



Facultad de Ciencias
**Astronómicas
y Geofísicas**
UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA


Tesis de Grado para obtener la Licenciatura en Astronomía

Rayos cósmicos en la época de reionización del Universo

Lautaro Carvalho

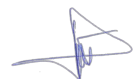
Director: Gastón J. Escobar
Codirector: Leonardo J. Pellizza

Firma y aclaración del Director o Codirector:



Gastón J. Escobar

Firma y aclaración de uno de los Jurados:



J.A. Barros

La Plata
- 2023-



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciado en Astronomía

Rayos cósmicos en la época de reionización del Universo

Lautaro Carvalho

Director: Dr. Gastón J. Escobar
Codirector: Dr. Leonardo J. Pellizza

LA PLATA, ARGENTINA
- FEBRERO DE 2023-

Resumen

Contexto. Uno de los problemas abiertos más importantes de la Cosmología actual es el de las fuentes responsables de la ionización y calentamiento del medio intergaláctico durante el Amanecer Cósmico. La radiación de las galaxias no sería suficiente para mantener la ionización del medio a gran escala, por lo que se han propuesto diferentes alternativas, entre ellas los rayos cósmicos producidos por las mismas.

Objetivos. En esta Tesis investigamos la ionización producida por las cascadas electromagnéticas iniciadas por los electrones de los rayos cósmicos, en un escenario estándar de reionización. Ponemos énfasis en la contribución de las partículas secundarias y en las interacciones Compton inversa y fotoionización, que no han sido estudiadas exhaustivamente con anterioridad.

Métodos. Resolvemos mediante métodos numéricos la ecuación de transporte para las partículas que comprenden las cascadas. Calculamos la tasa de ionizaciones y la distribución de energía entre las partículas y el medio a lo largo de este proceso.

Resultados. Hallamos que para bajas energías de los electrones (keV) el mecanismo dominante es la ionización colisional; las contribuciones de la interacción Compton inversa y la fotoionización no son relevantes. A energías intermedias

(MeV) la mayoría de las partículas escapan reduciendo la tasa de ionizaciones. A altas energías (decenas de MeV) la fotoionización se vuelve dominante aumentando la tasa en forma apreciable.

Conclusiones. Nuestros resultados refuerzan los de autores previos en el sentido de que la ionización del medio intergaláctico se realiza en dos etapas: los electrones de alta energía transportan la misma lejos de la fuente, mientras que los de baja energía la depositan localmente en forma de ionizaciones colisionales. La existencia de un mecanismo de enfriamiento, en nuestro caso la dispersión Compton inversa, es crucial para que este proceso tenga lugar. Además, mostramos por primera vez que la fotoionización puede realizar un aporte relevante a altas energías.

Índice

1. Introducción	6
2. Transporte de rayos cósmicos	10
2.1. Procesos de pérdida de energía	11
2.1.1. Interacciones con campos de materia	11
2.1.2. Interacciones con campos de radiación	18
2.1.3. Interacciones con campos magnéticos	21
2.1.4. Expansión del Universo	22
3. Relevancia de los procesos de transporte	23
3.1. Escenario de reionización estándar	25
3.1.1. Protones y Electrones	25
3.1.2. Fotones	32
3.2. Otros escenarios de reionización	34
3.3. Resumen	36
4. Simulación numérica del transporte	40
4.1. La ecuación de transporte	41
4.2. UTOPIA	44

4.3. Validación de los procesos	46
5. Efectos de IC y fotoionización en el transporte	51
5.1. Distribución espacial de energía	52
5.2. Cascadas con IC	57
5.3. Efectos de la fotoionización e IC	64
6. Discusión y conclusiones	70
A. Funciones de interacciones fotohadrónicas	80

Capítulo 1

Introducción

Según el modelo cosmológico estándar, la radiación de fondo cósmica de microondas (FCM) se originó aproximadamente 0.4 Myr después del Big Bang, como consecuencia de la recombinación de protones y electrones para formar átomos, y marcó el comienzo de la Edad Oscura del Universo. Luego de la formación de las primeras estrellas y galaxias, el Universo atravesó una transición de fase conocida como reionización, durante la cual el medio intergaláctico (MIG) experimentó un aumento progresivo de su fracción de ionización ([Pritchard & Loeb 2010](#)). Las observaciones de la línea de absorción Lyman- α en el espectro de cuásares con grandes corrimientos al rojo y las últimas mediciones de polarización del FCM ([Planck Collaboration et al. 2016](#)) sugieren que la reionización habría estado completa 1 Gyr después del Big Bang ([Fan et al. 2006](#); [Becker et al. 2015](#)).

La caracterización de las fuentes y las interacciones microscópicas que dieron lugar a la ionización y calentamiento del MIG durante la época de reionización (EdR) es uno de los problemas abiertos más importantes de la Cosmología actual ([Barkana & Loeb 2001](#); [Ciardi & Ferrara 2005](#); [Pritchard & Furlanetto 2007](#);

Loeb 2010; Zaroubi 2013; Fialkov & Barkana 2014; Mesinger 2016; Wise 2019). Si bien se cree que las primeras estrellas masivas habrían sido las principales fuentes de ionización (Faucher-Giguère et al. 2008; Robertson et al. 2010), diversos resultados indican que la radiación que habría logrado escapar de las galaxias no sería suficiente para mantener la ionización del MIG a gran escala (Lehnert & Bremer 2003; Miralda-Escudé 2003). Por ello, también se ha estudiado el aporte de otras fuentes, como los núcleos galácticos activos y las binarias de rayos X. Algunos autores sugieren que la contribución de estos objetos podría ser importante (Cowie et al. 2009; Mirabel et al. 2011; Artale et al. 2015), mientras que otros encuentran que no sería un factor dominante (Fan et al. 2001; Power et al. 2009; Knevitt et al. 2014; Madau & Haardt 2015; Torres-Albà et al. 2020). Esta controversia se debe a que distintos autores adoptan prescripciones diferentes para las características de las poblaciones de las fuentes ionizantes, y sigue sin resolverse ya que aún no existen observaciones que den cuenta de dichas características.

Varios autores han concluido que los rayos cósmicos (RC) producidos en remanentes de supernova o en microcuásares podrían contribuir significativamente a la ionización y el calentamiento del MIG (Tueros et al. 2014; Leite et al. 2017; Douna et al. 2018; Escobar et al. 2021, 2022). Los protones acelerados en remanentes de supernova que escapan de las galaxias podrían contribuir al calentamiento del MIG (Tueros et al. 2014; Leite et al. 2017) en una cantidad comparable a la de los fotones de rayos X, principalmente a través de su población de baja energía. La eficiencia de dicho calentamiento depende de las características espectrales de los protones, de la fracción de escape de las galaxias huésped y del estado y composición del MIG. Sin embargo, como ya mencionamos, aún hay una gran indeterminación sobre los valores de estas propiedades.

A su vez, los resultados de [Douna et al. \(2018\)](#) muestran que los electrones que escapan de las galaxias tendrían efectos significativos sobre el calentamiento y la ionización del MIG a escalas de distancia en un rango que va hasta el megaparsec, y que los electrones con energías desde 1 MeV hasta 100 GeV serían los más eficientes para transportar energía lejos de la fuente. Sin embargo, factores no explorados por estos autores como la variación de la densidad del medio con el *redshift* y el poder ionizante de los fotones secundarios de baja energía, podrían modificar considerablemente la tasa de ionizaciones estimada. Otros autores (e.g. [Garate Núñez et al. 2021](#)) han estudiado estos factores pero solo considerando sus efectos dentro de las galaxias. Estas cuestiones son relevantes para el estudio de la EdR ya que, por un lado, cambios en la densidad del MIG modifican la cantidad de blancos para la ionización (hidrógeno neutro) y, por otro lado, la dispersión Compton inversa de los electrones con el FCM podría generar un gran número de fotones secundarios de baja energía capaces de ionizar el medio.

En este trabajo de Tesis nos proponemos abordar el problema de las cascadas electromagnéticas producidas por los RC que escapan de las galaxias, y los efectos de las mismas sobre el MIG, teniendo en cuenta los procesos no considerados en trabajos anteriores ([Tueros et al. 2014](#); [Leite et al. 2017](#); [Douna et al. 2018](#); [Garate Núñez et al. 2021](#)). A fin de lograr este objetivo, estudiamos los procesos de pérdida y deposición de energía de los RC que pueden tener lugar en el MIG. Dado que esto implica resolver un sistema acoplado de ecuaciones de transporte de energía para partículas relativistas y no relativistas, lo cual es un problema altamente no lineal, simulamos mediante métodos numéricos las cascadas electromagnéticas que se originan a partir de las interacciones entre los RC y el MIG. A partir de los resultados de estas simulaciones estimamos la importancia de los

procesos no explorados por dichos autores.

Este trabajo de Tesis se ordena en la siguiente forma. En el Cap. 2 describimos los mecanismos por los cuales los RC pueden interactuar con los campos de materia, radiación y magnéticos que conforman el MIG. En el Cap. 3 analizamos la relevancia de los distintos mecanismos de enfriamiento previamente mencionados, en el escenario astrofísico de la EdR. En el Cap. 4 presentamos el marco teórico y el método numérico empleados para estudiar las cascadas electromagnéticas iniciadas por RC. En el Cap. 5 implementamos simulaciones de transporte de RC en el escenario astrofísico de la EdR. Utilizamos los resultados obtenidos para analizar la eficiencia de los RC que escapan de las galaxias como agentes ionizantes del medio. Por último, en el Cap. 6 discutimos la relevancia de nuestros resultados y presentamos las conclusiones del trabajo.

Capítulo 2

Transporte de rayos cósmicos

Mientras se propagan en el MIG, los RC¹ son susceptibles de perder energía mediante diversos mecanismos. Estas pérdidas pueden transferirse de forma elástica hacia el medio, o bien emitirse en forma de partículas secundarias. En este capítulo analizamos las interacciones que pueden tener lugar entre RC y los campos de materia, magnéticos y de radiación que conforman el MIG, con el propósito de establecer el marco teórico sobre el que se apoyará la discusión de los capítulos posteriores.

¹Es usual encontrar distintas definiciones de RC dependiendo del contexto. En este trabajo nos referimos a los RC como toda partícula (subatómica) que se propaga en el MIG, con una energía cinética mayor a la energía térmica de los campos que constituyen este último. A los efectos de esta Tesis, esto comprende protones, electrones y fotones que escapan de las galaxias.

2.1. Procesos de pérdida de energía

2.1.1. Interacciones con campos de materia

Ionización y excitación colisional

Una partícula que colisiona con un átomo puede inducir una transición de un electrón ligado, al cederle parte de su energía cinética. La transición puede ocurrir entre dos estados ligados (excitación colisional), o entre un estado ligado y un estado libre (ionización colisional). La ionización solo puede ocurrir si la partícula incidente posee una energía cinética mayor al potencial de ionización I , que para este trabajo es $I_{\text{H}} = 13,6$ eV, dado que consideramos solamente la ionización del hidrógeno, que es el componente mayoritario del MIG.

Las pérdidas que sufre por ionizaciones y excitaciones colisionales un electrón de energía $E_e = \gamma m_e c^2$ atravesando un medio de hidrógeno neutro con densidad n_{HI} (Longair 2011) están dadas por

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{2\pi e^4 n_{\text{HI}}}{m_e \beta c} \left[\ln \left(\frac{\gamma m_e \beta^2 c^2 E_{\text{max}}}{2 I_{\text{H}}^2} \right) - \left(\frac{2}{\gamma} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \ln 2 + \frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{8} \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right)^2 \right], \quad (2.1)$$

siendo e la carga eléctrica elemental, m_e la masa del electrón, c la velocidad de la luz en el vacío, γ el factor de Lorentz, y β la razón entre la velocidad de la partícula incidente y c . Además, la energía máxima que puede entregar el electrón proyectil durante una colisión, E_{max} , está dada por

$$E_{\max} = \frac{\gamma^2 m_e \beta^2 c^2}{1 + \gamma}. \quad (2.2)$$

Por otro lado, protones con energía $E_p = \gamma m_p c^2$, donde m_p es la masa del protón, propagándose por un medio idéntico perderán energía según la expresión dada por [Gould \(1972\)](#):

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4\pi e^4}{m_e \beta c} n_{\text{HI}} \left\{ \ln \left[\frac{2m_e c^2 (\gamma^2 - 1)}{I_{\text{H}}} \right] - \beta^2 \right\}. \quad (2.3)$$

Interacciones coulombianas

Las partículas cargadas pueden interactuar con los campos de materia intercambiando energía a través de colisiones elásticas mediadas por la fuerza de Coulomb. En este intercambio la partícula proyectil cede parte de su energía cinética al medio, incrementando la energía media de las partículas que componen el plasma, lo que resulta en un aumento de temperatura de este último. La tasa de pérdida de energía por interacciones coulombianas para un electrón propagándose a una velocidad v a través de un plasma de densidad n_e está dada por ([Gould 1972b](#))

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v} B, \quad (2.4)$$

donde Z es el número atómico del plasma. La expresión para B viene dada por

$$B = \ln \left(\frac{\sqrt{\gamma - 1} \beta m_e c^2 \sqrt{2\delta}}{\hbar \omega_{\text{pl}}} \right) + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \right) \ln(1 - \delta) + \frac{\delta}{2 - 2\delta} + \frac{1}{4} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \delta^2, \quad (2.5)$$

donde \hbar es la constante reducida de Planck, δ es la inelasticidad máxima² en una colisión, y ω_{pl} es la frecuencia del plasma,

$$\omega_{\text{pl}} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}}. \quad (2.6)$$

Siguiendo la discusión planteada por [Gould \(1972\)](#) para las interacciones coulombianas, en la Fig. 2.1 mostramos cómo se modifica la tasa de pérdida de energía de esta interacción para distintos valores de inelasticidad máxima δ , y notamos que las diferencias relativas en la tasa de pérdida de energía respecto a las pérdidas calculadas para $\delta = 0,5$ no superan el 8%. Por lo tanto, hemos adoptado para el caso de los electrones dicho valor de inelasticidad, al igual que este autor.

Para un protón la pérdida de energía análoga ([Gould 1972a](#)) será:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4\pi m_p c^2 r_e^2 Z^2 v}{\beta^2} n_e \left[\ln \left(\frac{2 m_p c^2 \beta \gamma}{\hbar \omega_{\text{pl}}} \right) - \frac{\beta^2}{2} \right], \quad (2.7)$$

donde $r_e = e^2 m_e / c^2$ es el radio clásico del electrón.

Bremmstrahlung

El efecto Breammstrahlung o radiación de frenado se produce cuando una partícula cargada se ve desacelerada por acción de campos eléctricos presentes en un campo de materia. La desaceleración de la partícula cargada produce una pérdida de energía en forma de radiación. La tasa de pérdida de energía para un electrón atravesando un plasma completamente ionizado ([Blumenthal & Gould 1970](#)) es

²Más precisamente, es el cociente entre la energía máxima perdida y la energía cinética inicial de la partícula.

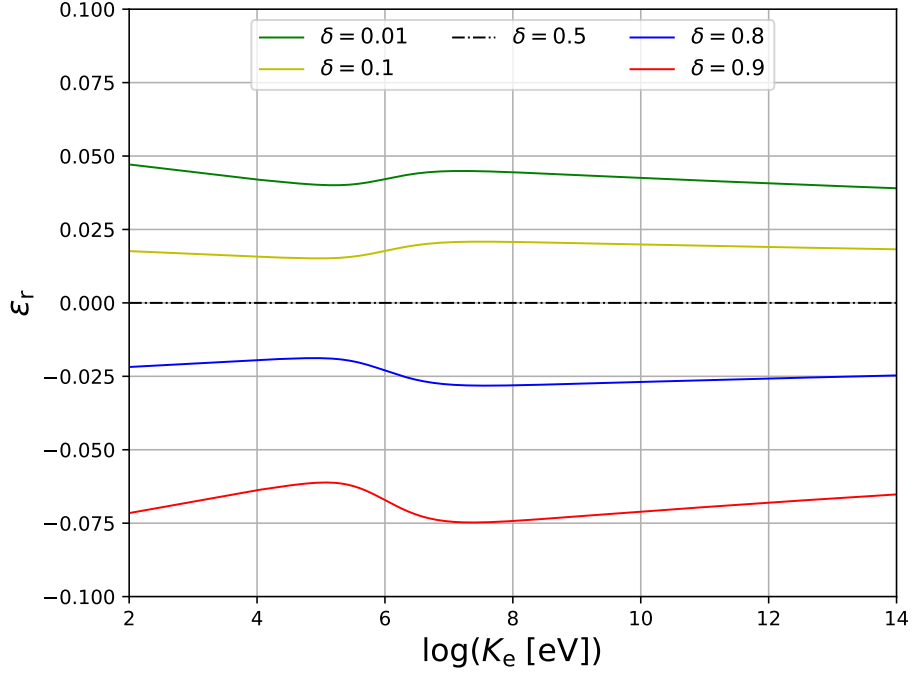


Figura 2.1: Error relativo de las pérdidas de energía producidas por interacciones coulombianas para un electrón, en función de la energía cinética y para distintos valores de inelasticidad δ .

$$-\left. \frac{dE}{dt} \right|_i = 4Z^2 r_e^2 \alpha c n_i E_e \left[\ln(2\gamma) - \frac{1}{3} \right], \quad (2.8)$$

donde n_i es la densidad del plasma ionizado, α la constante de estructura fina, y Z el número atómico de los núcleos blanco.

Si el medio es un plasma completamente apantallado la expresión es

$$-\left. \frac{dE}{dt} \right|_n = 4Z^2 r_e^2 \alpha c n E_e \left[\ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{1}{18} \right], \quad (2.9)$$

donde n es la densidad del plasma neutro. La pérdida de energía durante una colisión puede resultar comparable a la energía del proyectil, i.e. la inelasticidad del proceso puede tomar valores cercanos a la unidad (ver, p. ej. [Blumenthal &](#)

[Gould 1970](#)). Para los protones las pérdidas de energía se reducen en un factor $(m_p/m_e)^2 \approx 3,4 \times 10^6$ respecto a las pérdidas que sufriría un electrón con la misma energía cinética (e.g. [Berezinskii et al. 1990](#)).

