

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**ANÁLISIS DEL MEDIO INTERGALÁCTICO TIBIO-CALIENTE
MEDIANTE ESPECTROSCOPIA EN ALTA RESOLUCIÓN DE
RAYOS X.**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Neidym Torres

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

Con la tutoría de: Dr. Efrain Gatuzz
Dra. Nuri Hurtado

Mayo-2016

Caracas-Venezuela

Escuela de Física

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**ANÁLISIS DEL MEDIO INTERGALÁCTICO TIBIO-CALIENTE
MEDIANTE ESPECTROSCOPIA EN ALTA RESOLUCIÓN DE
RAYOS X.**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Neidym Torres
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciada en Física**
Con la tutoría de: Dr. Efrain Gatuzz
Dra. Nuri Hurtado

Mayo-2016
Caracas-Venezuela



UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



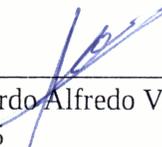
VEREDICTO

Quienes suscriben, miembros del Jurado designado por el Consejo de la Escuela de Física de la Facultad de Ciencias de la Universidad Central de Venezuela, para examinar el Trabajo Especial de Grado presentado por **Neidym Torres**, Cédula de Identidad **V-20754064**, bajo el título “**Análisis del medio intergaláctico tibio-caliente mediante espectroscopía en alta resolución de rayos X**”, a los fines de cumplir con el requisito legal para optar al grado de **Licenciada en Física**, dejan constancia de lo siguiente:

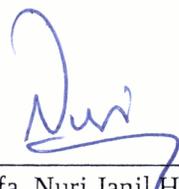
1. Leído como fue dicho trabajo por cada uno de los miembros del Jurado, éste fijó el día 19 de mayo de 2016, a las 9:00 am, para que el autor lo defendiera en forma pública, lo que éste hizo en la Sala de Seminarios Guillermo Ruggeri de la Escuela de Física, mediante un resumen oral de su contenido, luego de lo cual respondió satisfactoriamente a las preguntas que le fueron formuladas por el jurado; todo ello conforme a los artículos 20, 21, 22, 25, 26 y 28 de la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente.
2. Finalizada la defensa pública del trabajo, el jurado decidió declararlo aprobado por considerar que se ajusta a lo dispuesto y exigido en la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente en sus artículos 1, 5 y 6.

Se levanta la presente acta a los 19 días del mes de mayo de 2016, dejándose también constancia de que, conforme a la normativa jurídica vigente, actuó como coordinadora del jurado la tutora del Trabajo Especial de Grado Profa. Nuri Janil Hurtado Villasana.

Firma del jurado evaluador



Prof. Leonardo Alfredo Vivas
V-15516945
UCV



Profa. Nuri Janil Hurtado
Villasana
V-6180156
UCV



Profa. Jackeline Josefina Quiñones
Loubet
V-11917857
UCV

Ve el mundo no como es...
Si no como debería ser.

Agradecimientos

En primer lugar, mi especial agradecimiento al Dr. Efrain Gatuzz (MPA), por permitirme realizar este trabajo de investigación bajo su tutoría, el cual más allá del conocimiento científico, me dejó un crecimiento personal, obteniendo la disciplina necesaria para poder lograr alcanzar todos los objetivos planteados y a su vez obtener la formación científica necesaria para comenzar con mi carrera científica.

A la Dra. Nuri Hurtado (UCV), muchas gracias por el asesoramiento brindado en la elaboración del manuscrito, al igual que toda la ayuda prestada para el análisis de los resultados, permitiendo culminar de manera exitosa el trabajo de investigación realizado, más allá de su trabajo académico, le estoy muy agradecida por el maravilloso trato que me brindo durante todo este tiempo, logrando sacar lo mejor de mi, permitiendo exigirme cada vez más, siempre con la finalidad de mejorar cada día más como persona y científico.

A mi familia que son mi tesoro, muchas gracias por toda la paciencia y ayuda que me brindaron durante toda la carrera y en la elaboración de este trabajo de investigación, en especial a mi madre Marleny Rivas, gracias por enseñarme a no dejarme vencer por las adversidades y seguir siempre hacia adelante cumpliendo con las metas.

También a Anthony Bermudez, más allá de la relación personal, un agradecimiento muy especial por todos estos años de amistad y cada una de las enseñanzas que me ha brindado durante este tiempo, por ser mi apoyo incondicional en esta última etapa de la carrera, alentándome cada día a seguir adelante y aflorar lo mejor de mi, siempre creyendo y manteniendo sus esperanzas en que todo lo puedo lograr si me lo propongo.

