argumentamos que esta componente no es observable en otros rangos de SFR porque las galaxias espirales de baja SFR no tienen AGN, mientras que en las ULIRG la emisión de AGN puede ser altamente absorbida por el medio interestelar denso. A densidades de $3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, típicas de las regiones más oscuras de los núcleos de las SBG, la producción de pares en el campo eléctrico nuclear de los átomos de HI proporcionaría el mecanismo requerido para la absorción de fotones con energías del GeV (Tanabashi et al. 2018). La confirmación de esta afirmación, i.e. que los AGN contribuyen a la luminosidad de rayos γ de las galaxias con SFR intermedias, requeriría del desarrollo de un método para separar la componente proveniente de las poblaciones estelares de la del AGN en observaciones de rayos γ . Tal método ciertamente mejoraría la interpretación de la relación observada $L_\gamma - \text{SFR}$. Una posibilidad diferente sería que L_γ contenga en algunas galaxias contribuciones de otras fuentes, como superburbujas en el halo creadas por vientos fuertes como los modelados por Romero et al. (2018a) y Peretti et al. (2021). Las explicaciones alternativas serían que la ley de potencias que describe la relación $L_\gamma - \text{SFR}$ no sea válida a SFR intermedias, produciéndose

una protuberancia, o que las espirales normales y las SBG sigan leyes de potencias diferentes, que coexisten en el rango medio de SFR. En este caso, se necesitarían observables adicionales para separar las galaxias en ambos regímenes.

- La tendencia seguida por la correlación $L_{1,4\text{GHz}} - L_{\text{IR}}$ observada en la submuestra de SFG detectadas en rayos γ concuerda muy bien con la obtenida de estudios más grandes de SFG (Yun et al. 2001; Bell 2003). La tendencia seguida por la correlación $L_{1,4\text{GHz}} - \text{SFR}$ es consistente con el estudio de Bell (2003) y no con el de Yun et al. (2001). Esta discrepancia se debe a que estos últimos derivaron su correlación estimando la SFR con la relación de Kennicutt (1998b) que no es un buen trazador para galaxias de bajas SFR. Esto sugiere que las SFG detectadas en rayos γ no presentan peculiaridades en lo que se refiere a la emisión no térmica producida por los electrones de los CR.
- Revisamos la correlación $L_{\gamma} - L_{1,4\text{GHz}}$ y encontramos una pendiente más pronunciada $m = 1,26 \pm 0,10$ (con $L_{\gamma} \propto L_{1,4\text{GHz}}^m$) con respecto al reportado por Ackermann et al. (2012b). Esta tendencia es consistente con las obtenidas para la correlación de ambas magnitudes con la SFR.
- Obtuvimos una pendiente de $m = 0,98 \pm 0,13$ para la correlación $L_{150\text{MHz}} - \text{SFR}$ (con $L_{150\text{MHz}} \propto \dot{M}_*^m$), que es marginalmente más llana que los resultados reportados por otros autores (que van de 1 a 1,3). Esta diferencia podría deberse a los diferentes estimadores de la SFR utilizados entre el nuestro y otros trabajos.

8.2. Modelado

Desde el punto de vista teórico, aprovechamos la calidad y consistencia de las muestras de datos recopiladas para explorar la física de los CR en las SFG. Para ello desarrollamos distintos modelos, adecuados a cada situación, que permiten interpretar las tendencias observadas en

los datos a partir de los procesos de enfriamiento y escape de los CR. La naturaleza de estos procesos, y la medida en que cada uno contribuye a la dinámica de la población de CR en las SFG, en función de su SFR, es uno de los temas abiertos sobre los que esta Tesis ha contribuido a echar luz.

En un primer trabajo, enfocado en explorar la física detrás de la relación observada $L_\gamma - \text{SFR}$, desarrollamos un modelo simple de tipo *leaky box* para calcular las poblaciones de CR en SFG y su emisión de alta energía. Nuestros modelos de SED en la banda de *Fermi* están de acuerdo con las tendencias observadas (Ajello et al. 2020). La emisión está dominada por la dispersión inelástica $p-p$, de acuerdo con trabajos previos (Lacki & Thompson 2013a; Peretti et al. 2019a), siendo la radiación leptónica insignificante. El límite calorimétrico genuino resultante de nuestro modelo (que tiene en cuenta que sólo se puede radiar una fracción de la energía del protón) coincide estrechamente con la emisión de los sistemas con SFR más altas, lo que indica que el modelo incluye la física relevante de la emisión de rayos γ en SFG.

