



Universidad Nacional de La Plata  
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas  
Tesis de Grado para obtener la Licenciatura en Astronomía

---

## **Fuentes alternativas a la reionización del Universo temprano**

**Lucía Paz Garate Núñez**

Director: Leonardo J. Pellizza

La Plata, Argentina

- Marzo de 2020 -

---

# Agradecimientos

En primer lugar agradezco a Leo, mi director, por guiarme a lo largo de mis últimos años e introducirme en el mundo científico con la premisa de ser personas antes que astrónomos. A Gastón, por su infinita predisposición ante todas mis dudas y por motivarme siempre.

Al jurado, Claudia y Carlos, por su amabilidad y por haberme ayudado a crear un trabajo más completo.

A mi mamá, la primera que me hizo descubrir la magia de una noche entrerriana estrellada y la que me llevó por primera vez al planetario de mi ciudad natal, Pamplona. A mi papá, por escucharme hablar horas y horas el día previo a rendir un final. Gracias a ambos por no dudar un segundo de mí. A toda mi familia, los aprecio muchísimo.

A mis amigos, los viejos y los nuevos, los que están lejos, con los que hablo seguido y con los que no hablo desde hace meses. Gracias por estos años de amistad.

A todos los excelentes docentes que tuve la suerte de cruzarme durante este largo camino.

Y finalmente a mi novio, Emilio, por ser mi gran compañero y por compartir conmigo siempre el placer de tener la expectativas tan altas como soñemos.



# Índice general

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Microcuasares y reionización</b>	<b>9</b>
2.1	Las ecuaciones de reionización . . . . .	9
2.2	Microcuasares . . . . .	10
2.3	Microfísica de la ionización y el calentamiento . . . . .	12
2.3.1	Ionización colisional . . . . .	12
2.3.2	Dispersión elástica . . . . .	13
2.3.3	Dispersión Compton . . . . .	14
2.3.4	Producción de pares . . . . .	14
2.3.5	Fotoionización . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Propagación de partículas ionizantes</b>	<b>17</b>
3.1	La ecuación de transporte . . . . .	17
3.2	Escenario astrofísico . . . . .	19
3.3	Simulaciones . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Propagación dentro de las galaxias</b>	<b>23</b>
4.1	Electrones que escapan de la galaxia . . . . .	24
4.1.1	Modelo fiducial . . . . .	24
4.1.2	Efectos de la densidad del ISM . . . . .	26
4.1.3	Efectos del tamaño de la galaxia . . . . .	27
4.1.4	Efectos del <i>redshift</i> . . . . .	28
4.1.5	Efectos de la fracción de ionización del ISM . . . . .	28
4.2	Fotones que escapan de la galaxia . . . . .	30
4.2.1	Modelo fiducial . . . . .	30
4.2.2	Efectos de la densidad del ISM . . . . .	31
4.2.3	Efectos del tamaño de la galaxia . . . . .	31
4.2.4	Efectos del <i>redshift</i> . . . . .	33
4.2.5	Efectos de la fracción de ionización del ISM . . . . .	34
4.3	Pérdidas de energía . . . . .	34
4.3.1	Modelo fiducial . . . . .	35

---

4.3.2	Efectos de la densidad del ISM . . . . .	36
4.3.3	Efectos del tamaño de la galaxia . . . . .	36
4.3.4	Efectos del <i>redshift</i> . . . . .	37
4.3.5	Efectos de la fracción de ionización del ISM . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Discusión y conclusiones</b>	<b>41</b>

# Índice de figuras

1.1	Línea de tiempo que describe la historia del Universo. Crédito de la imagen: <i>National Astronomical Observatory of Japan</i> . . . . .	6
2.1	Esquema de un microcuasar con una estrella donante de gran masa. Se pueden distinguir las siguientes componentes: una estrella de gran masa (emisión térmica en infrarrojo – óptico), un objeto compacto en torno al cual se genera un disco de acreción debido al material que recibe de la estrella compañera (emisión térmica en óptico – rayos X blandos), una corona de plasma muy caliente en torno al objeto compacto (rayos X duros) y jets perpendiculares al disco de acreción (emisión no térmica desde radio hasta quizás $\gamma$ ). El jet (hasta donde termina e interactúa con el ISM) posee un tamaño $d \gtrsim 10^{17}$ cm. Para tener como referencia el radio de una galaxia típica a $z = 10$ es de 1 kpc, que equivale a $3.086 \times 10^{21}$ cm. Reproducida de Fender (2002). . . . .	10
2.2	Sección eficaz en barns ( $1\text{b} = 10^{-28}\text{m}^2$ ) de la interacción dispersión Compton en función de la variable $x$ , donde $x = E_{\text{ph}}E_e/m_e^2c^4$ . Reproducida de Bhatt et al. (1983) . . . . .	15
4.1	Espectro normalizado de los electrones primarios, simulado con 1100 electrones emitidos uniformemente en $\log E_k$ , abarcando un rango de 10 keV hasta 1 PeV. . . . .	23
4.2	Energía final de los electrones y positrones que escapan de la galaxia en función de la energía inicial de los primarios, correspondiente al modelo fiducial ( $R_g = 1$ kpc; $z = 10$ ; $n_{\text{ISM}} = 1 \text{ cm}^{-3}$ ; $f_{\text{ion}} = 0$ ). . . . .	24
4.3	Espectro de los electrones que escapan de la galaxia, correspondiente al modelo fiducial. . . . .	26
4.4	Energía final de los electrones y positrones que escapan de la galaxia en función de la energía inicial de los primarios, para densidades de átomos de hidrógeno del ISM de $n_{\text{ISM}} = 0.3 \text{ cm}^{-3}$ (panel izquierdo) y $n_{\text{ISM}} = 3 \text{ cm}^{-3}$ (panel derecho). . . . .	27

---

4.5	Energía final de los electrones y positrones que escapan de la galaxia en función de la energía inicial de sus primarios, para radios de la galaxia $R_g = 0.3 \text{ kpc}$ (panel izquierdo) y $R_g = 3 \text{ kpc}$ (panel derecho). . . . .	28
4.6	Energía final de los electrones y positrones que escapan de la galaxia en función de la energía inicial de sus primarios, para distintos valores del <i>redshift</i> de la galaxia ( $z = 8$ , panel izquierdo y $z = 15$ el derecho). . . . .	29
4.7	Espectro de los electrones que escapan de la galaxia, para una galaxia situada a <i>redshift</i> $z = 8$ (panel izquierdo) y a $z = 15$ (panel derecho). . . . .	29
4.8	Energía final de los electrones y positrones que escapan de la galaxia en función de la energía inicial de sus primarios, para fracciones de ionización del ISM de la galaxia $f_{\text{ion}} = 0.01$ (panel izquierdo) y $f_{\text{ion}} = 0.1$ (panel derecho). . . . .	30
4.9	Energía final de los fotones que escapan en función de la energía inicial de los electrones primarios, correspondiente al modelo fiducial ( $R_g = 1 \text{ kpc}$ ; $z = 10$ ; $n_{\text{ISM}} = 1 \text{ cm}^{-3}$ y $f_{\text{ion}} = 0$ ). . . . .	31
4.10	Espectro de los fotones que escapan de la galaxia, correspondiente al modelo fiducial. . . . .	32
4.11	Energía final de los fotones que escapan en función de la energía inicial de los electrones primarios, para densidades de átomos de hidrógeno del ISM de $n_{\text{ISM}} = 0.3 \text{ cm}^{-3}$ (panel izquierdo) y $n_{\text{ISM}} = 3 \text{ cm}^{-3}$ (panel derecho). . . . .	32
4.12	Energía final de los fotones que escapan en función de la energía inicial de los electrones primarios, para radios de la galaxia $R_g = 0.3 \text{ kpc}$ (panel izquierdo) y $R_g = 3 \text{ kpc}$ (panel derecho). . . . .	33
4.13	Energía final de los fotones que escapan en función de la energía inicial de los primarios, para valores del <i>redshift</i> de la galaxia de $z = 8$ (panel izquierdo) y $z = 15$ (panel derecho). . . . .	33
4.14	Espectro de los fotones que escapan de la galaxia, para <i>redshift</i> $z = 8$ (panel izquierdo) y $z = 15$ (panel derecho). . . . .	34
4.15	Energía final de los fotones que escapan en función de la energía inicial de los primarios, para una fracción de ionización del ISM de la galaxia $f_{\text{ion}} = 0.01$ (panel izquierdo) y $f_{\text{ion}} = 0.1$ (panel derecho). . . . .	35
4.16	Pérdida de energía de los electrones por ionizaciones de los átomos de HI, electrones que escapan y de baja energía y fotones, en el modelo fiducial: $R_g = 1 \text{ kpc}$ ; $z = 10$ ; $n_{\text{ISM}} = 1 \text{ cm}^{-3}$ y $f_{\text{ion}} = 0$ . . . . .	36
4.17	Pérdida de energía de los electrones por ionizaciones de los átomos de HI, electrones que escapan y de baja energía y fotones, para una densidad de átomos de hidrógeno del ISM de $n_{\text{ISM}} = 0.3 \text{ cm}^{-3}$ (panel izquierdo) y $n_{\text{ISM}} = 3 \text{ cm}^{-3}$ (panel derecho). . . . .	37

---

4.18	Pérdida de energía de los electrones por ionizaciones de los átomos de HI, electrones que escapan y de baja energía y fotones, para radios de la galaxia $R_g = 0.3$ kpc (panel izquierdo) y $R_g = 3$ kpc (panel derecho). . . . .	37
4.19	Pérdida de energía de los electrones por ionizaciones de los átomos de HI, electrones que escapan y de baja energía y fotones, para <i>redshift</i> $z = 8$ (panel izquierdo) y $z = 15$ (panel derecho). . . . .	38
4.20	Pérdida de energía de los electrones por ionizaciones de los átomos de HI, por calentar el medio debido al <i>scattering</i> con los electrones del medio, electrones que escapan y de baja energía, y fotones, para una fracción de ionización del medio $f_{\text{ion}} = 0.01$ (panel izquierdo) y $f_{\text{ion}} = 0.1$ (panel derecho). . . . .	39

---

# Índice de tablas

3.1	Parámetros de los nueve modelos utilizados para las simulaciones. . . . .	21
-----	---	----



## Resumen

*Contexto.* Uno de los problemas actuales de la Cosmología es la forma en que se produjo la reionización del hidrógeno neutro del medio intergaláctico, entre *redshift* 20 y 6, aproximadamente. En ese período se habrían formado las primeras estrellas, pero hay indicios de que su radiación ionizante no sería suficiente para completar el proceso, por lo que aún se investigan posibles fuentes alternativas.

*Objetivos.* En este trabajo exploramos el aporte de electrones energéticos inyectados al medio por microcuasares como fuente de reionización, extendiendo el análisis de trabajos previos que proponen esta hipótesis.

*Método.* Implementamos simulaciones Monte Carlo de las cascadas electromagnéticas iniciadas por los electrones mencionados, en su interacción con el medio interestelar de una galaxia primordial y con el fondo de radiación cósmica. A partir de ellas determinamos las características de las partículas y de la radiación que escapa de la galaxia y alcanza el medio intergaláctico.

*Resultados.* Hallamos que las galaxias pequeñas y con un medio interestelar poco denso son las mejores candidatas a inyectar partículas efectivamente ionizantes al medio intergaláctico, tal como sugieren trabajos previos. Además, encontramos un flujo de fotones secundarios dependiente del *redshift*, producido en las cascadas electromagnéticas de los electrones. Sin embargo, este flujo no es suficiente para realizar un aporte significativo a la ionización del medio intergaláctico a distancias del megaparsec.

*Conclusiones.* Nuestro trabajo sugiere que el aporte de los electrones emitidos por los MQs a la reionización aún es marginal, aunque podría aumentar en caso de existir mecanismos de enfriamiento de los mismos en el medio intergaláctico. Los fotones secundarios, por su parte, no realizan un aporte significativo.

---

# Capítulo 1

## Introducción

Durante las primeras etapas posteriores al Big Bang, el Universo estaba compuesto por un plasma de partículas ionizado, denso y opaco a la radiación debido a la dispersión Thomson producida por los electrones libres del mismo. Este fluido atravesó un proceso de expansión y enfriamiento, donde la temperatura descendió, por primera vez, por debajo de unos miles de Kelvin, dando lugar a transiciones de fase en las que los distintos componentes del plasma (nucleones, electrones, fotones, neutrinos, etc.) se recombinaron o desacoplaron. Una de las transiciones principales fue aquella que se conoce como “Época de Recombinación”, en la que los electrones libres se unieron a los protones para formar los primeros átomos de hidrógeno (HI) a un *redshift*  $z \approx 1100$ , formando así un plasma neutro (ver, p.ej., Peacock 1999; Mukhanov 2005). Dado que la dispersión de los fotones energéticos se redujo, los mismos pudieron por primera vez viajar largas distancias, siendo posible detectarlos actualmente en forma del Fondo Cósmico de Microondas (CMB), que constituye la radiación más antigua que podemos observar. Esta radiación viaja en línea recta mayormente sin ser perturbada, excepto por la expansión cósmica que la ha desplazado hacia longitudes de onda del orden de las microondas. La temperatura de emisión del espectro observado de estos fotones CMB es casi la misma en todas las direcciones (excepto por pequeñas fluctuaciones de temperatura y densidad), lo que revela que las condiciones fueron extremadamente uniformes en el Universo temprano (Barkana 2006).

Fue inmediatamente antes del momento de la recombinación cósmica (cuando la materia comenzó a dominar en densidad de energía sobre la radiación) que la gravedad entró en escena. Desde ese tiempo, la gravedad ha amplificado esas pequeñas fluctuaciones de temperatura y densidad observadas en los datos de CMB (Spergel et al. 2007). Regiones con una densidad un poco mayor que la del promedio, comenzaron a contraerse debido a que la fuerza gravitacional también era ligeramente mayor en esas zonas, y constituyeron las semillas a partir de las cuales se formaron las galaxias. Sin embargo, para poder explicar la abundancia actual de galaxias involucrando solamente el gas cósmico observado, se necesita un proceso de formación más largo que la edad del Universo. Para evitar esta contradicción, se requiere que la densidad de materia del Universo sea muy superior a la

---

del gas. Dicha densidad puede ser obtenida suponiendo la presencia de materia oscura, una sustancia desconocida que constituiría la mayor parte de la materia cósmica, y cuya existencia fue propuesta para explicar las curvas de rotación de las galaxias a grandes distancias de sus centros (Rubin & Ford 1970).

La composición y propiedades de la materia oscura aún son tema de debate. El modelo preferido actualmente es el de materia oscura fría (CDM), según el cual esta materia se comportaría como un fluido no colisional cuyas partículas, al momento de comenzar a dominar la materia sobre la radiación, tenían velocidades térmicas insignificantes respecto de la velocidad de la luz. Este fluido evolucionaría exclusivamente bajo fuerzas gravitacionales (Barkana 2006). Modelos alternativos suponen que las velocidades térmicas de las partículas serían no despreciables (materia oscura templada, WDM), o inclusive relativistas (materia oscura caliente, HDM). Este último modelo no puede explicar la formación de galaxias, ya que las altas velocidades eliminarían las fluctuaciones de densidad hasta escalas de decenas de megaparsecs (Bode et al. 2001). En este trabajo evaluamos la reionización en el marco del modelo cosmológico de concordancia  $\Lambda$ CDM. Este modelo supone que el Universo está compuesto por un 31,6 % de materia (bariones 4,8 % y materia oscura fría 26,8 %) y 68,4 % de energía oscura (Planck Collaboration et al. 2018). La clave de este modelo es que las perturbaciones primordiales en la densidad habrían crecido por las inestabilidades gravitacionales que ocurren en la materia oscura fría. Esto lleva a un escenario jerárquico (*bottom-up*) de formación de estructura, en el cual los primeros objetos formados tienen escalas subgalácticas y progresivamente se van fusionando y formando estructuras mayores. En este modelo, la materia ordinaria del Universo sigue la dinámica de la materia oscura hasta que los procesos radiativos, hidrodinámicos y de formación estelar tienen lugar (Madau 2003). Sin embargo, el modelo CDM tiene conflictos con las observaciones a escalas subgalácticas. En primer lugar, la teoría predice una gran cantidad de halos de baja masa no observados y en segundo, genera halos con núcleos más concentrados que los inferidos en las curvas de rotación galáctica (Moore et al. 1999a,b).

Luego de la Época de Recombinación, sin nuevas fuentes de luz el Universo continuó en la “Época Oscura” hasta  $z \approx 20$ , denominada así ya que aunque el Universo era transparente, la única emisión observable de esa época es la radiación de 21 cm en radio emitida ocasionalmente por los átomos de HI (Kohler 2018). Se cree que la causa del fin de la “Época Oscura” fue el colapso de las nubes de HI en objetos densos capaces de iniciar la fusión nuclear, dando origen a las primeras fuentes estelares de luz (Kohler 2018), y al siguiente período en la evolución del Universo, llamado “Amanecer Cósmico”.

Estas primeras estrellas, llamadas de Población III, calentaron el medio ambiente a través de su radiación y provocaron que el mismo vuelva a experimentar una etapa de ionización. Debido a la falta de carbono, nitrógeno y oxígeno (elementos que normalmente dominarían la producción de energía nuclear en las estrellas masivas actuales) las primeras estrellas deben haberse condensado hasta densidades y temperaturas extremadamente altas antes de que las reacciones nucleares fueran capaces de calentar el gas y balancear la

---

gravedad. Estas estrellas inusualmente masivas, produjeron altas luminosidades de fotones UV, pero el combustible nuclear de cada una se agotó después de 2-3 millones de años, lo que resultó en una gran supernova o en el colapso de un agujero negro masivo (Bromm & Larson 2004). Se espera que las primeras galaxias se hayan formado alrededor de  $z \approx 45$  (Naoz et al. 2006), y tales galaxias probablemente fueran las principales anfitrionas para la formación estelar en el tiempo en el que la reionización comenzó a tomar importancia. A medida que la temperatura del IGM ascendía hasta los 10000 K, la presión aumentó notablemente, evitando que el gas se acumulara en halos con masas menores a  $10^9 M_{\odot}$  (Rees 1986). Se predice que el primer halo del tamaño de la Vía Láctea se formó  $4 \times 10^8$  yr después del Big Bang (Naoz et al. 2006), pero tales halos se han convertido en típicos anfitriones galácticos sólo en los últimos  $5 \times 10^9$  yr. Las observaciones muestran que 1 Gyr después del Big Bang, el plasma que compone el Universo se encuentra nuevamente ionizado (Pritchard & Loeb 2010). Esta transición de fase se conoce como la “Época de Reionización” (EoR), y en ella se va a situar nuestro trabajo de investigación. La Fig. 1.1 muestra un esquema de la evolución temporal del Universo.

Aún hay muchos interrogantes sin resolver acerca de la EoR, entre ellos, la estructura espacial y la evolución temporal del proceso de reionización, la historia térmica del medio intergaláctico (IGM) o cuál fue la contribución de las distintas fuentes luminosas al proceso (Barkana & Loeb 2001; Ciardi & Ferrara 2005; Pritchard & Furlanetto 2007; Fialkov & Barkana 2014; Loeb 2010; Mesinger 2016; Zaroubi 2013). Las características astrofísicas de las distintas fuentes y sus poblaciones (tasas de formación, densidad espacial y tiempo de vida de las fuentes, luminosidad y espectro de las radiaciones ionizantes que ellas emiten, etc.) son las responsables de la forma en que se desarrolla espacial y temporalmente el proceso de reionización del Universo. Por esta razón, comprender en detalle la naturaleza de las poblaciones de fuentes estelares de radiación ionizante formadas durante el Amanecer Cósmico, y el *feedback* energético que producen sobre el medio circundante, es clave para la solución de los problemas mencionados. El inicio de la reionización puede depender también del modelo cosmológico; una manera de evidenciarlo es la sensibilidad de *Lyman- $\alpha$  Forest* al modelo en cuestión (Cen et al. 2009; Viel et al. 2013).