Dispersión Compton

Un fotón puede ser dispersado por una partícula cargada transfiriéndole a esta última una parte de su energía. A esta interacción se la conoce como dispersión Compton. La tasa de interacción está dada por $t_{\text{CD}}^{-1} = \sigma_{\text{KN}} n_e c$, donde σ_{KN} es la sección eficaz de Klein-Nishina, dada por la siguiente expresión (e.g. [Blumenthal & Gould 1970](#)):

$$\sigma_{\text{KN}}(x) = Z\pi r_e^2 \frac{1}{x} \left\{ \left[1 - \frac{2(x+1)}{x^2} \right] \ln(2x+1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{x} - \frac{1}{2(2x+1)^2} \right\}, \quad (2.10)$$

donde $x = E_{\text{ph}}/m_e c^2$, siendo E_{ph} la energía del fotón proyectil.

Interacciones inelásticas protón-protón

Un protón propagándose por un campo de materia puede interactuar con los protones térmicos del mismo a través de colisiones inelásticas. Una expresión de la pérdida de energía puede ser obtenida por medio de la sección eficaz total de la interacción ([Kafexhiu et al. 2014](#)), la cuál viene dada por

$$\sigma_{\text{pp}} = (30,7 - 0,96 \log_{10} a + 0,18 \log_{10}^2 a) (1 - a^{-1,9})^3, \quad (2.11)$$

con $a = K_p/K_{th}$ y

$$K_{th} = 2m_\pi + \frac{m_\pi^2}{2m_p}, \quad (2.12)$$

siendo K_p la energía cinética del protón incidente, K_{th} la energía cinética umbral de la interacción, y m_π la masa del pión neutro. Finalmente, la tasa de pérdida de energía viene dada por

$$-\frac{dE}{dt} = \sigma_{pp} n_p v \kappa_{pp} E_p, \quad (2.13)$$

donde n_p es la densidad de protones blanco y $\kappa_{pp} \approx 0,5$ la inelasticidad.

Fotoionización

La fotoionización es el proceso por el cual un fotón es absorbido por un electrón ligado a un átomo, generando una transición de este último a un estado no ligado. Dicha interacción solo puede ocurrir si la energía del fotón incidente es mayor que el potencial de ionización.

La sección eficaz para la transición ligado-libre, entre un estado inicial a y un estado final b , es (Katz & Latter 1961)

$$\sigma_{bf}(\varepsilon) = \sigma_{bf}^K(\varepsilon) g(a; b), \quad (2.14)$$

donde ε es la energía del fotón incidente, $g(a; b)$ es el factor de Gaunt y $\sigma_{bf}^K(\varepsilon)$ es la aproximación semiclásica de Kramer, que viene dada por

$$\sigma_{bf}^K(\varepsilon) = \frac{\pi^4 2^6 m_e e^{10} Z^4}{3\sqrt{3} c h^3 n_a^5 \varepsilon^3}, \quad (2.15)$$

siendo n_a el número cuántico principal del electrón en el estado inicial.

Los factores de Gaunt hasta $n_a = 5$ han sido calculados analíticamente por [Carson \(1988\)](#). Para $n_a = 1$,

$$g(a; b) = \sqrt{3}\pi 2^3 \frac{k^2}{k^2 + 1} \frac{\exp \left[-4k \tan^{-1} \left(\frac{1}{k} \right) \right]}{[1 - \exp(-2\pi k)]}, \quad (2.16)$$

donde $k = m_e e^2 / \hbar^2 k_w$ es el número cuántico asociado a la función de onda del electrón libre y k_w es el número de onda, relacionado con la energía del electrón a través de $E_e = \hbar^2 k_w^2 / 2m_e$.

Las expresiones presentadas son válidas dentro del régimen no relativista para la energía del electrón saliente puesto que provienen de resolver la ecuación de Schrödinger. Como veremos en el Cap. 3, sin embargo, el intervalo de energías para el que esta interacción es dominante está dentro de dicho régimen.

Creación de pares en un campo coulombiano

Un fotón con energía mayor a $2m_e c^2$ puede interactuar electromagnéticamente con el campo electrostático de un núcleo atómico y producir un par electrón-positrón. El régimen de alta energía para esta interacción está definido por la condición $E_{\text{ph}} \gg m_e c^2 / (\alpha Z^{1/3})$, lo que para el hidrógeno significa que $E_{\text{ph}} \gg 68,5$ MeV. La aproximación de la sección eficaz para el rango más alto de energías está dada por ([Sheldon & Marmier 1969](#); [Chupp 1976](#); [Murthy & Wolfendale 1993](#); [Longair 2011](#))

$$\sigma_{e^+e^-, \text{HE}} = \alpha r_e^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{2}{27} \right]. \quad (2.17)$$

Para energías intermedias (Haymes 1977),

$$\sigma_{e^+e^-,IE} = \alpha r_e^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(\frac{2\varepsilon}{m_e c^2} \right) - \frac{218}{27} - 1,027 \right]. \quad (2.18)$$

Estas aproximaciones no son válidas en un régimen de baja energía ($E_{\text{ph}} \ll m_e c^2 / \alpha Z^{1/3}$). Para átomos de hidrógeno como blanco, sin embargo, esta aproximación sirve en el rango de energía usualmente requerido dado que es la interacción Compton la que domina a energías mas bajas (ver Cap. 3).

2.1.2. Interacciones con campos de radiación

Dispersión Compton inversa (IC)

De forma análoga a lo mencionado para la interacción Compton, es posible también que en la colisión entre un fotón y un electrón sea este último el que cede parte de su energía cinética, dando como resultado un fotón más energético. Para el caso de un electrón propagándose por un campo de radiación isótropo y monoenergético de energía E_{ph} y densidad n_{ph} , la pérdida de energía puede expresarse como (Jones 1968)

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{3\sigma_T c \gamma m_e c^2 n_{\text{ph}}}{b^2} \left[\left(6 + \frac{b}{2} + \frac{6}{b} \right) \ln(1+b) + 2\text{Li}(-b) - 2 - \frac{11b^3/12 + 6b^2 + 9b + 4}{(1+b)^2} \right], \quad (2.19)$$

donde σ_T es la sección eficaz de Thomson, y $\text{Li}(x)$ es la función dilogaritmo, definida por

$$\text{Li}(x) = \int_x^0 \frac{\ln(1-y)}{y} dy. \quad (2.20)$$

Por último, el parametro b se define como

$$b = \frac{4 E_{ph}}{m_e c^2} \gamma. \quad (2.21)$$

A su vez, la tasa de pérdida de energía por interacción IC para un protón puede ser tratada de la misma manera que para un electrón, considerando que las tasas están relacionadas por el factor $(m_p/m_e)^4$. Es decir, la tasa de pérdida para un protón serán aproximadamente 10^{13} veces menor que la de un electrón con la misma energía cinética.

Creación de pares por aniquilación de fotones

La aniquilación de dos fotones con energías E_{ph} y E'_{ph} puede dar origen a un par electrón-positrón si éstos cumplen la condición

$$E_{ph} E'_{ph} (1 - \cos \theta) > 2(m_e c^2)^2, \quad (2.22)$$

donde θ es el ángulo entre las direcciones de movimiento de los fotones.

Para un campo isótropo de fotones blanco, la sección eficaz de aniquilación puede aproximarse por la expresión (e.g. [Aharonian et al. 1983](#); [Romero & Paredes 2012](#))

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{3\sigma_T}{2s_0^2} \left[A \ln (\sqrt{s_0} + \sqrt{s_0 - 1}) - B \sqrt{1 - \frac{1}{s_0}} \right], \quad (2.23)$$

con

$$A = s_0 + \frac{1}{2} \ln s_0 - \frac{1}{6} + \frac{1}{2s_0}, \quad (2.24)$$

$$B = s_0 + \frac{4}{9} - \frac{1}{9s_0}, \quad (2.25)$$

donde $s_0 = E_{\text{ph}} E'_{\text{ph}} / m_e^2 c^4$.

Interacciones fotohadrónicas

La colisión inelástica entre un protón y un fotón mediada por la interacción fuerte puede dar lugar a la destrucción del protón incidente y la creación de nuevas partículas. Para protones de baja energía, la interacción da lugar a la creación de pares electrón-positrón. A altas energías, el canal dominante es el de la creación de piones (neutros y cargados).

Para calcular las tasas de colisiones y de pérdida de energía del canal de producción de pares consideramos un campo de fotones blanco isótropo. La tasa de colisiones está dada por (Chodorowski et al. 1992)

$$\frac{dN}{dt} = \alpha r_e^2 Z^2 c \gamma_p^{-1} \int_2^\infty d\kappa n_{\text{ph}} \left(\frac{\kappa}{2\gamma_p} \right) \frac{\psi(\kappa)}{\kappa^2}, \quad (2.26)$$

donde $\kappa = 2\epsilon\gamma_p$, siendo ϵ la energía del fotón blanco en unidades de la energía en reposo del electrón y γ_p el factor de Lorentz del protón proyectil. De forma similar, la tasa de pérdida de energía se puede escribir como

$$-\frac{d\gamma_p}{dt} = \alpha r_e^2 Z^2 c \frac{m_e}{m_A} \int_2^\infty d\kappa n_{\text{ph}} \left(\frac{\kappa}{2\gamma_p} \right) \frac{\phi(\kappa)}{\kappa^2}, \quad (2.27)$$

donde m_A es la masa del proyectil. En el apéndice A se pueden encontrar expre-

siones para $\psi(\kappa)$ y $\phi(\kappa)$.

Para la producción de foto-mesones adoptamos la prescripción dada en [Atoyan & Dermer \(2003\)](#). La producción de foto-mesones tiene lugar a través de dos canales. Para las interacciones en las que se produce un solo pión (aquellas en que el fotón blanco tiene una energía E'_{ph} entre 200 MeV y 500 MeV, en el sistema de referencia del protón), la sección eficaz se puede aproximar como $\sigma_1 \approx 340 \mu\text{barn}$ y la inelasticidad como $K_1 \approx 0,2$. En las interacciones multi-pión ($E'_{\text{ph}} \geq 500 \text{ MeV}$) estos valores son $\sigma_2 \approx 120 \mu\text{barn}$ y $K_2 \approx 0,6$. Una descripción del cálculo de las tasas de colisión y pérdida de energía puede encontrarse en el Apéndice A.

2.1.3. Interacciones con campos magnéticos

Radiación Sincrotrón

La radiación sincrotrón se produce cuando una partícula cargada es acelerada por la acción de un campo magnético. La pérdida de energía generada por la emisión de esta radiación se puede expresar como ([Blumenthal & Gould 1970](#))

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \left(\frac{m_e}{M}\right)^2 c r_e \gamma^2 B^2 \sin^2 \alpha_p, \quad (2.28)$$

donde M es la masa de la partícula, \vec{B} es el campo de inducción magnética, $B = |\vec{B}|$, y α_p es el ángulo entre la dirección de movimiento de la partícula y la dirección de \vec{B} (*pitch angle*).

2.1.4. Expasion del Universo

Las partículas sufren pérdidas de energía a causa de la expansión del Universo. La expresión de dicha pérdida está dada por (Montmerle 1977)

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E(E + 2mc^2)}{E + mc^2} \frac{1}{1+z} \frac{dz}{dt}, \quad (2.29)$$

donde z es el valor de corrimiento al rojo (*redshift*), y su variación temporal está dada por (Hogg 1999)

$$\frac{dz}{dt} = (1+z) f \frac{h}{3,09 \times 10^{17}}, \quad (2.30)$$

$$f = \sqrt{\Omega_M (1+z)^3 + \Omega_C (1+z)^2 + \Omega_\Lambda}, \quad (2.31)$$

donde $h = H_0 (100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})^{-1}$ es el parámetro adimensional de Hubble, H_0 es la constante de Hubble, y Ω_M , Ω_C y Ω_Λ son los parámetros de densidad adimensional de materia, de curvatura y de constante cosmológica, respectivamente.

Capítulo 3

Relevancia de los procesos de transporte

En este capítulo exploramos la relevancia de los procesos físicos descritos en el capítulo anterior, considerando los valores usualmente adoptados de densidades y fracción de ionización del MIG en la EdR. Comparamos nuestros resultados con los obtenidos en trabajos previos ([Leite et al. 2017](#); [Douna et al. 2018](#)), y extendemos el análisis a distintos corrimientos al rojo e intervalos más grandes de energía de los RC.

Actualmente se considera que la EdR ocurrió entre corrimientos al rojo de $z \approx 6$ y $z \approx 20$. La densidad de hidrógeno neutro del MIG durante esta época usualmente adoptada corresponde a la media del Universo y está dada por la siguiente expresión (e.g. [Sazonov & Sunyaev 2015](#))

$$n_{\text{HI}}(z) = 1,8 \times 10^{-3} (1 - f_{\text{ion}}) \left(\frac{1+z}{21} \right)^3 \text{ cm}^{-3}, \quad (3.1)$$

donde f_{ion} es la fracción de ionización.

Por otro lado, los valores medios de densidad y energía de los fotones del FCM dependen del corrimiento al rojo como sigue:

$$n_{\text{FCM}}(z) = 5 \times 10^{-2}(1+z)^3 \text{ cm}^{-3}, \quad (3.2)$$

$$E_{\text{FCM}}(z) = 3,75 \times 10^{-4}(1+z) \text{ eV}. \quad (3.3)$$

Hay tres motivos principales que nos llevaron a reexaminar la importancia de los distintos mecanismos de pérdida de energía en este marco cosmológico. En primer lugar, los trabajos previos no han considerado la contribución a la ionización y calentamiento del MIG de las partículas secundarias producidas en las cascadas originadas por RC ([Douna et al. 2018](#); [Garate Núñez et al. 2021](#)). En segundo lugar, [Leite et al. \(2017\)](#) sugieren que la influencia de interacciones debidas a la presencia de campos magnéticos (e.g. difusión) podrían tener un efecto considerable en la deposición de energía en el MIG. Y por último, el análisis que usualmente se encuentra en trabajos previos se basa en examinar la eficiencia de las pérdidas de energía por distintos procesos a partir de los tiempos de enfriamiento (i.e. los tiempos para los que las partículas pierden una cantidad de energía comparable a su energía total). Sin embargo, estos análisis no tienen en cuenta el hecho de que, siendo la energía de los RC órdenes de magnitud mayor al potencial de ionización, sólo se requiere que las partículas pierdan una pequeña fracción de su energía para ionizar o calentar el medio de forma significativa. Un análisis más detallado debe considerar y comparar la energía depositada por medio de las distintas interacciones en términos de sus tasas de interacción, ya que

éstas son (junto con la energía media depositada en cada colisión) un indicador de la potencia que se deposita en el medio independientemente del tiempo que le tome a la partícula perder la totalidad de su energía.

3.1. Escenario de reionización estándar

La eficiencia de los procesos de pérdida de energía descritos en el capítulo anterior depende, en gran parte, de la densidad de blancos para las distintas interacciones. En nuestro escenario astrofísico dichas densidades quedan determinadas por las ecuaciones 3.1 y 3.2, y por los parámetros libres: el corrimiento al rojo y la fracción de ionización. Dado que la variación de la última con el primero es aún poco conocida, y además podría ser diferente en distintos entornos, estos parámetros tendrán un conjunto de combinaciones de valores posibles. Consideramos como escenario fiducial uno con condiciones típicas para el inicio de la EdR: $z = 10$ y $f_{\text{ion}} = 10^{-4}$.

3.1.1. Protones y Electrones

Tiempos de enfriamiento

En la Fig. 3.1 se muestran los tiempos de enfriamiento de las interacciones consideradas para protones y electrones, en unidades del tiempo de Hubble para el escenario fiducial adoptado. La energía máxima considerada (1 PeV) corresponde al valor esperado para fuentes galácticas de aceleración de RC (i.e. hasta la *rodilla* del espectro de RC observado; [Berezinskii et al. 1990](#)). Para el caso de los protones, vemos de la Fig 3.1 que ninguno de los procesos considerados puede

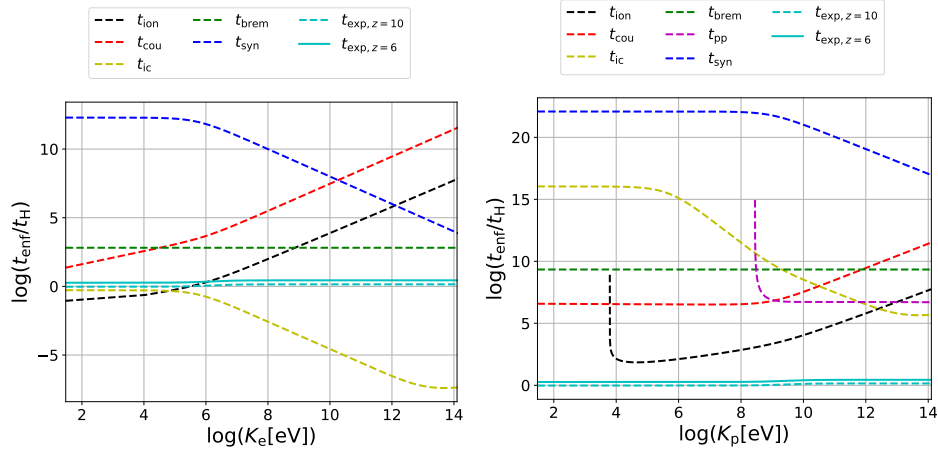


Figura 3.1: Tiempos de enfriamiento de electrones (panel izquierdo) y protones (panel derecho) en función de la energía cinética, para el escanario fiducial. Las diferentes líneas representan distintas interacciones: IC (amarilla), ionización (negra), interacción coulombiana (roja), Bremsstrahlung (verde), radiación sincrotrón (azul) y dispersión inelástica p-p (magenta). Las líneas cian representan el tiempo de expansión a $z = 10$ (línea llena) y $z = 6$ (línea de trazos y puntos).

enfriar completamente la partícula en un tiempo menor al tiempo de Hubble. Para electrones se observa que la interacción IC cumple dicha condición para todo el rango de energías considerado. Por otro lado, el enfriamiento por ionizaciones y excitaciones colisionales domina para electrones con energías menores a 0,1 MeV, es decir que, los electrones de baja energía son los más eficientes para ionizar el MIG. Esto está en concordancia con lo que indican los resultados de [Douna et al. \(2018\)](#). Además, estos autores sugieren que un canal posible para la ionización podría consistir en enfriar electrones de energías superiores a 0,1 MeV mediante otras interacciones, logrando que éstos entren en el régimen energético en que las ionizaciones colisionales son eficientes. Nuestros resultados sugieren que IC podría ser dicho proceso, pero el mismo requeriría tiempos cercanos al tiempo de Hubble a $z = 10$. Sin embargo, aún es interesante explorar este mecanismo, porque podría contribuir a la reionización a grandes escalas de distancia, cercanas

al horizonte cosmológico en la EdR.