A mi soporte en esta última etapa de la carrera, mis amigos incondicionales, Claudia Sánchez, Yolbeiker Rodríguez y Carlos Berroteran, aunque no tenemos una amistad de años, los considero mis mejores amigos, puestos por la vida en el momento y lugar exactos, permitiéndome aprender de ellos cada día. Muchas gracias por cada uno de sus consejos, por la disciplina que me enseñaron y por ser parte de mis guías en este camino.

Muchas gracias a todas las personas que estuvieron en las diferentes etapas de mi vida, por cada una de las enseñanzas y las lecciones que me brindaron. Gracias por esas amistades de años o de poco tiempo, que en su momento aportaron lo mejor de sí para hacerme mejor persona cada día.

Gracias al grupo del Laboratorio de Física Computacional del IVIC, por brindar un ambiente amigable de trabajo, en especial al Dr. Claudio Mendoza (IVIC) por cada uno de sus consejos y asesoramientos.

A la escuela de Física de la Facultad de Ciencias en la Universidad Central de Venezuela (UCV), muchas gracias por todo el conocimiento adquirido durante el desarrollo de mi carrera y por permitirme formarme como científica bajo su tutoría. En especial un agradecimiento al Laboratorio de Física Teórica del Sólido por dejarme concluir un etapa de la vida bajo sus instalaciones.

Finalmente muchas gracias a Dios quien me ha guiado en cada unos de mis pasos, dándome la fortaleza para seguir hacia adelante, cada día aprendiendo más.

RESUMEN

El objetivo principal de este trabajo es determinar el parámetro de densidad de masa bariónica, Ω_b , presente en el Medio Intergaláctico Tibio-Caliente (WHIM), mediante la espectroscopía de rayos X en alta resolución, utilizando los trazadores de O_{VI} y O_{VII} . Para determinar este parámetro, se realizó el análisis de 56 observaciones espectrales, con datos medidos en los telescopios espaciales Chandra y XMM-Newton, provenientes de la Galaxia PKS 2155-304. Se realizó el ajuste espectral de las observaciones mediante el paquete de ajuste espectral XSPEC, en el cual se incorporó el modelo espectral IGMabs, para modelar los datos provenientes del Medio Intergaláctico. A partir del ajuste espectral se pudo detectar e identificar, la presencia de los iones de O_{VI} ($\approx 23,4 \text{ \AA}$) y O_{VII} ($\approx 23,5 \text{ \AA}$) pertenecientes al Medio Intergaláctico. Estos iones se observaron en la misma longitud de ondas de cada uno de los espectrómetros. La detección de esos iones permitió confirmar la presencia de un Medio Intergaláctico Tibio-Caliente, permitiendo calcular el valor de la densidad bariónica, Ω_b , para cada ajuste espectral realizado. Los siguientes valores fueron obtenidos LETG-ACIS: $\Omega_b(O_{VI}) = 0,0594$ y $\Omega_b(O_{VII}) = 0,0008$, LETG-HRC: $\Omega_b(O_{VI}) = 0,0129$ y $\Omega_b(O_{VII}) = 0,0724$ y RGS: $\Omega_b(O_{VI}) = 0,0018$ y $\Omega_b(O_{VII}) = 0,00596$. Estos resultados nos sugieren la presencia de un Medio Intergaláctico Tibio-Caliente en forma de red filamentaria, la cual ocupa el espacio existente entre las galaxias, en una distribución de gran escala en el universo y a su vez permite, proveer un avance en el entendimiento del problema de los bariones perdidos.

Palabras claves: Espectroscopía de rayos X, Medio Intergaláctico Tibio-Caliente (WHIM), Galaxias Blazares (PKS 2155-304), Red filamentaria, Densidad Bariónica, Modelo Espectral IGMabs.

Índice general

Lista de figuras	13
Lista de tablas	15
1. Introducción	17
2. Marco Teórico	21
2.1. El problema de los Bariones perdidos en WHIM	21
2.1.1. Filamentos de la red cósmica	26
2.1.2. Galaxias Blazar	27
2.2. Emisión de Rayos X	31
2.2.1. Emisión Bremsstrahlung	31
2.2.2. Dispersión Compton	33
2.2.3. Emisión Sincrotrón	34
2.3. Fotoabsorción de rayos X	35
2.3.1. Efecto Auger y Fluorescencia de rayos X	37
2.4. Observatorios de Rayos X	38
2.4.1. Observatorio Espacial Chandra:	39
2.4.2. Observatorio Espacial XMM-Newton:	44
3. Metodología	49
3.1. Reducción de datos	49
3.1.1. Software CIAO-Chandra	50
3.1.2. Software SAS-XMM-Newton	50
3.2. Ajuste Espectral	53
3.3. Estadística Chi-Cuadrado (χ^2)	55
3.4. Modelos ISMabs y IGMabs	55
3.5. Densidad Bariónica	59