La energía necesaria para ionizar un átomo de HI es de 13.6 eV. Las estrellas de gran masa poseen su máximo de emisión en la región ultravioleta (UV) del espectro, que corresponde a fotones con energías de algunas decenas de eV. Por otra parte, las estrellas de gran masa habrían sido abundantes durante el “Amanecer Cósmico”, por lo que son consideradas buenas candidatas para dar cuenta de la mayor parte de la reionización del medio. Sin embargo, estudios detallados sugieren que el *feedback* de las mismas no sería suficiente para ionizar todo el IGM, especialmente a distancias lejanas (p.ej., Stiavelli et al. 2004; Malhotra et al. 2005; Panagia et al. 2005; Pawlik et al. 2009). Ésta es la razón por la que se buscan otras fuentes candidatas, especialmente aquellas que producen partículas o radiaciones ionizantes de mayor alcance, como la radiación X,  $\gamma$ , o los rayos cósmicos, que ionizan el medio tras sucesivas colisiones con los átomos de hidrógeno (Lehnert & Bremer

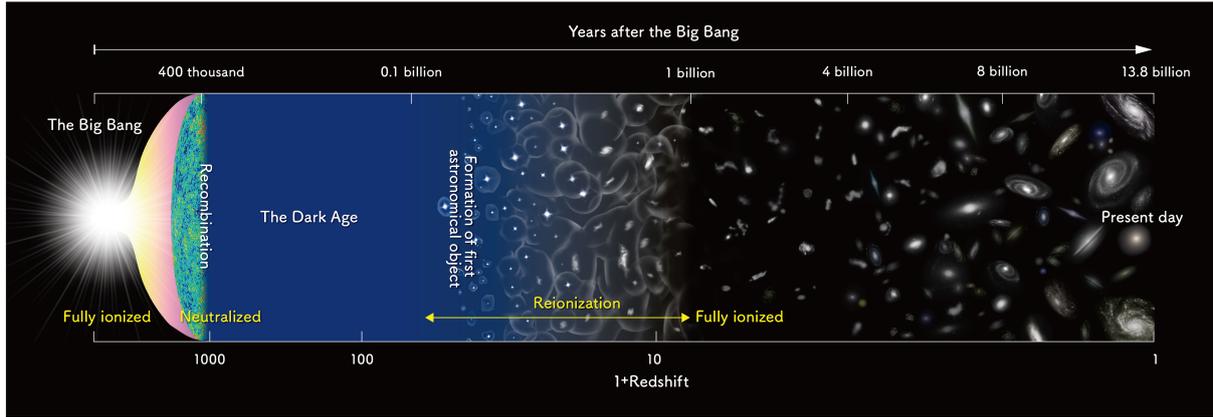


Figura 1.1: Línea de tiempo que describe la historia del Universo. Crédito de la imagen: *National Astronomical Observatory of Japan*.

2003; Miralda-Escudé 2003). Entre ellas se encuentran las galaxias con núcleos activos (AGNs) (Fan et al. 2001; Cowie et al. 2009; Madau & Haardt 2015; Giallongo 2015; Bosch-Ramon 2018), los remanentes de supernovas (SNRs) (Nath & Biermann 1993; Samui et al. 2005; Leite et al. 2017), los *gamma-ray bursts* (GRBs) (Tanvir et al. 2019; Gatkin et al. 2019), los minicuásares (Madau et al. 2004), las binarias de rayos X (XRBs) y los microcuásares (MQs). Numerosos trabajos sitúan a las galaxias enanas como principales fuentes de reionización debido a su gran flujo de fotones UV (Bouwens et al. 2012; Wise et al. 2014) provenientes de sus estrellas masivas. Además, se espera que la abundancia de estas galaxias aumente a medida que crece el *redshift*, generando una mayor fracción de fotones ionizantes (Bhatawdekar et al. 2019). Debido a la falta de precisión observacional, trabajos recientes se han realizado en la búsqueda de galaxias débiles (Salmon et al. 2020), con la idea de que la llegada del telescopio espacial *James Webb Space Telescope* aclare la incertidumbre

Se espera que la mayoría de las estrellas masivas de los cúmulos globulares recién formados o primordiales se formen en sistemas binarios, y una fracción apreciable de estos (tanto como  $\approx 30\%$ ) evolucionen en binarios de rayos X de alta masa (HMXB) luminosos. Durante los primeros  $\approx 5$  Myr de vida del sistema binario, la luminosidad está dominada por la contribución de las estrellas binarias durante su vida en secuencia principal (SP) y durante los siguientes  $\approx 80$  Myr la luminosidad es dominada por la contribución del HMXB. (Power et al. 2009). Basándonos en la Fig. 1.1 y haciendo un cálculo muy estimativo si pensamos que la EoR tuvo lugar durante  $\approx 9 \times 10^8$  yr,  $\approx 8 \times 10^7$  yr es tiempo suficiente como para que estos sistemas evolucionen y sean pensados como potenciales candidatos para la reionización.

Las XRBs poseen altas luminosidades lo que, dado que los fotones X tienen grandes caminos libres medios y gran poder de ionización, las convierte en una fuente interesante de estudio. Además, diversos autores han encontrado que las XRBs serían numerosas durante el “Amanecer Cósmico”, ya que su tasa de producción es mayor en entornos de

---

baja metalicidad (Mapelli et al. 2010; Kaaret et al. 2011; Brorby et al. 2014; Douna et al. 2015; Brorby et al. 2016; Ponnada et al. 2019). Los resultados de Power et al. (2009) sugieren que la emisión X de estos sistemas podría haber contribuido a la ionización y el calentamiento tanto o más que la radiación ionizante de las estrellas masivas. Por su parte, Mirabel et al. (2011) encuentran que su poder ionizante podría ser mayor al de las estrellas que las originan, y que podrían haber calentado el IGM hasta temperaturas de  $10^4$  K, manteniéndolo ionizado a grandes distancias. Jeon et al. (2014) sugieren que el calentamiento del IGM que inducen las XRBs reduce la tasa de recombinación del IGM, impactando favorablemente a la reionización, mientras que Artale et al. (2015) muestran que el *feedback* cinético de las XRBs provoca un calentamiento apreciable del medio circundante. Por el contrario, Kneivitt et al. (2014) y Madau & Fragos (2017) concluyen que la emisión de las XRBs no aporta significativamente a la ionización y su contribución al calentamiento local durante la EoR es marginal. Las discrepancias se deben mayormente al desconocimiento de las propiedades de las fuentes producidas en el “Amanecer Cósmico”.

Un subconjunto de las XRBs, los MQs, poseen *jets* relativistas potentes, capaces de transportar energía lejos de las XRBs (algunos parsecs, o incluso más; Pakull et al. 2010). Al interactuar con el medio ambiente, estos *jets* son capaces de acelerar partículas cargadas hasta velocidades relativistas, y producir radiación de alta energía (Zealey et al. 1980; Mirabel et al. 1992; Heinz & Sunyaev 2002; Martí et al. 2005; Bordas et al. 2009; Zhang & Feng 2011), las cuales luego interactúan con campos de radiación, materia o magnéticos en el entorno de la misma fuente o en su recorrido por el IGM. Las interacciones ionizan y calientan el medio, y dan lugar a procesos radiativos no térmicos que producen radiación  $\gamma$ , que también contribuye al calentamiento y la ionización.

La contribución de los CRs acelerados en los *jets* de los MQs a la ionización del Universo temprano ha sido investigada por Tueros et al. (2014). Sus resultados concluyen que habría sido del mismo orden que la de los rayos X producidos por las mismas fuentes, y que el mejor caso corresponde a un *jet* completamente leptónico en el que sólo se aceleran electrones. Como los MQs son fuentes escasas y efímeras, sus efectos a corta distancia (kpc–Mpc) y las inhomogeneidades producidas, merecen ser investigadas. Esto ha sido estudiado por Douna et al. (2018), quienes encontraron que el calentamiento producido es apreciable en las regiones del IGM cercanas a las galaxias.

Una cuestión clave que determina el resultado de Douna et al. (2018), y en general de todos aquellos que buscan determinar el *feedback* energético producido por fuentes galácticas sobre el IGM, es la modificación del espectro de la fuente en el camino de la radiación a través de la galaxia. Para el caso de las estrellas de gran masa, el problema consiste en determinar la fracción de escape de los fotones UV, y aún es tema de debate (ver, p.ej., Rutkowski et al. 2017, y sus referencias). Para las fuentes de alta energía, el problema es más complejo ya que el espectro puede cambiar severamente debido a la interacción de partículas relativistas con la materia y la radiación. La potencia emitida por un MQ en

---

forma de la componente electrónica de los CRs, por ejemplo, puede transferirse parcialmente a fotones de alta energía por dispersión Compton, cuya capacidad de ionización y calentamiento es diferente a la de los electrones.

En este trabajo, siguiendo la línea iniciada por Douna et al. (2018), investigamos la contribución de la componente electrónica de los CRs producidos por MQs a la radiación ionizante que alcanza el IGM en la EoR. Realizamos un estudio de la transformación del espectro de un MQ típico al atravesar su galaxia anfitriona, incluyendo la radiación electromagnética producida en el proceso. Calculamos la potencia de las distintas componentes fuera de la galaxia, y estimamos su contribución a la ionización y el calentamiento del IGM. Para ello, desarrollamos simulaciones Monte Carlo para la propagación y depósito de energía de los electrones en el medio. Analizamos distintos posibles escenarios relacionados con diferentes propiedades de la galaxia (tamaño, densidad, ionización previa, *redshift*), y comparamos nuestros resultados con los de Douna et al. (2018).

La organización de este trabajo es la siguiente. El Cap. 2 describe los conceptos básicos relacionados con la reionización, los MQs, y la interacción entre la radiación y la materia, relevantes para este estudio. El Cap. 3 desarrolla el método utilizado en esta tesis, mientras que el Cap. 4 presenta los resultados obtenidos. Finalmente, el Cap. 5 discute la importancia de los resultados y presenta nuestras conclusiones.

# Capítulo 2

## Microcuasares y reionización

### 2.1 Las ecuaciones de reionización

Las ecuaciones que describen el estado termodinámico y de ionización en un instante y en un determinado punto del IGM son (Madau & Fragos 2017),

$$\frac{dT_k}{dt} = -2HT_k + \frac{T_k}{\mu} \frac{d\mu}{dt} + \frac{2\mu m_p}{3k_B \rho_b} [\mathcal{H}(\chi_{\text{HI}}) - \Lambda(\chi_{\text{HI}})], \quad (2.1)$$

$$\frac{d\chi_{\text{HI}}}{dt} = -\chi_{\text{HI}}\Gamma_{\text{HI}} + n_e(1 - \chi_{\text{HII}})\alpha_{\text{HII}}. \quad (2.2)$$

donde  $T_k$  es la temperatura cinética del IGM,  $H$  la constante de Hubble en el instante  $t$ ,  $m_p$  la masa del protón,  $\mu m_p$  la masa media de las partículas del plasma,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $\rho_b$  la densidad de bariones,  $\chi(X)$  la fracción del elemento  $X$ ,  $\mathcal{H}$  y  $\Lambda$  las funciones de calentamiento y enfriamiento, respectivamente,  $\Gamma$  la tasa de creación de iones de hidrógeno (HII) a partir de HI,  $n_e$  la densidad de electrones, y  $\alpha_{\text{HII}}$  el coeficiente de recombinación del HII.

La Ec. 2.1 gobierna la variación de la temperatura de un elemento de gas en el IGM. El primer término del miembro derecho describe el efecto de la expansión del Universo, la cual cambia con el tiempo. El segundo está relacionado con el cambio en la abundancia de HI, que depende de la temperatura y densidad, y el tercero con las fuentes y sumideros de energía. Esta ecuación debe ser integrada en conjunto con la Ec. 2.2, que describe la variación de la abundancia fraccional del HI. El primer término del miembro derecho determina las pérdidas por ionización, ya sea colisional o fotoionización, y el segundo las recombinaciones.

Para integrar estas ecuaciones, es necesario conocer  $\mathcal{H}$  y  $\Gamma$  en todo punto del espacio. En el escenario que concierne a este trabajo, esto se traduce en obtener dichas magnitudes en función de la distancia a la galaxia que contiene los MQs. La función  $\Gamma$  representa el número de iones creado por unidad de volumen y por unidad de tiempo en el punto en cuestión, y  $\mathcal{H}$  la tasa de transferencia de energía de las radiaciones ionizantes al medio

en dicho punto. Ambas dependen del tipo y espectro de la radiación ionizante producida por los MQs, de la modificación de éstos al atravesar la galaxia, y de la sección eficaz de interacción entre dicha radiación y el plasma. Como mencionamos en la Introducción, en este trabajo nos limitaremos a estudiar los MQs como fuentes de electrones ionizantes. En las secciones siguientes describimos las características de estas fuentes, y los procesos por los cuales los electrones depositan energía y producen ionización en el medio. En el Cap. 3 describiremos las simulaciones que implementamos para calcular el efecto de la propagación dentro de la galaxia.

## 2.2 Microcuasares

Un microcuasar es una XRB que produce *jets* relativistas. Está formado por una estrella no degenerada, que puede estar en diferentes estados de su evolución, y que orbita alrededor de un objeto compacto, el cual puede ser un agujero negro o una estrella de neutrones. El objeto compacto acreta material de la estrella compañera, parte del cual es expulsado a grandes velocidades formando *jets* bipolares que arrastran intensos campos magnéticos (Romero & Vila 2014). La Fig. 2.1 muestra un esquema de un MQ.

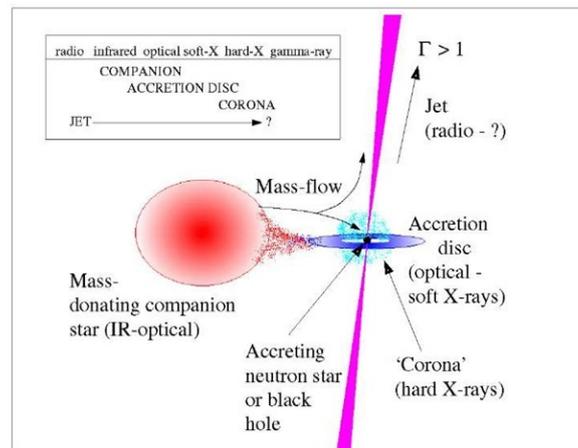


Figura 2.1: Esquema de un microcuasar con una estrella donante de gran masa. Se pueden distinguir las siguientes componentes: una estrella de gran masa (emisión térmica en infrarrojo – óptico), un objeto compacto en torno al cual se genera un disco de acreción debido al material que recibe de la estrella compañera (emisión térmica en óptico – rayos X blandos), una corona de plasma muy caliente en torno al objeto compacto (rayos X duros) y jets perpendiculares al disco de acreción (emisión no térmica desde radio hasta quizás  $\gamma$ ). El jet (hasta donde termina e interactúa con el ISM) posee un tamaño  $d \gtrsim 10^{17}$  cm. Para tener como referencia el radio de una galaxia típica a  $z = 10$  es de 1 kpc, que equivale a  $3.086 \times 10^{21}$  cm. Reproducida de Fender (2002).

Dependiendo de la masa de la estrella compañera, el sistema puede ser considerado como XRB de alta o de baja masa. El primer caso corresponde a una estrella de tipo espectral O–B, y el segundo a tipos espectrales más tardíos. La luminosidad cinética de los *jets* (definida como la tasa de inyección de energía cinética al ISM) varía mucho

---

dependiendo de la fuente, desde  $10^{35}$  hasta  $10^{40}$  erg s $^{-1}$  (Fabrika 2004; Gallo et al. 2005; Pakull et al. 2010). Estas luminosidades son del orden o superiores a las emitidas en UV por las estrellas de gran masa, por lo que *a priori* los MQs podrían aportar una contribución no despreciable a la reionización y calentamiento del IGM.

Las primeras simulaciones sugirieron que las estrellas de Población III eran de alta masa. Sin embargo, más tarde se descubrió que el gas primordial puede fragmentarse, conduciendo a una Población III amplia con muchos objetos de masas pequeñas ( $\approx 1M_{\odot}$ ), pero con la mayoría de la masa estelar contenida en estrellas de decenas de masas solares, estructuradas en sistemas binarios y de mayor multiplicidad (Stacy et al. 2016). Los primeros MQs son el próximo estado evolutivo de las binarias primordiales con metalicidad  $Z < 0.001$  y estrellas primarias de masa  $> 18 - 25M_{\odot}$ . Las estrellas con esas características colapsan o bien directamente o mediante explosiones de supernova fallidas, para luego formar agujeros negros (BHs) (p.ej., Heger 2013), dejando el sistema binario gravitacionalmente unido como un MQ. El sistema binario de Población III evoluciona durante decenas de Myr, y atraviesa la fase de MQ durante  $\approx 2 \times 10^5$  yr. Si bien esta fase es breve, en ella la estrella donante pierde  $\approx 15 M_{\odot}$ , mientras que la masa del BH permanece aproximadamente constante, por lo que casi toda la materia acumulada es expulsada del sistema en forma de *jets* y *outflows* masivos (Mirabel 2019). Los *jets* producen rayos cósmicos que podrían contribuir a la reionización. Estas escalas de tiempo son compatibles con una posible contribución de estos sistemas a la reionización. Con respecto a la población de MQs, es interesante destacar que la tasa de formación estelar en galaxias típicas a  $z=10$  es similar a la tasa local en galaxias enanas de baja metalicidad (Madau & Fragos 2017), las cuales, contienen como máximo, unas pocas XRBs (Douna et al. 2015).

Las primeras generaciones de MQs deberían haber producido, además de rayos X, partículas cargadas relativistas a través de sus *jets*. Al interactuar con el medio interestelar (ISM), los *jets* generan una compleja estructura de choques en su terminación. En ella se produce una población no térmica de partículas que escapa al ISM como CRs, y radiación a lo largo de todo el espectro electromagnético (Heinz & Sunyaev 2002). Otro proceso que podría inyectar CRs al ISM es la producción de neutrones dentro del *jet*, los cuales pueden escapar y decaer fuera del sistema. El producto de este proceso sería la introducción de una componente de protones y electrones relativistas en los CRs (Escobar et al., en preparación).

Los procesos detrás de la mayor parte de la emisión no térmica en MQs pueden ser de naturaleza leptónica (emisión sincrotrón y dispersión Compton inversa, IC) o hadrónica (interacciones protón-protón, producción de mesones y fotodesintegración, Bosch-Ramon & Khangulyan 2009). Dado que la composición de los *jets* es todavía tema de debate (Romero & Vila 2014), la composición de los CRs producida por los MQs es incierta. *Jets* leptónicos aportarían al ISM una componente de electrones y positrones, mientras que los hadrónicos podrían además inyectar protones, y eventualmente núcleos más pesados al medio. Los lóbulos detectados en radio en algunos MQs constituyen una fuerte evidencia

---

de la presencia de al menos electrones acelerados en la interfaz entre el *jet* y el ISM (Heinz & Sunyaev 2003).