Tiempos de interacción

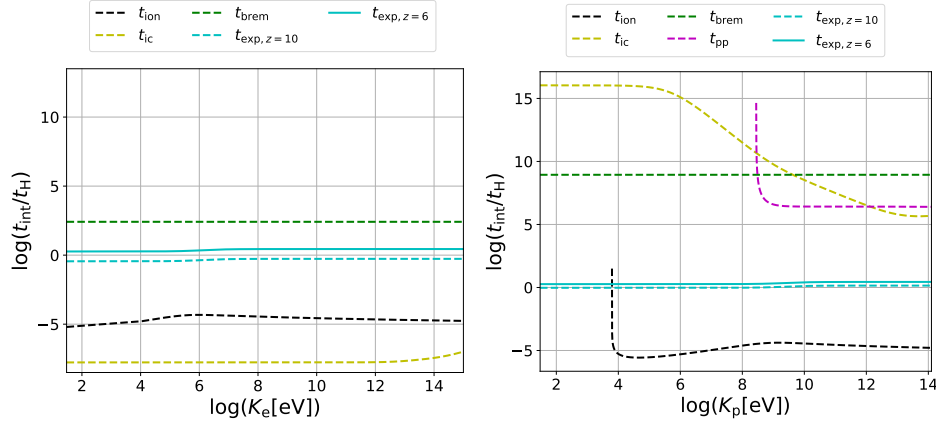


Figura 3.2: Tiempos medios de interacción de electrones (panel izquierdo) y protones (panel derecho), en función de la energía cinética, para el escenario fiducial. El código de colores y trazas se mantiene igual que en la Fig. 3.1.

Como mencionamos anteriormente, es posible que los RC muy energéticos produzcan una cantidad considerable de ionizaciones aún sin enfriarse completamente. Para comprender más detalladamente la deposición de energía de estas partículas es necesario conocer cuáles son las interacciones que presentan una mayor tasa de colisiones, independientemente de si dichas interacciones enfrían los RC de forma eficiente.

El tiempo medio de interacción, t_{int} , está dado por

$$t_{\text{int}} = (\sigma n v)^{-1}, \quad (3.4)$$

donde n es la densidad de blancos para la interacción considerada, v es la velocidad relativa entre el proyectil y el blanco, y σ es la sección eficaz. Equivalente-

mente, en términos de la energía media perdida por colisión \bar{E} , el tiempo medio se obtiene a partir de

$$t_{\text{int}} = \bar{E} \left| \frac{dE}{dt} \right|^{-1}. \quad (3.5)$$

En el caso de la ionización colisional producida por protones hemos considerado $\bar{E}_{\text{ion}} = 36 \text{ eV}$ (Longair 2011). A su vez, para las ionizaciones producidas por electrones hemos adoptado ese mismo valor, aunque esperamos que este sea ligeramente distinto debido a la diferencia de masa entre estas partículas. Sin embargo, bajo esta aproximación, podemos igualmente estimar el orden de magnitud del tiempo de interacción, lo cual nos permite determinar la relevancia de este proceso.

En la Fig. 3.2 se ve que al considerar los tiempos medios entre interacciones de aquellos procesos que generan pérdidas discretas de energía, el tiempo de ionización y excitación es ~ 5 órdenes de magnitud menor que el tiempo de Hubble, para todo el rango de energías, tanto para protones como para electrones. A partir de energías cinéticas del orden de la energía en reposo de la partícula, las colisiones de los RC con átomos de hidrógeno están dominadas por ionizaciones colisionales, mientras que a más bajas energías dominan las excitaciones. Esto significa que una partícula podría producir $\sim 10^5$ interacciones (ionizaciones y/o excitaciones) en esa escala de tiempo, independientemente de su energía.

Es interesante notar que, para el valor adoptado de energía media \bar{E} y para aquellas partículas cuyo tiempo de enfriamiento es mayor al de Hubble ($E \gtrsim 1 \text{ MeV}$), estas interacciones implicarían una pérdida de energía del orden del MeV en un tiempo de Hubble, despreciable para la mayor parte del rango de energías

considerado. Esto muestra la validez de nuestra hipótesis anterior acerca de que el tiempo de enfriamiento por sí mismo no es suficiente para determinar la importancia de los RC en la ionización del MIG.

Al considerar el proceso IC, establecimos una cota superior para su tiempo medio de interacción a través de la energía máxima que puede adquirir un fotón como resultado de esta interacción, $E_{\max} = E b/(1 + b)$, con $b = 4k_0$ y $k_0 = EE_{\text{ph}}/(m_e c^2)^2$, donde E representa la energía total de la partícula proyectil (e.g. [Blumenthal & Gould 1970](#)). El tiempo máximo de interacción para la dispersión IC de protones es mayor al tiempo de Hubble por varios órdenes de magnitud. Si tenemos en cuenta que la energía media perdida por colisión está dentro del mismo orden de magnitud que la energía máxima, podemos concluir que esta interacción no es relevante en lo que se refiere a la deposición de energía de los protones. Por otro lado, vemos que un electrón podría ser dispersado por la interacción IC mas de 10^7 veces en la escala de tiempo de Hubble. Si bien esta interacción no produce ionizaciones de forma directa, genera un gran número de fotones secundarios que podrían ionizar el MIG, o continuar la cascada electromagnética permitiendo contribuciones de las partículas de las siguientes generaciones.

En el caso del Bremsstrahlung hemos adoptado un valor de inelasticidad media de 0,4 (e.g. [Blumenthal & Gould 1970](#)). A su vez, para las colisiones entre protones utilizamos la inelasticidad $\kappa_{\text{pp}} \approx 0,5$ ([Begelman et al. 1990](#)). Ambos procesos poseen inelasticidades cercanas a la unidad, por lo que sus tiempos de interacción no difieren significativamente de sus respectivos tiempos de enfriamiento, tal como se ve en las Figs. 3.1 y 3.2. Por ello, concluimos que estas interacciones no son relevantes a escalas de tiempo menores al tiempo de Hubble. Este resultado está

de acuerdo con los de otros trabajos previos (Furlanetto & Stoever 2010; Douna et al. 2018).

Para las interacciones fotohádronicas en el régimen de bajas energías, calculamos el tiempo medio de interacción a través de la expresión de la tasa de colisiones dada por Chodorowski et al. (1992) para la creación de pares electrón-positrón. En el régimen de altas energías, en el que existen dos canales de interacción principales (ver Sec. 2.1), utilizamos los valores de inelasticidad dados por la prescripción de Atoyan & Dermer (2003). Sin embargo, al considerar como blancos los fotones del FCM, el umbral más bajo de energía para que la interacción tenga lugar (correspondiente a la creación de pares) es aproximadamente 100 PeV, por encima de la energía máxima considerada para los RC. Por ello, concluimos que no tendrán relevancia en el escenario astrofísico considerado.

Tiempo equivalente de ionización

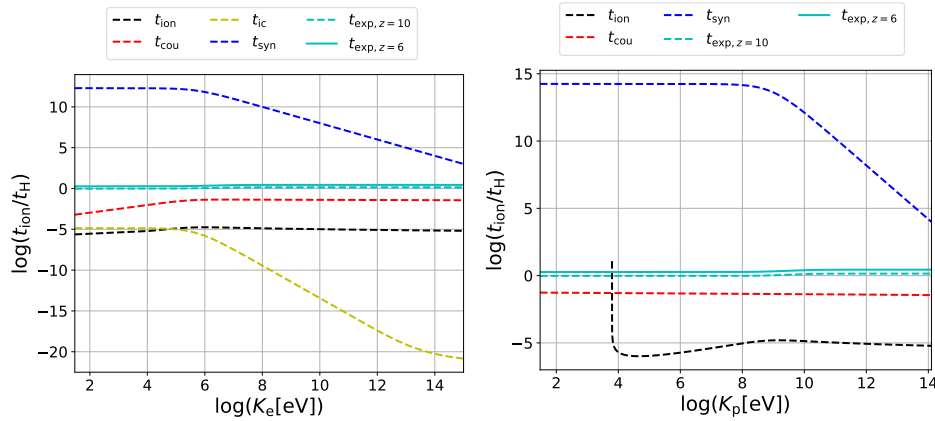


Figura 3.3: Tiempos en los que electrones (panel izquierdo) y protones (panel derecho) depositan 13,6 eV en el MIG, en función de la energía cinética, para el escenario fiducial. El código de colores y trazas se mantiene igual que en la Fig. 3.1.

Para aquellos procesos en que la deposición de energía puede modelarse como un proceso continuo no es posible definir tiempos de interacción. Sus efectos deben evaluarse directamente a partir de las tasas de pérdida de energía. Para hacerlos comparables con los procesos analizados anteriormente, definimos un tiempo equivalente de ionización,

$$t_{\text{ion}} = I_{\text{H}} \left| \frac{dE}{dt} \right|^{-1}, \quad (3.6)$$

como el tiempo que le toma a una partícula depositar en el MIG una cantidad de energía igual al potencial de ionización I_{H} . Este tiempo también puede definirse para los procesos de pérdida discreta de energía.

En la Fig. 3.3 mostramos el tiempo t_{ion} para aquellos procesos que aún no hemos descartado como posibles canales de ionización. Observamos nuevamente que la ionización colisional, tanto para protones como para electrones, es relevante a todas las energías a pesar de no enfriar completamente las partículas.

Por otra parte, las interacciones coulombianas drenan energía de los RC a tasas no despreciables, por lo que no pueden ser descartadas en un estudio detallado. Notamos además que dichas pérdidas son especialmente relevantes para electrones de baja energía. Esto significa que, aún cuando las pérdidas por ionización colisional continúan siendo dominantes, la eficiencia de los RC como agentes ionizantes podría verse reducida significativamente para otros valores de la fracción de ionización, ya que las pérdidas generadas por interacciones coulombianas contribuyen únicamente al calentamiento del MIG.

Para el análisis de la radiación sincrotrón hemos adoptado para el campo de inducción magnética presente en el MIG durante la EdR un valor de 10^{-16} G

(Langer & Durrive 2018). Observamos que el tiempo de enfriamiento para este proceso está varios ordenes de magnitud por encima del tiempo de Hubble. Esto, junto con lo mostrado en la Fig. 3.1, indica que las pérdidas de energía causadas por este efecto no producen fotones capaces de ionizar el medio en un tiempo menor al tiempo de Hubble.

Finalmente, la dispersión IC de electrones deposita energía a tasas considerablemente mayores que los demás procesos. Para electrones, las pérdidas generadas por IC liberan energía suficiente para producir entre 10^5 y 10^{20} ionizaciones, dependiendo de la energía del electrón. Por lo que, aún si solo una pequeña fracción de los fotones secundarios tuviese energía suficiente para producir una fotoionización, los efectos podrían ser significativos en la reionización del medio.

3.1.2. Fotones

Para estudiar los procesos que afectan la propagación de los fotones en el MIG consideramos el tiempo de interacción porque todos los procesos relevantes implican una pérdida discreta de energía. En este caso consideramos un rango de energía de hasta 10 TeV, por ser ésta la máxima energía a la que se ha detectado emisión por parte de galaxias (Acero et al. 2009; Acciari et al. 2009). En la Fig. 3.4 mostramos los tiempos medios de colisión para las interacciones de fotones con el hidrógeno neutro y el plasma del IGM, en función de la energía del fotón incidente. Los valores de la densidad de hidrógeno neutro y de la fracción de ionización corresponden a los del modelo fiducial. Se aprecian tres regiones, cada una de ellas caracterizada por la interacción dominante en ese rango de energía. Vemos que a energías por debajo de los 10 keV la interacción dominante es

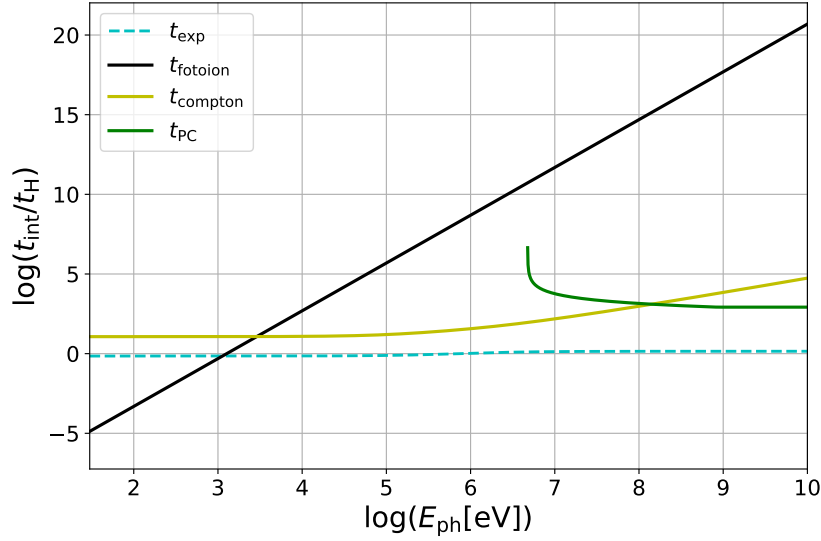


Figura 3.4: Tiempos de interacción de fotones en función de su energía, para el escenario fiducial. Las diferentes líneas representan los tiempos de ionización para fotoionización (negra), Compton (amarilla), y creación de pares en un campo coulombiano (verde).

la fotoionización, para energías intermedias entre 10 keV y 100 MeV domina la dispersión Compton, y por encima de los 100 MeV el proceso dominante es la creación de pares en un campo coulombiano. Notamos además que para fotones con energía mayor a ~ 1 keV, los tiempos de interacción son mayores al tiempo de Hubble. Esto implica que la única interacción relevante para los fotones es la fotoionización.

Por otro lado, para fotones de muy altas energías es posible la creación de pares electrón-positrón por aniquilación con fotones del FCM (ver Sec. 2.1.2). Sin embargo, considerando como blanco un fotón de energía $E_{\text{ph}} = 4,1 \times 10^{-3}$ eV (valor típico para el FCM a $z = 10$), el fotón incidente solo podrá interactuar por medio de este canal si su energía es ~ 100 TeV. Por lo tanto, el umbral para esta interacción queda por encima del rango de energías considerado para los fotones

en este trabajo.

3.2. Otros escenarios de reionización

Con el propósito de extender el análisis presentado en la sección anterior, realizamos diferentes variaciones de los parámetros libres del escenario de reionización a fin de tener en cuenta las incertezas asociadas a dichos parámetros durante la EdR. Como rango de variación para el corrimiento al rojo adoptamos $z \in [6, 20]$, es decir, desde el momento en que se supone que se formaron las primeras estrellas hasta el momento en que las observaciones muestran que la reionización está completa. Para la fracción de ionización tomamos $f_{\text{ion}} \in [10^{-4}, 0,1]$; por debajo del valor mínimo no esperamos cambios significativos para la relevancia de los procesos, mientras que por encima del máximo la reionización estaría, en orden de magnitud, esencialmente completa.

Varias interacciones no presentan cambios significativos frente a las variaciones del corrimiento al rojo o la fracción de ionización. Por ello, en las Figs. 3.5–3.9 mostramos, a modo de referencia, los tiempos de todos los procesos discutidos para el caso del escenario fiducial, conjuntamente con los tiempos de aquellos procesos que sí presentan variaciones relevantes respecto a los parámetros libres. Estos son la interacción IC de electrones y las ionizaciones colisionales, interacciones coulombianas y Bremsthalung tanto para electrones como para protones.

En las Figs. 3.5–3.7 mostramos los tiempos de enfriamiento e interacción, junto a los tiempos en los que los RC depositan 13,6 eV en el MIG. Las pérdidas de energía por radiación sincrotrón corresponden siempre al caso adoptado para un valor de campo de inducción magnética de $B = 10^{-16}$ G, por lo que el tiempo

correspondiente no cambia con respecto a los parámetros libres de nuestro modelo. Para esta interacción observamos que tanto el tiempo de enfriamiento como el tiempo equivalente de ionización permanecen muy por encima del tiempo de Hubble, por lo que podemos descartar completamente este proceso.

Por otra parte, todas las demás interacciones disminuyen sus tiempos de enfriamiento, interacción y equivalente de ionización con el corrimiento al rojo. Esto es consecuencia del aumento de la densidad media de hidrógeno (para el caso de ionización colisional y Bremsstrahlung), del FCM (para IC) y, a fracción de ionización constante, de la densidad de electrones libres (para interacciones coulombianas). Dado que, al aumentar z el tiempo de Hubble disminuye más lento que lo que crecen n_{HI} , n_e y n_{FCM} , la diferencia $t_{\text{H}} - t_{\text{int}}$ siempre aumenta con el corrimiento al rojo. A pesar de esto, algunos procesos siempre presentan tiempos de enfriamiento por encima del tiempo de Hubble y no son efectivos enfriando a los RC en ningún caso.

Una consecuencia notable es que el tiempo de enfriamiento para la interacción IC de electrones decrece con el corrimiento al rojo. Vemos que ésta se vuelve dominante por sobre las ionizaciones colisionales para energías mayores a 10 keV a $z = 20$, y ambas pérdidas son comprables por debajo de esa energía. De forma análoga, los tiempos de interacción e ionización para IC también decrecen al aumentar el corrimiento al rojo, es decir que, aumenta el número de interacciones y se libera aún más energía en forma de fotones secundarios. Por lo tanto, la existencia de fuentes de electrones entre los primeros sistemas estelares podría tener consecuencias relevantes para la ionización, pues dichas partículas podrían enfriarse muy rápidamente a energías que les permitan ionizar eficientemente.