Nuestro modelo describe bastante bien la relación $L_\gamma - \text{SFR}$ a altas SFR, siempre que el enfriamiento de CR ocurra en regiones del tamaño de kiloparsec, y los vientos galácticos soplen a velocidades de varios cientos de kilómetros por segundo. Esto está en línea con los hallazgos de los Reyes & Kennicutt (2019), que las regiones de formación de estrellas en las galaxias son más pequeñas que los discos galácticos, por un factor de casi dos. En este sentido, nuestro modelo no está de acuerdo con los utilizados anteriormente para calcular la emisión de rayos γ de SBG, que suponen que la emisión surge de regiones esféricas con radios casi un orden de magnitud menores ($\sim 0,2 \text{ kpc}$, ver por ejemplo, Peretti et al. 2019a). La discrepancia puede deberse a las diferentes geometrías utilizadas, ya que se requieren diferentes tamaños para alcanzar una densidad de protones similar, que es la variable que controla la emisión por interacción $p-p$. Nuestro modelo no está de acuerdo tampoco con las simulaciones de Pfrommer et al. (2017), que muestran en su Fig. 1 que la emisión de rayos γ se extiende sobre regiones de gran tamaño

en los discos galácticos (~ 10 kpc). La solución de estas discrepancias requiere observaciones de rayos γ resueltas espacialmente, que actualmente no están disponibles para galaxias más allá del Grupo Local. La mejora de los modelos poblacionales, particularmente investigando posibles relaciones de escala para la geometría de la región de emisión, y de las simulaciones a través de recetas más precisas para la física de los procesos no resueltos, también contribuirían a esclarecer el origen de estas discrepancias.

A bajas SFR, nuestro modelo predice una tendencia más pronunciada que la observada, lo que implica que el aumento del escape de partículas con SFR se ha sobreestimado. El índice de la ley de potencias de nuestra relación modelada alcanza un límite de 1,71 para $\dot{M}_* \rightarrow 0$, porque para pequeñas densidades (que se desprenden de la ley K-S a bajas SFR), $L_\gamma \propto L_{CR} \tau_{esc} \tau_{pp}^{-1} \propto \dot{M}_*^{1+0+0,71}$, de las ecuaciones. 2.3, 2.14 y 4.2 (una vez más, la ley K-S), y el hecho de que el escape no dependa de la SFR debido a la constancia de R y v_w . Es digno de mención que, suponiendo que la advección domina a través de vientos neutros como los observados por Martin (2005) y Weiner et al. (2009), obtendríamos $\tau_{esc} \propto \dot{M}_*^{-0,35}$, y por consiguiente $L_\gamma \propto \dot{M}_*^{1,36}$, en excelente acuerdo el valor de $1,35 \pm 0,05$ derivado de nuestro análisis de las observaciones. Sin embargo, no es claro que dichos vientos operen en todo el rango de SFR, y la extrapolación de esta ley para SFR muy bajas, con la normalización observada, implicaría vientos extremadamente lentos, por lo que esta conjetura requiere de mayor exploración, tanto observacional como teórica.

En nuestro modelo, la advección domina en escenarios con difusión de Bohm, o en escenarios de viento rápido con cualquier receta de difusión. Sin embargo, como se explica en la Sec. 4.8, nuestra receta de Kolmogorov representa la difusión más rápida, que es una situación extrema. Una menor normalización del coeficiente de difusión de Kolmogorov, como el utilizado por Peretti et al. (2019a) en su modelo A, proporcionaría un régimen dominado por advección también en nuestros escenarios con difusión de Kolmogorov. Esta es la explicación

más plausible de la tendencia observada a SFR bajas: la relación $L_\gamma - \text{SFR}$ puede ser impulsada por la combinación de la luminosidad en CR, la ley K-S y un régimen de escape dependiente de la SFR.

En un segundo trabajo nos concentramos en investigar cómo el transporte de los CR da forma a las relaciones observadas en radio, $L_{1.4\text{GHz}} - \text{SFR}$ y $L_{150\text{MHz}} - \text{SFR}$, para las SFG detectadas en rayos γ , siendo también consistentes con la relación $L_\gamma - \text{SFR}$ analizada en el primer trabajo. Perfeccionamos el modelo para obtener una descripción más precisa de la contribución leptónica e incluimos el modelado de la emisión y absorción libre-libre. Desarrollamos un modelo autoconsistente para el transporte de CR y la emisión en múltiples longitudes de onda adecuado para interpretar la correlación luminosidad - SFR en diferentes rangos de energía en un rango muy amplio de SFR, y comparamos las estimaciones teóricas con la muestra de datos que compilamos.

El modelo puede reproducir razonablemente bien las correlaciones observadas $L_\gamma - \text{SFR}$, $L_{1.4\text{GHz}} - \text{SFR}$ y $L_{1.4\text{GHz}} - L_\gamma$. La coexistencia de las componentes sincrotrón de electrones primarios y secundarios es fundamental para reproducir la pendiente de la correlación $L_{1.4\text{GHz}} - \text{SFR}$. Tal pendiente refleja las condiciones de transporte de los protones primarios y podría proporcionar indicaciones de una transición a un régimen calorimétrico. Las galaxias se comportan como buenos calorímetros de protones para $\dot{M}_* \gtrsim 30 M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Esta calorimetría se puede evaluar mediante observaciones en rayos γ . Por el contrario, los electrones relativistas, a pesar de alcanzar también el límite calorimétrico para $\dot{M}_* \gtrsim 5 M_\odot \text{ yr}^{-1}$, son difíciles de evaluar dado que su emisión no es completamente dominante para todos las SFR en la banda radio o en la banda de rayos γ .