Luego de escapar al ISM como CRs, estos electrones relativistas sufren interacciones que modifican el espectro original y además generan nuevas partículas de otras especies, que a su vez interactúan y experimentan modificaciones en sus correspondientes espectros a lo largo del ISM. En este trabajo nos focalizamos en analizar las modificaciones de estos espectros para poder estimar su contribución a la ionización y al calentamiento del IGM. Nuestro análisis finaliza una vez que las partículas escapan de la galaxia. Douna et al. (2018), quienes realizaron un análisis similar en el IGM, encontraron que los electrones de los MQs contribuirían significativamente a la ionización sólo a corta distancia (kpc) de las galaxias, mientras que su efecto en la historia térmica del IGM competiría con el de otras fuentes. Esto no significa que su efecto sea despreciable; los MQs podrían haber contribuido manteniendo el medio cercano parcialmente ionizado y aumentando su temperatura, lo que disminuye la tasa de recombinación y permite que los fotones UV viajen más lejos a través del IGM y puedan proceder con la reionización. Además, concluyen que entre todos los MQs, aquellos con espectros blandos poseen el mayor poder ionizante.

## 2.3 Microfísica de la ionización y el calentamiento

La deposición en el IGM de la energía de los electrones producidos por los MQs, o de cualquier otro agente ionizante, se debe a la interacción de los mismos con las partículas del medio ambiente. En esta sección describimos brevemente las interacciones relevantes para el escenario astrofísico de este trabajo. Dado que consideramos los MQs como fuentes de electrones relativistas, las mismas son la ionización por colisiones inelásticas electrón-electrón, la cesión de energía de los electrones relativistas a los electrones fríos del medio por colisiones elásticas, que provoca el calentamiento del mismo, y la dispersión Compton entre los electrones relativistas y los fotones del medio. En este último proceso, bajo ciertas condiciones, los electrones transfieren gran parte de su energía a los fotones, creando fotones energéticos. Por lo tanto, también tenemos en cuenta la fotoionización, y la producción de pares electrón-positrón por interacción de dichos fotones con otros de baja energía.

### 2.3.1 Ionización colisional

En este proceso un electrón energético dispersa un electrón atómico, recibiendo de éste suficiente energía para transicionar a un estado libre. La colisión, por lo tanto, ioniza un átomo de hidrógeno HI,



La sección eficaz total (Kim et al. 2000) es

$$\sigma_{e\text{-HI}} = \frac{4\pi a_0^2 \alpha^4 N}{(\beta_t^2 + \beta_u^2 + \beta_b^2) 2b'} \left[ D(t) \left[ \ln \left( \frac{\beta_t^2}{1 - \beta_t^2} \right) - \beta_t^2 - \ln(2b') \right] + \left( 2 - \frac{N_i}{N} \right) \left[ 1 - \frac{1}{t} - \frac{\ln t}{t+1} \frac{1+2t'}{(1+t'/2)^2} + \frac{b'^2}{(1+t'/2)^2} \frac{t-1}{2} \right] \right], \quad (2.4)$$

donde  $a_0$  es el radio de Bohr,  $N$  el número de ocupación del orbital,  $\alpha$  la constante de estructura fina,  $t = T/B$  siendo  $T$  es la energía del electrón incidente y  $B$  es la energía de ligadura del orbital,  $t' = T/m_e c^2$ ,  $b' = B/mc^2$ , siendo  $m_e$  la masa del electrón y  $c$  la velocidad de la luz,  $\beta_{t,u,b} = v_{t,u,b}/c$  siendo  $v_{t,u,v}$  las velocidades de un electrón con energía cinética  $T$ ,  $U$  y  $B$ , respectivamente, con  $U$  la energía cinética orbital media del electrón. Por otra parte,

$$N_i = \int_0^\infty \frac{df}{dw} dw, \quad (2.5)$$

donde  $df/dw$  es la probabilidad de absorción de energía  $w$  por el electrón que pasa del estado ligado a libre, con  $w = W/B$  la energía cinética del electron eyectado  $W$  relativa a su energía de ligadura  $B$ ,  $N_i$  el número de ocupación del orbital ionizado, y

$$D(t) \equiv N^{-1} \int_0^{(t-1)/2} \frac{1}{w+1} \frac{df(w)}{dw} dw \quad (2.6)$$

representa la contribución dipolar a la interacción entre la partícula incidente y el electrón a la ionización (Kim & Rudd 1994). Esta sección eficaz es aplicable a todo el rango de energías del electrón incidente, particularmente a los electrones relativistas que nos conciernen.

### 2.3.2 Dispersión elástica

Un electrón de alta energía  $E_e$  puede ser dispersado elásticamente por el campo Coulombiano de un electrón de baja energía, cediendo el primero energía al último.

$$e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-, \quad (2.7)$$

En el caso que nos concierne, los electrones de alta energía provenientes de un MQ interactúan con los electrones térmicos libres del plasma que constituye el IGM, si la fracción de ionización de éste es no nula. De este modo, el IGM recibe energía y se calienta. Dado que la interacción Coulombiana tiene alcance infinito, es necesario integrar sobre todas las colisiones posibles para calcular la transferencia de energía  $dE_e/dt$  del electrón al IGM a lo largo de su trayectoria. De acuerdo a Furlanetto & Stoever (2010),

$$\frac{dE_e}{dt} = -\frac{4\pi e^4 n_e \ln \Lambda}{m_e v_e}, \quad (2.8)$$

donde  $e$  y  $m_e$  son la carga y la masa del electrón, respectivamente,  $v_e$  la velocidad del electrón incidente,  $n_e$  la densidad de electrones del IGM, y  $\ln \Lambda$  el logaritmo de Coulomb,

$$\ln \Lambda = \ln \left( \frac{4E_e}{\zeta n_e} \right), \quad (2.9)$$

donde  $\zeta = 7.4 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ eV}$ .

### 2.3.3 Dispersión Compton

Un fotón de energía  $E_{\text{ph}}$  puede ser dispersado por un electrón de energía  $E_e$ ,

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-, \quad (2.10)$$

interacción en la cual el electrón le puede ceder energía al fotón o viceversa, dependiendo de las energías iniciales de cada una de las partículas.

La sección eficaz total integrada en todos los ángulos (Jauch & Rohrlich 1955; Jauch & Rohrlich 1976) es

$$\sigma_{e-\gamma}(x) = 2\pi r_0^2 \left[ \frac{1+x}{x^3} \left( \frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right) + \frac{\ln(1+2x)}{2x} - \frac{1+3x}{(1+2x)^3} \right], \quad (2.11)$$

donde  $r_0$  es el radio clásico del electrón, y  $x = E'_{\text{ph}}/m_e c^2$ , siendo  $E'_{\text{ph}}$  la energía del fotón en el sistema de referencia del electrón.

### 2.3.4 Producción de pares

Un fotón de alta energía  $E_\gamma$  (en nuestro caso proveniente del CMB, pero que ganó suficiente energía mediante dispersión Compton inversa) puede producir un par electrón-positrón  $e^\pm$  en una interacción con un fotón de baja energía  $E_{\text{ph}}$  (en nuestro caso del CMB),

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+, \quad (2.12)$$

en el caso que la energía de los fotones en su sistema centro de momento sea suficiente para crear las masas de los leptones,

$$E_\gamma E_{\text{ph}}(1 - \cos\theta) > 2(m_e c^2)^2, \quad (2.13)$$

donde  $\theta$  es el ángulo entre las direcciones de movimiento de los fotones. La sección eficaz total de aniquilación (Gould & Schröder 1967) para este proceso es

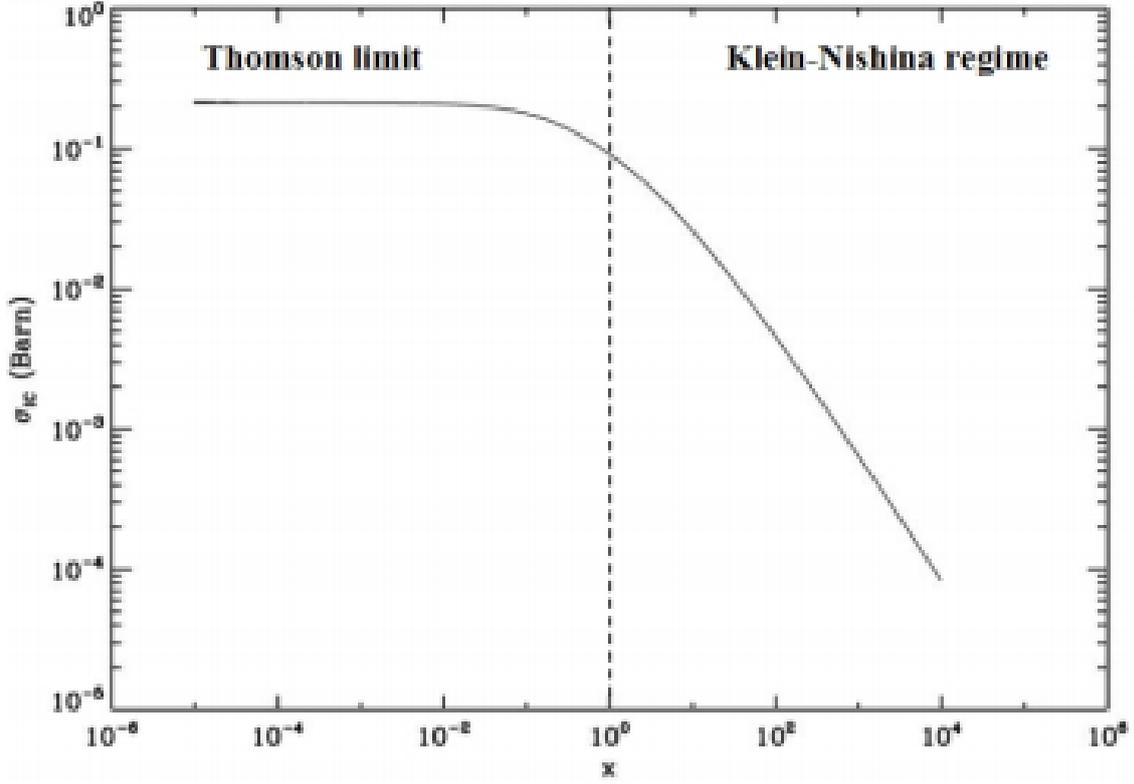


Figura 2.2: Sección eficaz en barns ( $1\text{b} = 10^{-28}\text{m}^2$ ) de la interacción dispersión Compton en función de la variable  $x$ , donde  $x = E_{\text{ph}}E_e/m_e^2c^4$ . Reproducida de Bhatt et al. (1983)

$$\sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, E_{\text{ph}}) = \frac{3}{16}\sigma_{\text{T}}(1 - \beta^2) \left[ 2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4)\ln\left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta}\right) \right], \quad (2.14)$$

donde  $\sigma_{\text{T}}$  es la sección eficaz de Thomson y

$$\beta^2 = 1 - \frac{2(m_e c^2)^2}{E_\gamma E_{\text{ph}}(1 - \cos\theta)}, \quad (2.15)$$

siendo  $\beta c$  la velocidad de los leptones en el sistema centro de momento.

### 2.3.5 Fotoionización

Un fotón puede ionizar un átomo de HI si su energía es mayor a 13.6 eV,



La longitud de absorción  $\chi = \lambda\rho$ , donde  $\lambda$  es el camino libre medio para la fotoionización y  $\rho$  la densidad de masa del medio, crece de 1 a  $100\text{ g cm}^{-2}$  (Fig. 33.16 de Groom & Klein 2000), para el rango de energías entre 1 keV–100 GeV. Para energías de los fotones mayores que 100 GeV,  $\chi$  decrece muy levemente. La densidad numérica de HI en el IGM a  $z = 10$  es  $n_{\text{IGM}} = 2.4 \times 10^{-4}\text{ cm}^{-3}$ . Siendo  $m_{\text{HI}} = 1.67 \times 10^{-24}\text{ g}$  la masa del átomo de hidrógeno,  $\rho = 4 \times 10^{-28}\text{ g cm}^{-3}$ . Esto da un camino libre medio para los fotones energéticos en el

---

rango 1 – 100 Gpc. Dada la dependencia de la densidad del IGM con  $(1 + z)^3$ , el camino libre medio disminuye aproximadamente un 70 % a  $z = 15$ , y aumenta un 250 % a  $z = 8$  con respecto al camino libre medio a  $z = 10$ . Estos valores indican que los fotones de alta energía no son relevantes para la reionización de las regiones próximas a las galaxias. Sin embargo, observando la figura citada, encontramos que el camino libre medio a  $z = 10$  disminuye a 10, 1 y 0.01 Mpc para fotones de 500, 200 y 50 eV, respectivamente. Esto sugiere que debemos concentrarnos en investigar la producción de fotones de energías inferiores al keV, que son aquellos que contribuyen a la ionización del IGM.

# Capítulo 3

## Propagación de partículas ionizantes

### 3.1 La ecuación de transporte

Como se mencionó en el Cap. 2, el conocimiento del espectro de la radiación ionizante que incide sobre el IGM es clave para comprender el proceso de ionización y calentamiento de este último. Más precisamente, las ecuaciones de la sección 2.3 muestran que la deposición de energía en el medio depende de la energía de las partículas ionizantes. Por lo tanto, es necesario conocer la distribución  $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$  de las partículas que componen dicha radiación (ya sean fotones o no), en el espacio de fases  $(\vec{r}, \vec{p})$  de una partícula para cualquier instante  $t$ . El diferencial  $f(\vec{r}, \vec{p}, t)d^3\vec{r}d^3\vec{p}$  representa el número de partículas en un volumen  $d^3\vec{r}d^3\vec{p}$  del espacio de fases, alrededor de la posición  $\vec{r}$  y el momento  $\vec{p}$ , en el instante  $t$ . El cálculo de la ionización y el calentamiento requiere entonces determinar la evolución de la función  $f$ , desde que las partículas son emitidas por la fuente hasta que depositan su energía en el IGM (p.ej., Douna et al. 2018). Dicha evolución está gobernada por la ecuación de Boltzmann,

$$\left. \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \vec{F} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = \frac{\partial f}{\partial t} \right|_c, \quad (3.1)$$

donde  $\vec{v}$  es la velocidad de las partículas,  $\vec{F}$  la fuerza que actúa sobre ellas, y el miembro derecho representa la derivada colisional de  $f$ , es decir, la tasa de cambio de  $f$  por procesos que cambian abruptamente el momento de las partículas. En el caso que nos concierne, puede considerarse que el flujo de las partículas ionizantes es no colisional debido a su baja densidad. Sin embargo, la derivada colisional no se anula debido a que existen interacciones con campos de materia y radiación externos, a través de los procesos descritos en la Sec. 2.3. Más aún, en nuestro problema existen distintas especies de partículas ionizantes (electrones, fotones, positrones), ya que dichos procesos pueden crear unas a partir de las otras. Hay pues, tantas ecuaciones de Boltzmann como especies de partículas, y las mismas quedan acopladas por la derivada colisional, que puede escribirse como

$$\begin{aligned}
\left. \frac{\partial f_j}{\partial t} \right|_c (\vec{r}, \vec{p}) = & \iint f_j(\vec{r}, \vec{p}') \sum_k f_k(\vec{r}, \vec{p}'') \frac{d\sigma}{d\vec{p}'_k} (\vec{p}'', \vec{p}') v_{\text{rel}}(\vec{p}'', \vec{p}') d^3\vec{p}' d^3\vec{p}'' + \\
& + \iint f_{j'}(\vec{r}, \vec{p}') \sum_k f_k(\vec{r}, \vec{p}'') \frac{d\sigma}{d\vec{p}'_k} (\vec{p}'', \vec{p}') v_{\text{rel}}(\vec{p}'', \vec{p}') d^3\vec{p}' d^3\vec{p}'' - \\
& - f_j(\vec{r}, \vec{p}) \int \sum_k f_k(\vec{r}, \vec{p}'') \sigma_k(\vec{p}'', \vec{p}) v_{\text{rel}}(\vec{p}'', \vec{p}) d^3\vec{p}'', \quad (3.2)
\end{aligned}$$

donde  $j$  y  $j'$  representan especies de partículas ionizantes,  $k$  representa especies de partículas de los campos externos,  $\sigma_k$  y  $d\sigma/d\vec{p}'_k$  las secciones eficaces total y diferencial de los procesos relevantes, respectivamente,  $v_{\text{rel}}$  la velocidad relativa de Møller (ver, p.ej., Cannoni 2014), y las integrales se extienden sobre todo el espacio correspondiente. A un dado momento  $\vec{p}_0$ , el primer y segundo término del miembro derecho representan fuentes de partículas de la especie  $j$  debidas a colisiones de partículas de la misma u otra especie  $j'$ , respectivamente, uno de cuyos productos es una partícula de la especie  $j$  con momento  $\vec{p}_0$ . El tercer término describe el sumidero de partículas debido a las colisiones en las que intervienen partículas de la especie  $j$  con momento  $\vec{p}_0$ .

El sistema de ecuaciones es extremadamente complejo, por ser integro-diferencial en derivadas parciales y acoplado, aún cuando, como veremos más adelante, el escenario astrofísico presenta algunas simetrías que podríamos aprovechar. Por esta razón, decidimos utilizar un método de Monte Carlo para obtener la solución del mismo. El método consiste en construir numéricamente una muestra aleatoria de posiciones y momentos de las partículas ( $\{\vec{r}_i^{\text{ini}}, \vec{p}_i^{\text{ini}}\}, i \in [1, N]$ ), de modo que representen la función de distribución original, correspondiente a la emisión de la fuente. Integrando las ecuaciones de movimiento de cada una de las partículas de esta muestra, desde el instante en que son emitidas hasta aquel en que abandonan la galaxia, y teniendo en cuenta las interacciones con los campos externos, obtenemos un nuevo conjunto de posiciones y momentos ( $\{\vec{r}_{i'}^{\text{fin}}, \vec{p}_{i'}^{\text{fin}}\}, i' \in [1, M]$ ), donde  $M \neq N$  porque se crean y destruyen partículas. Esta nueva muestra representa la distribución de partículas en el límite de la galaxia, y por lo tanto aquella que incide en el IGM. Es importante notar que la muestra inicial contiene, en nuestro problema, solamente electrones, mientras que la muestra final puede contener distintas especies de partículas ionizantes. El tamaño  $N$  de la muestra original es un parámetro libre, y determina la precisión del método. La misma está limitada esencialmente por la disponibilidad de recursos computacionales.

La integración de las ecuaciones de movimiento requiere de ciertos recaudos. En el caso general, la dinámica de las partículas está gobernada por dos tipos de interacciones. Los campos externos de largo alcance determinan trayectorias suaves, mientras que las interacciones de corto rango producen colisiones, en las que la partícula cambia abruptamente su momento, o es destruida para dar lugar a nuevas partículas. En nuestro caso, las partículas son los electrones emitidos por los MQs o creados por la ionización del HI o

---

por producción de pares, positrones creados por este último proceso, y fotones energéticos originados en la dispersión Compton de los electrones por fotones de baja energía. Para integrar las ecuaciones de movimiento de cada una de las partículas usamos el código numérico UTOPIA (Understanding Transport Of Particles In Astrophysics; Pellizza et al. 2010).