Para las pérdidas de energía por interacciones coulombianas apreciamos que,

a valores mayores del corrimiento al rojo se vuelven más eficientes debido al aumento de la densidad del plasma. Sin embargo, sus variaciones respecto a dicho parámetro no muestran particular relevancia al compararlas con los otros procesos de interés para $f_{\text{ion}} = 10^{-4}$. Por otro lado, el aumento en la fracción de ionización afecta considerablemente estas pérdidas. En el caso de los electrones, para $f_{\text{ion}} = 10^{-1}$, estas interacciones se vuelven dominantes para energías menores a ~ 1 keV. A su vez, para protones con energía cinética mayor a 1 GeV estas pérdidas comienzan a ser comparables con las de ionización colisional, mientras que para energías menores ~ 10 keV las interacciones coulombianas dominan completamente. Esto implica que, a medida que la reionización se completa, una fracción cada vez mayor de energía de los RC se invierte en calentar el medio. Siendo que esto afecta principalmente a electrones de baja energía (i.e. los que tienen mayor poder ionizante) el avance de la reionización podría ralentizarse significativamente a la vez que la misma aumenta.

3.3. Resumen

Del análisis realizado en el presente capítulo, concluimos que los procesos de pérdida de energía relevantes para la reionización son: a) las ionizaciones colisionales y las interacciones coulombianas, especialmente para protones y electrones de bajas energías; b) la interacción IC para el caso de estos últimos, ya que podría ser fuente de fotones secundarios ionizantes; y c) la fotoionización. Nuestros resultados para electrones, respecto a sus pérdidas por ionizaciones colisionales e interacciones coulombianas, concuerdan con los de otros autores ([Douna et al. 2018](#)).

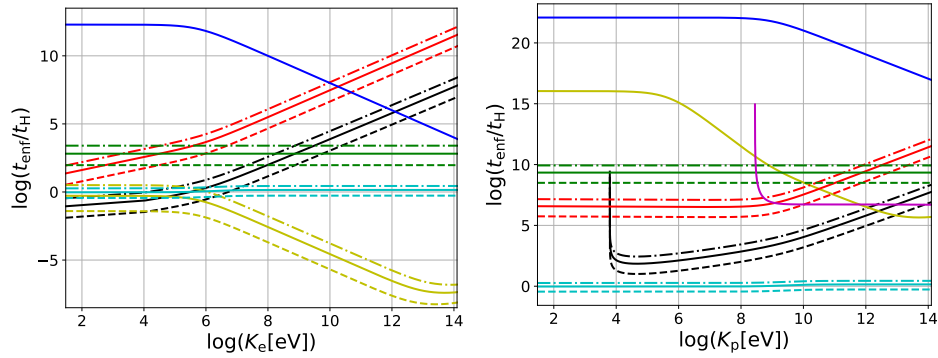


Figura 3.5: Tiempos de enfriamiento de electrones (panel izquierdo) y protones (panel derecho), en función de la energía cinética para distintos corrimientos al rojo. Los diferentes colores de las líneas representan distintas interacciones: IC (amarilla), ionización (negra), interacción Coulombiana (roja), Bremsstrahlung (verde), radiación sincrotrón (azul), dispersión inelástica p-p (magenta) y tiempo de expansión (cyan). Los diferentes trazos marcan distintos corrimientos al rojo: Las líneas sólidas representan $z = 10$, las líneas de trazos $z = 20$ y las líneas de trazos y puntos $z = 6$.

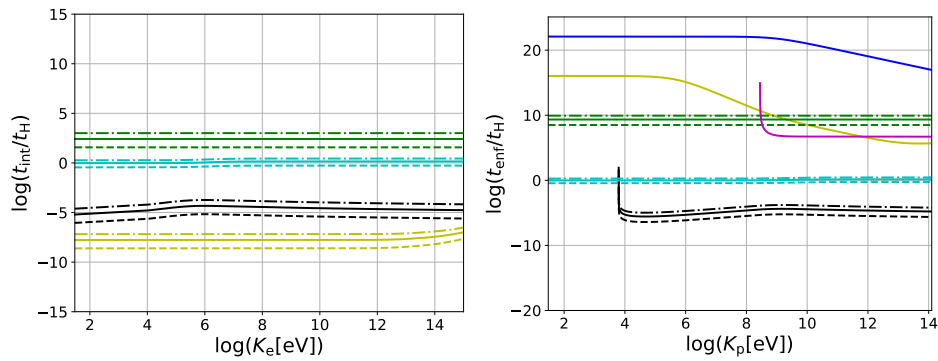


Figura 3.6: Tiempos de interacción para electrones (panel izquierdo) y protones (panel derecho) en función de la energía cinética para distintos corrimientos al rojo. El código de colores y trazos se mantiene igual que en la Fig. 3.5.

Por otro lado, [Leite et al. \(2017\)](#) han concluido que los protones de baja energía cinética (menor a 10 MeV) pierden su energía de forma eficiente en ionización y calentamiento del MIG, basándose en los tiempos de enfriamiento. Los tiempos de interacción presentados en la Fig. 3.2 muestran además que los protones rela-

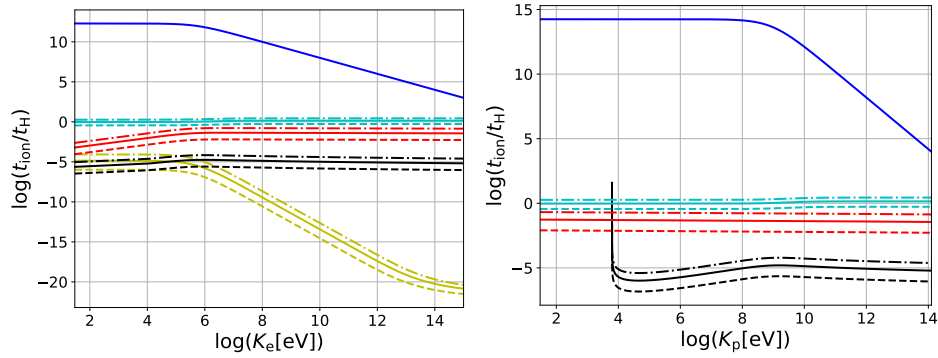


Figura 3.7: Tiempos en los que electrones (panel izquierdo) y protones (panel derecho) depositan 13,6 eV en el MIG, en función de la energía cinética para distintos corrimientos al rojo. El código de colores y trazas se mantiene igual que en la Fig. 3.5.

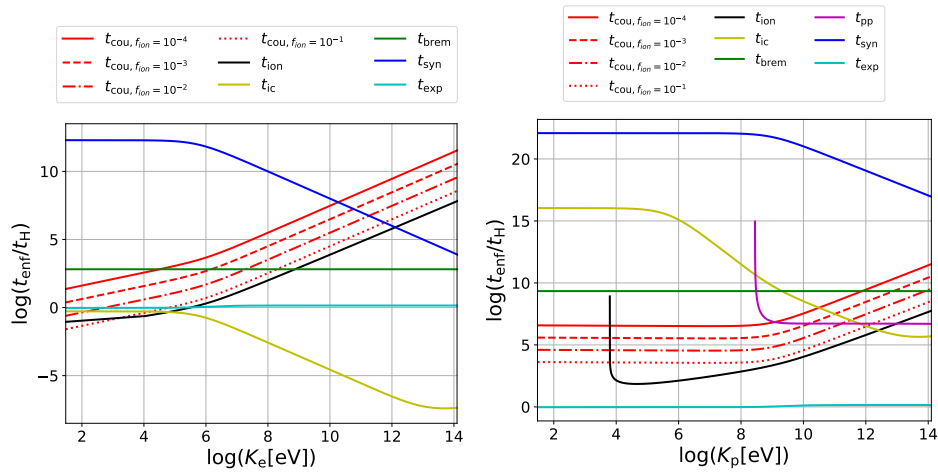


Figura 3.8: Tiempos de enfriamiento de electrones (panel izquierdo) y protones (panel derecho), en función de la energía cinética para distintas fracciones de ionización. Los diferentes colores de las líneas representan distintas interacciones: IC (amarilla), ionización (negra), interacción Coulombiana (roja), Bremsstrahlung (verde), radiación sincrotrón (azul), dispersión inelástica p-p (magenta) y tiempo de expansión (cyan). Los diferentes trazos marcan distintas fracciones de ionización: Las líneas sólidas representan $f_{\text{ion}} = 10^{-4}$, las líneas de trazos $f_{\text{ion}} = 10^{-3}$, las líneas de trazos y puntos $f_{\text{ion}} = 10^{-2}$ y las líneas punteadas $f_{\text{ion}} = 10^{-1}$

tivistas también podrían contribuir significativamente (ver, p.ej. Figs. 3.6 y 3.9), por lo que es menester investigar más detalladamente su transporte en el MIG.

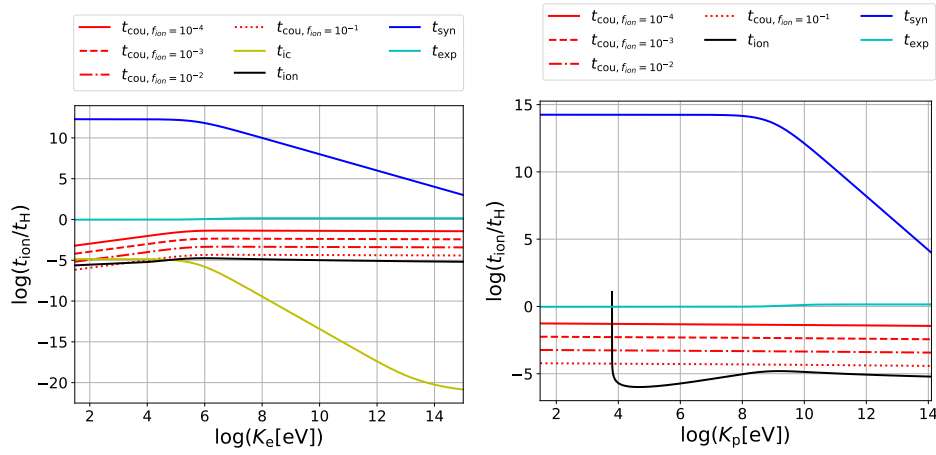


Figura 3.9: Tiempos en los que electrones (panel izquierdo) y protones (panel derecho) depositan 13,6 eV en el MIG, en función de la energía cinética para distintas fracciones de ionización. El código de colores y trazas se mantiene igual que en la Fig. 3.8.

En el resto de esta Tesis nos centraremos, como objetivo particular, en la investigación del efecto de la interacción IC sobre la ionización producida por los fotones dispersados, y sobre el efecto que la pérdida de energía produce en la eficiencia de ionización de los electrones primarios. Para realizar este estudio necesitamos simular las cascadas electromagnéticas que se desarrollan durante la propagación del electrón.

Capítulo 4

Simulación numérica del transporte

Como mencionamos en el Cap. 3, el estudio de la ionización y calentamiento del MIG requiere del uso de técnicas numéricas, debido al desarrollo de cascadas que acoplan la evolución de los distintos tipos de partículas que componen los RC. En este capítulo introducimos el marco teórico que describe dichas cascadas, dado por la ecuación de transporte, y el método numérico que empleamos para resolver esta última, indicando las hipótesis y aproximaciones con las que trabajamos. Para implementar el método, utilizamos la misma herramienta que [Douna et al. \(2018\)](#), el código UTOPIA ([Pellizza et al. 2010](#); [Douna et al. 2018](#)). Sin embargo, como esta Tesis extiende el trabajo de dichos autores incluyendo nuevas interacciones, adaptamos y extendimos dicho código. Para validar las modificaciones al código, analizamos el acuerdo de sus resultados con la teoría en escenarios sencillos que involucran las interacciones agregadas.

4.1. La ecuación de transporte

Las ecuaciones presentadas en el Cap. 2 muestran que, en general, la pérdida de energía que sufre una partícula atravesando el MIG depende de la energía total de la misma. Por lo que, para dar cuenta de la pérdida y deposición de energía de una población de partículas, es necesario conocer la distribución de las mismas en el espacio de las fases, alrededor de una posición \vec{r} y de un momento \vec{p} , para cada instante de tiempo t . Dicha distribución se representa mediante la densidad de partículas $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$, en la posición (\vec{r}, \vec{p}) del espacio de fases, en el instante t . Para estudiar los efectos de una población de RC sobre la reionización y el calentamiento del MIG es necesario conocer la evolución de f desde el momento en que las partículas son emitidas hasta que abandonan la región de interés considerada para el espacio de fases.

Esta evolución esta gobernada por la ecuación de Boltzmann:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \vec{F} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_c, \quad (4.1)$$

donde \vec{v} es la velocidad de las partículas, \vec{F} la fuerza que actúa sobre ellas, y el miembro derecho representa la tasa de cambio de aquellas interacciones en las que las partículas se crean, se destruyen o sufren cambios abruptos en su momento. Este último término introduce un acoplamiento entre las distintas poblaciones de partículas, ya que la destrucción de partículas de una especie puede dar lugar a la creación de partículas de otra especie. En nuestro caso de interés, la baja densidad de RC nos permite considerar la población de partículas incidentes como un flujo no colisional. Sin embargo, el acoplamiento entre las ecuaciones no desaparece debido a que las interacciones con campos externos de materia, radiación y mag-

néticos también involucran distintas especies de partículas. Si j y j' representan las distintas especies de partículas de RC, k las partículas de los campos externos¹, σ_{kj} y $d\sigma_{kj}/d\vec{p}$ las secciones eficaces total y diferencial para las interacciones entre partículas de las especies j y k , la expresión para la derivada colisional es

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial f_j}{\partial t} \right|_c (\vec{r}, \vec{p}_j) = & \\ = \iint \sum_{j'} f_{j'}(\vec{r}, \vec{p}_{j'}) \sum_k f_k(\vec{r}, \vec{p}_k) \frac{d\sigma_{kj'}}{d\vec{p}_j}(\vec{p}_j, \vec{p}_{j'}, \vec{p}_k) v_{\text{rel}}(\vec{p}_k, \vec{p}_{j'}) d^3 p_{j'} d^3 \vec{p}_k - & \\ - f_j(\vec{r}, \vec{p}_j) \int \sum_k f_k(\vec{r}, \vec{p}_k) \sigma_{kj}(\vec{p}_k, \vec{p}_j) v_{\text{rel}}(\vec{p}_k, \vec{p}_j) d^3 \vec{p}_k. & \quad (4.2) \end{aligned}$$

En esta ecuación v_{rel} es la velocidad relativa de Møller (ver, p.ej., [Cannoni 2014](#)) entre las partículas incidentes, y las integrales se extienden sobre todo el espacio correspondiente. El primer término representa la fuente de partículas de la especie j con momento \vec{p}_j debidas a colisiones de otras partículas de RC con campos externos. El segundo describe el sumidero de partículas de la misma especie y momento debido a sus interacciones con dichos campos.

Como puede verse, la Ec. 4.1 conjuntamente con la Ec. 4.2 para múltiples especies de partículas constituyen un sistema de ecuaciones integro-diferenciales en derivadas parciales y altamente no lineal. La complejidad del mismo hace que no sea posible hallar soluciones analíticas, por lo que es necesario recurrir a métodos numéricos. Siguiendo a [Douna et al. \(2018\)](#), utilizamos un método Monte Carlo para la resolución, que es adecuado por ser el flujo de RC no colisional. Construimos numéricamente una muestra aleatoria de N partículas, caracterizadas por su

¹En el caso de campos magnéticos, la emisión sincrotrón puede entenderse como interacción con fotones virtuales del campo, por lo que formalmente puede incluirse en este tratamiento.

especie y por su posición y momento iniciales $(\{\vec{r}_i^{\text{ini}}, \vec{p}_i^{\text{ini}}\}, i \in [1, N])$, de modo que representen la distribución $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ emitida por la fuente de RC a lo largo del tiempo. El tamaño N de la muestra es un parámetro libre que determina la precisión del método: a mayor número de partículas, la incerteza en la aproximación de las distribuciones disminuye. La muestra puede hacerse arbitrariamente grande, limitada solamente por los recursos computacionales disponibles.

Para obtener la distribución f en cada instante t para cualquier valor de (\vec{r}, \vec{p}) , seguimos la trayectoria de las partículas en el espacio de fases. Estas trayectorias están constituidas por intervalos de evolución continua, separados por instantes en que una interacción cambia abruptamente su momento. Dichos instantes de interacción tienen una distribución exponencial con una media dada por la inversa de la integral del último término de la Ec. 4.2. Por consiguiente, usamos un segundo método Monte Carlo para muestrear los mismos a medida que las partículas evolucionan, en función de (\vec{r}, \vec{p}) y las integrales en la Ec. 4.2. Entre estos instantes integramos las ecuaciones de movimiento relativistas de cada una de las partículas de la muestra,

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}, \quad (4.3)$$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{c^2}{E}\vec{p}. \quad (4.4)$$

Repetimos el proceso desde el instante en que son emitidas las partículas hasta el momento en que salen de la región de interés del espacio de fases. De este modo, obtenemos un conjunto de posiciones y momentos $(\{\vec{r}_{i'}(t), \vec{p}_{i'}(t)\}, i' \in [1, M])$, para cualquier instante t de interés, donde $M \neq N$ debido a la creación

y destrucción de partículas de distintas especies. Esta nueva muestra representa la distribución de partículas en dicho instante. Como subproducto, la integración nos permite determinar el tipo y la cantidad de interacciones ocurridas, y la energía entregada al MIG por las mismas.

4.2. UTOPIA

Como mencionamos, el método para integrar la ecuación de transporte de Boltzmann requiere de tres tareas principales: el muestreo de la población inicial de partículas, la integración de las ecuaciones de movimiento de las mismas, y la determinación de los tiempos y productos de las interacciones, que requiere evaluar integrales multidimensionales sobre las secciones eficaces totales y diferenciales de cada interacción. Para estas tareas, en la presente Tesis utilizamos el código UTOPIA (Understanding Transport Of Particles In Astrophysics; [Pellizza et al. 2010](#); [Douna et al. 2018](#)).

UTOPIA consiste de dos tareas principales: la primera se encarga de generar una población inicial de partículas en base a parámetros especificados por el usuario. Esta población queda caracterizada por la especie, posición, momento y tiempo de emisión de cada una de las partículas que la componen $(\vec{r}_i^{\text{ini}}, \vec{p}_i^{\text{ini}}, t_i^{\text{ini}}, i \in [1, N])$. UTOPIA incluye para ello una variedad de modelos sencillos para la distribución temporal, espacial, direccional y espectral de la emisión de las fuentes, y puede extenderse agregando modelos más complejos si es necesario.