Una fracción de ionización constante ρ no reproduce la correlación $L_{150\text{MHz}} - \text{SFR}$ en todo el rango SFR. En particular, una fracción de ionización de $\sim 5\%$ a SFR bajas es compatible con las observaciones, mientras que a SFR altas se favorece un valor $< 1\%$ para lograr la emisión

observada en ULIRG. De hecho, valores pequeños de ρ estarían de acuerdo con los resultados de Valdés et al. (2005), quien sugiere que una fracción significativa de los fotones ionizantes puede ser absorbida por el polvo. Además, Krumholz et al. (2020) propone que las fracciones de ionización típicas en las regiones de brotes de formación estelar deberían ser $\sim 10^{-4}$ ya que el gas caliente sería advechado por el viento. Del mismo modo, las altas temperaturas de $10^4 - 10^5$ K para el gas ionizado son más adecuadas para explicar la emisión de ULIRG. Para que el modelo describa los datos adecuadamente, es necesario que la fracción de ionización decrezca con la SFR, aunque no está claro cuál sería el origen de esta variación.

La relación de escala $B = B_0(\dot{M}_*/10M_\odot\text{yr}^{-1})^\beta$ es compatible con los datos observados para $\beta = 0,3$, lo que sugiere que la intensidad del campo magnético está regulada por la turbulencia estacionaria MHD. Los valores de beta más altos también son compatibles con datos limitados al rango de SFR altas. El valor de la normalización que mejor describe el campo magnético a $10M_\odot\text{yr}^{-1}$ es del orden de $100 \mu\text{G}$. Este valor es consistente con los B esperados para SBG (ver también Peretti et al. 2019a) y para la región central de nuestra Galaxia (ver Ferrière 2009; Lacki & Thompson 2013b).

Diferentes prescripciones de viento dependiendo de la SFR de la galaxia dan una buena descripción de la correlación $L_\gamma - \text{SFR}$. En particular, se propone que un viento alfvénico domine en las galaxias de baja SFR, mientras que un viento impulsado térmicamente describiría mejor el flujo de saliente a altas SFR.

En un tercer trabajo exploramos las predicciones de cómo el transporte de CR acelerados en un entorno de formación estelar daría origen a correlaciones en otras bandas, específicamente las de CTA ($L_{\text{CTA}} - \text{SFR}$), rayos X ($L_X - \text{SFR}$) y γ de baja energía ($L_{\text{MeV}} - \text{SFR}$). Discutimos la posibilidad de hallar evidencia sobre los mecanismos de transporte de CR a partir de futuras observaciones en dichas bandas. Para ello perfeccionamos nuestro modelo incluyendo la absorción $\gamma\text{-}\gamma$ y la contribución de la emisión no térmica producida por los pares electrón-positrón

que ésta genera.

En la banda de rayos X duros existiría una contribución importante de la emisión de sincrotrón producida por los electrones terciarios, además de la emisión de los secundarios. En particular, la fuerte emisión sincrotrón de los secundarios y terciarios podría proporcionar nuevas indicaciones y limitaciones tanto sobre la intensidad de los campos magnéticos como sobre la calorimetría en galaxias con alta SFR. Dado el papel fundamental de los campos magnéticos, la combinación de datos en la banda X con los disponibles actualmente permitiría romper algunas de las degeneraciones presentes, dando una visión más precisa de los mecanismos que dominan la propagación y escape de CR. La emisión en la banda de energía del MeV también podría ser sensible a la intensidad del campo magnético. Sin embargo, nuestros resultados sugieren que la misma no sería detectable con los instrumentos de la próxima generación, pues requerirían tiempos de integración del orden de varios años. La correlación $L_{CTA} - SFR$, por su parte, podría proporcionar evidencia independiente sobre el mecanismo difusivo en las SFG, y a la vez poner límites al valor de la energía máxima de inyección de protones en estos entornos.

En resumen, el aporte original de la presente Tesis al conocimiento de la emisión no térmica de las SFG consiste en la aplicación de un tratamiento homogéneo para los datos observados por un lado, y en el desarrollo de modelos poblacionales consistentes para las dependencias del transporte y emisión de los CR con la SFR. Ninguno de estos ingredientes estaba disponible al comenzar la Tesis, y la combinación de ambos permitió realizar análisis más robustos de los procesos relevantes, afirmando la noción de que las SBG constituyen calorímetros de CR, y aportando evidencia que indica que el proceso de transporte dominante para los protones a bajas SFR (y energías de los protones ~ 10 GeV), es la advección, impulsada por vientos Alfvénicos y campos magnéticos regulados por turbulencia MHD en régimen de Kolmogorov.