4. Resultados y Discusiones	63
4.1. Ajuste del escalón K de oxígeno	64
4.2. Medio Intergaláctico Tibio-Caliente	67
5. Conclusiones y Recomendaciones	73
5.1. Conclusiones	73
5.2. Recomendaciones	74

Índice de figuras

2.1. Representación artística del WHIM en el muro escultor	23
2.2. Simulación de la Estructura del Filamento de la red cósmica	27
2.3. Concepción de un Artista de un Núcleo de Galaxias Activas (Por sus siglas en inglés, AGN)	29
2.4. Ángulo de visión del jet: a) 90° Radio Galaxia/Sefeira 2 Galaxia; b) y c) Cuásar/Sefeiras 1 Galaxia; d) Blazar.	30
2.5. Radiación Bremsstrahlung proceso de emisión.	32
2.6. Radiación Compton	33
2.7. Radiación Sincrotrón	35
2.8. Representación esquemática de la notación de Barkla.	36
2.9. Representación esquemática del efecto Auger y fluorescencia de rayos X.	38
2.10. Opacidad de la atmósfera terrestre en función de la longitud de ondas. Muestra como la atmósfera de la tierra absorbe la radiación para diferentes longitudes de onda.	39
2.11. Observatorio Espacial Chandra	40
2.12. Distribución del ACIS	41
2.13. Estructura del HRC	42
2.14. Estructura del HETGS ensamblado en el HRM.	43
2.15. Componentes abordo del XMM-Newton	45
2.16. Ensamblaje de vuelo de las cámaras Epic: a) Cámara MOS y b) cámara PN	46
2.17. Geometría del RGS	47
3.1. Calibración de los modelos ISMabs e IGMabs con la Binaria de rayos X de baja masa XTE J1817-330.	58
4.1. Ajuste espectral de la región de oxígeno para los diferentes espectrómetros de rayos X abordo del Chandra (paneles superiores) y XMM-Newton (panel inferior).	66

Índice de cuadros

3.1. Observaciones de la fuente PKS 2155-304	52
3.2. Secciones transversales incluidas en IGMabs	57
4.1. PKS 2155-304 ajuste de parámetros usando IGMABS	65
4.2. Valores obtenidos para las diferentes constantes utilizadas para determinar la densidad de masa bariónica.	70
4.3. Valores de la $\Omega_b()$ para los iones de O _{VI} y O _{VII} de los observatorios espa- ciales Chandra y XMM-Newton.	71



Capítulo 1

Introducción

El Medio Intergaláctico (IGM, por su siglas en inglés) se define como el espacio que existe entre galaxias, ocupado por un gas altamente ionizado, a temperaturas del orden de $(10^5 - 10^7)\text{K}$. Debido a estas temperaturas este medio es conocido como el Medio Intergaláctico Tibio-Caliente (WHIM, por sus siglas en inglés). El WHIM está constituido por polvo de estrellas, núcleos activos de galaxias y el resto de la materia visible en el universo, la cual está compuesta por protones y neutrones, conocidos como bariones, los cuales pertenecen a la familia de los hadrones, constituidos, cada uno de ellos, por 3 quarks.

Realizando un censo de la cantidad de materia bariónica presente en el universo actual, y comparándola con la materia que debió tener lugar en el origen del universo, nos damos cuenta que actualmente existe una disminución de la densidad bariónica. Diversos estudios han establecido que en el WHIM se encuentra el 40 %–50 % de los bariones perdidos [1, 2]. Gracias a las temperaturas tan elevadas en este medio, observaciones del mismo se pueden realizar en el rango del ultravioleta (UV, de 10 - 400 nm) y en la emisión suave de rayos X ($< 0,1$ nm).

Uno de los estudios más importantes sobre el WHIM utilizando rayos X fue presentado por Fukigita, el cual realizó un censo de la fracción de bariones en las formaciones estelares [3]. Por otro lado, Cen y Ostriker, estudiaron las líneas de absorción ($\text{O}_{\text{VI}} \text{K}\alpha$, $\text{O}_{\text{VII}} \text{K}\alpha$ y $\text{O}_{\text{VIII}} \text{K}\alpha$) de rayos X y en ultravioleta para el espectro de un cuásar [4]. Así mismo, Perna y Loeb realizaron estudios de espectroscopía de rayos X, observando la línea de absorción $\text{O}_{\text{VIII}} \text{K}\alpha$ para un cuásar, con la finalidad de identificar elementos pesados en el exterior de las regiones de grupos y cúmulos de galaxias, concluyendo que con los nuevos telescopios de rayos X, los cuales tienen mayor capacidad de resolución, aumenta la posibilidad de ampliar el rango de estudio, obteniendo una mejor calidad del espectro de las fuentes para

poder detectar las líneas de absorción [5].