La segunda tarea permite evolucionar las partículas integrando las ecuaciones de movimiento de cada una de ellas en el espacio de fases, y considerando sus interacciones con los campos externos. Para la integración de la trayectoria (Ec. 4.4)

se utiliza la técnica *leap frog*, que consiste en segmentar el tiempo en pequeños intervalos Δt_i y propagar la partícula entre el comienzo y el final de cada uno de ellos, de acuerdo a la fuerza calculada a mitad del correspondiente intervalo. A su vez, para cada paso se determina la probabilidad de interacción $p(\Delta t_i)$ con los campos externos de acuerdo a

$$p(\Delta t_i) = 1 - e^{-\frac{\Delta t_i}{t_{\text{int}}}}, \quad (4.5)$$

donde t_{int} es el tiempo medio de interacción, dado por la inversa de la integral de sumidero de la Ec. 4.2.

UTOPIA implementa un método Markov-chain Monte Carlo (MCMC) con un algoritmo de Metropolis-Hastings (e.g. [Gregory 2005](#)) para evaluar dichas integrales, sin necesidad de introducir aproximaciones en las secciones eficaces y permitiendo la resolución de la ecuación de transporte en un esquema 3D tanto en el espacio de configuración como en el de momentos. La elección de este método se basa en el hecho de que el tiempo de cómputo requerido por un método MCMC es significativamente menor al requerido por los métodos de cuadratura cuando se trata de integrales multidimensionales. Para realizar el cálculo mencionado, UTOPIA hace uso de las secciones eficaces para las interacciones fundamentales utilizadas en el trabajo de [Douna et al. \(2018\)](#), y puede extenderse para incluir cualquier interacción cuyas secciones eficaces total y diferencial sean conocidas.

Habiendo calculado ya la probabilidad p de que se produzca la interacción, UTOPIA utiliza un método de aceptación y rechazo para decidir si la partícula genuinamente interactúa en cada paso temporal. En el caso en que se verifica la interacción, usa un procedimiento similar para decidir cuál de las posibles interac-

ciones ocurre. Este último caso tiene en cuenta la probabilidad de cada interacción en competencia, dada por la proporción de sus respectivas tasas de interacción individuales. Una vez seleccionada la interacción, el código calcula los productos de la misma resolviendo la integral de fuentes de la Ec. 4.2 mediante el método MCMC.

Este proceso se repite para cada paso temporal hasta que al cabo de un cierto tiempo la partícula abandona el rango de interés preestablecido para los parámetros de la simulación (energía, posición o tiempo). Una vez que todas las partículas han evolucionado por fuera de alguno de dichos rangos la simulación finaliza.

4.3. Validación de los procesos

La extensión de UTOPIA tiene por objetivo incluir los procesos de interacciones coulombianas, ionización y excitación colisional a bajas energías, además de fotoionización a cualquier energía. Para validar los cambios realizados, corrimos un conjunto de simulaciones diseñadas de forma tal que sus resultados tienen una reacción simple con los tiempos de colisión o las tasas de pérdida de energía de las partículas. De este modo, la concordancia entre estos resultados y las expresiones teóricas para estas magnitudes confirman la validez de la implementación numérica de las nuevas interacciones. Por razones de extensión, presentamos aquí solamente las más relevantes de estas pruebas.

En primer lugar consideramos la ionización y excitación colisional. Para poner a prueba el código simulamos una fuente de electrones monoenergética, y seguimos la propagación de los mismos hasta la primera interacción. Comparamos la media del tiempo de interacción de los electrones simulados con la fórmula teóri-

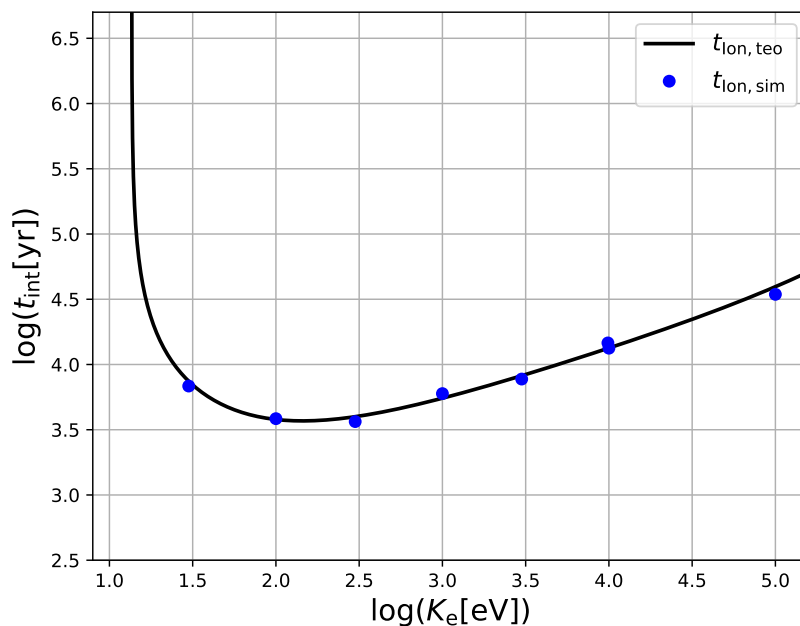


Figura 4.1: Tiempo medio de interacción para la ionización obtenido de las simulaciones en función de la energía cinética de los mismos (círculos azules). La línea negra representa la estimación teórica.

ca, discriminando según la interacción sufrida por la partícula. Para el caso de la ionización colisional, la Fig. 4.1 muestra el excelente acuerdo de las simulaciones con la teoría.

Para el caso de las pérdidas por interacción coulombiana con los electrones libres del medio, simulamos la trayectoria de una partícula, determinando su energía cinética en cada paso temporal de integración. El resultado se muestra en la Fig. 4.2, y nuevamente se destaca su excelente concordancia con la predicción teórica.

En la Fig. 4.3 mostramos un espectro de fotones teórico, resultado de la interacción IC entre electrones de energía $E_e = 5,11$ MeV y un campo monoenergético e isótropo de fotones con energía $E_{\text{ph}} = 0,511$ MeV y densidad $n_e = 10^6 \text{ cm}^{-3}$,

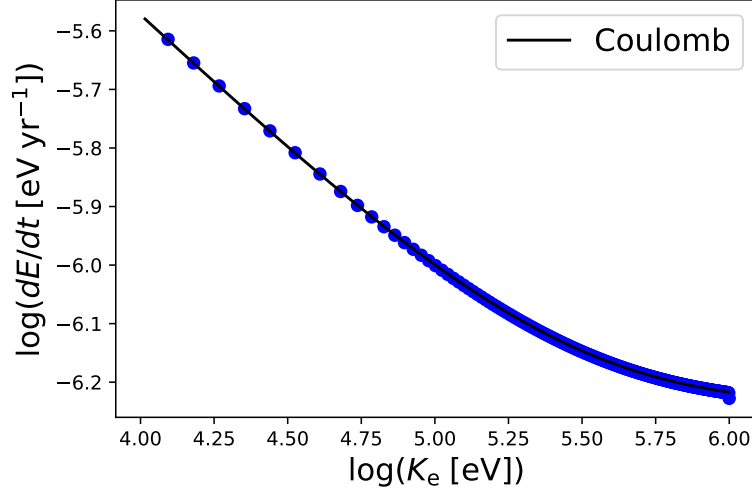


Figura 4.2: Tasa simulada de pérdida de energía de un electrón, en función de su energía cinética (círculos azules). La línea negra representa la estimación teórica.

para un valor de $k_0 = E_e E_{\text{ph}} / (m_e c^2)^2 \approx 1$, que corresponde a un régimen de energía intermedio en el que no se utilizan las aproximaciones usuales para los regímenes de Thomson ($k_0 \ll 1$) o Klein-Nishina ($k_0 \gg 1$). Comparamos el mismo con el espectro obtenido mediante una simulación que calcula la propagación de 10000 electrones de dicha energía hasta su primera interacción, y determina la energía del fotón producido en la misma. La distribución de energía de dichos fotones es consistente con la curva teórica, indicando que el modelado numérico de la misma es adecuado.

Para el proceso de fotoionización, simulamos la propagación de fotones de distintas energías en un medio de hidrógeno de densidad n_{HI} . Determinamos el tiempo medio de interacción \bar{t}_{int} de los fotones a cada energía y a partir del mismo la sección eficaz de fotoionización, $\sigma = (n_{\text{HI}} c \bar{t}_{\text{int}})^{-1}$. La Fig. 4.4 muestra un muy buen acuerdo con la teoría.

A partir de las pruebas realizadas, concluimos que el código numérico repre-

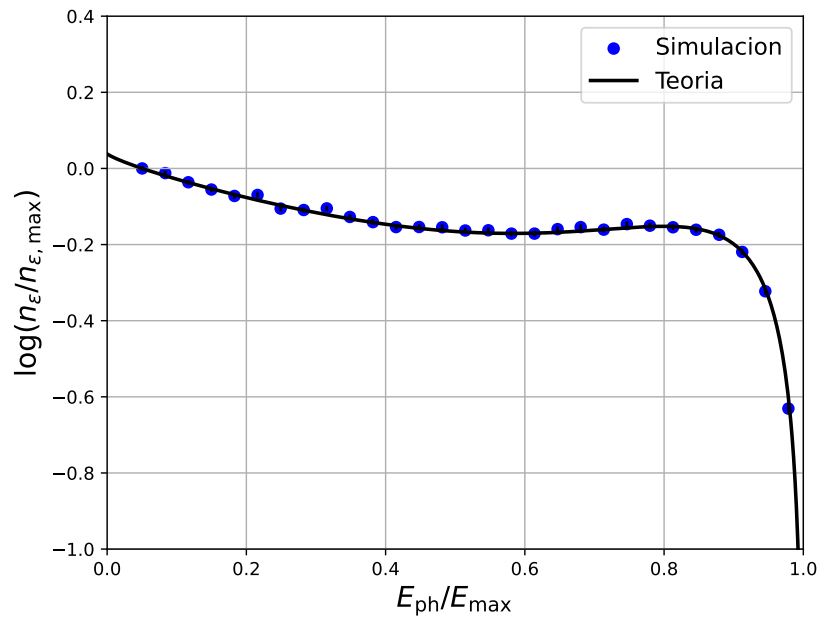


Figura 4.3: Densidad espectral de energía de los fotones dispersados por IC en función de su energía. Las variables de este gráfico fueron normalizadas respecto a sus valores máximos simulados.

senta bien las interacciones relevantes para el problema de la reionización.

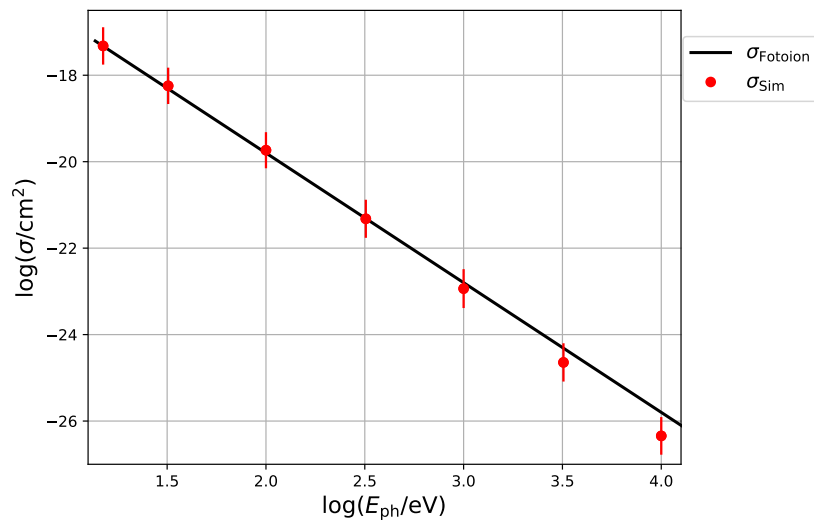


Figura 4.4: Sección eficaz de interacción para fotoionización en función de la energía del fotón incidente. Los círculos rojos representan los valores determinados a partir de las simulaciones, mientras que la línea negra muestra la sección eficaz teórica.

Capítulo 5

Efectos de IC y fotoionización en el transporte

Como mencionamos en la Sec. 3.3, el objetivo particular de esta Tesis es explorar la importancia de un proceso aún no investigado exhaustivamente: la fotoionización producida por radiación originada en la dispersión IC de electrones relativistas por parte del FCM. Para ello, en el presente capítulo desarrollamos simulaciones de la propagación de electrones en el MIG, y analizamos la deposición de energía en forma de ionizaciones. Teniendo en cuenta la modificación del código numérico descrita en el Cap. 4, en primer lugar simulamos la propagación sin considerar IC y fotoionización (Sec. 5.1). En segundo lugar, agregamos a las simulaciones los efectos de la interacción IC, y estimamos los rangos de energía de los electrones en que dicha interacción da lugar a fotones con capacidad de ionizar (Sec. 5.2). Finalmente, calculamos las cascadas producidas por estos fotones, y determinamos el aporte de las mismas a la ionización del MIG (Sec. 5.3).

En todos los casos, el escenario astrofísico consiste en una galaxia primordial

que emite RC en forma isotrópica, a un dado corrimiento al rojo. Dado que el tamaño de estas galaxias habría sido del orden del kiloparsec, su separación del orden del megaparsec, representamos las mismas como fuentes puntuales.

Los electrones emitidos por la galaxia se propagan en el MIG parcialmente ionizado, cuya densidad n_{HI} viene dada por la media del Universo para el corrimiento al rojo adoptado (Ec. 3.1). Además del hidrógeno del MIG, los electrones interactúan con los fotones del FCM, cuya densidad viene dada por la Ec. 3.2. Para comprender mejor la dependencia con la energía de los electrones, realizamos varias simulaciones con espectros de RC monoenergéticos de distintas energías. En todos los casos, las simulaciones calculan la evolución dinámica de las partículas primarias y secundarias generadas en la cascada hasta que las mismas se enfrían por debajo de una determinada energía mínima E_{min} , o escapan de la región de interés, modelada por una esfera de radio $R = 1 \text{ Mpc}$ centrada en la fuente. Adoptamos este valor por ser una estimación de la distancia típica entre galaxias a $z = 10$. La energía cinética de los electrones E_e , el corrimiento al rojo z , la fracción de ionización preexistente en el medio f_{ion} , y la energía mínima E_{min} son los parámetros libres del modelo. Este último es puramente numérico y lo utilizamos para optimizar el tiempo de corrida de las simulaciones.

5.1. Distribución espacial de energía

En el trabajo de [Douna et al. \(2018\)](#) se explora la distribución espacial de la deposición de energía en el MIG producida por los electrones que escapan de una galaxia. Esto se logró por medio de simulaciones realizadas con los códigos JET ([Douna et al. 2018](#)) y UTOPIA. El código JET se empleó para calcular la propa-

Sim. N°	E_K	f_{ion}	z	Sim. N°	E_K	f_{ion}	z
1	30 eV	10^{-4}	10	10	30 eV	10^{-3}	10
2	100 eV	10^{-4}	10	11	100 eV	10^{-3}	10
3	300 eV	10^{-4}	10	12	300 eV	10^{-3}	10
4	1 keV	10^{-4}	10	13	1 keV	10^{-3}	10
5	3 keV	10^{-4}	10	14	3 keV	10^{-3}	10
6	10 keV	10^{-4}	10	15	10 keV	10^{-3}	10
7	100 keV	10^{-4}	10	16	100 keV	10^{-3}	10
8	1 MeV	10^{-4}	10	17	1 MeV	10^{-3}	10
9	10 MeV	10^{-4}	10	18	10 MeV	10^{-3}	10
Sim. N°	E_K	f_{ion}	z	Sim. N°	E_K	f_{ion}	z
19	30 eV	10^{-2}	10	28	30 eV	10^{-1}	10
20	100 eV	10^{-2}	10	29	100 eV	10^{-1}	10
21	300 eV	10^{-2}	10	30	300 eV	10^{-1}	10
22	1 keV	10^{-2}	10	31	1 keV	10^{-1}	10
23	3 keV	10^{-2}	10	32	3 keV	10^{-1}	10
24	10 keV	10^{-2}	10	33	10 keV	10^{-1}	10
25	100 keV	10^{-2}	10	34	100 keV	10^{-1}	10
26	1 MeV	10^{-2}	10	35	1 MeV	10^{-1}	10
27	10 MeV	10^{-2}	10	36	10 MeV	10^{-3}	10

Tabla 5.1: Parámetros de las simulaciones de cascadas electromagnéticas iniciadas por electrones propagándose por el MIG, considerando las interacciones coulombianas, ionizaciones colisionales y excitaciones colisionales. El valor de energía mínima escogido es $E_{\text{min}} = 10,2 \text{ eV}$, ya que por debajo de dicho valor los electrones pierden el resto de su energía por colisiones elásticas hasta termalizar.

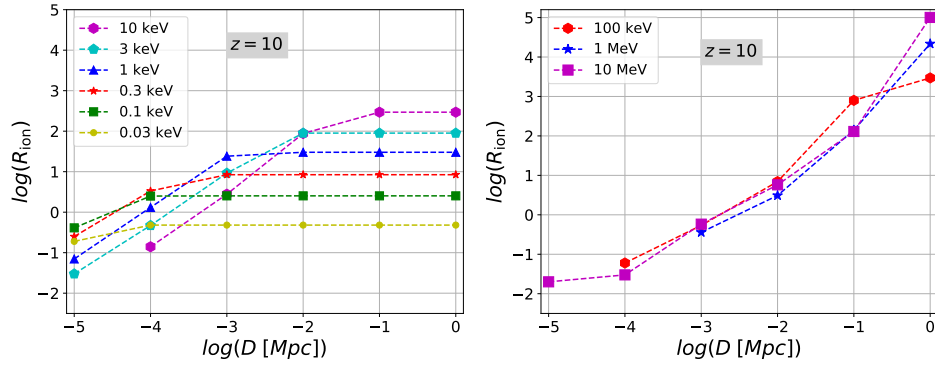


Figura 5.1: Cantidad de ionizaciones por electrón primario R_{ion} en función de la distancia a la fuente D , para distintos valores de energía cinética del electrón.

gación de electrones con energías cinéticas que van desde 1 eV hasta 10 keV en un medio parcialmente ionizado, mientras que con UTOPIA se calculó la propagación de aquellos electrones con energías cinéticas por encima de los 10 keV. Actualmente, gracias a la extensión descrita en el capítulo anterior, UTOPIA es capaz de simular escenarios más complejos, y abarcar rangos de energía más amplios (eV–PeV). En esta sección validamos el nuevo código mediante una serie de simulaciones desarrolladas para reproducir los resultados de [Douna et al. \(2018\)](#). Estas simulaciones no utilizan las interacciones IC y fotoionización, ya que el código de baja energía de dichos autores (JET) no las implementa. Los parámetros de dichas simulaciones se encuentran en la Tabla 5.1. En particular, tomamos $E_{\text{min}} = 10,2 \text{ eV}$, por ser la menor energía de excitación del hidrógeno en su estado fundamental. De este modo, cualquier partícula cuya energía sea menor a E_{min} sólo puede interactuar elásticamente con el plasma, y depositará su energía en forma de calor en el mismo hasta termalizar.