UTOPIA es un código Monte Carlo que calcula cascadas electromagnéticas relativistas producidas por fotones o electrones, a través de las interacciones Compton y creación de pares. También tiene en cuenta la ionización y calentamiento de los átomos del medio producido por los rayos cósmicos a lo largo de su camino. UTOPIA integra las ecuaciones de movimiento relativistas de fotones y leptones en campos externos de largo alcance, y utiliza cadenas de Markov para resolver la Ec. 3.2 y calcular las probabilidades de interacción de dichas partículas con campos de materia o radiación, a lo largo de sus trayectorias. De acuerdo a estas probabilidades, selecciona aleatoriamente el subconjunto de partículas que efectivamente interactúa, y calcula los productos de dichas interacciones teniendo en cuenta las secciones eficaces diferenciales descritas en la Sec. 2.3 y las leyes de conservación del momento y la energía.

## 3.2 Escenario astrofísico

El objetivo de este trabajo es estudiar la propagación de los electrones emitidos por MQs a través del medio interestelar (ISM) de la galaxia y su escape hacia el IGM. Siguiendo el método de Douna et al. (2018), adoptamos como escenario para las simulaciones una galaxia típica, que modelamos como una esfera homogénea de hidrógeno de radio  $R_g$ , ubicada a *redshift*  $z$ . La galaxia contiene un MQ (o más) en el centro, con una luminosidad cinética total  $L_k$  inyectada por el *jet* en forma de electrones relativistas. Adoptamos para el espectro de estos electrones una ley de potencias con índice  $\alpha$ , en el rango de energía cinética de 10 keV – 1 PeV. No tenemos en cuenta los electrones con  $E_k < 10$  keV, porque los mismos se enfrían depositando su energía localmente, y por lo tanto no alcanzan el IGM (Douna et al. 2018).

Luego de escapar de la fuente, estos electrones interactúan a lo largo de sus trayectorias con el ISM y los campos de fotones presentes: el CMB y un campo de fotones UV producto de la emisión de las estrellas de gran masa de la galaxia en cuestión. Modelamos el CMB como un cuerpo negro homogéneo e isótropo a una temperatura  $T = T_0(1 + z)$ , donde  $T_0 = 2.735$  K es la temperatura actual del CMB (Fixsen 2009). Para describir el campo UV de la galaxia adoptamos un modelo de cuerpo negro diluido, con una densidad de energía  $u$  consistente con la luminosidad  $L_g$  de la galaxia,  $u = (4\pi c R_g^2)^{-1} L_g$ , y una temperatura típica de  $3 \times 10^4$  K. Para valores típicos ( $L_g = 10^8 L_\odot$ ,  $R_g = 1$  kpc), el camino libre medio para la dispersión Compton de los electrones por parte de los fotones del campo UV es  $\lambda \approx 3$  Mpc, varios órdenes de magnitud superior al radio de la galaxia, por lo que no

tenemos en cuenta este campo en el análisis posterior.

Nuestro modelo del ISM supone que el mismo es un plasma de hidrógeno parcialmente ionizado, estático y frío, de modo que la energía cinética de los átomos de HI, iones y electrones puede despreciarse respecto de la de las partículas relativistas. La densidad del mismo es  $n_{\text{ISM}}$ , y la fracción de ionización  $f_{\text{ion}}$ . La descripción de los campos de materia y fotones dada por estos modelos contienen todos los elementos necesarios para calcular, para cada uno de ellos, la función de distribución  $f(\vec{r}, \vec{p})$  necesaria para la integración de la Ec. 3.2.

### 3.3 Simulaciones

El escenario astrofísico descrito en la Sec. 3.2 depende de seis parámetros libres: el *redshift*, el radio de la galaxia, la densidad y fracción de ionización del medio interestelar en ella, y la luminosidad e índice espectral de los MQs. Todos estos parámetros presentan un rango de valores posibles, debido a que las condiciones durante el Amanecer Cósmico son aún poco conocidas. Para tener en cuenta este hecho, creamos un primer modelo fiducial, tomando los valores típicos de estos parámetros usados por Douna et al. (2018). El modelo fiducial está definido por  $z = 10$ ,  $R_g = 1 \text{ kpc}$ ,  $n_{\text{ISM}} = 1 \text{ cm}^{-3}$ ,  $f_{\text{ion}} = 0$ ,  $L_k = 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$  y  $\alpha = -1$ . Elegimos el *redshift* porque ésta sería la época típica en la que las primeras galaxias se formaron, y cuando habría ocurrido la principal contribución a la reionización (Bromm & Yoshida 2011). El valor de  $\alpha$  corresponde a un espectro uniforme en  $\log E_k$  —número de partículas por década de energía constante—, lo que permite simular todo el rango de energías con la misma precisión. El valor elegido de  $L_k$  representa un MQ de los más luminosos. Este modelo nos permite comparar nuestros resultados con los de Douna et al. (2018), lo cual es necesario ya que el código numérico utilizado contiene algunas mejoras respecto del de estos autores. Además, constituye la base con la cual se compararán los modelos resultantes de las variaciones de parámetros.

Para estudiar el efecto de la variación de los parámetros, construimos otros ocho modelos, variando cuatro de los seis parámetros de modo de utilizar un valor superior y otro inferior al fiducial, dentro del rango esperado para los mismos. Cada parámetro varía en forma independiente de los demás, para facilitar la interpretación de sus resultados por comparación con el modelo fiducial. La Tabla 3.1 resume las características de los nueve modelos utilizados. Los únicos parámetros que se mantienen constantes son  $L_k$  y  $\alpha$ . Como argumentan Douna et al. (2018), los resultados son lineales en la densidad espectral partículas,  $n = dN/dE$ . Como  $L_k$  y  $\alpha$  determinan  $n$ , el resultado del modelo para valores cualesquiera  $L'_k$  (cantidad de electrones muestreados) y  $\alpha'$  (forma que adopta la distribución de los electrones) de estos parámetros puede obtenerse *a posteriori* a partir de los fiduciales, escalando los resultados obtenidos de acuerdo al cociente  $n'/n$ . Al aumentar la cantidad de electrones primarios muestreados, el ruido del modelo disminuye ya que

logramos representar mejor las interacciones entre partículas.

Para cada modelo, corrimos un conjunto de once simulaciones. Cada una de ellas utiliza 100 electrones emitidos uniformemente en  $\log E_k$ , y abarca un rango de un orden de magnitud en energía. Esto nos permite cubrir el rango desde 10 keV hasta 1 PeV. La subdivisión del intervalo de energía fue necesaria porque cada conjunto de 11 simulaciones requirió varios días de cómputo, y una memoria de alrededor de 10 GB, debido a que la cascada originada por los 1100 electrones contiene entre  $10^7$  y  $10^8$  partículas en total. En el siguiente capítulo presentamos los resultados obtenidos para cada modelo.

Parámetros libres				
	$R_g$ [kpc]	$n_{\text{ISM}}$ [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$f_{\text{ion}}$	$z$
1	1	1	0	10
2	0.3	1	0	10
3	3	1	0	10
4	1	0.3	0	10
5	1	3	0	10
6	1	1	0.01	10
7	1	1	0.1	10
8	1	1	0	8
9	1	1	0	15

Tabla 3.1: Parámetros de los nueve modelos utilizados para las simulaciones.



# Capítulo 4

## Propagación dentro de las galaxias

En este capítulo presentamos los resultados de los modelos construidos para la propagación de los electrones emitidos por los MQs dentro de la galaxia. En líneas generales, nos interesa comprender cómo se modifica la distribución de energía de los electrones, qué energía se llevan los fotones creados en los distintos procesos, y cuáles son los mecanismos que determinan ambas distribuciones de energía. Además, investigamos cómo dependen los resultados de los parámetros libres de nuestro escenario astrofísico. En la Fig. 4.1 vemos el espectro de los electrones primarios emitidos por el MQ.

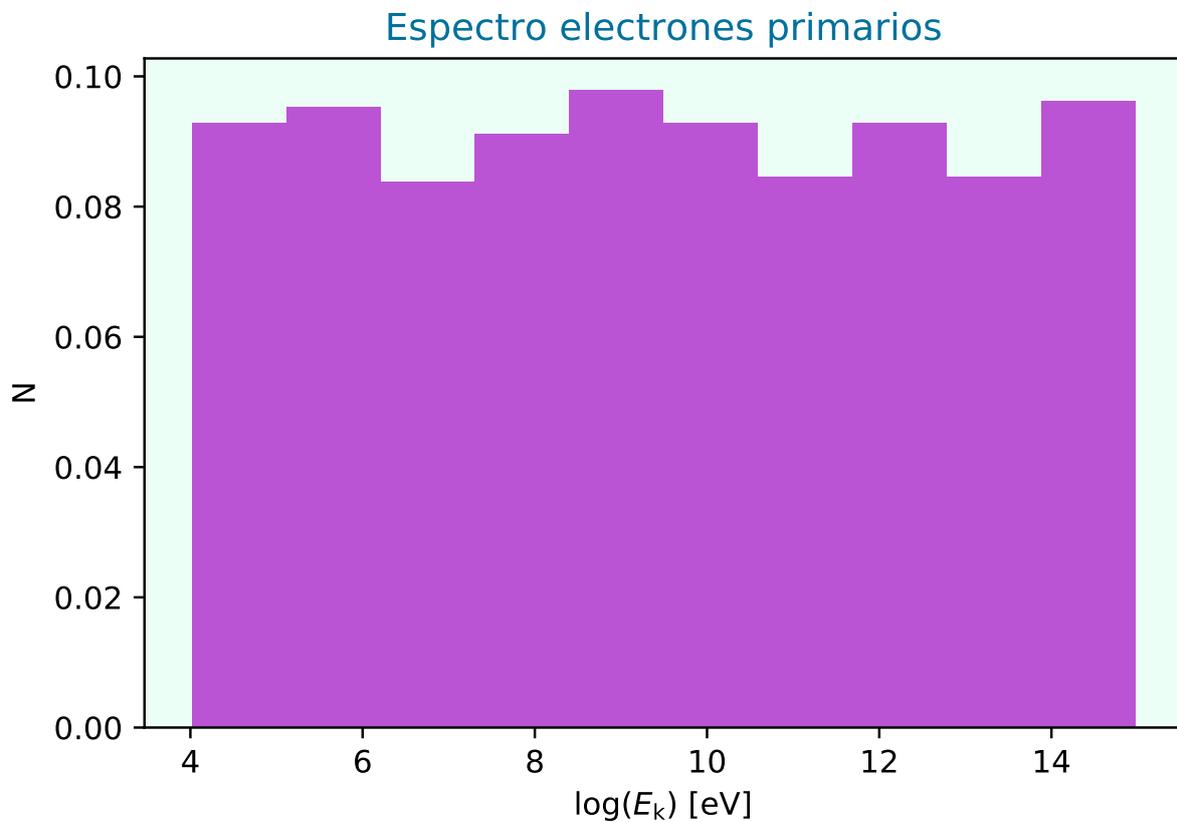


Figura 4.1: Espectro normalizado de los electrones primarios, simulado con 1100 electrones emitidos uniformemente en  $\log E_k$ , abarcando un rango de 10 keV hasta 1 PeV.

## 4.1 Electrones que escapan de la galaxia

### 4.1.1 Modelo fiducial

En la Fig. 4.2 mostramos la energía final de los electrones y positrones que escapan de la galaxia en función de la energía inicial de los electrones primarios, para el modelo fiducial. Los colores indican los distintos rangos de energía de los electrones primarios.

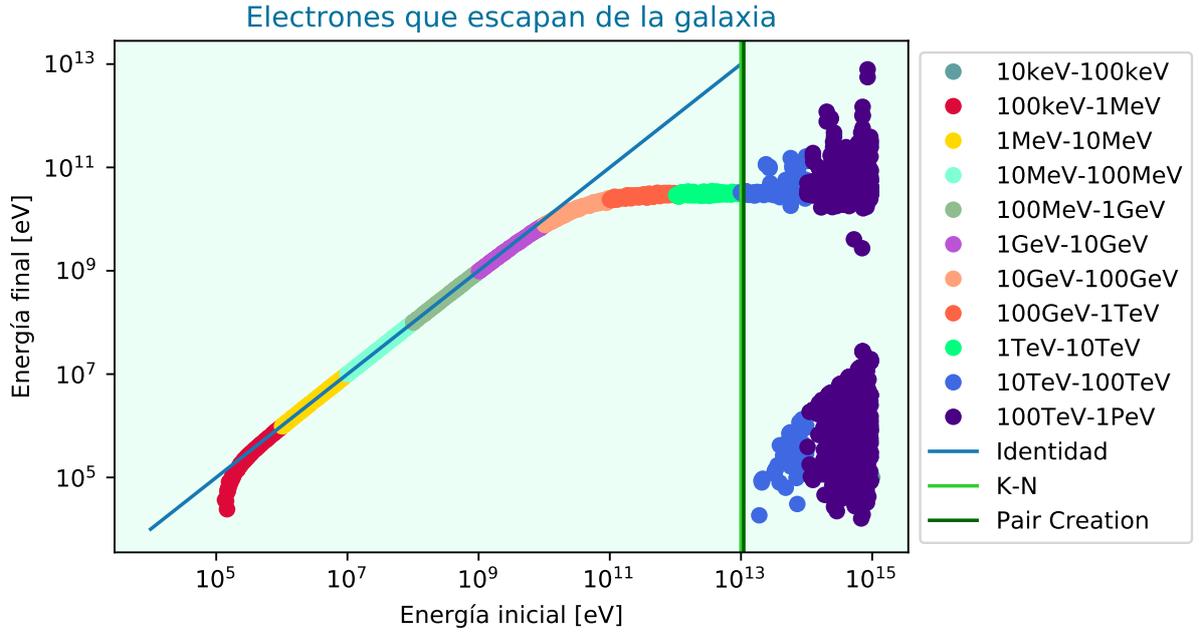


Figura 4.2: Energía final de los electrones y positrones que escapan de la galaxia en función de la energía inicial de los primarios, correspondiente al modelo fiducial ( $R_g = 1$  kpc;  $z = 10$ ;  $n_{\text{ISM}} = 1 \text{ cm}^{-3}$ ;  $f_{\text{ion}} = 0$ ).

Vemos que los electrones correspondientes al rango de menor energía (10 – 100 keV) no logran escapar de la galaxia, sino que se enfrían dentro de la misma. Su energía cae por debajo de la mínima establecida para las simulaciones (10 keV) y, de acuerdo con los resultados de Douma et al. (2018), inyectan toda su energía localmente dentro de la galaxia. Los electrones pertenecientes al rango entre 100 keV – 1 MeV logran escapar, ya que la pérdida de energía es menor a medida que aumenta la energía de los primarios. Para estas energías, la dispersión Compton no produce efectos apreciables debido a que transcurre en el régimen de Thomson, en el que la transferencia de energía al fotón es despreciable. El único proceso que puede hacer perder energía a estos electrones es la ionización, ya que al no haber electrones libres ( $f_{\text{ion}} = 0$ ) no hay transferencia de calor al medio. Mediante continuas ionizaciones, en las que en cada una el electrón pierde al menos 13.6 eV, la energía final del electrón rápidamente resulta menor que la energía por debajo de la cual se enfrían localmente.

Para energías desde 1 MeV hasta aproximadamente 10 GeV, la energía de los electrones que escapan es aproximadamente igual a la energía inicial de sus primarios; esto significa

que los electrones primarios perdieron muy poca energía interactuando con el medio a lo largo de su camino por la galaxia, y lograron escapar. Hay dos razones por las que estos electrones pierden poca energía. La primera es que la sección eficaz de ionización disminuye al crecer la energía, y además mediante ionizaciones pierden apenas decenas o centenares de eV por cada una. La segunda es que para el rango de energía considerado, el régimen que domina la interacción Compton sigue siendo el de Thomson.

La curva se empieza a aplanar para energías iniciales  $E_e \approx 10$  GeV, debido a que los electrones entran en un régimen intermedio, en el que pierden una fracción no despreciable (pero aún pequeña) de su energía en cada interacción. Su energía disminuye entonces hasta que la pérdida se hace despreciable, lo que ocurre a valores del orden de los 10 GeV. Por lo tanto la energía final resulta prácticamente independiente de la energía inicial.

Para energías mayores, a partir de  $E_e \approx 10$  TeV, vemos que no sólo los electrones primarios escapan, sino que hay electrones secundarios creados durante la propagación. Tanto los electrones primarios como los secundarios muestran una dispersión considerable en sus energías, lo que apunta a un proceso fuertemente estocástico en su producción. A estas energías, la dispersión Compton entra en el régimen de Klein-Nishina (K-N),  $E_e E_{\text{ph}} \gtrsim (m_e c^2)^2$ . La energía de un fotón CMB a  $z = 10$  es  $E_{\text{ph}} = 2.58 \times 10^{-3}$  eV, de donde obtenemos  $E_e \approx 10$  TeV. En este régimen la transferencia de energía del electrón al fotón es catastrófica, con lo que el electrón pierde su energía en muy pocas interacciones, lo que justifica la estocasticidad.

Por otra parte, la energía transferida a los fotones  $E_\gamma$  puede estar por encima de la mínima necesaria para crear pares electrón-positrón, dada por  $E_\gamma E_{\text{ph}} = (m_e c^2)^2$ . En nuestro caso,  $E_\gamma \approx 10$  TeV. La energía de estos fotones fue cedida por los electrones más energéticos en las interacciones Compton en el régimen de K-N, ya que en este régimen el electrón cede casi toda su energía al fotón. Al interactuar estos fotones energéticos con los fotones del CMB, se crean pares electrón-positrón secundarios, los cuales se ven en la Fig. 4.2. Vemos que uno de los dos pares se lleva casi toda la energía cinética, mientras que el otro queda con muy poca, llegando a energías finales del orden de hasta 10 keV.

En la Fig. 4.3 mostramos la distribución de energía de los electrones que escapan de la galaxia. Volvemos a observar la ausencia de los electrones que escapan con energías entre 10 keV y 100 keV debida a las pérdidas por ionización. En el rango de los MeV–GeV, observamos un espectro plano idéntico al de entrada, debido a la insignificancia de la pérdida de energía por dispersión Compton en el régimen de Thomson. A partir de  $\approx 10$  GeV, se observa un pico debido a la acumulación de electrones de mayores energías iniciales en esa región espectral, por la pérdida catastrófica de su energía. Discriminando por energía de los primarios, vemos que en realidad hay dos picos superpuestos. Un pico está compuesto por los electrones más energéticos creados por aniquilación de fotones, que a su vez surgieron de los primarios más energéticos. El otro pico es creado por primarios que perdieron energía por dispersión Compton en el régimen K-N, pero sin pasar por la producción de pares. Finalmente, observamos a energías de los keV, un pico menor

compuesto por los electrones de menor energía creados en la aniquilación de fotones.