Con la llegada en 1999 de los nuevos observatorios espaciales: *El Chandra* de la Administración Nacional de la Aeronáutica y del Espacio (NASA, por sus siglas en inglés) y *El XMM-Newton* de la Agencia Espacial Europea (ESA, por sus siglas en inglés) se abrió una gran ventana para la realización de espectroscopía de rayos X de alta resolución, permitiendo a los astrónomos examinar la materia perdida compuesta por bariones y diferenciarla de la materia oscura.

Uno de los primeros estudios del WHIM, en 2005, utilizando espectroscopía de rayos X de alta resolución, fue el realizado por Nicastro y colaboradores, quienes hicieron un estudio de la densidad de masa de una población en la que previamente no se habían detectado bariones para la fase tibio-caliente del medio intergaláctico, mostrando que dicha densidad de masa es consistente, dentro de las incertidumbres, con la densidad de masa de los bariones perdidos. Para ello se realizaron estudios del WHIM modelando la línea de absorción de $O_{VI} K\alpha$ detectada en el espectro de Mkn-421, utilizando el *Chandra-LETG* [2].

Por otro lado, también en 2005, Ravassio y colaboradores realizaron una búsqueda del espectro característico que emiten los elementos químicos o huellas espectrales, de la presencia del medio intergaláctico tibio-caliente en el espectro de rayos X de la galaxia Mkn-421, y utilizando el RGS abordo del observatorio espacial *XMM-Newton*, identificaron la línea de absorción de $O_{VII} K\alpha$ [6]. Así mismo Ravassio y colaboradores compararon sus observaciones con las realizadas, previamente, en los años 2002 y 2003, con la misma fuente, llegando a la conclusión que debido a la sensibilidad y el poco conocimiento de la respuesta del instrumento, para el 2005 no se tenía una evidencia firme de la presencia del WHIM utilizando la fuente Mkn-421.

Fang y colaboradores, a fin de confirmar mediciones previamente realizadas, determinaron la importancia de los observatorios espaciales *Chandra* y *XMM-Newton*, en relación al estudio del WHIM en los espectros de absorción de rayos X de galaxias Blazares detrás de la conocida estructura del Muro Escultor [7], el cual es una súper estructura conformada por grupos y supercúmulos de galaxias muy brillantes que debido a sus formas alargadas algunos son llamados muros o paredes. Fang y colaboradores realizaron observaciones en la línea de visión del Blazar H2356-309, el cual intercepta la estructura del Muro Escultor obteniendo así la densidad de columna $O_{VII} K\alpha$.

En 2010, Zappacosta y colaboradores, realizaron estudios del Blazar H2356–309, utilizando el observatorio espacial *Chandra*, para observar, en esa línea de visión, estructuras a gran escala, que les permitieron delimitar las condiciones físicas y la geometría de aquellas estructuras, enfocándose en el Supercúmulo de Piscis–Cetus en $z = 0,062$ y más allá del Muro Escultor para $z = 0,128$ a fin de estimar la cantidad de gas tibio–caliente de esas dos estructuras filamentarias [8]. En dicho análisis no encontraron líneas de absorción individuales para poder establecer la presencia de materia bariónica.

Nicastro y colaboradores señalaron que de encontrar una línea de absorción de $O_{\text{VIII}} K\alpha$ para $z = 0,117$, sería la primera que podía ser asociada al ancho $\text{HI Ly}\beta$ absorbedores. Estudiaron el gas, en la línea de visión hacia la galaxia tipo Seyfert 1 PKS 0558-504, para obtener el absorbedor de rayos X, el cual detectaron, ligeramente en dos espectros independientes de *XMM-Newton*. Estos investigadores obtuvieron una estadística significativa de una de las líneas, e hicieron uso de modelos híbridos de fotoionización auto-consistentes. Los espectros indicaron la presencia de $O_{\text{VIII}} K\alpha$, obteniéndose así un mejor ajuste de la temperatura y de la densidad del absorbedor de hidrógeno (H) y pequeñas contribuciones de $\text{Ne}_{\text{IX}} K\alpha$ y Fe_{XVII} [9].