8.3. Preguntas abiertas y trabajo a futuro

Siendo el estudio en rayos γ de las SFG un campo de reciente desarrollo, aún quedan muchas cuestiones por resolver. La pregunta de si la emisión de SFG normales y SBG se basa en la misma física relevante, o si se aplican dos relaciones diferentes, permanece aún. Un paso adelante en la comprensión de la emisión de rayos γ por las poblaciones estelares de SFG requiere más observaciones para ampliar la muestra actual y reducir los errores de medición, y una técnica confiable para separar la contribución estelar de la de AGN, si es que esta última está presente. Ampliar la muestra de galaxias detectadas en rayos γ también produciría una correlación $L_\gamma - L_{1.4\text{GHz}}$ más precisa, lo cual es importante por dos razones. La primera es que podría proporcionar un método independiente para la clasificación de galaxias de rayos γ , además del estándar basado en la determinación del índice espectral. La segunda es que podría usarse para estimar la contribución de las SFG al fondo de rayos γ , extrapolando la función de luminosidad de radio a un alto corrimiento al rojo.

Un estudio cuidadoso de la correlación $L_{150\text{MHz}} - \text{SFR}$ es importante para evaluar hasta qué punto $L_{150\text{MHz}}$ traza la formación estelar. Además, una correlación $L_{150\text{MHz}} - \text{SFR}$ más refinada permitiría discernir si las SFG detectadas en rayos γ siguen una tendencia distinguible con respecto a muestras más generales. Debido a las dificultades para reproducir la emisión a estas bajas frecuencias, en los próximos estudios pretendemos abordar el efecto que produce en la correlación modelada una fracción de ionización que disminuye con la SFR, o una distribución de gas altamente aglomerada que da como resultado un medio poroso. Un escenario alternativo puede ser una contribución no despreciable de partículas que radían desde una región más grande que la de formación estelar, por ejemplo, electrones que difunden o se advectan en el halo (Heesen et al. 2009), o la presencia de una región/fuente de aceleración adicional (como un AGN coexistente) no directamente relacionado con la SFR (Gürkan et al. 2018). La próxima

generación de telescopios con mejor resolución angular y sensibilidad permitirá desentrañar la morfología de la región de emisión difusa no térmica en SFG, posiblemente resolviendo la emisión proveniente del disco de la originada en el halo o viento (ver por ej. Romero et al. 2018b; Müller et al. 2020; Peretti et al. 2021).

Desde el punto de vista teórico, los modelos poblacionales pueden proporcionar una mayor comprensión de las condiciones que prevalecen en las SFG, en la medida en que se mejore la precisión de las relaciones de escala actuales con la SFR y se revelen otras nuevas. El espacio de parámetros que define las correlaciones en las bandas de CTA, rayos X duros y MeV, junto con las posibles observaciones, se estudiará con mayor detalle en un próximo trabajo. Al hacerlo, nuestro objetivo es romper aún más la degeneración entre los parámetros libres y desconocidos mediante la aplicación de este enfoque multifrecuencia para las correlaciones luminosidad – SFR.

Bibliografía

Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010a, *ApJS*, 188, 405

Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010b, *ApJ*, 709, L152

Abdollahi, S., Acero, F., Ackermann, M., et al. 2020, *ApJS*, 247, 33

Acciari, V. A., Aliu, E., Arlen, T., et al. 2009, *Nature*, 462, 770

Acero, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2015, *ApJS*, 218, 23

Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., et al. 2009, *Science*, 326, 1080

Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2012a, *ApJ*, 755, 164

Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2012b, *ApJ*, 755, 164

Ackermann, M., Albert, A., Atwood, W. B., et al. 2016, *A&A*, 586, A71F

Adebahr, B., Krause, M., Klein, U., et al. 2013, *A&A*, 555, A23

Aguilar, M. et al. 2016, *Phys. Rev. Lett.*, 117, 231102

Aharonian, F., Bergström, L., & Dermer, C. 2013a, *Astrophysics at Very High Energies*, Saas-Fee Advanced Course

- Aharonian, F., Bergström, L., & Dermer, C. 2013b, *Astrophysics at Very High Energies*, Saas-Fee Advanced Course
- Aharonian, F., Yang, R., & de Oña Wilhelmi, E. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 561
- Aharonian, F. A. & Atoyan, A. M. 2000, *A&A*, 362, 937
- Aharonian, F. A., Kririllov-Ugrumov, V. G., & Vardanian, V. V. 1985, *Ap&SS*, 115, 201
- Ajello, M., Mauro, M. D., Paliya, V. S., & Garrappa, S. 2020, *The γ -ray Emission of Star-Forming Galaxies*
- Albert, A., Alfaro, R., Ashkar, H., et al. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1902.08429
- Artale, M. C., Tissera, P. B., & Pellizza, L. J. 2015, *MNRAS*, 448, 3071
- Axford, W. I., Leer, E., & Skadron, G. 1977, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 11, *International Cosmic Ray Conference*, 132
- Baade, W. & Zwicky, F. 1934, *Physical Review*, 46, 76
- Bai, Y., Zou, H., Liu, J., & Wang, S. 2015, *VizieR Online Data Catalog*, J/ApJS/220/6
- Ballet, J., Burnett, T. H., Digel, S. W., & Lott, B. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2005.11208
- Basu, A., Mitra, D., Wadadekar, Y., & Ishwara-Chandra, C. H. 2012, *MNRAS*, 419, 1136
- Bauer, M., Pietsch, W., Trinchieri, G., et al. 2008, *A&A*, 489, 1029
- Bell, A. R. 1978, *MNRAS*, 182, 147
- Bell, E. F. 2003, *ApJ*, 586, 794
- Berezinsky, V. S. 1990, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 11, *International Cosmic Ray Conference*, 115