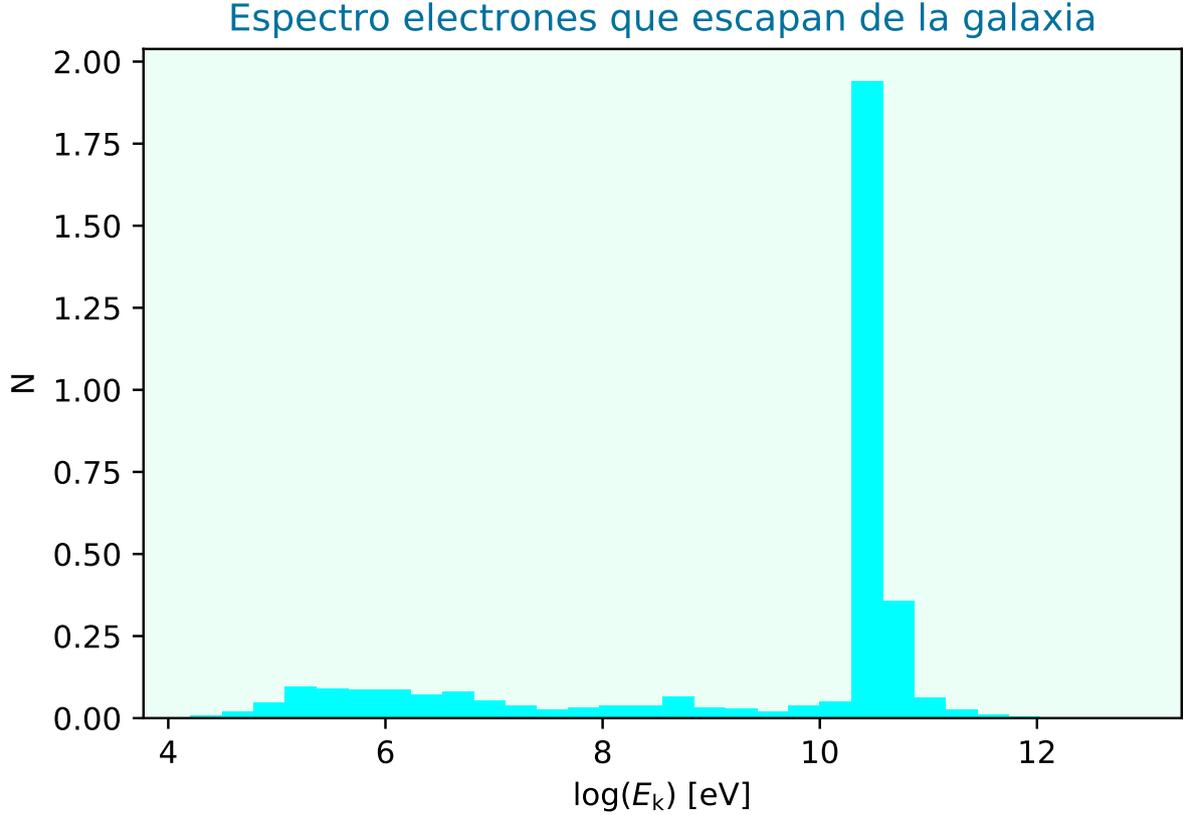


Figura 4.3: Espectro de los electrones que escapan de la galaxia, correspondiente al modelo fiducial.

### 4.1.2 Efectos de la densidad del ISM

La Fig. 4.4 muestra la energía de los electrones que escapan de la galaxia, en función de la de los primarios, para los modelos que exploran la variación de la densidad de átomos de hidrógeno del ISM (modelos 4:  $n_{\text{ISM}} = 0.3 \text{ cm}^{-3}$ , panel izquierdo, y 5:  $n_{\text{ISM}} = 3 \text{ cm}^{-3}$ , panel derecho). En el panel izquierdo vemos que hay electrones que escapan, cuyos primarios tienen energías entre 10 – 100 keV, a diferencia del modelo fiducial; sin embargo no llegan a escapar todos los electrones originales de ese rango. Esto es debido a que la densidad de átomos de HI es menor, por lo que el camino libre medio para la ionización aumenta. Los electrones producen menos ionizaciones y pierden menos energía, tal que solamente los de menor energía se enfrían dentro de la galaxia. En el panel derecho vemos que los electrones del rango de 0.1 – 1 MeV pierden más energía que en el panel izquierdo y no hay electrones del rango de 10 – 100 keV que escapen debido a que hay más átomos de HI para ionizar.

En el extremo de alta energía, de la misma manera que en el modelo fiducial, a medida que la energía del electrón inicial aumenta, cede más energía a los fotones del CMB mediante dispersión Compton en el régimen K-N, teniendo como consecuencias que la

curva se aplane a partir de  $\sim 10$  GeV y además que los fotones más energéticos creen pares electrón-positrón al interactuar con los fotones del CMB. El comportamiento es en ambos modelos (4 y 5) idéntico al del modelo fiducial, porque la densidad de fotones del CMB no depende de  $n_{\text{ISM}}$ .

En líneas generales, el efecto de la densidad del ISM de la galaxia es modificar el límite inferior de energía de los electrones que escapan, de modo que éste aumenta al aumentar la densidad del medio.

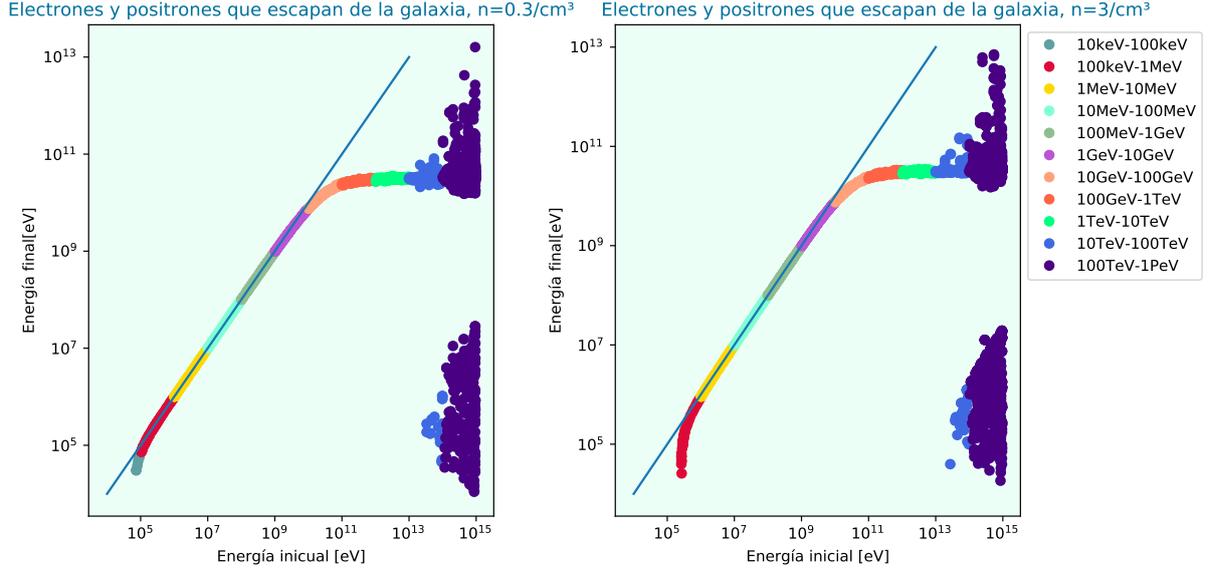


Figura 4.4: Energía final de los electrones y positrones que escapan de la galaxia en función de la energía inicial de los primarios, para densidades de átomos de hidrógeno del ISM de  $n_{\text{ISM}} = 0.3 \text{ cm}^{-3}$  (panel izquierdo) y  $n_{\text{ISM}} = 3 \text{ cm}^{-3}$  (panel derecho).

### 4.1.3 Efectos del tamaño de la galaxia

En la Fig. 4.5 mostramos el efecto de la variación del radio de la galaxia (modelo 2,  $R_g = 0.3 \text{ kpc}$  en el panel izquierdo, y modelo 3,  $R_g = 3 \text{ kpc}$  en el panel derecho). En el caso del radio menor, vemos que algunos electrones cuyos primarios tienen energías entre  $10 - 100 \text{ keV}$  logran escapar, análogamente al caso donde  $n_{\text{ISM}} = 0.3 \text{ cm}^{-3}$ , ya que al ser menor el tamaño de la galaxia, estos electrones ionizan menos átomos de HI, perdiendo así menos energía. Sin embargo, sólo en los más energéticos de este rango se nota el efecto mencionado, ya que los menos energéticos llegan muy fácilmente al límite de energía mínima para el cual se enfrían dentro de la galaxia. Para la galaxia de mayor tamaño, en cambio, los electrones se enfrían dentro de ella aún en el rango  $0.1 - 1 \text{ MeV}$ , por la misma razón.

Además, vemos que el quiebre debido a la ocurrencia de la dispersión Compton en el régimen de K-N, en el caso del radio menor ocurre para energías mayores. Los electrones tienen menos oportunidad de perder energía por interacciones con el CMB porque viajan

una distancia menor y escapan con mayor energía final. Lo opuesto ocurre para la galaxia de mayor tamaño.

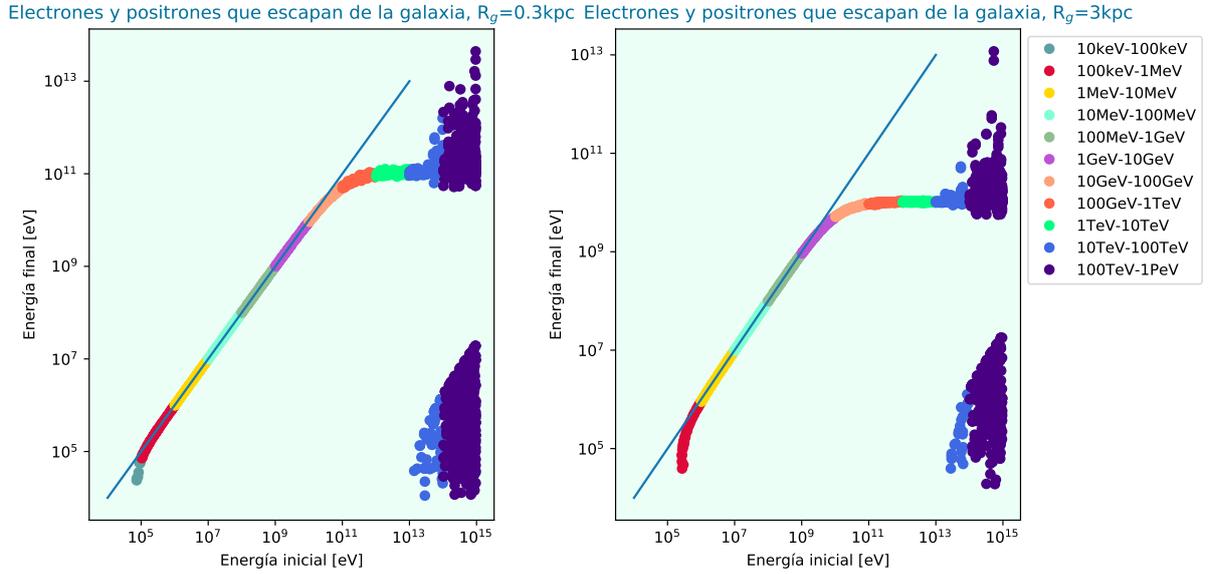


Figura 4.5: Energía final de los electrones y positrones que escapan de la galaxia en función de la energía inicial de sus primarios, para radios de la galaxia  $R_g = 0.3\text{kpc}$  (panel izquierdo) y  $R_g = 3\text{kpc}$  (panel derecho).

#### 4.1.4 Efectos del *redshift*

En la Figura 4.6 mostramos los efectos de la variación del *redshift* en la energía de los electrones que salen de la galaxia. El panel izquierdo corresponde a  $z = 8$  (modelo 8) y el derecho a  $z = 15$  (modelo 9). Observamos que la relación entre energía de los electrones que escapan y la de los primarios mantiene la misma forma que en el modelo fiducial, excepto que la transición al régimen K-N ocurre a energías mayores en el caso de  $z = 8$ , y menores a  $z = 15$ . Esto se debe a que la densidad del CMB es menor a  $z = 8$ , y por lo tanto los electrones interactúan menos y escapan con mayor energía, en forma análoga al efecto que surge de la variación del tamaño de la galaxia.

En la Fig. 4.7 mostramos la distribución de energía de los electrones que escapan de la galaxia, para ambos valores del *redshift*. En ella vemos claramente cómo se desplaza el pico de alta energía debido a la variación de la densidad del CMB, que limita la pérdida de energía por dispersión Compton en el régimen de K-N y a la variación de la energía del fotón CMB.

#### 4.1.5 Efectos de la fracción de ionización del ISM

El último parámetro variado es la fracción de ionización del medio interestelar,  $f_{\text{ion}} = 0.01$  (modelo 6) y  $f_{\text{ion}} = 0.1$  (modelo 7). En la Fig. 4.8 se observa que no hay diferencias notables con el modelo fiducial al variar  $f_{\text{ion}}$ . Como veremos en la Sec. 4.3, la dispersión

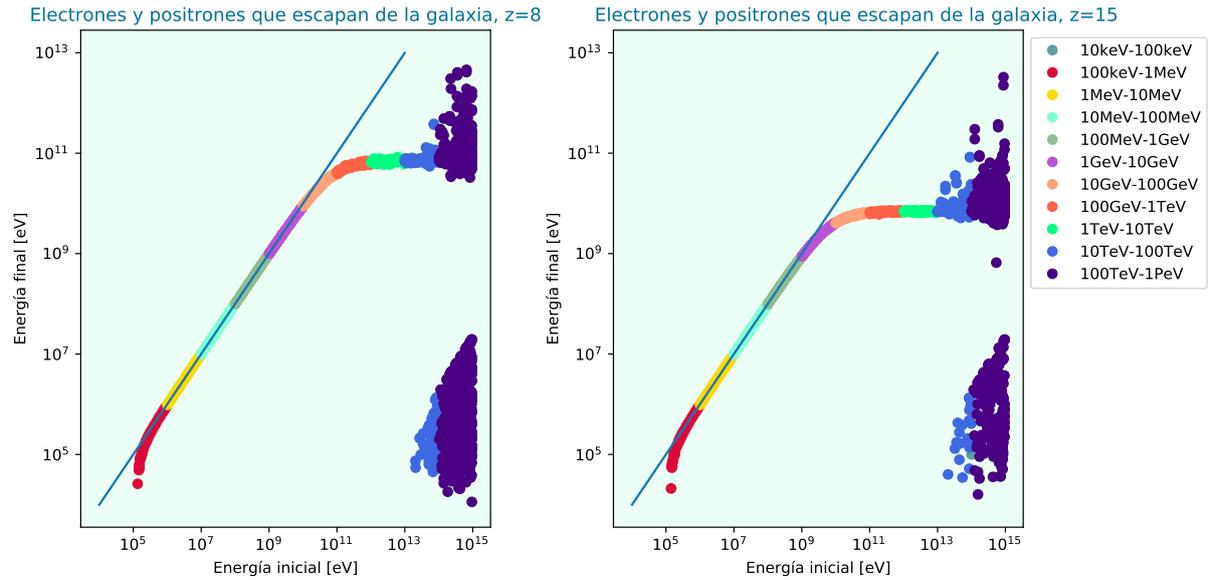


Figura 4.6: Energía final de los electrones y positrones que escapan de la galaxia en función de la energía inicial de sus primarios, para distintos valores del *redshift* de la galaxia ( $z = 8$ , panel izquierdo y  $z = 15$  el derecho).

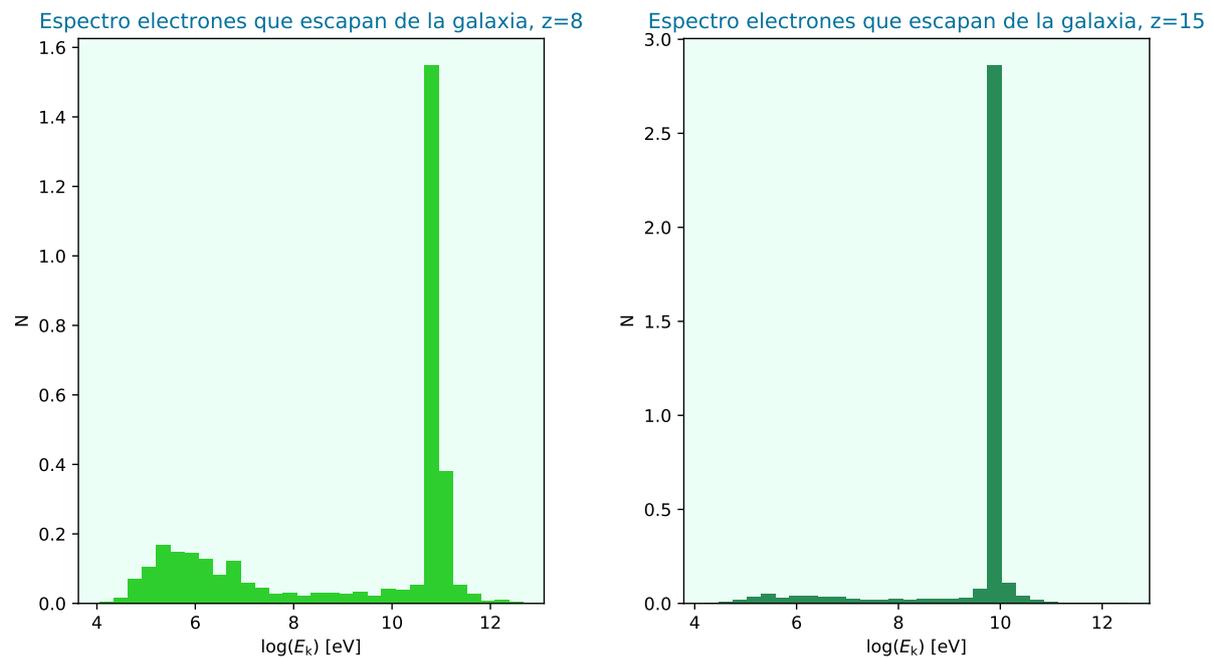


Figura 4.7: Espectro de los electrones que escapan de la galaxia, para una galaxia situada a *redshift*  $z = 8$  (panel izquierdo) y a  $z = 15$  (panel derecho).

elástica de los electrones energéticos con los electrones de baja energía del ISM compite con la ionización en drenar energía de los electrones de baja energía (menor al MeV). Sin embargo, el resultado en términos de la energía final de los electrones es similar, por lo que no se aprecia en este gráfico.

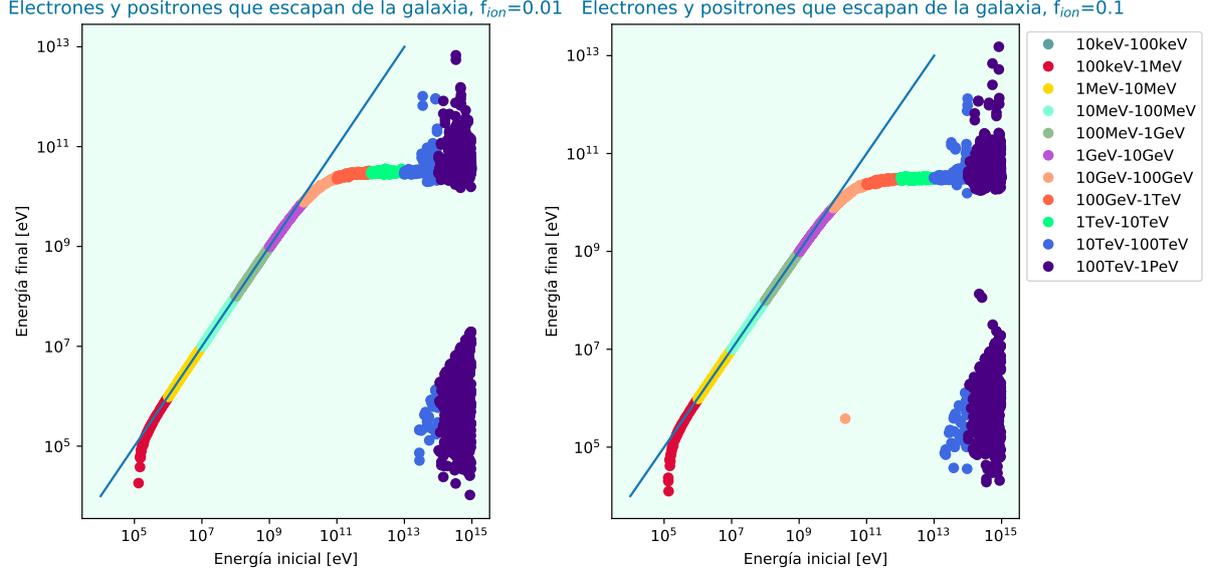


Figura 4.8: Energía final de los electrones y positrones que escapan de la galaxia en función de la energía inicial de sus primarios, para fracciones de ionización del ISM de la galaxia  $f_{\text{ion}} = 0.01$  (panel izquierdo) y  $f_{\text{ion}} = 0.1$  (panel derecho).