En el año 2011, Smith estudió la naturaleza del WHIM, modelando la línea de absorción $O_{\text{VI}} K\alpha$, con una serie de simulaciones cosmológicas empleando el código hidrodinámico ENZO (desarrollado por Bryan y Norman en 1997 [10]), aplicado para el estudio del medio intergaláctico tibio–caliente, donde pudieron establecer que el WHIM puede contener una fracción importante de los bariones perdidos a bajo corrimiento al rojo y que la línea de absorción de $O_{\text{VI}} K\alpha$ puede ser usada como herramienta para detectar la presencia de bariones en el WHIM [11].

En el año 2012, Yao y colaboradores, trabajaron en las líneas de absorción de rayos X, utilizando espectros de la fuente Mkn-421 obtenidos con los observatorios espaciales *Chandra* y *XMM-Newton*, para establecer mediante estadísticas significativas, límites inferiores en la detección de los observatorios de rayos X actuales y explorando los requisitos para los telescopios de rayos X de última generación en el estudio del WHIM, por medio del análisis de las líneas de absorción [12]. Así mismo, analizaron todas las observaciones de rejillas disponibles de Mrk-421 de los dos observatorios *Chandra* y *XMM-Newton*, obteniendo espectros con una buena relación señal/ruido, lo que les permitió concluir que aunque esos espectros eran dos de los mejores espectros recogidos por estos observatorios,

no se podía confirmar los dos sistemas del WHIM reportados por Nicastro y colaboradores [2] y además establecieron requisitos instrumentales que deberían satisfacer futuros observatorios de rayos X a fin de realizar esta clase de análisis.

Por su parte Ren y colaboradores utilizaron espectros de *XMM-Newton*, del Blazar Mkn 501, ubicados en el Supercúmulo de Hércules detectando una línea de absorción $O_{VII} K\alpha$ en el corrimiento al rojo del primer plano de este supercúmulo, donde las propiedades derivadas de absorbentes fueron consistentes con las expectativas teóricas del WHIM. Así mismo, discutieron las implicaciones de esa detección para la búsqueda de los bariones perdidos, demostrando que el uso de espectros es una estrategia muy eficaz para el estudio del WHIM [13]. El seguimiento de las observaciones son cruciales para fortalecer la estadística significativa de la detección y descartar otras interpretaciones, como fue el caso que impulsó el estudio de la fuente Mkn 501, ya que la detección clara de la línea de absorción de rayos X en el Muro Escultor, demostró el éxito del uso de las superestructuras de galaxias como un referencia para estudiar el WHIM.

En el presente trabajo hemos hecho un análisis de las líneas de absorción presentes en el WHIM, utilizando el espectro de la galaxia PKS $\sim 2155-304$. Dicha fuente está ubicada en coordenadas astronómicas: ascensión recta (A.R): 21 58 52.7(hh mm ss); declinación (Dec): -30 13 18 (dd mm ss) y corrimiento al rojo (redshift) $z = 0,116$. La galaxia constituye una excelente fuente de rayos X, debido a su alta luminosidad y el elevado número de observaciones disponibles. Para el análisis de la fuente PKS $\sim 2155-304$ utilizamos los modelos ISMabs e IGMasb elaborados por E. Gattuzz y colaboradores [14] a fin de determinar la densidad bariónica de esa región.

Capítulo 2

Marco Teórico

2.1. El problema de los Bariones perdidos en WHIM

Los bariones pertenecen a la familia de los hadrones, y se definen como partículas subatómicas formadas por el conjunto de 3 quarks, a diferencia de los mesones, que están constituidos por un quark y un anti-quark. Los bariones participan en interacciones fuertes. Los quarks y leptones son fermiones y por ser los constituyentes básicos de la materia, que cumplen con el principio de exclusión de Pauli. Los protones y los neutrones son los bariones más comunes que componen la mayor parte de la masa de la materia visible en el universo, cada barión tiene una correspondiente antipartícula, denominada antibarión, donde los quarks son reemplazados por su correspondientes antiquarks [15].

El número de bariones detectados en el universo para cierto corrimiento al rojo ¹, $z < 0,5$, es mucho menor que lo predicho en la nucleosíntesis estándar del big bang y en las observaciones detalladas en el bosque Ly α para $z = 2$ [16, 3], el bosque Ly α es el conjunto de líneas de absorción que aparecen entre la transición Lyman α del hidrógeno neutro y la localización del desplazamiento al rojo de esta transición se puede observar en el espectro de un cuásar o una galaxia lejana. El proceso de nucleosíntesis estándar del big bang ocurrió en el período durante el cual se formaron núcleos de determinados elementos ligeros como el hidrógeno ligero (1H), isótopos de deuterio (D), helio (He), litio (Li) y algún otro isótopo inestable o radiactivo. Simulaciones hidrodinámicas establecen que una gran fracción de los bariones pueden ser localizados en filamentos de gas caliente-