En la Fig. 5.1 mostramos la cantidad acumulada de ionizaciones por electrón incidente en función de la distancia, para distintas energías del electrón prima-

rio. Observamos que el número total de ionizaciones aumenta con la energía de los electrones primarios y que para todos los valores de energía considerados las curvas presentan un comportamiento similar, creciendo con la distancia hasta alcanzar un valor máximo constante una vez que la energía de los electrones queda por debajo del umbral de ionización. Mas aún, vemos que para energías inferiores a 0,1 MeV la distribución acumulada del número de ionizaciones alcanza una meseta dentro de la zona de interés, mientras que para energías mayores la pendiente de las curvas en la región cercana a 1 Mpc indica que el número de ionizaciones continúa creciendo mas allá de dicha distancia. Con estos resultados reproducimos aquellos de [Douna et al. \(2018\)](#) para el intervalo de energías 30 eV–10 keV, tanto cualitativa como cuantitativamente (cf. la Fig. 3 de dichos autores) y extendemos el análisis a electrones relativistas. Concluimos que la extensión del código UTOPIA calcula adecuadamente la propagación de los electrones a baja energía.

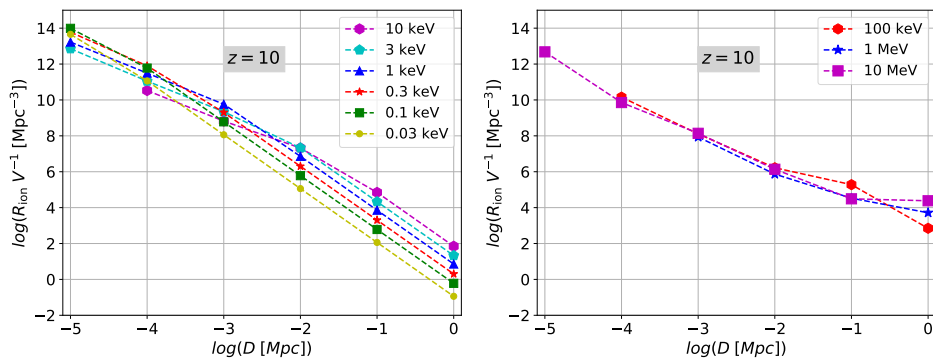


Figura 5.2: Densidad volumétrica de ionizaciones por electrón primario en función de la distancia a la fuente D , para distintas energías cinéticas del electrón.

Por otro lado, en la Fig. 5.2 vemos que las densidades medias volumétricas de ionizaciones por electrón incidente decrecen con la distancia, lo cual implica que los efectos de la ionización son mayores en las cercanías de la fuente. Esto se debe a que el volumen de la región donde ocurren las interacciones crece más

rápida-mente con la distancia que el número de eventos de ionización. Mientras se desarrolla la cascada el número total de ionizaciones acumuladas por partícula R_{ion} crece en forma aproximadamente lineal, mientras que el volumen decrece cúbicamente, por lo que las curvas presentan una pendiente logarítmica ~ -2 . Una vez superado el rango de ionización, R_{ion} se mantiene constante, por lo que las curvas cambian su pendiente a ~ -3 . Esto se observa claramente a bajas energías. Para el caso de las partículas relativistas, el rango de ionización es mayor a la distancia simulada. La pendiente se mantiene cerca de -2 para distancias cortas, y aumenta luego a ~ -1 debido a que se suma la contribución de ionizaciones por parte de electrones secundarios.

En la Fig. 5.3 mostramos la fracción del total de energía de la población incidente que se pierde por cada proceso de enfriamiento, para distintas fracciones de ionización del MIG y para distintos valores de energía. Se observa que a medida que la fracción de ionización aumenta, las pérdidas de energía por excitaciones e ionizaciones colisionales decrecen, mientras que las pérdidas en forma de calor (interacciones coulombianas) se incrementan. Esto se explica por el hecho de que a mayor fracción de ionización, la densidad de blancos para la interacción coulombiana aumenta, mientras que al haber menos átomos de hidrógeno las ionizaciones y excitaciones ocurren a tasas menores. Además, para valores de energía mayores a 100 keV los electrones no logran depositar toda su energía en el medio, sino que algunos de ellos se propagan mas allá del rango espacial de la simulación, llevándose consigo una fracción significativa de la energía inicial de la población. Esto está en concordancia con lo que se observa de las pendientes en la Fig. 5.1. Destacamos también la existencia de un rango de valores de la fracción de ionización ($3 \times 10^{-3} - 10^{-2}$) para los cuales se depositan cantidades de energía comparables

en calentamiento del MIG y en ionizaciones y excitaciones. En este caso también reproducimos resultados anteriores para electrones de 10 keV (cf. Fig. 4 de [Douna et al. 2018](#)) y extendimos el análisis a un intervalo más amplio de energías.

Por otro lado, notamos que aunque los electrones relativistas transportan la mayor parte de la energía fuera de la región de interés, la cantidad de energía depositada en el MIG dentro de dicha región es comparable o incluso mayor que en los casos no relativistas. Por ejemplo, un electrón de 10 keV deposita la totalidad de su energía mientras que uno de 100 MeV deposita el $\sim 1\%$, i.e. 1 MeV (~ 100 veces más). Este resultado muestra que es necesario considerar la contribución de partículas cuyo tiempo de enfriamiento es superior al de Hubble, ya que sólo se requiere que un electrón deposite apenas una pequeña fracción de su energía para que produzca efectos significativos en el medio. Más aún, esto muestra que el resultado final será fuertemente dependiente de la distribución espectral de energía de los electrones emitidos por la fuente.

5.2. Cascadas con IC

Como concluimos en el Cap. 3, un análisis detallado de las cascadas electromagnéticas debe considerar necesariamente los efectos de los fotones secundarios, debido a su potencial para producir ionizaciones. Los fenómenos principales que podrían dar lugar a modificaciones en los resultados obtenidos en la sección previa son básicamente dos. Por un lado, las pérdidas de energía generadas por IC disminuyen la cantidad de energía disponible para ionizar, pero a la vez enfrían los electrones de modo que su poder de ionización aumenta. La variación en el número de ionizaciones colisionales dependerá de la competencia entre ambos

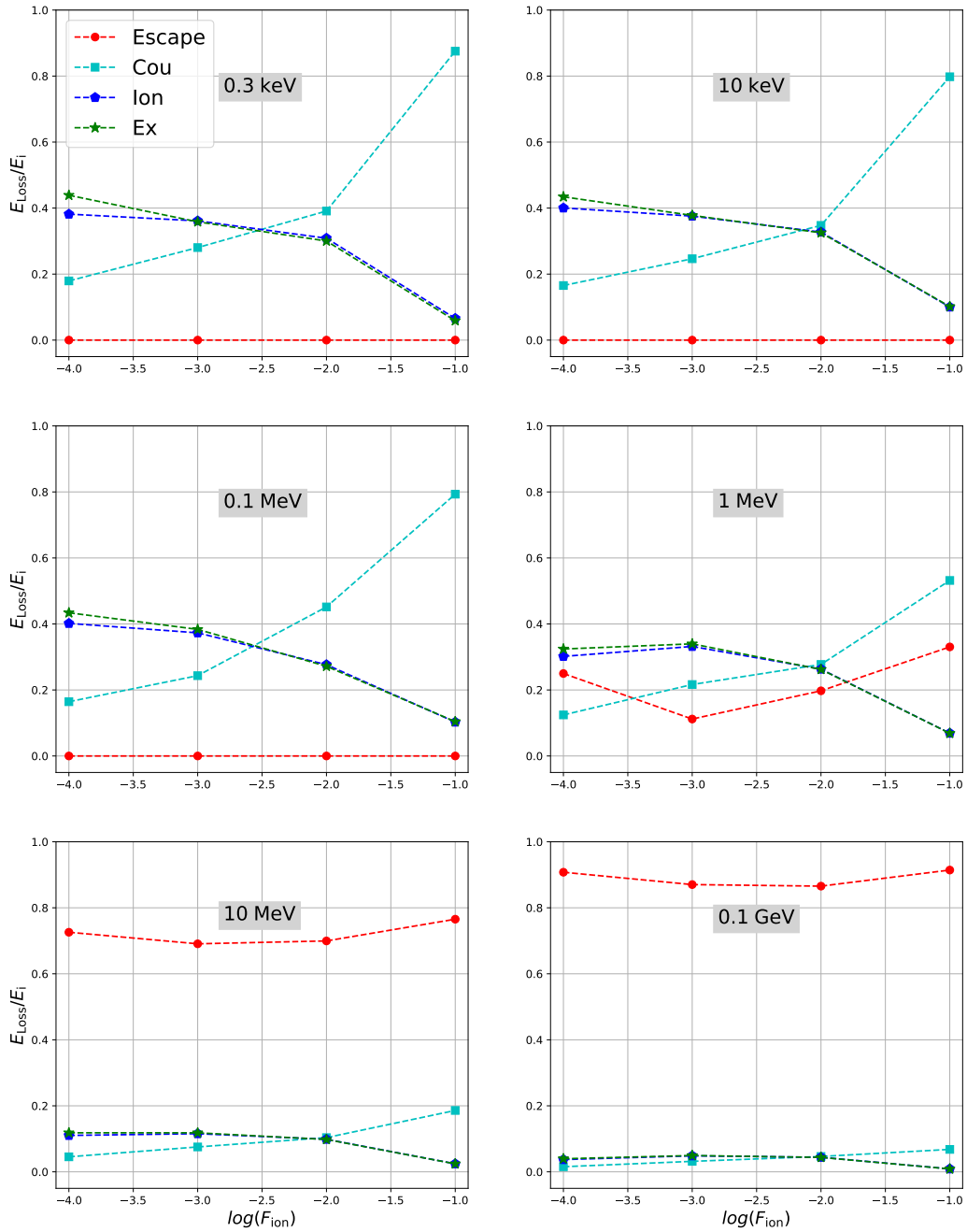


Figura 5.3: Fracción de energía depositada en el MIG por ionizaciones colisionales (pentagonos azules), interacciones coulombianas (cuadrados cyan), excitaciones colisionales (estrellas verdes) y por escape de la región de interés (circulos rojos), en función de la fracción de ionización y para distintos valores de energía cinética del electrón.

Sim. N°	E_K	f_{ion}	z
55	30 eV	10^{-4}	10
56	100 eV	10^{-4}	10
57	300 eV	10^{-4}	10
58	1 keV	10^{-4}	10
59	3 keV	10^{-4}	10
60	10 keV	10^{-4}	10
61	100 keV	10^{-4}	10
62	1 MeV	10^{-4}	10
63	10 MeV	10^{-4}	10
64	20 MeV	10^{-4}	10
65	60 MeV	10^{-4}	10
66	100 MeV	10^{-4}	10
67	140 MeV	10^{-4}	10
68	200 MeV	10^{-4}	10
69	500 MeV	10^{-4}	10

Tabla 5.2: Parámetros de las simulaciones de cascadas electromagnéticas iniciadas por electrones propagándose por el MIG, considerando las interacciones coulombianas, IC, fotoionización, ionizaciones colisionales y excitaciones colisionales. Los valores de la energía mínima hasta la que evolucionan las partículas son: $E_{\text{min}} = 10,2 \text{ eV}$ para cascadas iniciadas por electrones con $E_e \leq 10 \text{ keV}$, $E_{\text{min}} = 10 \text{ keV}$ para cascadas iniciadas por electrones con $0,1 \text{ MeV} < E_e \leq 10 \text{ MeV}$, y $E_{\text{min}} = 10 \text{ MeV}$ para cascadas iniciadas por electrones de con $E_e > 10 \text{ MeV}$.

efectos. Por otro lado, la ionización producida por fotones secundarios creados en interacciones IC podría incrementar la cantidad total de ionizaciones por electrón primario.

Considerar las contribuciones mencionadas implicaría repetir las simulaciones presentadas en la Tabla 5.1 para todo el rango de energía de RC, añadiendo las interacciones IC y fotoionización, y siguiendo los productos de las mismas. Sin embargo, dadas las limitaciones de los recursos computacionales disponibles al momento del desarrollo de esta Tesis (cada simulación requiere entre algunas horas y varios días, y ocupa entre unos pocos gigabytes a terabytes de memoria), fue necesario seleccionar las simulaciones que podrían generar aportes relevantes para el objetivo de este trabajo. Para ello, elaboramos un criterio a partir de estimaciones teóricas a fin de poder seleccionar aquellas simulaciones que es menester realizar.

Como mencionamos en la Sec. 3.1, los electrones pueden sufrir un gran número de dispersiones (del orden de $\sim 10^7$) causadas por los fotones del FCM, por medio de la interacción IC. Nos interesa determinar si estas dispersiones producen fotones ionizantes, y si drenan suficiente energía de los electrones primarios como para cambiar el número de ionizaciones colisionales.

Con el fin de determinar el valor mínimo de energía para el cual un electrón puede producir fotones secundarios capaces de ionizar, calculamos la energía máxima que puede alcanzar un fotón dispersado por dicha interacción. En los casos que nos interesa explorar, las energías del fotón y el electrón son tales que la interacción ocurre en el régimen de Thomson ($E_e E_{\text{ph}} \ll m_e^2 c^4$). Dicha energía máxima viene dada por la expresión $E_{\text{max}} \approx (2\gamma_e)^2 E_{\text{ph}}^i$ (e.g. [Romero & Paredes 2012](#)), donde γ_e es el factor de Lorentz del electrón y E_{ph}^i es la energía del fotón antes

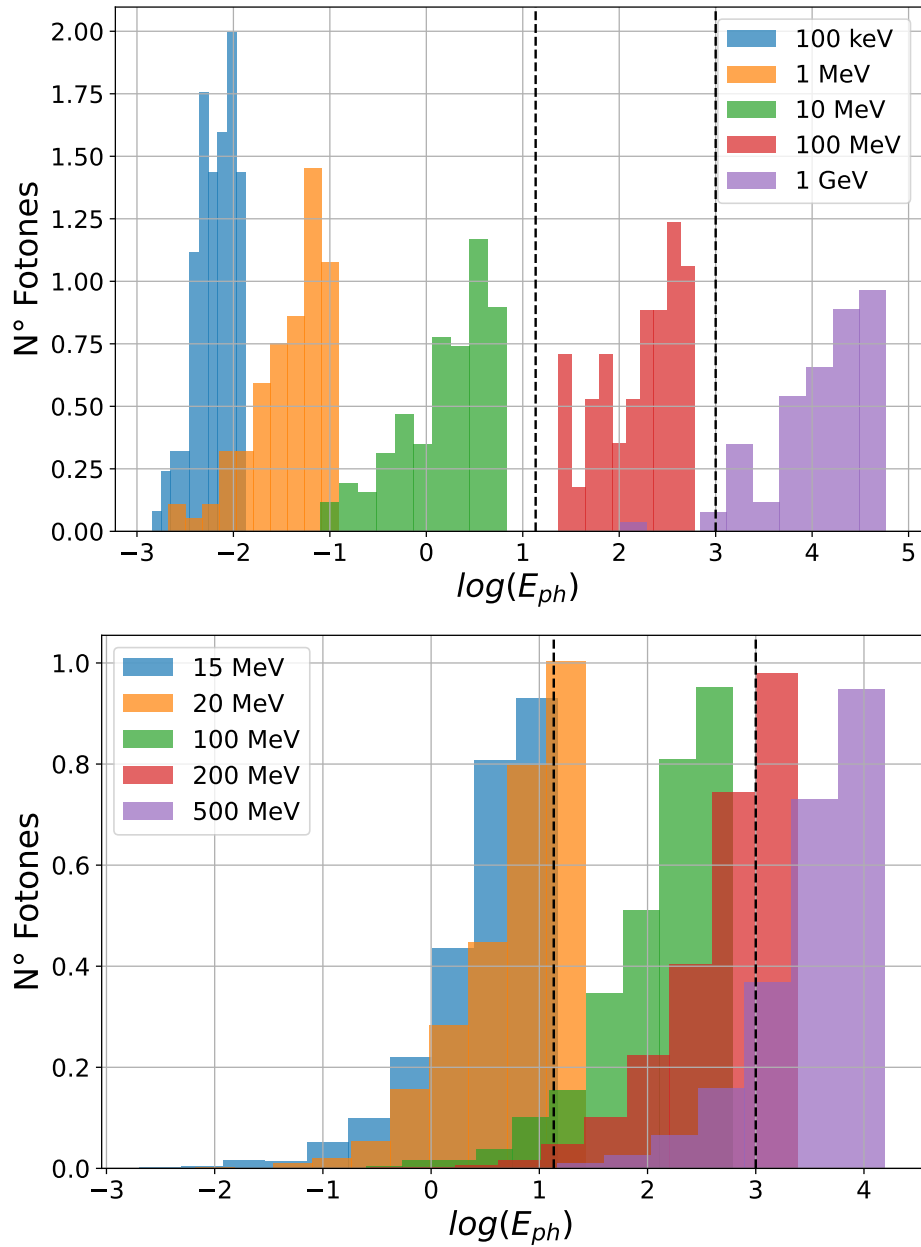


Figura 5.4: Espectro simulado de fotones dispersados por Compton inverso para distintas energías del electrón primario.

de ser dispersado. Al considerar fotones blanco con energía $E_{\text{ph}}^i = 4,1 \times 10^{-3}$ eV (valor típico de un fotón del FCM para $z = 10$) vemos que, para que éste sea dispersado con una energía final máxima de $E_{\text{ph}}^f = 13,6$ eV, el electrón incidente deberá tener al menos una energía de ~ 15 MeV.