## 4.2 Fotones que escapan de la galaxia

### 4.2.1 Modelo fiducial

En esta sección nos focalizamos en los fotones que escapan de la galaxia. En la Figura 4.9 presentamos para el modelo fiducial, la energía final de los fotones que escapan en función de la energía de los electrones primarios que dieron lugar a estos fotones, donde cada rango de color indica el rango de energía de los primarios. Vemos que escapan muchos más fotones que electrones ya que para cada electrón primario, hay una gran cantidad de fotones producto de las continuas interacciones por dispersión Compton con los fotones del CMB. A bajas energías, vemos que los electrones ceden poca energía a los fotones ya que gobierna el régimen de Thomson de la interacción IC. A medida que aumenta la energía de los electrones primarios y comienza a tener importancia el régimen de K-N, la energía de los fotones crece abruptamente. Por último, observamos que para energías primarias altas, desde 10 TeV hasta 1 PeV, hay fotones con muy bajas energías que también escapan, producto de la dispersión Compton de los electrones secundarios correspondientes a la creación de pares con el CMB.

En la Fig. 4.10 mostramos la distribución de energía de los fotones que escapan de la galaxia. Para su análisis, recordamos que todos los fotones se originan en la dispersión Compton de electrones. Observamos un pico a energías menores al eV, que no aportan a la ionización. Este pico se produce a partir de electrones primarios de baja energía, y secundarios creados en la aniquilación de fotones. En el rango que va de los eV a los MeV, el espectro —cantidad de fotones por década— es razonablemente plano. Alrededor de los GeV se observa otro pico de emisión, cuyo origen está en la interacción del CMB con los

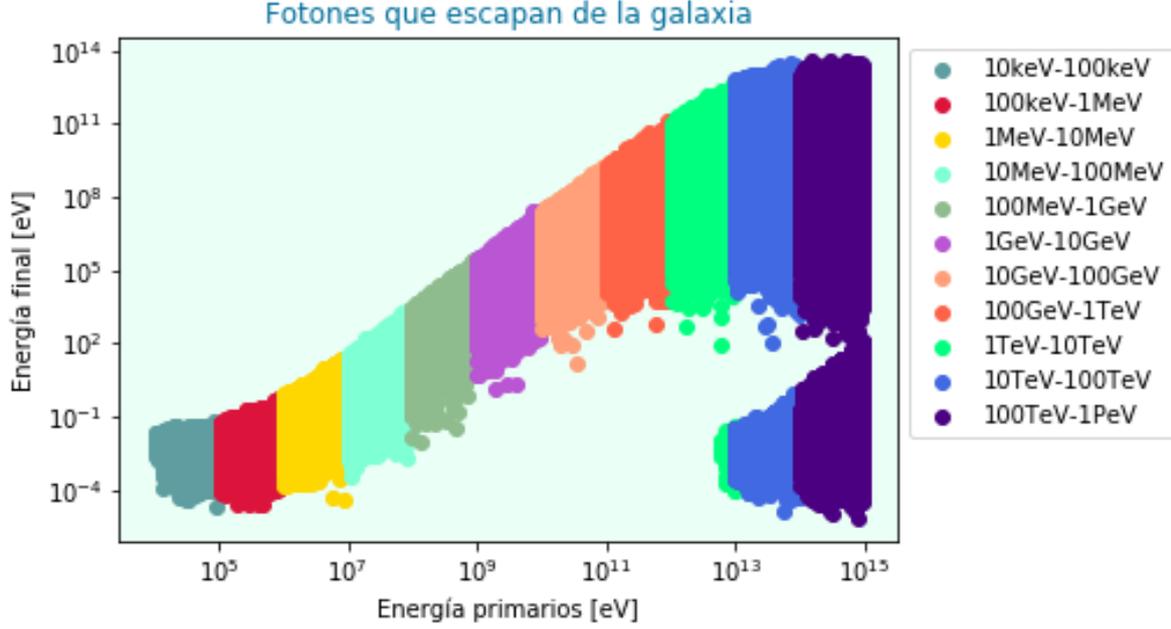


Figura 4.9: Energía final de los fotones que escapan en función de la energía inicial de los electrones primarios, correspondiente al modelo fiducial ( $R_g = 1$  kpc;  $z = 10$ ;  $n_{\text{ISM}} = 1 \text{ cm}^{-3}$  y  $f_{\text{ion}} = 0$ ).

electrones energéticos en el régimen de K-N. El mismo termina abruptamente alrededor de los TeV, debido a que los fotones más energéticos son absorbidos al aniquilarse con el CMB.

### 4.2.2 Efectos de la densidad del ISM

En la Figura 4.11 vemos los fotones que escapan, teniendo en cuenta la variación de la densidad de átomos de hidrógeno (modelo 4,  $n_{\text{ISM}} = 0.3 \text{ cm}^{-3}$  en el panel izquierdo y modelo 5,  $n_{\text{ISM}} = 3 \text{ cm}^{-3}$  en el panel derecho). No observamos cambios significativos entre estos modelos y el modelo fiducial (Fig. 4.9). Esto es debido a que el cambio en la densidad del ISM no afecta a la interacción Compton, responsable del espectro de fotones.

### 4.2.3 Efectos del tamaño de la galaxia

En la Figura 4.12 mostramos el efecto de la variación del radio de la galaxia (modelo 2,  $R_g = 0.3$  kpc en el panel izquierdo y modelo 3,  $R_g = 3$  kpc, panel derecho). No se aprecian cambios significativos entre el modelo fiducial y estos modelos, debido a que la variación del tamaño de la galaxia no afecta a la energía cedida por los electrones a los fotones en cada dispersión Compton. El mayor tamaño de la galaxia implica, por otra parte, una mayor cantidad de interacciones, y por lo tanto, mayor producción de fotones. Esto se observa, por ejemplo, en una mayor población de fotones de baja energía provenientes de los electrones secundarios creados por aniquilación de fotones.

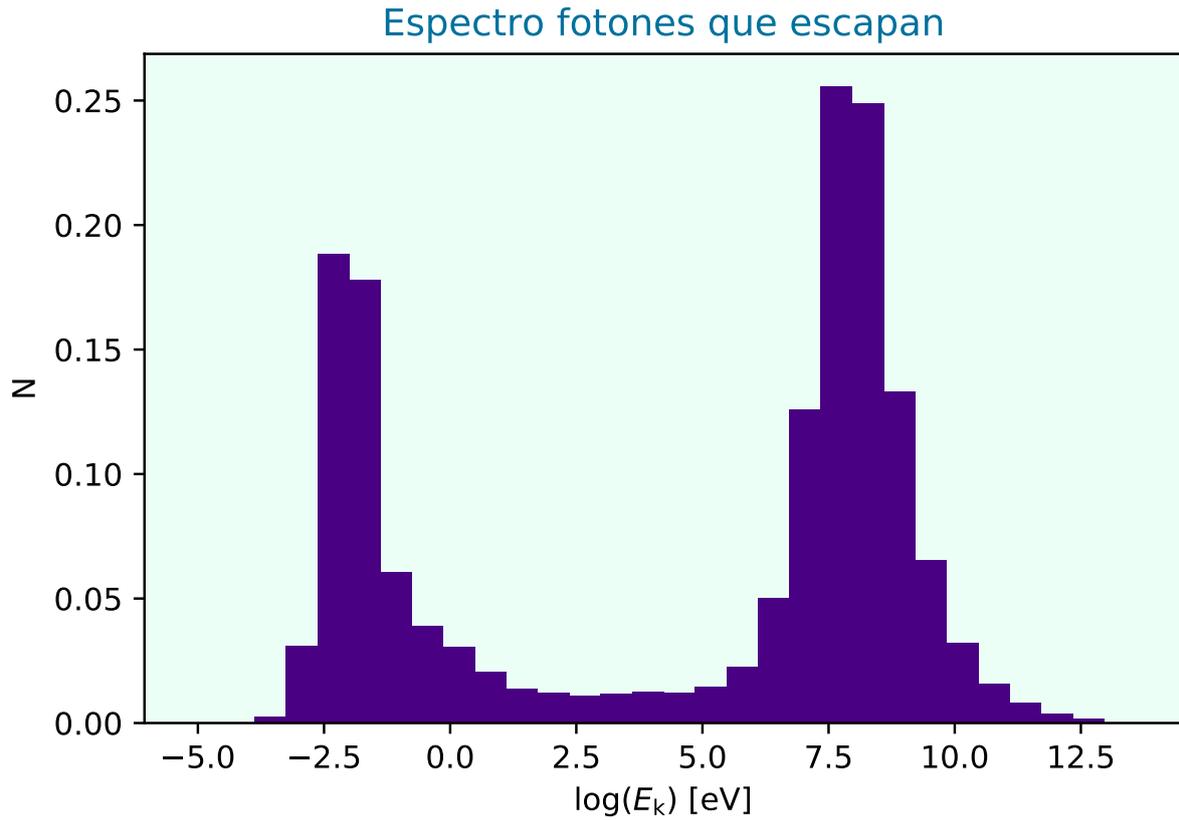


Figura 4.10: Espectro de los fotones que escapan de la galaxia, correspondiente al modelo fiducial.

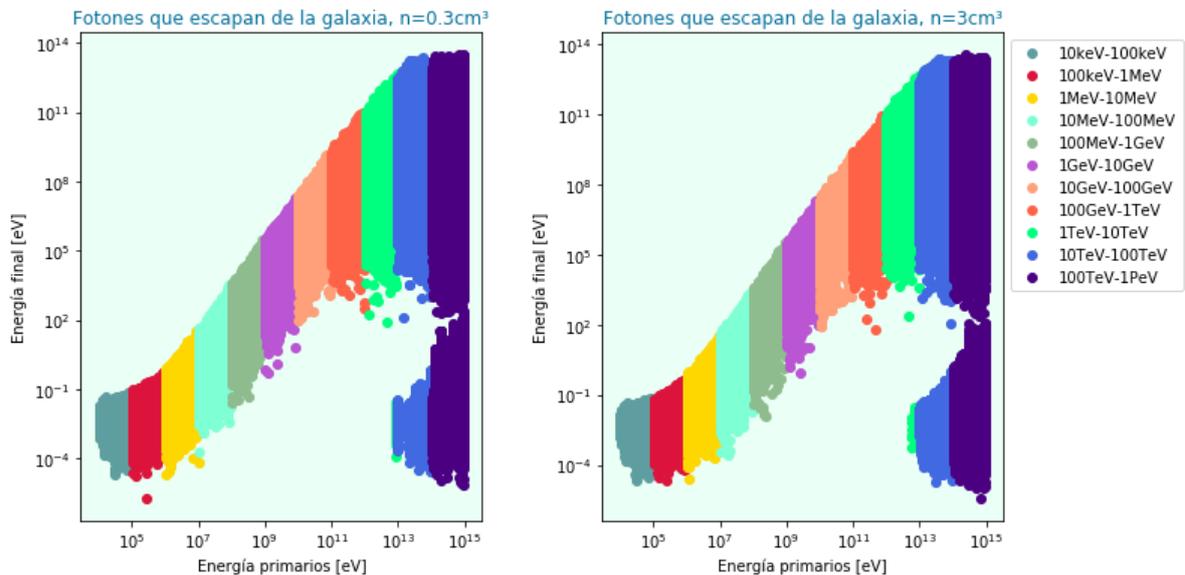


Figura 4.11: Energía final de los fotones que escapan en función de la energía inicial de los electrones primarios, para densidades de átomos de hidrógeno del ISM de  $n_{\text{ISM}} = 0.3\text{cm}^{-3}$  (panel izquierdo) y  $n_{\text{ISM}} = 3\text{cm}^{-3}$  (panel derecho).

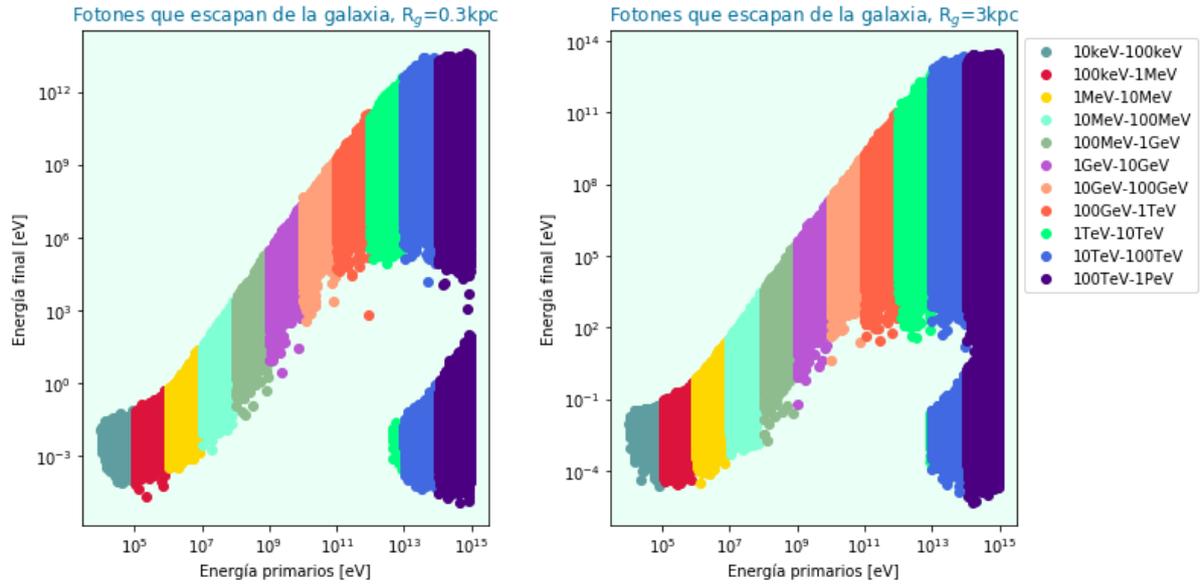


Figura 4.12: Energía final de los fotones que escapan en función de la energía inicial de los electrones primarios, para radios de la galaxia  $R_g = 0.3 \text{ kpc}$  (panel izquierdo) y  $R_g = 3 \text{ kpc}$  (panel derecho).

#### 4.2.4 Efectos del *redshift*

En la Figura 4.13 mostramos los efectos de la variación del *redshift*, para  $z = 8$  y  $z = 15$ . Observamos que en el caso del *redshift* mayor, la cantidad de fotones que escapan es mayor. Ésto se debe a que la densidad del CMB es mayor a  $z = 15$ . La variación de la energía de los fotones del CMB no produce efectos apreciables en el espectro.

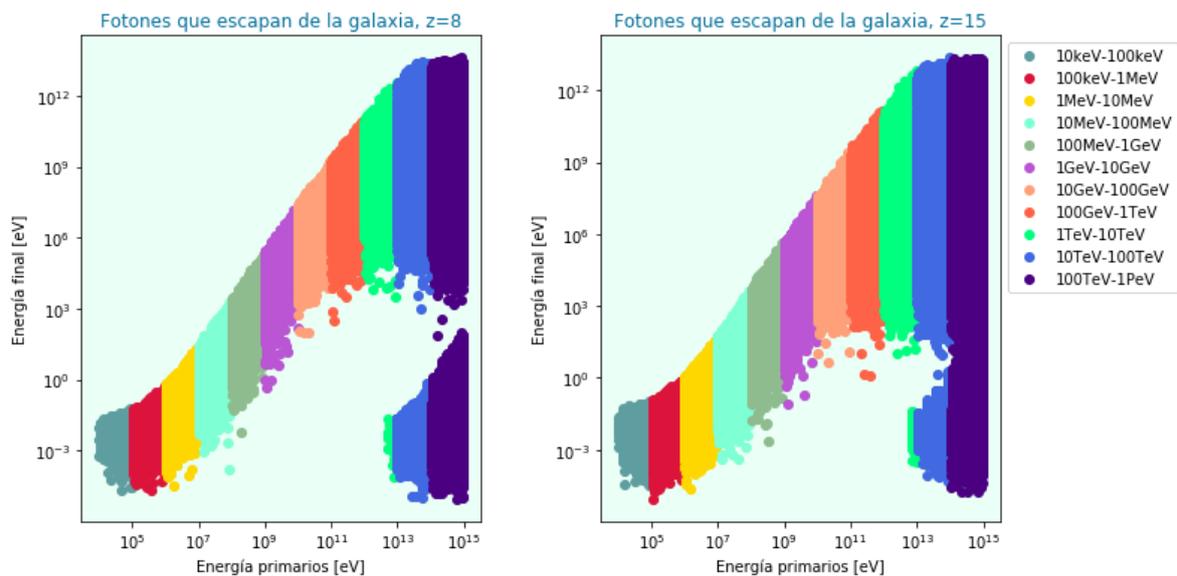


Figura 4.13: Energía final de los fotones que escapan en función de la energía inicial de los primarios, para valores del *redshift* de la galaxia de  $z = 8$  (panel izquierdo) y  $z = 15$  (panel derecho).

En la Figura 4.14 vemos los espectros de los fotones que escapan de la galaxia, para

ambos valores del *redshift*. Vemos de nuevo en los dos el pico a energías menores a  $\sim 1$  eV, el espectro plano desde los eV a los MeV, el pico alrededor de los GeV, y la aniquilación de los fotones TeV con el CMB.

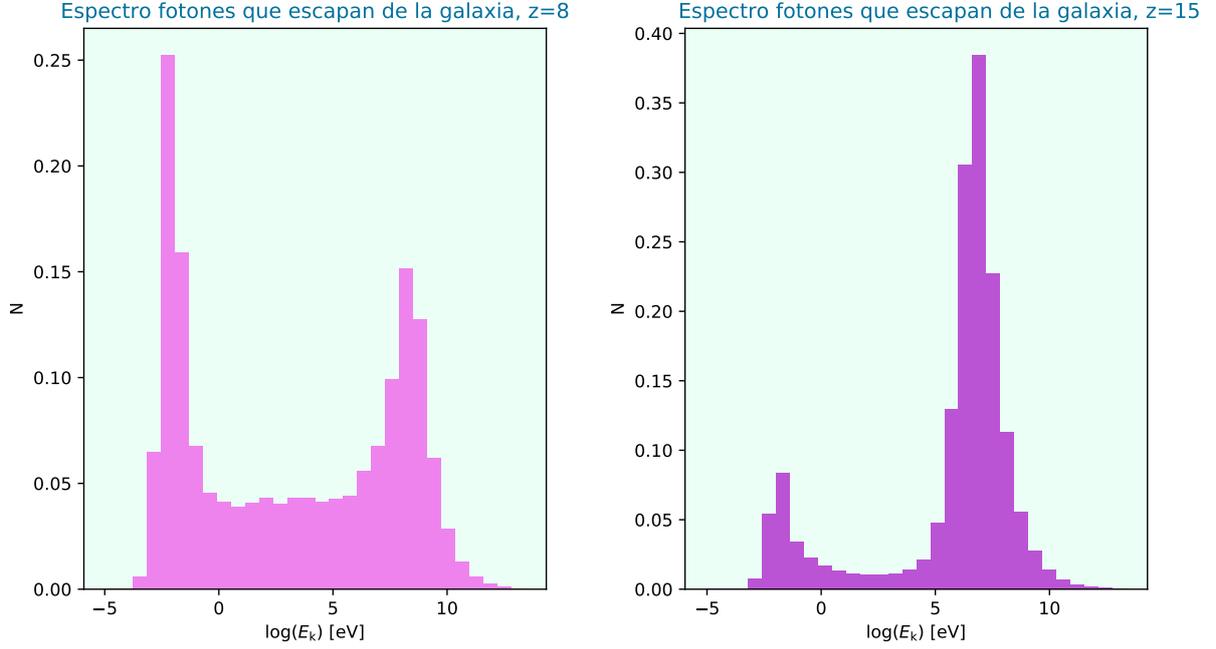


Figura 4.14: Espectro de los fotones que escapan de la galaxia, para *redshift*  $z = 8$  (panel izquierdo) y  $z = 15$  (panel derecho).