¹El corrimiento al rojo (z) es definido como un incremento en la longitud de onda de radiación electromagnética recibida por un detector comparado con la longitud de onda emitida por la fuente. Este incremento en la longitud de onda corresponde con una disminución en la frecuencia de la radiación electromagnética.

tibio (10^5 - 10^7)K distribuidos en el medio intergaláctico, es decir en el espacio físico que existe entre las galaxias (Ver imagen 2.1), lo que hace que sea muy difícil de observar. Este gas, altamente ionizado podría ser observado solo en el rango de longitudes de onda de los rayos X hasta el ultravioleta [0.01-380]nm.

Investigaciones realizadas para detectar fuertes líneas de emisión de rayos X suaves de elementos altamente ionizados [17], permitieron más allá de detectar el medio intergaláctico tibio-caliente (WHIM, por sus siglas en inglés) crear un herramienta para el estudio de las características del gas. Ursino y Galeazzi [17] utilizaron las predicciones del modelo hidrodinámico elaborado por Cen [4] para simular el flujo de rayos X esperado en el WHIM con el fin de determinar la capacidad de detectabilidad y sus características.

Observaciones recientes en el UV confirman la presencia de gas caliente en el medio intergaláctico que deben dar cuenta de la mitad de los desaparecidos bariones. Estudios en el medio intergaláctico tibio-caliente, hacen suponer que aproximadamente entre el 40-50 % de la materia bariónica se encuentra en este medio, en el universo actual. Se espera que a menor corrimiento al rojo, la cantidad de bariones contenida en los absorbedores disminuya, ya que se están formando estrellas, sin embargo, la densidad de bariones que se encuentran en las estrellas interestelares y en el medio intragrupo del universo local, es insignificativamente inferior a 4,5 % de los bariones contenidas en el Universo [18].

Nicastro y colaboradores establecen que en las estrellas, el gas entre las galaxias, el medio intragrupo caliente y el gas intergaláctico fotoionizado, conforman como máximo la mitad de los bariones que se espera que este presente en el universo, sin embargo, la mayoría de los bariones están desaparecidos todavía pero se cree que estos puedan estar escondidos en una red del WHIM [2].

En el primer informe de una detección significativa del WHIM en rayos X de absorción [19] se utilizaron espectros de rayos X de alta resolución obtenidos con el Espectrómetro de Rendijas de Transmisión de Bajas Energías (LETG, por sus siglas en inglés) en combinación con el Espectrómetro de Imágenes de CCD Avanzado (ACIS, por sus siglas en inglés) a bordo del Observatorio de rayos X *Chandra*, en dicha investigación se modeló la línea de absorción $O_{VIII} K\alpha$ producida por un pequeño grupo de galaxias a lo largo de la línea de visión de la galaxia tipo blazar PKS 2155-304, con una significancia estadística de 4σ , donde σ se refiere a la cantidad de variabilidad en un conjunto de datos dado, si estos apuntan todos a una zona conjunta o están muy dispersos, además indica cuán probable

es que el valor medido sea un efecto real y no un error estadístico (mientras más grande sea el valor de σ mejor es el nivel de calidad $3\sigma = 99,7\%$ y $5\sigma = 99,99994\%$).