Por otro lado, fotones con energías por encima de ~ 1 keV tienen tiempos de interacción superiores al tiempo de Hubble para $z = 10$ (ver, p.ej. Fig. 3.4), es decir que dichos fotones no serán capaces de ionizar en escalas de tiempo relevantes. A raíz de esto, calculamos la energía del electrón primario tal que la energía media del espectro de fotones dispersados por IC sea de ~ 1 keV. La energía del fotón dispersado promediada es $\langle E_{\text{ph}}^f \rangle = 2 \gamma_e^2 E_{\text{ph}}^i$. A partir de esta expresión obtenemos un valor de ~ 200 MeV para la cota máxima de energía de los electrones que pueden producir fotones secundarios ionizantes.

Para validar este razonamiento corrimos un conjunto de simulaciones considerando una fuente de emisión isótropa y un campo de blancos de fotones con energía $E_{\text{ph}}^i = 4,1 \times 10^{-3}$ eV. Adoptamos como energía mínima de la simulación E_{min} una muy cercana a la propia energía del electrón primario, porque nos interesa solamente obtener el espectro de fotones dispersados mientras el electrón no varía su energía apreciablemente. En cada caso usamos 100 electrones primarios para que el espectro de fotones tenga suficientes cuentas para que los errores estadísticos sean despreciables. En la Fig. 5.4 mostramos el espectro simulado de fotones dispersados en función de su energía, para distintos valores de energía del electrón primario. Vemos que a partir de ~ 500 MeV la cantidad de fotones ionizantes comienza a hacerse poco significativa, mientras que electrones con energías de ~ 1 GeV y superiores generan un espectro de fotones completamente por encima del máximo definido para la fotoionización a $z = 10$. Por otro

lado, por debajo de 15 MeV todos los fotones quedan por debajo del umbral de ionización. Concluimos que solo electrones con energía cinética E_e en el rango 15 – 500 MeV pueden dar origen, por medio de las interacciones IC con el FCM, a fotones capaces contribuir directamente a la ionización del medio. Por lo tanto, es preciso conocer cómo se desarrollan las cascadas iniciadas por estos electrones.

Por otra parte, aún es posible que IC contribuya con el enfriamiento de los electrones en otros rangos de energía, modificando el número de ionizaciones. Para explorar en detalle este fenómeno además de la fotoionización, y optimizar los recursos computacionales disponibles, dividimos el rango de energías de los electrones primarios del siguiente modo:

- Bajas energías: 30 eV – 10 keV. La deposición de energía es local y los fotones secundarios son muy poco energéticos. No esperamos que IC y fotoionización introduzcan cambios significativos.
- Energías medias: 10 keV – 10 MeV. La deposición de energía deja de ser local, y los fotones secundarios tienen energías mayores. Esperamos efectos de enfriamiento por IC, pero no de fotoionización.
- Energías altas: 10 MeV – 500 MeV. La fotoionización es relevante y es producida por fotones provenientes de los electrones primarios. Esperamos efectos de enfriamiento y de fotoionización.
- Energías muy altas: > 500 MeV. La fotoionización no es relevante para fotones provenientes de los electrones primarios. Podrían haber efectos de enfriamiento y de fotoionización por fotones provenientes de electrones secundarios.

Sim. N°	E_K	f_{ion}	z
70	30 eV	10^{-4}	10
71	50 eV	10^{-4}	10
72	100 eV	10^{-4}	10
73	200 eV	10^{-4}	10
74	300 eV	10^{-4}	10
75	600 eV	10^{-4}	10
76	1 keV	10^{-4}	10
77	10 keV	10^{-4}	10
78	100 keV	10^{-4}	10
79	1 MeV	10^{-4}	10
80	10 MeV	10^{-4}	10

Tabla 5.3: Parámetros de las simulaciones de cascadas electromagnéticas iniciadas por fotones propagándose por el MIG, considerando las interacciones coulombianas, Compton, fotoionización, ionizaciones colisionales y excitaciones colisionales. El valor de energía mínima es $E_{\text{min}} = 10,2 \text{ eV}$.

En la siguiente sección exploramos cada uno de estos casos para determinar con precisión la relevancia de los distintos procesos.

5.3. Efectos de la fotoionización e IC

En la Fig. 5.5 mostramos, para el rango de bajas energías (30 eV–10 keV), los resultados de las simulaciones realizadas para cascadas iniciadas por electrones (simulaciones #55 – 60 de la Tabla 5.2), considerando los efectos de los fotones secundarios (IC y fotoionización). En primer lugar, observamos que la cantidad de ionizaciones por electrón incidente, y la distancia a la fuente a la que estas ocurren, no tiene variaciones relevantes respecto a las de la Fig. 5.1. Esto implica, en conjunto con la Fig. 5.4, que las pérdidas de energía producidas por IC no afectan el poder de ionización de los electrones de baja energía.

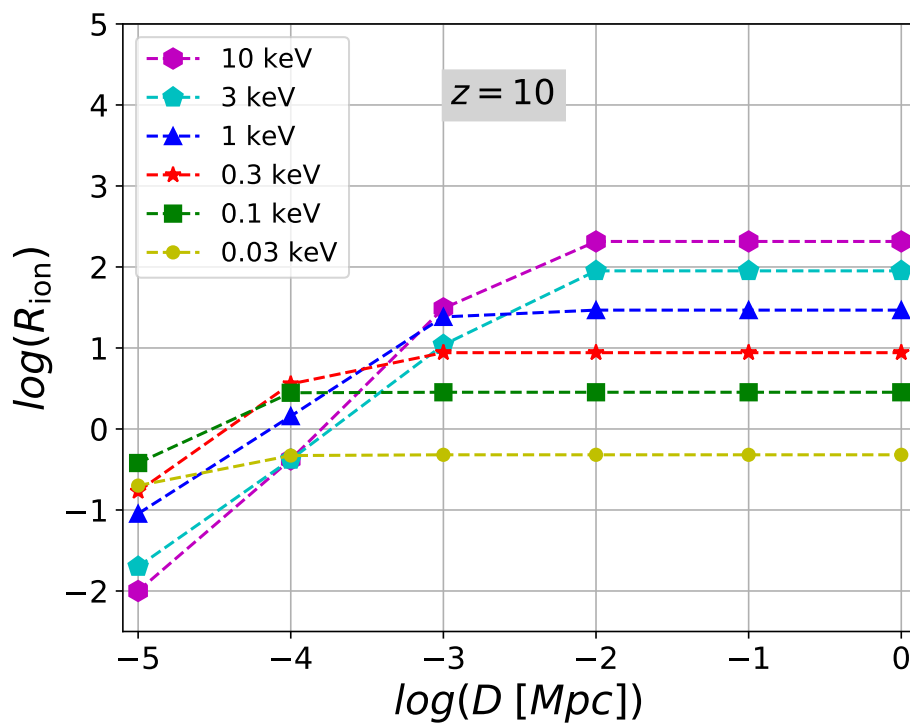


Figura 5.5: Cantidad de ionizaciones por electrón primario en función de la distancia a la fuente D , considerando fotones secundarios, para distintos valores de energía del electrón primario.

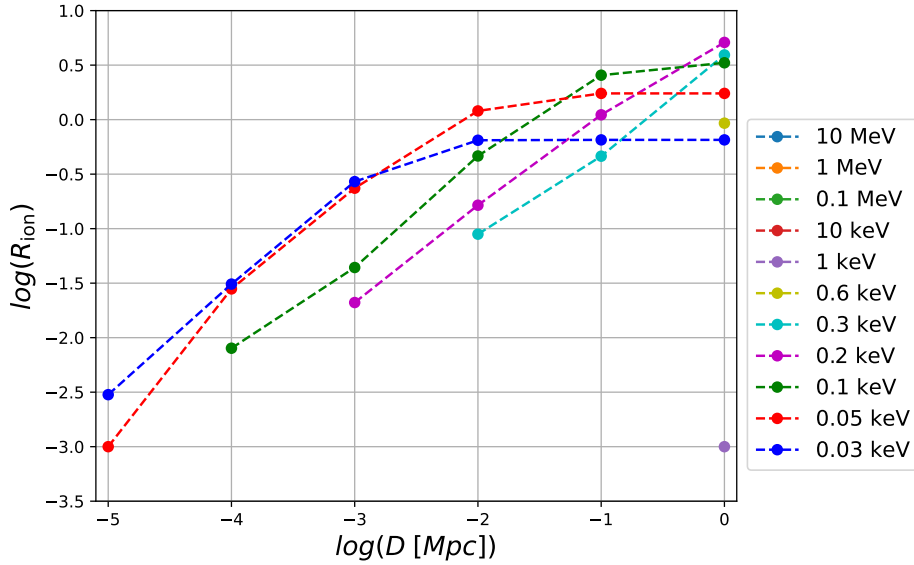


Figura 5.6: Cantidad de ionizaciones por fotón primario en función de la distancia a la fuente D , para distintos valores de energía del fotón primario.

Para cascadas iniciadas por fotones, en la Fig. 5.6, mostramos la cantidad total de ionizaciones por fotón primario en función de la distancia a la fuente, que obtuvimos de los resultados de las simulaciones #70 – 80 (ver Tabla 5.3). Se observa que, para fotones con energías $\lesssim 200$ keV el número total de ionizaciones aumenta con la energía del fotón incidente. Para fotones con energías entre 0,2 – 1 keV, el número de ionizaciones totales disminuye debido a que la sección eficaz de fotoionización decrece con la energía, permitiendo que algunos fotones escapen de la región de interés sin iniciar cascadas. Por último, para fotones con energías mayores a 1 keV, la totalidad de los mismos escapa sin interactuar.

A fin de optimizar los recursos computacionales disponibles, las simulaciones de las cascadas electromagnéticas iniciadas por electrones con energías intermedias fueron realizadas con un umbral de $E_{\min} = 10$ keV (#61 – 63, Tabla 5.2). Luego, haciendo uso de los resultados obtenidos para las cascadas iniciadas por

fotones y electrones en el régimen de bajas energías, calculamos por medio de un proceso de interpolación (en energía y distancia) la cantidad de fotones producidos por la interacción IC y su energía, y el número total de ionizaciones producidas por aquellas partículas cuya energía disminuyó por debajo de 10 keV. De forma análoga, las cascadas iniciadas por electrones en el régimen de altas energías fueron simuladas con $E_{\min} = 10$ MeV (#64 – 69, Tabla 5.2), y nuevamente se interpolaron los resultados extraídos de los regímenes anteriores para las partículas con energía menor a la mínima permitida. Esto nos permitió hacer un análisis detallado de los efectos de la interacción IC y la fotoionización para el rango de energía de interés, reduciendo en semanas el tiempo de cómputo.

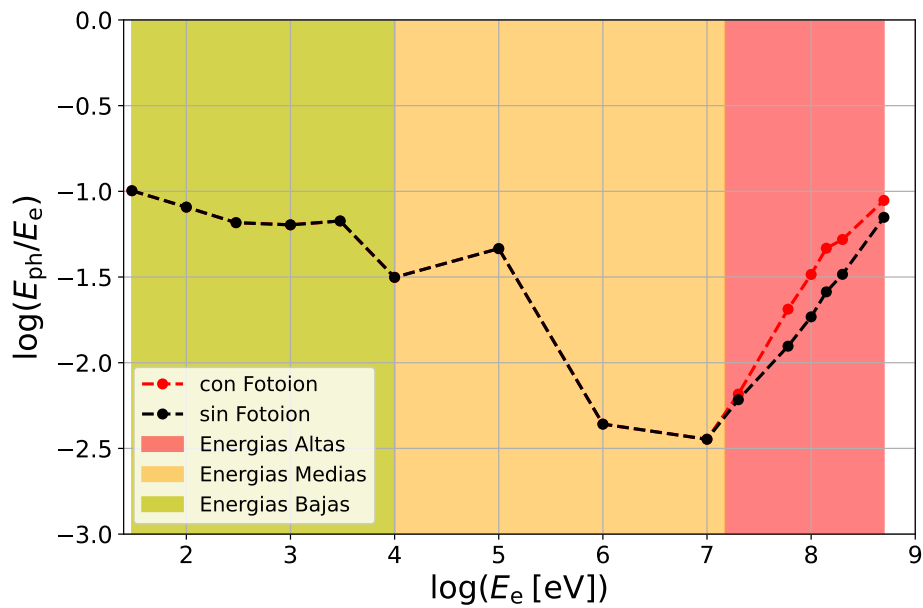


Figura 5.7: Fracción de la energía de los electrones primarios perdida por interacción IC (línea negra) y por IC y fotoionización (línea roja), en función de la energía del electron primario.

En la Fig. 5.7 mostramos, en función de la energía del electrón primario, la fracción de energía que se emite en forma de fotones por efecto de la interac-

ción IC, dentro de una distancia de 1 Mpc. Se observa que, para energías de los electrones primarios menores a 100 keV, la fracción de energía emitida en fotones disminuye suavemente a medida que la energía de los electrones primarios aumenta, variando desde un 10 % para electrones con energías de ~ 30 eV, hasta ~ 3 % para electrones con energías de 10 keV. Esto se debe a que, si bien la tasa de interacción de IC aumenta con la energía de los electrones, la energía de los fotones producidos por la misma no crece significativamente, manteniéndose aproximadamente constante para electrones en el rango de bajas energías. Por otro lado, para electrones primarios con energías mayores a 100 keV, se aprecia una caída abrupta en la energía total de los fotones secundarios. Esto es de esperarse dado que a partir de dicha energía las cascadas electromagnéticas se inician cerca de la distancia máxima considerada para las simulaciones (ver Fig. 5.5). Por lo tanto, una gran parte de la energía inicial escapa en electrones de baja energía, los cuales producirán un gran número de fotones por medio de IC más allá de 1 Mpc.

Finalmente, para energías de los electrones primarios mayores a 10 MeV, notamos otro cambio de comportamiento. Se aprecia un aumento en la fracción de energía perdida en forma de fotones, el cual se debe a que los electrones con energía mayor a ~ 15 MeV producen fotones secundarios capaces de ionizar (ver Sec. 5.2). Estas ionizaciones generan a su vez electrones de bajas energías, los cuales se enfrían por efecto de la interacción IC, haciendo estas pérdidas más eficientes para este rango de energías.

De la Fig. 5.8 podemos observar que la variación relativa del número de ionizaciones al tener en cuenta los efectos de IC, respecto al caso en que los mismos no se consideran, muestra un comportamiento análogo al de la energía emitida en fo-

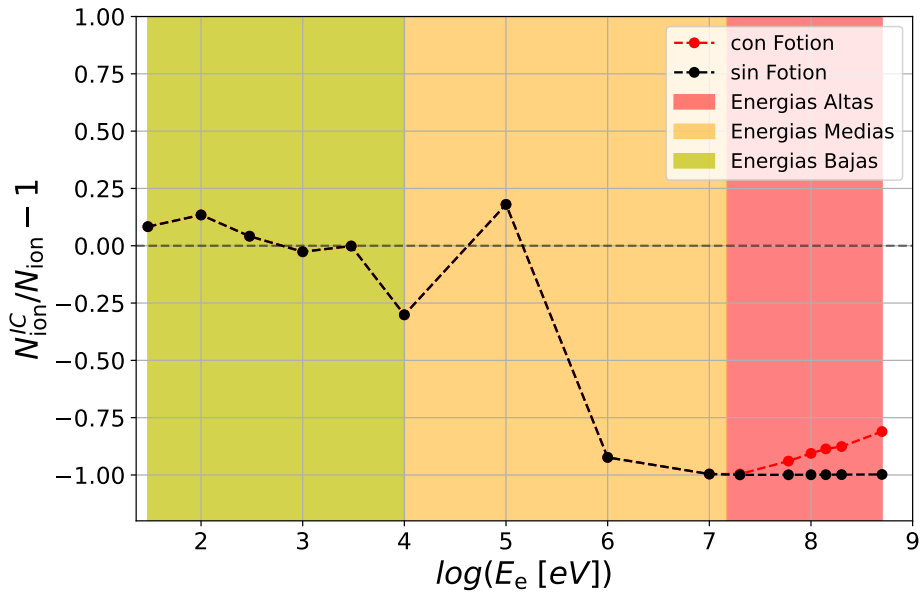


Figura 5.8: Variación relativa (respecto del caso sin IC) del número de ionizaciones por electrón primario al incluir IC (línea negra), y al tener en cuenta IC y fotoionización (línea roja), en función de la energía del electrón primario.

tones secundarios. Se aprecia un decrecimiento suave hasta energías de ~ 10 keV, seguido de un descenso abrupto causado por los electrones secundarios de baja energía que escapan del rango de la simulación, llevándose consigo casi la totalidad de la energía inicial. Por otro lado, para electrones primarios en el rango de altas energías, los fotones secundarios producto de la interacción IC alcanzan el umbral de ionización y, a su vez, los electrones generados por dichos fotones producen ionizaciones colisionales hasta termalizar con el medio. Esto provoca una leve subida en el número de ionizaciones. La suma de estas contribuciones, sin embargo, no es suficiente para compensar las pérdidas de energía generadas por IC. La cantidad total de ionizaciones al considerar los efectos de la fotoionización alcanza un valor del orden del 10% de las que ocurrirían sin considerar IC.

Capítulo 6

Discusión y conclusiones

En este trabajo analizamos los efectos de los RC que escapan de las galaxias sobre el MIG durante la EdR, considerando un escenario de reionización estándar ($z = 10$, $f_{\text{ion}} = 10^{-4}$), a través de las cascadas electromagnéticas producidas por los mismos. Para ello, hemos realizado un análisis detallado de los distintos procesos de pérdida de energía que pueden sufrir los RC, teniendo en cuenta procesos no considerados en trabajos anteriores (Tueros et al. 2014; Leite et al. 2017; Douna et al. 2018). Determinamos que los procesos relevantes para la reionización del Universo son la ionización y excitación colisional, las interacciones coulombianas, IC y la fotoionización. Demostramos además que el análisis de los tiempos de enfriamiento es insuficiente para determinar la relevancia de estos procesos. Extendimos dicho análisis combinando el tiempo de enfriamiento, el tiempo de colisión y la tasa de pérdida de energía, y mostramos que así se produce un diagnóstico más robusto.