#### 4.2.5 Efectos de la fracción de ionización del ISM

Por último, variamos la fracción de ionización del medio a  $f_{\text{ion}} = 0.01$  (Fig. 4.15, panel izquierdo) y a  $f_{\text{ion}} = 0.1$  (panel derecho). No observamos diferencias significativas con el modelo fiducial, lo que es consistente con el hecho de que  $f_{\text{ion}}$  no afecta la dispersión Compton de los electrones energéticos por parte de los campos de fotones. Si bien los fotones producidos podrían interactuar con los electrones libres del medio, también por dispersión Compton, la probabilidad de este proceso es muy baja.

### 4.3 Pérdidas de energía

En esta sección analizamos la pérdida de energía de los electrones primarios por todas las causas posibles. El tratamiento de las interacciones de UTOPIA, que considera los productos como partículas diferentes a las interactuantes, permite separar los procesos de pérdida de energía del electrón primario. Podemos calcular las pérdidas por ionización de átomos de HI del medio, por *scattering* con los electrones de baja energía del medio en el caso en el que  $f_{\text{ion}} \neq 0$ , y tener en cuenta cómo se distribuye la energía restante del electrón en electrones cuya energía es menor a 10 keV, en electrones que escapan y en

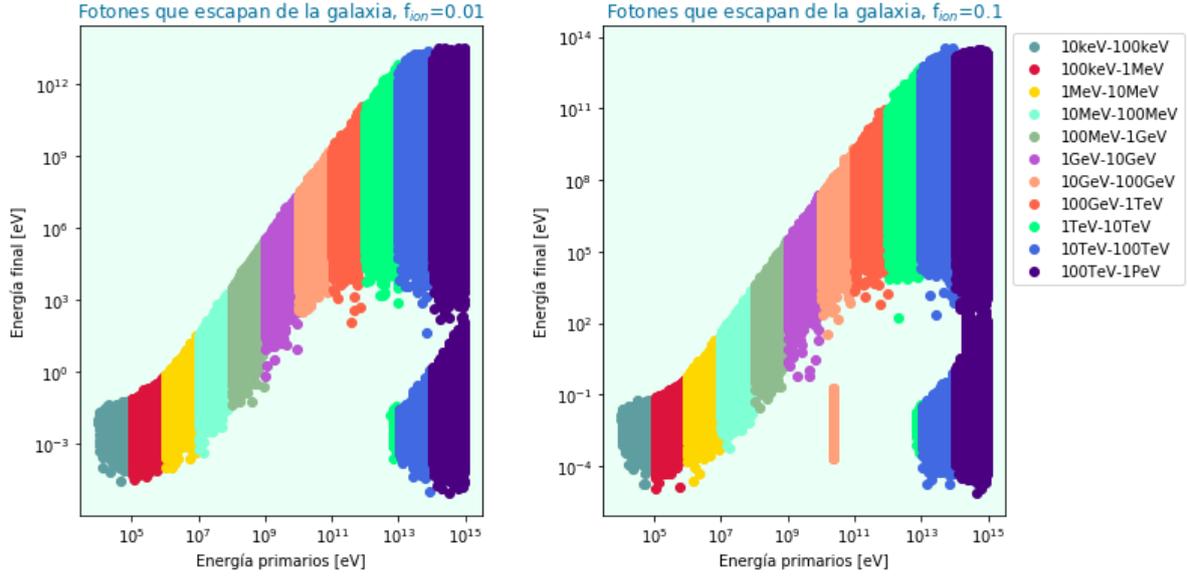


Figura 4.15: Energía final de los fotones que escapan en función de la energía inicial de los primarios, para una fracción de ionización del ISM de la galaxia  $f_{\text{ion}} = 0.01$  (panel izquierdo) y  $f_{\text{ion}} = 0.1$  (panel derecho).

fotones. Todas las figuras de esta sección muestran el cociente entre la pérdida de energía del electrón y la energía del primario, en función de la energía del primario.

### 4.3.1 Modelo fiducial

En la Figura 4.16 vemos las pérdidas de energía de los electrones según el modelo 1, para el cual  $R_g = 1 \text{ kpc}$ ;  $z = 10$ ;  $n_{\text{ISM}} = 1 \text{ cm}^{-3}$  y  $f_{\text{ion}} = 0$ . Primero vemos que como  $f_{\text{ion}} = 0$ , no hay electrones de baja energía en el medio para que los electrones primarios sufran dispersión Coulombiana, con lo que no hay energía perdida en forma de calor. Vemos que las pérdidas de energía de los electrones primarios por ionización tienen importancia a bajas energías, donde solamente este proceso domina, y va perdiendo importancia a medida que aumenta la energía de los primarios. Esto no quiere decir que las ionizaciones a altas energías no ocurren, sino que como la energía del electrón aumenta, la energía perdida es cada vez más insignificante. La producción de electrones de baja energía importa a energías primarias bajas, ya que como vimos en la Fig. 4.2, estos primarios llegan rápidamente a la energía mínima mediante ionizaciones. Vemos que en el rango de energía  $10 \text{ keV} - 100 \text{ keV}$  no hay electrones que escapan, como vimos en la Fig. 4.2, pero a medida que aumenta la energía del primario, comienzan a escapar con energías muy similares a la de sus primarios, ya que el cociente entre su energía final y su energía inicial es  $\approx 1$ . Por último, a bajas energías del primario vemos que hay muy poca energía que el electrón primario le cede a los fotones mediante dispersión Compton, ya que el cociente es muy pequeño. A medida que aumenta la energía del primario, los electrones ceden más energía a los fotones. Cuando entra en el régimen de Klein-Nishina la cesión es casi total, y los otros procesos no tienen prácticamente importancia para la pérdida de energía del

primario.

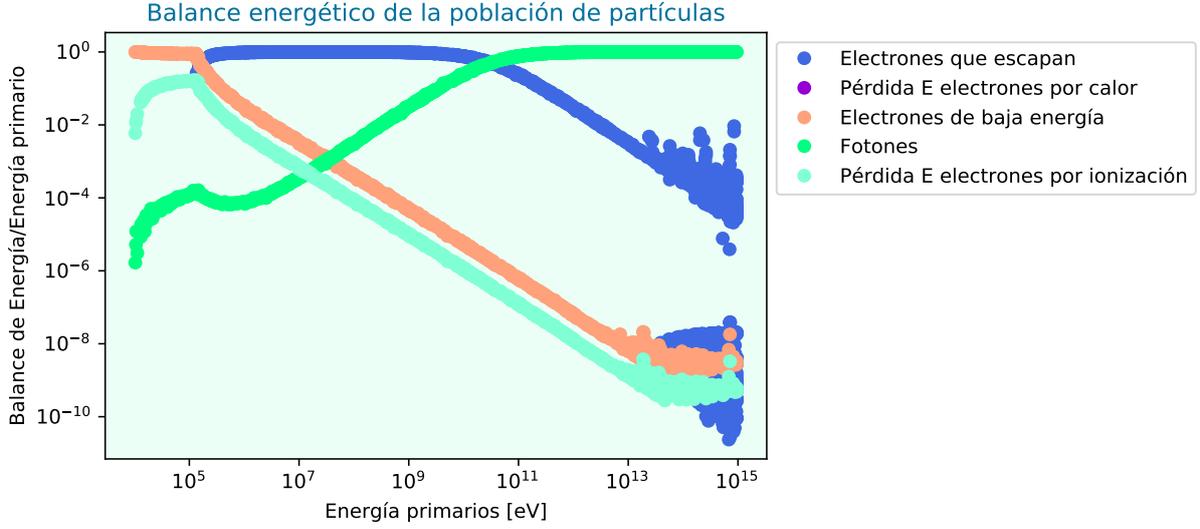


Figura 4.16: Pérdida de energía de los electrones por ionizaciones de los átomos de HI, electrones que escapan y de baja energía y fotones, en el modelo fiducial:  $R_g = 1$  kpc;  $z = 10$ ;  $n_{\text{ISM}} = 1 \text{ cm}^{-3}$  y  $f_{\text{ion}} = 0$ .

### 4.3.2 Efectos de la densidad del ISM

En la Figura 4.17 analizamos la misma situación que antes, variando la densidad de átomos de HI de la galaxia a  $n_{\text{ISM}} = 0.3 \text{ cm}^{-3}$  en el panel izquierdo y a  $n_{\text{ISM}} = 3 \text{ cm}^{-3}$  en el panel derecho. A diferencia del modelo fiducial, vemos que a bajas energías ( $\approx 10 \text{ keV}$ ), como hay electrones que escapan, las ionizaciones tienen importancia hasta energías primarias menores para densidades del ISM menores. A altas energías vemos que las ionizaciones tienen más importancia (los electrones pierden más energía) en el caso en el que la densidad de átomos de HI es mayor, ya que los electrones tienen más átomos con los que interactuar.

### 4.3.3 Efectos del tamaño de la galaxia

En la Figura 4.18 variamos el radio de la galaxia a  $R_g = 0.3 \text{ kpc}$  (panel izquierdo) y  $R_g = 3 \text{ kpc}$  (panel derecho). Como en la Fig. 4.17, para la galaxia de menor tamaño las ionizaciones pierden importancia a energías muy bajas, ya que algunos electrones menos energéticos también escapan. De esta manera la cantidad de electrones de baja energía que se obtiene es menor. Además, como los electrones tienen menor probabilidad de interactuar en el caso de la galaxia de menor tamaño, a energías primarias altas se aprecia esta diferencia y se ve que los electrones pierden menos energía por ionización. El efecto del menor camino a recorrer a través del CMB se ve en la energía que se pierde en fotones, que domina desde energías del primario mayores en el caso de la galaxia menor.

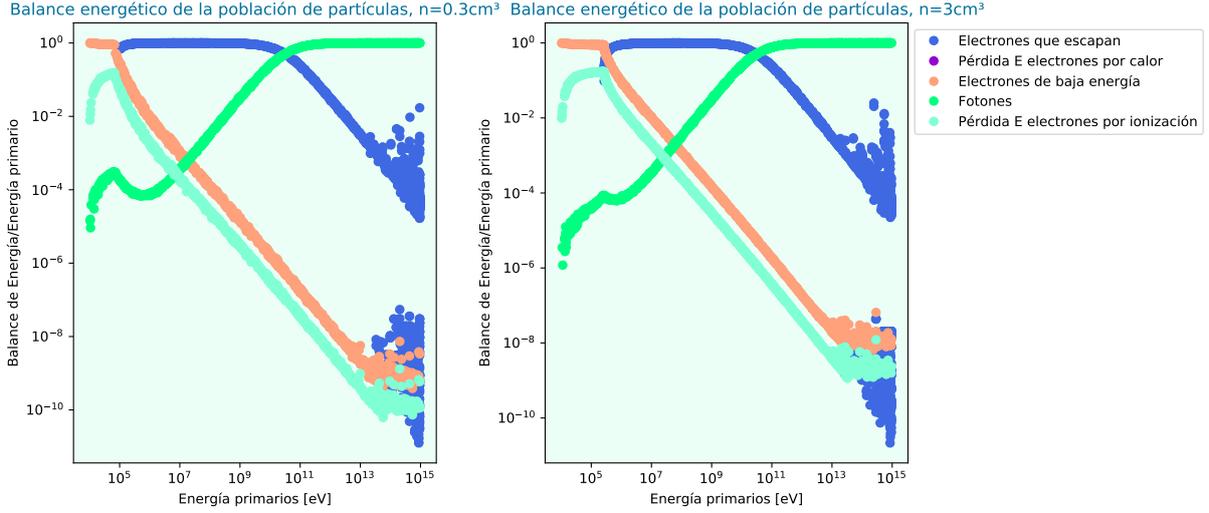


Figura 4.17: Pérdida de energía de los electrones por ionizaciones de los átomos de HI, electrones que escapan y de baja energía y fotones, para una densidad de átomos de hidrógeno del ISM de  $n_{\text{ISM}} = 0.3 \text{ cm}^{-3}$  (panel izquierdo) y  $n_{\text{ISM}} = 3 \text{ cm}^{-3}$  (panel derecho).

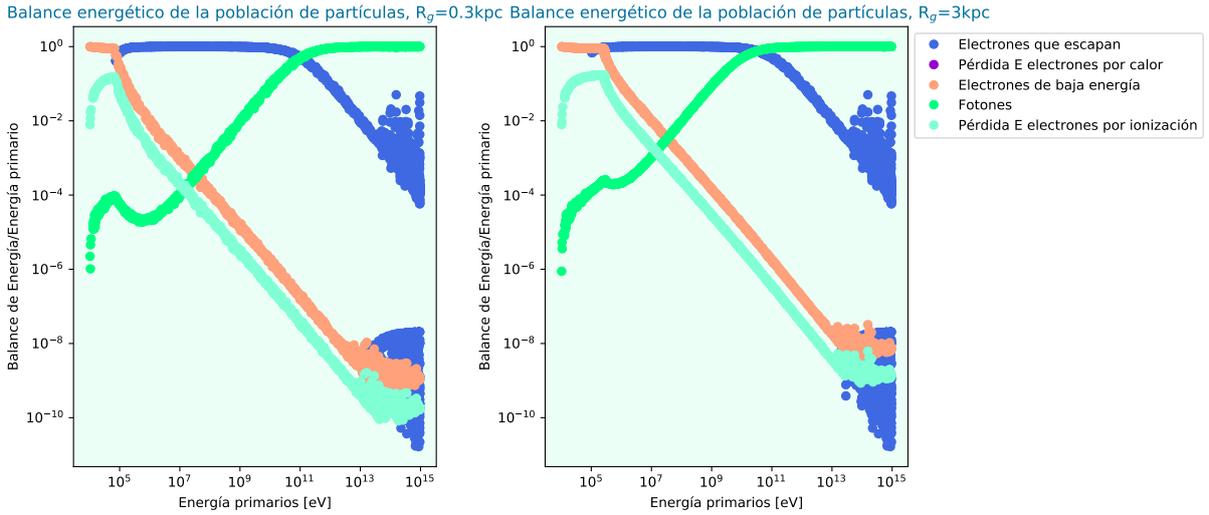


Figura 4.18: Pérdida de energía de los electrones por ionizaciones de los átomos de HI, electrones que escapan y de baja energía y fotones, para radios de la galaxia  $R_g = 0.3 \text{ kpc}$  (panel izquierdo) y  $R_g = 3 \text{ kpc}$  (panel derecho).

#### 4.3.4 Efectos del *redshift*

Por último, en la Figura 4.19, analizamos el efecto de la variación del *redshift*, para  $z = 8$  (panel izquierdo) y  $z = 15$  (panel derecho). Vemos que en el caso de  $z = 15$  ocurre un cambio en la energía de los primarios a la cual comienza a dominar la pérdida de energía en forma de fotones. Esto se debe a que la densidad de fotones del CMB, y la energía de los mismos, son mayores a *redshift* más alto, lo que hace que electrones primarios de menor energía sufran más pérdidas por dispersión Compton, produciendo fotones.

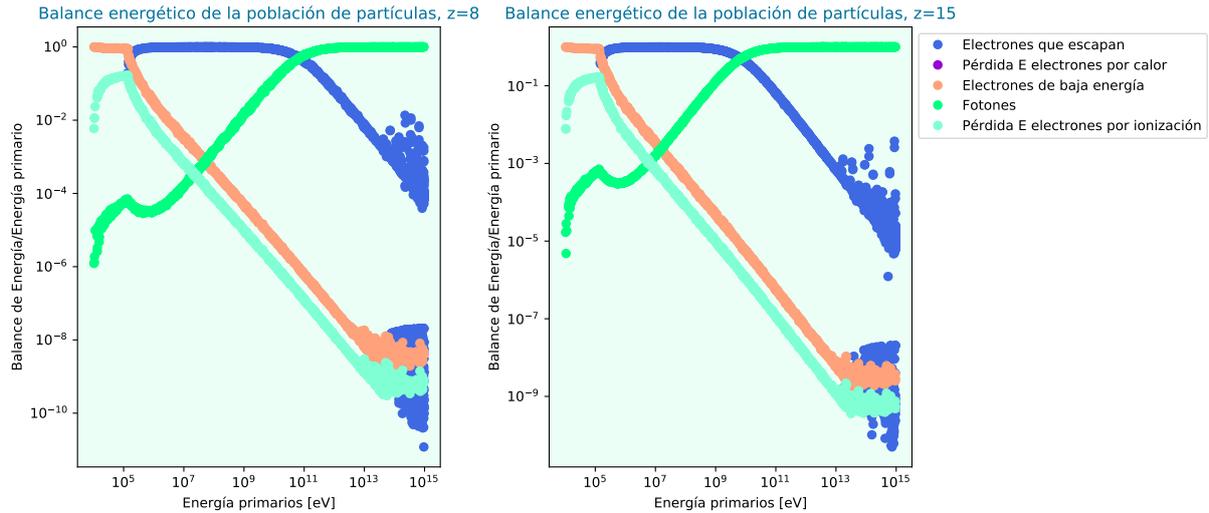


Figura 4.19: Pérdida de energía de los electrones por ionizaciones de los átomos de HI, electrones que escapan y de baja energía y fotones, para *redshift*  $z = 8$  (panel izquierdo) y  $z = 15$  (panel derecho).

### 4.3.5 Efectos de la fracción de ionización del ISM

En la Figura 4.20 vemos el efecto del *scattering* entre los electrones primarios y los electrones del medio (calentamiento del ISM). Vemos que domina a bajas energías, aunque ocurre en todo el rango de energías, inclusive para los electrones producto de la interacción de creación de pares, que también interactúan con los electrones fríos mediante *scattering* Coulombiano. La gran diferencia con los otros modelos es que la ionización casi no tiene importancia en este caso; aparece con una contribución muy pequeña a muy altas energías. Esto es debido a que la ionización compite con el calentamiento del ISM en el enfriamiento de electrones de baja energía. Estos electrones tienen mayor probabilidad de interactuar con los electrones del medio que de ionizar los átomos de HI, por lo que la ionización no se observa. Además, vemos que la pérdida de energía del electrón por calor en el caso de  $f_{ion} = 0.1$  es un orden de magnitud mayor que en el caso  $f_{ion} = 0.01$ , debido a que hay más electrones libres con los que interactuar.