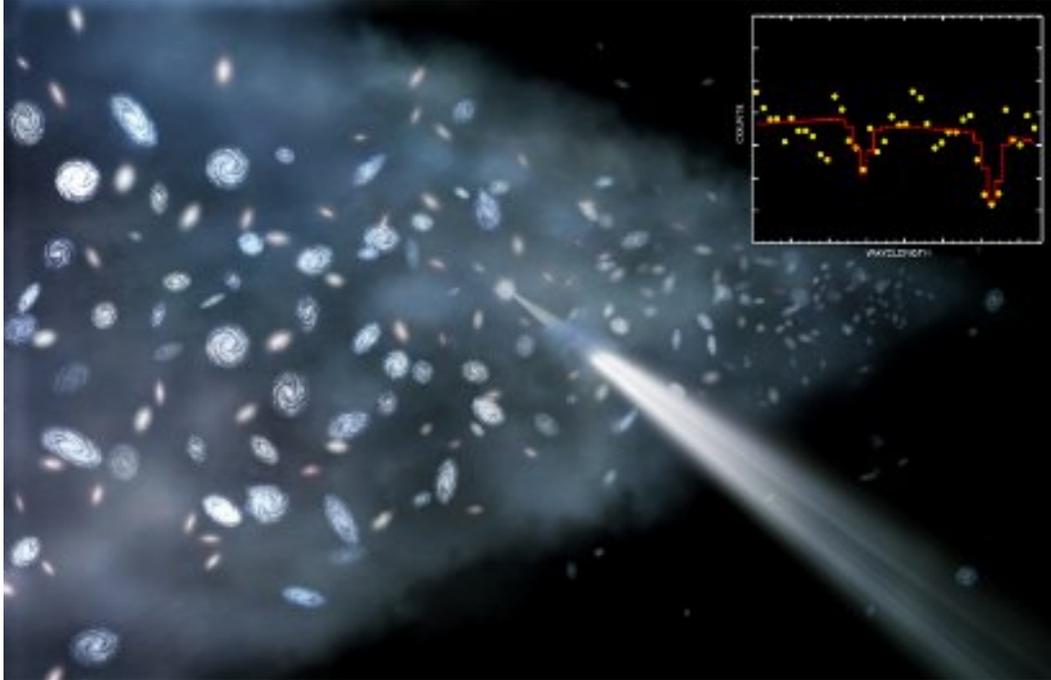


Figura 2.1: Representación artística del WHIM en el muro escultor

La detección del WHIM se confirmó más adelante mediante el uso de nuevos espectros de alta resolución de rayos X [20, 21]. Sin embargo, esta línea no se detecta cuando se utiliza el LETG del *Chandra* con la cámara de alta resolución (HRC, por sus siglas en inglés), ni tampoco con el telescopio de rayos X *XMM-Newton*, aunque los límites superiores para las líneas no detectados son plenamente compatibles con los parámetros de líneas detectadas [20].

A pesar de la coherencia entre estas diferentes mediciones, el fracaso para detectar la línea independiente de O con múltiples instrumentos ha generado cierto escepticismo [22]. No obstante, dada la importancia de una detección firme del WHIM para la comprensión de la densidad bariónica cósmica y la formación de su estructura, es deseable que el resultado no sea circunstancial de solo un instrumento, el cual plausiblemente podría verse afectado por efectos sistemáticos [7].

Varios métodos han sido utilizados para medir la cantidad de bariones en el universo, como es el caso de las medidas en alto corrimiento al rojo en todos los puntos del espacio,

las cuales establecen que el 4% de la densidad de la materia-energía del universo puede estar en forma de bariones, mientras que el resto se compone de materia oscura y energía oscura. Se han realizado análisis detallados de los espectros de absorción y emisión de diferentes fuentes estelares, como el caso de las galaxias Cuásares, sus características físicas y químicas, al igual que el plasma fotoionizado y su composición, y finalmente estudios detallados del bosque de Ly α para $z > 0$ [23, 24]. Por otro lado, se estableció que la cantidad de bariones medidos en el universo local en forma de estrellas, galaxias y grupos es menor que 2% [3].

Una forma diferente para detectar la emisión del WHIM es utilizar un enfoque estadístico, se espera que los filamentos del plasma tenga una estructura angular característica que pueda ser identificada y estudiada utilizando la función de autocorrelación angular $w(\theta)$, la cual representa la proyección de la función espacial en el cielo, y se define en términos de la probabilidad conjunta (δP) de encontrar dos galaxias separadas por una distancia angular θ con respecto a la esperada para una distribución aleatoria [25]. Simulaciones hidrodinámicas han sido utilizadas para predecir la distribución angular de los rayos X suaves emitidos por los filamentos, los resultados muestran que los filamentos deberían tener escalas angulares típicas de unos pocos arcominutos o menores, dejando una huella clara en la distribución angular de su rayos X de emisión [26, 17].

Los principales aspectos relacionados con el WHIM y el problema de los bariones perdidos pueden resumirse de la siguiente forma:

1. El problema de la densidad de masa bariónica faltante en el universo cercano, es un tema todavía abierto. Por un lado, tenemos las observaciones del bosque Ly α en corrimiento al rojo $z = 2$, los resultados del experimento Wilkinson de anisotropías en microondas (WMAP, por sus siglas en inglés) y la predicción del modelo estándar de la nucleosíntesis [27]. Todos ellos sugieren una densidad bariónica, Ω_β , expresada como fracción de la densidad crítica, siendo de $\Omega_\beta = 0,045$ [23, 24, 28, 29, 30].
2. Por otro lado, a partir de la función de distribución de masa observada de estrellas, galaxias y cúmulos, la fracción bariónica medida del universo local es de alrededor de 2 a 4 veces inferior [3]. La función de distribución de masa es uno de los vínculos fundamentales entre los resultados observables de la formación de estrellas y nuestra comprensión teórica del proceso de formación de estrellas. Esta función le dice a un astrónomo el número de estrellas que debía esperar por contenedor de masas, por lo

tanto, la distribución de masas con parámetros debe ser considerada principalmente como herramientas útiles para la predicción de las propiedades integradas de un gran número de estrellas, como el espectro o metalicidad de una galaxia y es descrita en su límite superior como una ley de potencias.