- Blandford, R. D. & Ostriker, J. P. 1978, *ApJ*, 221, L29
- Blasi, P. 2010, *MNRAS*, 402, 2807
- Blasi, P. 2013, *A&A Rev.*, 21, 70
- Blom, J. J., Paglione, T. A. D., & Carramiñana, A. 1999, *ApJ*, 516, 744
- Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. 1970, *Reviews of Modern Physics*, 42, 237
- Brauher, J. R., Dale, D. A., & Helou, G. 2008, *ApJS*, 178, 280
- Breitschwerdt, D., McKenzie, J. F., & Voelk, H. J. 1991, *A&A*, 245, 79
- Bustard, C. & Zweibel, E. G. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2012.06585
- Bustard, C., Zweibel, E. G., & Cotter, C. 2017, *ApJ*, 835, 72
- Bykov, A. M., Marcowith, A., Amato, E., et al. 2020, *Space Sci. Rev.*, 216, 42
- Bykov, A. M. & Toptygin, I. N. 2001, *Astronomy Letters*, 27, 625
- Calistro Rivera, G., Williams, W. L., Hardcastle, M. J., et al. 2017, *MNRAS*, 469, 3468
- Chabrier, G. 2003a, *PASP*, 115, 763
- Chabrier, G. 2003b, *ApJ*, 586, L133
- Cherenkov Telescope Array Consortium, Acharya, B. S., Agudo, I., et al. 2019, *Science with the Cherenkov Telescope Array*
- Chevalier, R. A. & Clegg, A. W. 1985, *Nature*, 317, 44
- Chomiuk, L. & Povich, M. S. 2011, *AJ*, 142, 197
- Chyży, K. T., Jurusik, W., Piotrowska, J., et al. 2018, *A&A*, 619, A36

- Clemens, M. S., Scaife, A., Vega, O., & Bressan, A. 2010, *MNRAS*, 405, 887
- Combi, J. A., Albacete Colombo, J. F., Pellizza, L., et al. 2011, *Ap&SS*, 331, 53
- Condon, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 575
- Condon, J. J., Anderson, M. L., & Helou, G. 1991a, *ApJ*, 376, 95
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, *AJ*, 115, 1693
- Condon, J. J., Huang, Z. P., Yin, Q. F., & Thuan, T. X. 1991b, *ApJ*, 378, 65
- Cortese, L., Boissier, S., Boselli, A., et al. 2012, *A&A*, 544, A101
- Cowsik, R., Pal, Y., Tandon, S. N., & Verma, R. P. 1967, *Phys. Rev.*, 158, 1238
- Cox, M. J., Eales, S. A. E., Alexander, P., & Fitt, A. J. 1988, *MNRAS*, 235, 1227
- Crain, R. A., McCarthy, I. G., Frenk, C. S., Theuns, T., & Schaye, J. 2010a, *MNRAS*, 407, 1403
- Crain, R. A., McCarthy, I. G., Frenk, C. S., Theuns, T., & Schaye, J. 2010b, *MNRAS*, 407, 1403
- Cristofari, P., Blasi, P., & Caprioli, D. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2103.02375
- Davis, L., J. 1960, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 3, *International Cosmic Ray Conference*, 220
- De Angelis, A., Tatischeff, V., Grenier, I., et al. 2018, *Journal of High Energy Astrophysics*, 19, 1
- de Cea del Pozo, E., Torres, D. F., Rodriguez, A. Y., & Reimer, O. 2009a, arXiv e-prints, arXiv:0912.3497
- de Cea del Pozo, E., Torres, D. F., & Rodriguez Marrero, A. Y. 2009b, *ApJ*, 698, 1054

- de los Reyes, M. A. C. & Kennicutt, Robert C., J. 2019, ApJ, 872, 16
- del Palacio. 2018, Radiación no térmica asociada a estrellas de gran masa
- Dennison, B., Balonek, T. J., Terzian, Y., & Balick, B. 1975, PASP, 87, 83
- Domingo-Santamaría, E. & Torres, D. F. 2005a, A&A, 444, 403
- Domingo-Santamaría, E. & Torres, D. F. 2005b, A&A, 444, 403
- Douna, V. M., Pellizza, L. J., Laurent, P., & Mirabel, I. F. 2018, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 474, 3488
- Douna, V. M., Pellizza, L. J., Mirabel, I. F., & Pedrosa, S. E. 2015, A&A, 579, A44
- Draine, B. T. 2011, Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium (Princeton University Press)
- Durbin, J. M. & Terzian, Y. 1972, AJ, 77, 637
- Escobar, G. J., Pellizza, L. J., & Romero, G. E. 2021, A&A, 650, A136
- Ferrière, K. 2009, A&A, 505, 1183
- Ferrière, K. 2010, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 438, The Dynamic Interstellar Medium: A Celebration of the Canadian Galactic Plane Survey, ed. R. Kothes, T. L. Landecker, & A. G. Willis, 243
- For, B. Q., Koribalski, B. S., & Jarrett, T. H. 2012, MNRAS, 425, 1934
- For, B. Q., Staveley-Smith, L., Hurley-Walker, N., et al. 2018, MNRAS, 480, 2743
- Gaisser, T. K., Engel, R., & Resconi, E. 2016, Cosmic Rays and Particle Physics (Cambridge University Press)