Siguiendo el método empleado por Douna et al. (2018), estudiamos por medio de simulaciones numéricas la evolución de las cascadas electromagnéticas inicia-

das por electrones y fotones que se propagan a través del MIG hasta una distancia de 1 Mpc de la fuente. Mejoramos el modelo de estos autores incorporando efectos no considerados por ellos, en particular los producidos por fotones secundarios originados en la interacción IC.

Nuestros resultados indican que, a baja energía (< 100 keV) no se aprecian cambios significativos en el poder ionizante de los electrones por efecto de estos procesos. Estos electrones ionizan mayormente en forma colisional a una tasa similar a la que se obtiene sin considerar IC. A energías intermedias (100 keV–20 MeV) la pérdida de energía por IC aumenta, mientras que la tasa total de ionizaciones disminuye casi a cero porque los electrones escapan de la región de interés. Por último, a altas energías (20 MeV–1 GeV) la tasa de ionizaciones se recupera levemente, al nivel del 10 % de la tasa obtenida al no considerar IC, por efecto los fotones secundarios ionzantes producto de IC. Para este rango de energía el proceso dominante es la fotoionización.

Para fuentes con una emisión dominada por electrones con energía $\lesssim 20$ MeV, los resultados sugieren que la tasa de ionizaciones es esencialmente la determinada por [Douna et al. \(2018\)](#). Por otro lado, para fuentes con una emisión dominada por electrones con energía $\gtrsim 20$ MeV, la tasa de ionizaciones sería superior a la estimada por estos autores.

Los resultados mencionados confirman lo hallado por [Douna et al. \(2018\)](#), en el sentido de que la ionización del MIG se realiza en dos etapas: los electrones de alta energía transportan la misma lejos de la fuente, mientras que los de baja energía la depositan en forma de ionizaciones. Por ello es necesario un mecanismo de enfriamiento como IC para transformar los primeros en los últimos. Por otra parte, dichos resultados refuerzan las conclusiones de estos autores en el sentido de que,

bajo la hipótesis de un medio pre-calentado, las fuentes de electrones con energías menores a 100 keV serían suficientes para mantener la fracción de ionización en un valor del orden del 10 % cerca de las galaxias. Un ejemplo posible de este tipo de fuentes serían los microcuásares (Heinz & Sunyaev 2002). Además, al igual que Douna et al. (2018), concluimos que para fuentes de electrones relativistas solo una pequeña parte de la energía es empleada en ionizar y calentar el MIG, ya que dichos electrones se llevan consigo una fracción mayoritaria de la energía inicial disponible al escapar mas allá de 1 Mpc.

Para electrones de energías $\gtrsim 20$ MeV la tasa de ionizaciones se incrementa con la energía del electrón debido a las ionizaciones producidas por fotones secundarios. Este crecimiento continúa al menos hasta energías de ~ 1 GeV. Si esta tendencia se mantiene para energías más altas, la tasa de ionizaciones a muy alta energía podría contener una contribución significativa de la fotoionización por partículas secundarias. Éste fenómeno merece ser investigado, y constituye parte de un trabajo a futuro.

Otro de nuestros resultados indica que el enfriamiento de electrones producido por IC se vuelve más eficiente para valores más altos del corrimiento al rojo, debido al aumento en la densidad y energía de los fotones del FCM. Esto incrementa la tasa de interacciones IC, generando un mayor enfriamiento de los electrones. Por otro lado, el umbral de energía a la cual los electrones son capaces de producir fotones secundarios ionizantes disminuye con el corrimiento al rojo. Para $z = 20$ dicho umbral baja hasta los ~ 10 MeV. En conjunción, estos efectos podrían producir un aumento significativo en el número de ionizaciones generadas por fotones secundarios. Por ésta razón, los hipotéticos microcuásares de Población III (Sotomayor Checa & Romero 2019) podrían ser candidatos interesantes

a realizar contribuciones significativas a la reionización temprana. Aún a $z = 10$ la interacción IC con fotones más energéticos, por ejemplo fotones del fondo de luz extragaláctica, podría hacer que la contribución de la fotoionización sea más significativa.

Otro aspecto que nuestros resultados sugieren explorar a futuro son las cascadas electromagnéticas en el MIG profundo. Dado que los electrones que escapan transportan la mayor parte de su energía por fuera de un megaparsec, el enfriamiento de los mismos podría contribuir significativamente a la reionización lejana.

Nuestros resultados indican que los protones también podrían producir una contribución relevante (Cap. 3). Las cascadas leptohadónicas iniciadas por protones contienen, a su vez, cascadas electromagnéticas originadas por electrones y fotones secundarios. Estas últimas podrían estudiarse por medio de las mismas herramientas utilizadas para este trabajo. Las pérdidas de energía por ionización colisional y por interacciones coulombianas son las dominantes para todo el rango de energía cinética de los protones, por lo que sus contribuciones a la reionización y calentamiento del MIG podrían ser comparables a aquellas de los electrones. Por cuestiones de disponibilidad de recursos, los efectos de estas cascadas no fueron investigados en esta Tesis, pero constituyen un atractivo proyecto a futuro.

Por otra parte, las irregularidades posiblemente presentes en el campo magnético del MIG conducirían a un régimen de transporte difusivo que podría tener un impacto significativo en la eficiencia de ionización por parte de los RC. Éste provendría del confinamiento que sufrirían los RC, aportando mayor densidad de ionizaciones. Otros autores ([Leite et al. 2017](#)) han estimado estos efectos de forma solamente cualitativa, por lo que una investigación complementaria a tra-

vés de simulaciones numéricas constituiría un paso adelante en la comprensión de estos procesos. Dado que el estudio de los campos magnéticos galácticos en el Universo primordial son un area de investigación emergente, ésta es una extensión interesante de nuestro trabajo para un futuro cercano.

Para finalizar, es importante notar que los métodos utilizados en esta Tesis son computacionalmente muy intensivos. Si bien hemos realizado mejoras en el código numérico, la disponibilidad de recursos informáticos es crucial para llevar a cabo los proyectos propuestos a futuro.

Bibliografía

- Acciari, V. A., Aliu, E., Arlen, T., et al. 2009, *ApJ*, 706, L275
- Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., et al. 2009, *Science*, 326, 1080
- Aharonian, F. A., Atoian, A. M., & Nagapetian, A. M. 1983, *Astrofizika*, 19, 323
- Artale, M. C., Tissera, P. B., & Pellizza, L. J. 2015, *MNRAS*, 448, 3071
- Atoyán, A. M. & Dermer, C. D. 2003, *ApJ*, 586, 79
- Barkana, R. & Loeb, A. 2001, *Phys. Rep.*, 349, 125
- Becker, G. D., Bolton, J. S., Madau, P., et al. 2015, *MNRAS*, 447, 3402
- Begelman, M. C., Rudak, B., & Sikora, M. 1990, *ApJ*, 362, 38
- Berezinskii, V. S., Bulanov, S. V., Dogiel, V. A., & Ptuskin, V. S. 1990, *Astrophysics of cosmic rays*
- Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. 1970, *Reviews of Modern Physics*, 42, 237
- Cannoni, M. 2014, *Phys. Rev. D*, 89, 103533
- Carson, T. R. 1988, *A&A*, 189, 319

- Chodorowski, M. J., Zdziarski, A. A., & Sikora, M. 1992, *ApJ*, 400, 181
- Chupp, E. L. 1976, *Gamma-ray astronomy : nuclear transition region*
- Ciardi, B. & Ferrara, A. 2005, *Space Sci. Rev*, 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
- Escobar, G. J., Pellizza, L. J., & Romero, G. E. 2021, *A&A*, 650, A136
- Escobar, G. J., Pellizza, L. J., & Romero, G. E. 2022, *A&A*, 665, A145
- Fan, X., Narayanan, V. K., Lupton, R. H., et al. 2001, *AJ*, 122, 2833
- Fan, X., Strauss, M. A., Becker, R. H., et al. 2006, *AJ*, 132, 117
- Faucher-Giguère, C.-A., Lidz, A., Hernquist, L., & Zaldarriaga, M. 2008, *ApJ*, 688, 85
- Fialkov, A. & Barkana, R. 2014, *MNRAS*, 445, 213
- Furlanetto, S. R. & Stoever, S. J. 2010, *MNRAS*, 404, 1869
- Garate Núñez, L. P., Escobar, G. J., Pellizza, L. J., & Bosch-Ramon, V. 2021, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 62, 234
- Gould, R. 1972, *Physica*, 62, 555
- Gould, R. J. 1972a, *Physica*, 58, 379
- Gould, R. J. 1972b, *Physica*, 60, 145

- Gregory, P. C. 2005, Bayesian Logical Data Analysis for the Physical Sciences:
A Comparative Approach with ‘Mathematica’ Support
- Haymes, R. C. 1977, *Science*, 197, 151
- Heinz, S. & Sunyaev, R. 2002, *A&A*, 390, 751
- Hogg, D. W. 1999, arXiv e-prints, astro
- Jones, F. C. 1968, *Physical Review*, 167, 1159
- Kafexhiu, E., Aharonian, F., Taylor, A. M., & Vila, G. S. 2014, *Phys. Rev. D*, 90,
123014
- Karzas, W. J. & Latter, R. 1961, *ApJS*, 6, 167
- Kneivitt, G., Wynn, G. A., Power, C., & Bolton, J. S. 2014, *MNRAS*, 445, 2034
- Langer, M. & Durrive, J.-B. 2018, *Galaxies*, 6
- 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?
- Longair, M. S. 2011, *High Energy Astrophysics*
- Longair, M. S. 2011, *High Energy Astrophysics*, 3rd edn. (Cambridge University
Press)
- Madau, P. & Haardt, F. 2015, *ApJ*, 813, L8

- Mesinger, A. 2016, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 423, Understanding the Epoch of Cosmic Reionization: Challenges and Progress
- Mirabel, I. F., Dijkstra, M., Laurent, P., Loeb, A., & Pritchard, J. R. 2011, *A&A*, 528, A149
- Miralda-Escudé, J. 2003, *ApJ*, 597, 66
- Montmerle, T. 1977, *ApJ*, 216, 177
- Murthy, P. V. R. & Wolfendale, A. W. 1993, *Gamma-ray Astronomy*, 2nd edn., Cambridge Astrophysics (Cambridge University Press)
- Pellizza, L. J., Orellana, M., & Romero, G. E. 2010, *International Journal of Modern Physics D*, 19, 671
- Planck Collaboration, Adam, R., Aghanim, N., et al. 2016, *A&A*, 596, A108
- 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
- Robertson, B. E., Ellis, R. S., Dunlop, J. S., McLure, R. J., & Stark, D. P. 2010, *Nature*, 468, 49
- Romero, G. E. & Paredes, J. M. 2012, *Introducción A La Astrofísica Relativista*
- Sazonov, S. & Sunyaev, R. 2015, *MNRAS*, 454, 3464

- Sheldon, E. & Marmier, P. 1969, *Physics of Nuclei and Particles*, Physics of nuclei and particles No. v. 1 (Academic Press)
- Sotomayor Checa, P. & Romero, G. E. 2019, *A&A*, 629, A76
- Torres-Albà, N., Bosch-Ramon, V., & Iwasawa, K. 2020, *A&A*, 635, A57
- Tueros, M., del Valle, M. V., & Romero, G. E. 2014, *A&A*, 570, L3
- Wise, J. H. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1907.06653
- Zaroubi, S. 2013, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 396, *The First Galaxies*, ed. T. Wiklind, B. Mobasher, & V. Bromm, 45

Apéndice A

Funciones de interacciones fotohadrónicas

a) canal de producción de pares electrón-positrón

La función $\psi(\kappa)$ está dada por las siguientes expresiones:

Para $2 \leq \kappa \leq 4$:

$$\psi(\kappa) = \frac{2\pi}{3} \left[\frac{347}{40\kappa} - \frac{130903}{1440} - \frac{19151 \ln 2}{48} - \frac{15163\kappa}{480} + \right. \quad (\text{A.1})$$

$$\left. + \frac{2593\kappa^2}{1920} + \frac{3904}{9(2 + \kappa)^3} - \frac{9688}{15(2 + \kappa)^2} + \right. \quad (\text{A.2})$$

$$\left. + \frac{10676}{15(2 + \kappa)} + \frac{1007 \ln \kappa}{48} + 189 \ln(2 + \kappa) \right] \quad (\text{A.3})$$

Para $\kappa \geq 4$:

$$\psi(\kappa) = -\frac{67}{1728\kappa^4} \frac{29 \ln 2\kappa}{144\kappa^4} + \frac{7}{4\kappa^2} + \frac{3 \ln 2\kappa}{2\kappa^2} - 2,71245 + \quad (\text{A.4})$$

$$+ 2 \left[\frac{\pi^2}{3} - 7 + 4\zeta(3) \right] \ln 2\kappa + 2 \left(6 - \frac{\pi^2}{3} \right) \ln^2 2\kappa - \quad (\text{A.5})$$

$$- \frac{4}{3} \ln^3 2\kappa + \frac{2}{3} \ln^4 2\kappa - \frac{130\kappa^2}{27} + \frac{14}{9} \kappa^2 \ln 2\kappa, \quad (\text{A.6})$$

donde ζ es la función zeta de Riemann y $\zeta(3) \approx 1,20206$.

La función ϕ está dada por las siguientes expresiones:

Para $2 \leq \kappa < 25$:

$$\phi(\kappa) = \frac{\pi}{12} \frac{(\kappa - 2)^4}{1 + \sum_{i=1}^4 c_i (\kappa - 2)^i}, \quad (\text{A.7})$$

donde $c_1 = 0,8048$, $c_2 = 0,1459$, $c_3 = 1,137 \times 10^{-3}$ y $c_4 = -3,879 \times 10^{-6}$.

Para $\kappa \geq 25$:

$$\phi(\kappa) = \frac{\phi_{>}(\kappa)}{1 - \sum_{i=1}^3 f_i \kappa^{-i}}, \quad (\text{A.8})$$

con $f_1 = 2,910$, $f_2 = 78,35$, $f_3 = 1837$ y $\phi_{>}(\kappa)$ dada por

$$\phi_{>}(\kappa) = \kappa \sum_{i=0}^3 d_i \ln^i \kappa, \quad (\text{A.9})$$

con $d_0 \approx -86,07$, $d_1 \approx 50,96$, $d_2 \approx -14,45$ y $d_3 = 8/3$.

b) *canal de producción de foto-mesones*

La tasa de pérdida de energía viene dada por

$$t_{p\gamma}^{-1}(E_p) = \frac{1}{2} \int_{\frac{\varepsilon_{\text{th}}}{2\gamma_p}}^{\infty} d\varepsilon \frac{n_{\text{ph}}(\varepsilon)c}{2\varepsilon^2\gamma_p^2} \int_{\varepsilon_{\text{th}}}^{2\varepsilon\gamma_p} \varepsilon' \sigma_{p\gamma}(\varepsilon') K_{p\gamma}(\varepsilon') d\varepsilon', \quad (\text{A.10})$$

donde γ_p es el factor de Lorentz del protón, ε la energía del fotón blanco, ε_{th} el umbral de energía para el cual el proceso tiene lugar, n_{ph} la densidad del campo de fotones blanco, y $\sigma_{p\gamma}$ y $K_{p\gamma}$ son la sección eficaz e inelasticidad, respectivamente. Si llamamos $f(\varepsilon, \gamma_p)$ a la integral interior, y usamos una distribución de tipo delta de Dirac para representar la densidad espectral de los fotones blanco, $n_{\text{ph}}(\varepsilon) = n_{\text{ph}}\delta(\varepsilon - \bar{\varepsilon})$, donde $\bar{\varepsilon}$ es la energía característica de los fotones y n_{ph} la densidad total, tenemos

$$t_{p\gamma}^{-1}(E_p) = \frac{1}{2} \int_{\frac{\varepsilon_{\text{th}}}{2\gamma_p}}^{\infty} d\varepsilon \frac{n_{\text{ph}}\delta(\varepsilon - \bar{\varepsilon})c}{2\varepsilon^2\gamma_p^2} f(\varepsilon, \gamma_p) = \frac{1}{4} \frac{n_{\text{ph}}c}{\bar{\varepsilon}^2\gamma_p^2} f(\bar{\varepsilon}, \gamma_p), \quad (\text{A.11})$$

Notar que expresión anterior es válida siempre que $\bar{\varepsilon} \geq \varepsilon_{\text{th}}/2\gamma_p$. En caso contrario, la interacción no tiene lugar.

De forma similar a la tasa de pérdida de energía, la tasa de colisiones viene dada por

$$\nu_{p\gamma}(E_p) = \int_{\frac{\varepsilon_{\text{th}}}{2\gamma_p}}^{\infty} d\varepsilon \frac{n_{\text{ph}}(\varepsilon)c}{2\varepsilon^2\gamma_p^2} \int_{\varepsilon_{\text{th}}}^{2\varepsilon\gamma_p} \varepsilon' \sigma_{p\gamma}(\varepsilon') d\varepsilon'. \quad (\text{A.12})$$

Las energías del neutrón y el protón están relacionadas por $E_n = (1 - \bar{K}_{p\gamma})E_p$, donde $\bar{K}_{p\gamma} = \nu_{p\gamma}^{-1}t_{p\gamma}^{-1}$ es la inelasticidad media. Siguiendo los mismos pasos que

para la tasa de pérdida de energía; llamando $g(\varepsilon, \gamma_p)$ a la integral interior y asumiendo un espectro monoenergético de fotones blanco, resulta

$$\nu_{p\gamma}(E_p) = \int_{\frac{\varepsilon_{\text{th}}}{2\gamma_p}}^{\infty} d\varepsilon \frac{n_{\text{ph}}\delta(\varepsilon - \bar{\varepsilon})c}{2\varepsilon^2\gamma_p^2} g(\varepsilon, \gamma_p) = \frac{n_{\text{ph}}c}{2\bar{\varepsilon}^2\gamma_p^2} g(\bar{\varepsilon}, \gamma_p). \quad (\text{A.13})$$