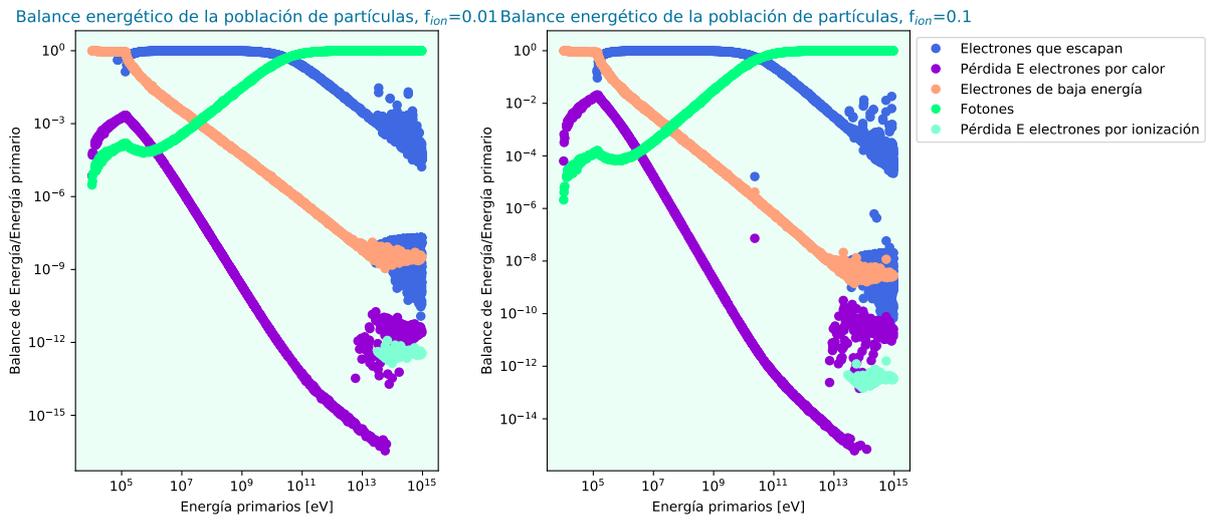


Figura 4.20: Pérdida de energía de los electrones por ionizaciones de los átomos de HI, por calentar el medio debido al *scattering* con los electrones del medio, electrones que escapan y de baja energía, y fotones, para una fracción de ionización del medio  $f_{ion} = 0.01$  (panel izquierdo) y  $f_{ion} = 0.1$  (panel derecho).

---

# Capítulo 5

## Discusión y conclusiones

El objetivo de este trabajo es analizar a los microcuasares como fuente alternativa para la reionización del Universo temprano. Estos sistemas emiten rayos cósmicos, en particular electrones muy energéticos (Heinz & Sunyaev 2002), que podrían contribuir a la ionización del medio intergaláctico. Siguiendo el método utilizado por Douna et al. (2018), analizamos la propagación de los electrones relativistas emitidos por el MQ a través del ISM de una galaxia primordial, y su posterior escape al IGM. Como modelo fiducial para simular el escenario astrofísico adoptamos el que utilizaron Douna et al. (2018):  $z = 10$ ,  $R_g = 1$  kpc,  $n_{\text{ISM}} = 1 \text{ cm}^{-3}$ ,  $f_{\text{ion}} = 0$ , donde la luminosidad cinética inyectada por los MQs en forma de electrones es  $L_k = 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$  y la emisión leptónica proveniente del MQ sigue una distribución energética de tipo ley de potencias, cuyo índice es  $\alpha = -1$ . Calculamos las distribuciones de energía de los electrones y los fotones que escapan de la galaxia, y además analizamos el cambio de las mismas debido a la variación del *redshift*, tamaño de la galaxia, fracción de ionización del ISM y densidad de átomos de HI del ISM. Los avances respecto al trabajo realizado por Douna et al. (2018) son dos: el análisis del efecto de la variación del *redshift*, y la determinación de los espectros de fotones secundarios que escapan de la galaxia.

Observamos que existen diferencias significativas entre el espectro de la emisión de los electrones primarios y el espectro de los electrones que escapan de la galaxia, producto de las interacciones que los electrones sufren a lo largo de su trayectoria. A energías iniciales menores al MeV, los electrones sufren una fuerte pérdida de energía, enfriándose una fracción significativa dentro de la misma galaxia. La pérdida de energía de estos electrones está dominada por dos procesos que compiten: las continuas ionizaciones de los átomos de HI del medio y la cesión de energía a los electrones libres del mismo medio (calentamiento del ISM). El primero domina a bajas fracciones de ionización del ISM, pero disminuye su importancia hasta ser despreciable a  $f_{\text{ion}} \approx 0.1$ .

A energías intermedias, MeV – GeV, la distribución de energía original de los electrones no se modifica, debido a que la interacción dominante es la dispersión Compton por fotones del CMB. Esta ocurre en el régimen de Thomson, y por lo tanto no produce pérdidas

---

significativas de los electrones. En cambio, a altas energías la dispersión Compton por fotones del CMB entra en el régimen de Klein-Nishina, donde el electrón cede gran parte de su energía al fotón. Estas pérdidas de energía son significativas hasta que los electrones llegan a energías de  $\approx 10$  GeV, causando así un apilamiento de electrones en el límite de Thomson. Además, a muy altas energías (TeV) comienza a dominar la creación de pares, ya que los fotones dispersados son suficientemente energéticos para interactuar con otro fotón del CMB, creando leptones secundarios.

En resumen, la distribución de electrones que escapa de la galaxia muestra un corte a baja energía (keV–MeV) debido a la interacción con el ISM, y otro a alta energía (GeV–TeV) debido a la interacción con el CMB. La energía a la que ocurre el primero aumenta con la densidad del ISM y la fracción de ionización. En cambio, la energía a la que ocurre el último disminuye al aumentar el *redshift*. Ambos dependen levemente del tamaño de la galaxia. Estos resultados concuerdan con los hallados por Douna et al. (2018), excepto la dependencia con  $z$ , que no fue explorada por estos autores, y constituye un resultado original de esta Tesis.

Como plantean Douna et al. (2018), los electrones de energías bajas, hasta  $\approx 1$  MeV, son los causantes de la mayor parte de la ionización del IGM. Por lo tanto, cuántos más electrones con energías bajas escapen de la galaxia, más ionizaciones van a producir. Nuestros resultados respecto del espectro de electrones que sale de la galaxia a estas energías son idénticos a los de estos autores, y las variaciones con el *redshift*, no exploradas por ellos, afectan solamente a electrones mucho más energéticos, que no participan significativamente en la reionización del IGM. Por lo tanto, nuestras conclusiones sobre la capacidad de los MQs de reionizar el IGM son necesariamente idénticas a la de Douna et al. (2018): los MQ sólo producen una ionización significativa a escalas de kiloparsecs; y las galaxias más pequeñas y con un ISM menos denso favorecen el aporte de los MQs a la reionización. Por otra parte, los MQs sí contribuyen significativamente a calentar el IGM, lo que ayuda a disminuir la recombinación. Además, a bajas fracciones de ionización los electrones se enfrían más lentamente, de modo que los MQs serían más eficaces para ionizar un medio neutro que para aumentar la ionización de uno parcialmente ionizado. Esto podría ser relevante si los MQs se crearan durante la primera fase de la EoR. Una investigación de la evolución de las poblaciones de las distintas fuentes es necesaria para determinar si este escenario es posible. Un punto a destacar es que los electrones de energías superiores al MeV que escapan de la galaxia aún podrían aportar a la ionización, si existiera un mecanismo que pudiera enfriarlos en el IGM. Esto aún no ha sido explorado, y será tema de un trabajo futuro.

Los espectros de los fotones que escapan de la galaxia muestran un pico a energías por debajo de la energía de ionización del HI, y otro a altas energías, conectados por un *plateau* que va de los eV a los GeVs. El primer pico es irrelevante para nuestro trabajo, mientras que los fotones del segundo no pueden ionizar el IGM debido a que su camino libre medio es del orden de los Gpc a los *redshift* considerados. Los fotones de baja energía,

---

entre decenas y centenas de eV, en cambio, pueden ionizar el IGM a distancias inferiores al Mpc. Sin embargo, el flujo de fotones que resulta de los simulaciones es demasiado pequeño, produciendo del orden de  $10^{-29} - 10^{-28}$  iones  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ . Comparando con la Fig. 7 de Douna et al. (2018), este valor está entre ocho y nueve órdenes de magnitud por debajo de la tasa de ionización producida por los electrones. Cualquier consideración posterior de estos fotones secundarios como fuente de ionización requerirá hallar mecanismos por los cuales este flujo se incremente considerablemente. De otro modo, esta hipótesis deberá ser descartada.

El desarrollo de este trabajo abre todo un panorama de posibilidades para futuros trabajos:

- Explorar otras fuentes alternativas que emitan rayos cósmicos y fotones de baja energía que, de la misma forma que sucede con los microcuasares, aporten a la ionización del medio.
- Combinar las tasas de producción de rayos cósmicos y fotones poco energéticos con los tiempos de vida de las distintas fuentes alternativas, para obtener un escenario completo de la reionización.
- Generar simulaciones autoconsistentes con la evolución de la ionización, temperatura del medio, y la astrofísica de formación de las galaxias y de las poblaciones de fuentes ionizantes.

Una descripción detallada del proceso completo es muy compleja, pero aportar a su construcción en el futuro es uno de los objetivos generales clave de nuestro trabajo. Ella permitirá contrastar las hipótesis sobre los procesos físicos y las fuentes astrofísicas de la reionización, con las observaciones que proveerá la próxima generación de instrumentos como Low Frequency Array (LOFAR), Square Kilometer Array (SKA), o el *James Webb Space Telescope*.



# Bibliografía

- Artale, M. C., Tissera, P. B., & Pellizza, L. J. 2015, MNRAS, 448, 3071
- Barkana, R. 2006, Science, 313, 931
- Barkana, R. & Loeb, A. 2001, Physrep, 349, 125
- Bhatawdekar, R., Conselice, C. J., Margalef-Bentabol, B., & Duncan, K. 2019, MNRAS, 486, 3805
- Bhatt, G., Grotch, H., Kazes, E., & Owen, D. A. 1983, Phys.Rev.A, 28, 2195
- Bode, P., Ostriker, J. P., & Turok, N. 2001, APJ, 556, 93
- Bordas, P., Bosch-Ramon, V., Paredes, J. M., & Perucho, M. 2009, A&A, 497, 325
- Bosch-Ramon, V. 2018, A&A, 617, L3
- Bosch-Ramon, V. & Khangulyan, D. 2009, International Journal of Modern Physics D, 18, 347
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., et al. 2012, APJL, 752, L5
- Bromm, V. & Larson, R. B. 2004, araa, 42, 79
- Bromm, V. & Yoshida, N. 2011, araa, 49, 373
- Brorby, M., Kaaret, P., & Prestwich, A. 2014, MNRAS, 441, 2346
- Brorby, M., Kaaret, P., Prestwich, A. H., Mirabel, I. F., & Feng, H. 2016, in American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 227, American Astronomical Society Meeting Abstracts #227, 411.03
- Cannoni, M. 2014, Phys.Rev.D, 89, 103533
- Cen, R., McDonald, P., Trac, H., & Loeb, A. 2009, APJL, 706, L164
- Ciardi, B. & Ferrara, A. 2005, SSR, 116, 625
- Cowie, L. L., Barger, A. J., & Trouille, L. 2009, APJ, 692, 1476

- 
- Douna, V. M., Pellizza, L. J., Laurent, P., & Mirabel, I. F. 2018, *MNRAS*, 474, 3488
- Douna, V. M., Pellizza, L. J., Mirabel, I. F., & Pedrosa, S. E. 2015, *A&A*, 579, A44
- Fabrika, S. 2004, *Apspr*, 12, 1
- Fan, X., Narayanan, V. K., Lupton, R. H., et al. 2001, *AJ*, 122, 2833
- Fender, R. 2002, *Relativistic Outflows from X-ray Binaries ('Microquasars')*, ed. A. W. Guthmann, M. Georganopoulos, A. Marcowith, & K. Manolakou, Vol. 589, 101
- Fialkov, A. & Barkana, R. 2014, *MNRAS*, 445, 213
- Fixsen, D. J. 2009, *APJ*, 707, 916
- Furlanetto, S. R. & Stoever, S. J. 2010, *MNRAS*, 404, 1869
- Gallo, E., Fender, R., & Kaiser, C. 2005, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 797, *Interacting Binaries: Accretion, Evolution, and Outcomes*, ed. L. Burderi, L. A. Antonelli, F. D'Antona, T. di Salvo, G. L. Israel, L. Piersanti, A. Tornambè, & O. Straniero, 189–196
- Gatkine, P., Cucchiara, A., & Veilleux, S. 2019, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 233, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #233*, 215.05
- Giallongo, G. 2015, in *Demographics and Environment of AGN from Multi-Wavelength Surveys*, 42
- Gould, R. J. & Schröder, G. P. 1967, *Physical Review*, 155, 1404
- Groom, D. E. & Klein, S. R. 2000, *European Physical Journal C*, 15, 163
- Heger, A. 2013, *Nature*, 494, 46
- Heinz, S. & Sunyaev, R. 2002, *A&A*, 390, 751
- Heinz, S. & Sunyaev, R. 2003, in *New Views on Microquasars*, ed. P. Durouchoux, Y. Fuchs, & J. Rodriguez, 140
- Jauch, J. & Rohrlich, F. 1955, *Theory of Photons & Electrons*, (Addison-Wesley Series in advanced physics) (Addison-Wesley)
- Jauch, J. M. & Rohrlich, F. 1976, *The theory of photons and electrons. The relativistic quantum field theory of charged particles with spin one-half*
- Jeon, M., Pawlik, A. H., Bromm, V., & Milosavljević, M. 2014, *MNRAS*, 440, 3778
- Kaaret, P., Schmitt, J., & Gorski, M. 2011, *APJ*, 741, 10

- 
- Kim, Y.-K. & Rudd, M. E. 1994, *Phys.Rev.A*, 50, 3954
- Kim, Y.-K., Santos, J. P., & Parente, F. 2000, *Phys.Rev.A*, 62, 052710
- Knevitt, G., Wynn, G. A., Power, C., & Bolton, J. S. 2014, *MNRAS*, 445, 2034
- Kohler, S. 2018, *The Shape of Cosmic Dawn*, AAS Nova Highlights
- Lehnert, M. D. & Bremer, M. 2003, *APJ*, 593, 630
- Leite, N., Evoli, C., D'Angelo, M., et al. 2017, *MNRAS*, 469, 416
- Loeb, A. 2010, *How Did the First Stars and Galaxies Form?*
- Madau, P. 2003, in *Astronomy, Cosmology and Fundamental Physics*, ed. P. A. Shaver, L. Dilella, & A. Giménez, 39
- Madau, P. & Fragos, T. 2017, *APJ*, 840, 39
- Madau, P. & Haardt, F. 2015, *APJL*, 813, L8
- Madau, P., Rees, M. J., Volonteri, M., Haardt, F., & Oh, S. P. 2004, *APJ*, 604, 484
- Malhotra, S., Rhoads, J. E., Pirzkal, N., et al. 2005, *APJ*, 626, 666
- Mapelli, M., Ripamonti, E., Zampieri, L., Colpi, M., & Bressan, A. 2010, *MNRAS*, 408, 234
- Martí, J., Pérez-Ramírez, D., Garrido, J. L., Luque-Escamilla, P., & Paredes, J. M. 2005, *A&A*, 439, 279
- Mesinger, A. 2016, *Understanding the Epoch of Cosmic Reionization*, Vol. 423
- Mirabel, I. F. 2019, in *IAU Symposium*, Vol. 346, *IAU Symposium*, ed. L. M. Oskinova, E. Bozzo, T. Bulik, & D. R. Gies, 365–379
- Mirabel, I. F., Dijkstra, M., Laurent, P., Loeb, A., & Pritchard, J. R. 2011, *A&A*, 528, A149
- Mirabel, I. F., Rodriguez, L. F., Cordier, B., Paul, J., & Lebrun, F. 1992, *Nature*, 358, 215
- Miralda-Escudé, J. 2003, *APJ*, 597, 66
- Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., et al. 1999a, *APJL*, 524, L19
- Moore, B., Quinn, T., Governato, F., Stadel, J., & Lake, G. 1999b, *MNRAS*, 310, 1147
- Mukhanov, V. 2005, *Physical Foundations of Cosmology*

- 
- Naoz, S., Noter, S., & Barkana, R. 2006, MNRAS, 373, L98
- Nath, B. B. & Biermann, P. L. 1993, MNRAS, 265, 241
- Pakull, M. W., Soria, R., & Motch, C. 2010, Nature, 466, 209
- Panagia, N., Fall, S. M., Mobasher, B., et al. 2005, APJL, 633, L1
- Pawlik, A. H., Schaye, J., & van Scherpenzeel, E. 2009, MNRAS, 394, 1812
- Peacock, J. A. 1999, Cosmological Physics
- Pellizza, L. J., Orellana, M., & Romero, G. E. 2010, International Journal of Modern Physics D, 19, 671
- Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., et al. 2018, arXiv e-prints, arXiv:1807.06209
- Ponnada, S., Brorby, M., & Kaaret, P. 2019, in American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 233, American Astronomical Society Meeting Abstracts #233, 464.02
- Power, C., Wynn, G. A., Combet, C., & Wilkinson, M. I. 2009, MNRAS, 395, 1146
- Pritchard, J. & Loeb, A. 2010, Nature, 468, 772
- Pritchard, J. R. & Furlanetto, S. R. 2007, MNRAS, 376, 1680
- Rees, M. J. 1986, MNRAS, 222, 27P
- Romero, G. E. & Vila, G. S. 2014, Introduction to Black Hole Astrophysics, Vol. 876
- Rubin, V. C. & Ford, W. Kent, J. 1970, APJ, 159, 379
- Rutkowski, M. J., Scarlata, C., Henry, A., et al. 2017, The Astrophysical Journal, 841, L27
- Salmon, B., Coe, D., Bradley, L., et al. 2020, APJ, 889, 189
- Samui, S., Subramanian, K., & Srianand, R. 2005, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 9, 29th International Cosmic Ray Conference (ICRC29), Volume 9, 215
- Spergel, D. N., Bean, R., Doré, O., et al. 2007, APJS, 170, 377
- Stacy, A., Bromm, V., & Lee, A. T. 2016, MNRAS, 462, 1307
- Stiavelli, M., Fall, S. M., & Panagia, N. 2004, APJL, 610, L1
- Tanvir, N. R., Berger, E., Bloom, J. S., et al. 2019, Identifying gamma-ray bursts at very high redshifts, HST Proposal

- 
- Tueros, M., del Valle, M. V., & Romero, G. E. 2014, *A&A*, 570, L3
- Viel, M., Becker, G. D., Bolton, J. S., & Haehnelt, M. G. 2013, *Phys.Rev.D*, 88, 043502
- Wise, J. H., Demchenko, V. G., Halicek, M. T., et al. 2014, *MNRAS*, 442, 2560
- Zaroubi, S. 2013, *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 396, *The Epoch of Reionization*, ed. T. Wiklind, B. Mobasher, & V. Bromm, 45
- Zealey, W. J., Dopita, M. A., & Malin, D. F. 1980, *MNRAS*, 192, 731
- Zhang, J. F. & Feng, Y. G. 2011, *MNRAS*, 410, 978