- Gavazzi, G., Savorgnan, G., & Fumagalli, M. 2011, *A&A*, 534, A31
- Ghisellini, G. 2013, *Radiative Processes in High Energy Astrophysics*, Vol. 873
- Gil de Paz, A., Boissier, S., Madore, B. F., et al. 2007, *ApJS*, 173, 185
- Ginzburg, V. L. & Syrovatskii, S. I. 1964, *The Origin of Cosmic Rays* (Macmillan)
- Griffin, R. D., Dai, X., & Thompson, T. A. 2016, *The Astrophysical Journal*, 823, L17
- Groves, B. A., Cho, J., Dopita, M., & Lazarian, A. 2003, *PASA*, 20, 252
- Guo, X.-L., Xin, Y.-L., Liao, N.-H., & Fan, Y.-Z. 2019, *ApJ*, 885, 117
- Gürkan, G., Hardcastle, M. J., Smith, D. J. B., et al. 2018, *MNRAS*, 475, 3010
- Hales, S. E. G., Mayer, C. J., Warner, P. J., & Baldwin, J. E. 1991, *MNRAS*, 251, 46
- Harris, J. & Zaritsky, D. 2004, *AJ*, 127, 1531
- Harris, J. & Zaritsky, D. 2009, *AJ*, 138, 1243
- Harrison, F. A., Craig, W. W., Christensen, F. E., et al. 2013, 770, 103
- Harwit, M. & Pacini, F. 1975, *ApJ*, 200, L127
- Heckman, T. M., Armus, L., & Miley, G. K. 1990, *ApJS*, 74, 833
- Heesen, V., Beck, R., Krause, M., & Dettmar, R. J. 2009, *A&A*, 494, 563
- Hinshaw, G., Larson, D., Komatsu, E., et al. 2013, *ApJS*, 208, 19
- Hughes, A., Staveley-Smith, L., Kim, S., Wolleben, M., & Filipović, M. 2007, *MNRAS*, 382, 543
- Israel, F. P. 1997, *A&A*, 328, 471

- Israel, F. P., Mahoney, M. J., & Howarth, N. 1992, *A&A*, 261, 47
- Jokipii, J. R. & Morfill, G. E. 1985, *ApJ*, 290, L1
- Jurusik, W., Drzazga, R. T., Jableka, M., et al. 2014, *A&A*, 567, A134
- Kapińska, A. D., Staveley-Smith, L., Crocker, R., et al. 2017, *ApJ*, 838, 68
- Kelner, S. R., Aharonian, F. A., & Bugayov, V. V. 2006, *Phys. Rev. D*, 74, 034018
- Kennicutt, Robert C., J. 1998a, *ApJ*, 498, 541
- Kennicutt, Robert C., J. 1998b, *ApJ*, 498, 541
- Kennicutt, Robert C., J., Lee, J. C., Funes, J. G., et al. 2008, *ApJS*, 178, 247
- Kennicutt, R. C. 1998, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 36, 189
- Kennicutt, R. C. & Evans, N. J. 2012, *ARA&A*, 50, 531
- Khangulyan, D., Aharonian, F. A., & Kelner, S. R. 2014, *ApJ*, 783, 100
- Klein, U., Lisenfeld, U., & Verley, S. 2018, *A&A*, 611, A55
- Kornecki, P., Albacete Colombo, J. F., Pellizza, L. J., & Combi, J. A. 2017, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 59, 84
- Kornecki, P., Pellizza, L. J., del Palacio, S., et al. 2020, *A&A*, 641, A147
- Kornecki, P., Peretti, E., del Palacio, S., et al. 2021, *PoS, ICRC2021*, 456
- Kornecki, P., Peretti, E., del Palacio, S., Benaglia, P., & Pellizza, L. J. 2021, *arXiv e-prints*, arXiv:2107.00823
- Krumholz, M. R., Crocker, R. M., Xu, S., et al. 2020, *MNRAS*, 493, 2817

Kuehr, H., Witzel, A., Pauliny-Toth, I. I. K., & Nauber, U. 1981, *A&AS*, 45, 367

Lacki, B. C. & Thompson, T. A. 2013a, *ApJ*, 762, 29

Lacki, B. C. & Thompson, T. A. 2013b, *ApJ*, 762, 29

Lacki, B. C., Thompson, T. A., & Quataert, E. 2010, *ApJ*, 717, 1

Lanz, L., Zezas, A., Brassington, N., et al. 2013, *ApJ*, 768, 90

Leitherer, C., Chapman, J. M., & Koribalski, B. 1995, *ApJ*, 450, 289

Lenain, J. P., Ricci, C., Turler, M., Dorner, D., & Walter, R. 2010, in *25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, 124

Lenc, E. & Tingay, S. J. 2009, *AJ*, 137, 537

Lisenfeld, U. & Völk, H. J. 2000, *A&A*, 354, 423

Loiseau, N., Klein, U., Greybe, A., Wielebinski, R., & Haynes, R. F. 1987, *A&A*, 178, 62

Mancuso, C., Lapi, A., Prandoni, I., et al. 2017, *ApJ*, 842, 95

Martin, C. L. 2005, *ApJ*, 621, 227

Martin, P. 2014, *A&A*, 564, A61

Marvil, J., Owen, F., & Eilek, J. 2015, *AJ*, 149, 32

McConnell, D., Hale, C. L., Lenc, E., et al. 2020, *PASA*, 37, e048

Merten, L., Becker Tjus, J., Eichmann, B., & Dettmar, R.-J. 2017, *Astroparticle Physics*, 90, 75

Morlino, G., Blasi, P., Peretti, E., & Cristofari, P. 2021, *MNRAS*, 504, 6096

Müller, A. L., Romero, G. E., & Roth, M. 2020, *MNRAS*, 496, 2474

- Murphy, E. J. 2009, *ApJ*, 706, 482
- Nasonova, O. G., de Freitas Pacheco, J. A., & Karachentsev, I. D. 2011, *A&A*, 532, A104
- Olnon, F. M. 1975, *A&A*, 39, 217
- Padilla, N. D. & Strauss, M. A. 2008, *MNRAS*, 388, 1321
- Padovani, P. 2017, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 4, 35
- Parker, E. N. 1966, *ApJ*, 145, 811
- Peng, F.-K., Wang, X.-Y., Liu, R.-Y., Tang, Q.-W., & Wang, J.-F. 2016, *ApJ*, 821, L20
- Peng, F.-K., Xi, S.-Q., Wang, X.-Y., Zhi, Q.-J., & Li, D. 2019a, *A&A*, 621, A70
- Peng, F.-K., Zhang, H.-M., Wang, X.-Y., Wang, J.-F., & Zhi, Q.-J. 2019b, *ApJ*, 884, 91
- Peretti, E., Blasi, P., Aharonian, F., & Morlino, G. 2019a, *MNRAS*, 487, 168
- Peretti, E., Blasi, P., Aharonian, F., Morlino, G., & Cristofari, P. 2020, *MNRAS*[arXiv:1911.06163]
- Peretti, E., Morlino, G., Blasi, P., & Aharonian, F. 2019b, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 36, 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019), 382
- Peretti, E., Morlino, G., Blasi, P., & Cristofari, P. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2104.10978
- Persic, M. & Rephaeli, Y. 2002, *A&A*, 382, 843
- Persic, M. & Rephaeli, Y. 2012, in *Journal of Physics Conference Series*, Vol. 355, *Journal of Physics Conference Series*, 012038
- Persic, M. & Rephaeli, Y. 2014, *A&A*, 567, A101

- Persic, M., Rephaeli, Y., & Arieli, Y. 2008, *A&A*, 486, 143
- Pfrommer, C., Pakmor, R., Simpson, C. M., & Springel, V. 2017, *ApJ*, 847, L13
- Ptuskin, V. S., Strelnikova, O. N., & Sveshnikova, L. G. 2009, *Astroparticle Physics*, 31, 284
- Quiroza, C., Rood, R. T., Bania, T. M., Balser, D. S., & Maciel, W. J. 2006, *ApJ*, 653, 1226
- Read, S. C., Smith, D. J. B., Gürkan, G., et al. 2018, *MNRAS*, 480, 5625
- Recchia, S., Blasi, P., & Morlino, G. 2016, *MNRAS*, 462, 4227
- Rephaeli, Y., Arieli, Y., & Persic, M. 2010a, *MNRAS*, 401, 473
- Rephaeli, Y., Arieli, Y., & Persic, M. 2010b, *MNRAS*, 401, 473
- Robishaw, T., Quataert, E., & Heiles, C. 2008, *ApJ*, 680, 981
- Rojas-Bravo, C. & Araya, M. 2016, *MNRAS*, 463, 1068
- Romero, G. E., Müller, A. L., & Roth, M. 2018a, *A&A*, 616, A57
- Romero, G. E., Müller, A. L., & Roth, M. 2018b, *A&A*, 616, A57
- Romero, G. E. & Torres, D. F. 2003, *ApJ*, 586, L33
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1986, *Radiative Processes in Astrophysics*
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Sanders, D. B., Mazzarella, J. M., Kim, D. C., Surace, J. A., & Soifer, B. T. 2003, *AJ*, 126, 1607
- Sanders, D. B. & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749
- Sarkar, K. C., Nath, B. B., Sharma, P., & Shchekinov, Y. 2016, *ApJ*, 818, L24

- Sault, R. J., Teuben, P. J., & Wright, M. C. H. 1995, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 77, *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*, ed. R. A. Shaw, H. E. Payne, & J. J. E. Hayes, 433
- Schleicher, D. R. G. & Beck, R. 2013, *A&A*, 556, A142
- Schlickeiser, R. 2002, *Cosmic Ray Astrophysics* (Springer)
- Schober, J., Schleicher, D. R. G., & Klessen, R. S. 2015, *MNRAS*, 446, 2
- Schober, J., Schleicher, D. R. G., & Klessen, R. S. 2017, *MNRAS*, 468, 946
- Schödel, R., Ott, T., Genzel, R., et al. 2002, *Nature*, 419, 694
- Seaquist, E. R. & Odegard, N. 1991, *ApJ*, 369, 320
- Smith, D. J. B., Haskell, P., Gürkan, G., et al. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2011.08196
- Strickland, D. K. & Heckman, T. M. 2009, *The Astrophysical Journal*, 697, 2030
- Strickland, D. K., Heckman, T. M., Colbert, E. J. M., Hoopes, C. G., & Weaver, K. A. 2004, *ApJS*, 151, 193
- Strickland, D. K., Heckman, T. M., Weaver, K. A., Hoopes, C. G., & Dahlem, M. 2002, *ApJ*, 568, 689
- Strickland, D. K. & Stevens, I. R. 2000, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 314, 511
- Strong, A. W., Porter, T. A., Digel, S. W., et al. 2010, *ApJ*, 722, L58
- Sudoh, T., Totani, T., & Kawanaka, N. 2018, *PASJ*, 70, 49
- Tanabashi, M., Hagiwara, K., Hikasa, K., et al. 2018, *Phys. Rev. D*, 98, 030001

- Tang, Q.-W., Wang, X.-Y., & Tam, P.-H. T. 2014, *The Astrophysical Journal*, 794, 26
- Tielens, A. G. G. M. 2005, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*
- Torres, D. F. 2004, *ApJ*, 617, 966
- Truelove, J. K. & McKee, C. F. 1999, *ApJS*, 120, 299
- Tully, R. B., Courtois, H. M., & Sorce, J. G. 2016, *AJ*, 152, 50
- Tully, R. B. & Fisher, J. R. 1988, *Catalog of Nearby Galaxies* (Cambridge University Press)
- Tully, R. B., Rizzi, L., Shaya, E. J., et al. 2009, *AJ*, 138, 323
- Valdés, J. R., Berta, S., Bressan, A., et al. 2005, *A&A*, 434, 149
- van der Kruit, P. C. 1971, *A&A*, 15, 110
- Varenius, E., Conway, J. E., Martí-Vidal, I., et al. 2016, *A&A*, 593, A86
- Veilleux, S., Cecil, G., & Bland-Hawthorn, J. 2005, *ARA&A*, 43, 769
- Veilleux, S., Cecil, G., & Bland-Hawthorn, J. 2005, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 43, 769
- Völk, H. J., Aharonian, F. A., & Breitschwerdt, D. 1996, *Space Sci. Rev.*, 75, 279
- Wang, L., Gao, F., Duncan, K. J., et al. 2019, *A&A*, 631, A109
- Wang, X. & Fields, B. D. 2018, *MNRAS*, 474, 4073
- Weiner, B. J., Coil, A. L., Prochaska, J. X., et al. 2009, *ApJ*, 692, 187
- Westmoquette, M. S., Gallagher, J. S., Smith, L. J., et al. 2009, *ApJ*, 706, 1571
- Wik, D. R., Lehmer, B. D., Hornschemeier, A. E., et al. 2014, *ApJ*, 797, 79

- Wilke, K., Klaas, U., Lemke, D., et al. 2004, *A&A*, 414, 69
- Wilson, W. E., Ferris, R. H., Axtens, P., et al. 2011, *MNRAS*, 416, 832
- Yang, Y., Wilson, A. S., Matt, G., Terashima, Y., & Greenhill, L. J. 2009, *ApJ*, 691, 131
- Yaqoob, T. 2012, *MNRAS*, 423, 3360
- Yoast-Hull, T. M., Everett, J. E., Gallagher, J. S., I., & Zweibel, E. G. 2013, *ApJ*, 768, 53
- Yoast-Hull, T. M., Gallagher, J. S., I., Zweibel, E. G., & Everett, J. E. 2014, *ApJ*, 780, 137
- Yoast-Hull, T. M., Gallagher, John S., I., Aalto, S., & Varenus, E. 2017, *MNRAS*, 469, L89
- Yoast-Hull, T. M., Gallagher, J. S., & Zweibel, E. G. 2016, *MNRAS*, 457, L29
- Yun, M. S., Reddy, N. A., & Condon, J. J. 2001, *ApJ*, 554, 803
- Zhang, D. 2018, *Galaxies*, 6, 114
- Zhang, Y., Peng, F.-K., & Wang, X.-Y. 2019, *ApJ*, 874, 173
- Zirakashvili, V. N. & Aharonian, F. 2007, *A&A*, 465, 695