3. En los últimos años, las simulaciones cosmológicas a gran escala, nos han permitido trazar la historia de los bariones desde muy alto corrimiento al rojo hasta $z = 0$. Todas estas simulaciones predicen que casi el 50 % de la masa bariónica en el universo cercano se encuentra en la forma de una estructura filamentosa conformada por gas a una temperatura en el intervalo de $[10^5-10^7]$ K. El WHIM se encuentra altamente ionizado y se puede observar en la banda de rayos X suaves (0.1 – 1)keV y en la banda ultravioleta lejano (FUV) [4, 26, 1, 31].
4. La primera evidencia del gas WHIM vino de la detección líneas de absorción de elementos en estados altamente ionizados, siendo estas observadas en los espectros de los Cuásares de fondo en la longitud de ondas del UV, se utilizó el telescopio espacial *Hubble* y el Explorador Espectroscópico del Ultravioleta Lejano (FUSE, por sus siglas en inglés)[3, 32, 33]. Por primera vez se reveló la existencia de un gas en el WHIM, donde el ión de $O_V I$ en dicho gas es sensible a una temperatura entre $[10^4 - 10^5]$ K.
5. Estudios de rayos X suaves permiten el estudio del gas a $T > 10^6 K$, mientras FUV permite analizar el gas a $T < 10^6 K$. Si asumimos equilibrio térmico ² y equilibrio de ionización, ³ los modelos de emisiones térmicas que comprenden radiación de frenado y líneas de emisión, en la aproximación de gas delgado, predicen que la mayor parte de la emisión del WHIM (considerando una metalicidad promedio del orden de 0,1 Z, donde Z es la fracción de masa en los metales. La metalicidad es también llamada electronegatividad, y sirve para describir la abundancia relativa de elementos más pesados que el helio, en las fuentes estelares) debe estar en la forma de líneas de emisión de metales altamente ionizados (O, N, C, etc.) [34].

²Equilibrio térmico: es aquel estado en el cual se igualan las temperaturas de dos cuerpos, los cuales, en sus condiciones iniciales presentan diferentes temperaturas. Una vez que las temperaturas se equiparan se suspende el flujo de calor.

³Equilibrio de ionización: es el equilibrio alcanzado en un gas caliente cuando el número de ionizaciones de un ión particular iguala al número de recombinaciones para formar ese ión.

2.1.1. Filamentos de la red cósmica

Simulaciones hidrodinámicas de la evolución del universo sugieren que gran parte de los bariones perdidos en el universo local se encuentran en el WHIM [19, 4]. Las estimaciones teóricas indican que los filamentos en WHIM tienen una densidad típica de 20 – 1000 veces la densidad media de los bariones en el universo ($\Omega_\beta = 0,049$) y una temperatura superior a 5×10^5 K [4, 35]. Se utilizan simulaciones hidrodinámicas para predecir la distribución angular de los rayos X suaves emitidos por los filamentos (Ver Figura 2.2). Los resultados muestran que dichos filamentos debería tener escalas angulares típicas de unos pocos minutos de arco o menores, estimando la distribución angular de su rayos X de emisión, [17].

El núcleo caliente de los filamentos solo puede ser detectado en la banda de rayos X suaves, principalmente a través de líneas de excitación de elementos pesados altamente ionizados, tales como O_{VII}, O_{VIII}, Fe_{XVII}, C_{VI}, C_{VII} y N con energía entre (0,2 - 0,7)keV. Una primera evidencia observacional de la existencia de filamentos proviene de una medición de líneas de absorción realizadas en la dirección del Blazar Markarian 421, en un período de brillo máximo [2], sin embargo estos datos han sido considerados controversiales por diferentes autores [36, 20, 37]. Desafortunadamente, con la capacidad de los satélites de rayos X actuales no se ha podido detectar la presencia de estos filamentos, sin embargo la galaxia Markarian 421 constituye una de las mejores fuentes para realizar este tipo de análisis.

La teoría básica de la formación y evolución de la estructura filamentaria ha sido estudiada desde la década de los 60', según estas teorías, el proceso de formación más probable comienza primero con el colapso de una sola dimensión de la materia, sólo si la distribución subyacente de materia oscura entra en la primera cáustica, la cual se conoce también como la teoría de *pancake*, esta describe, que en los puntos cáusticos la densidad del medio es infinito, donde las partículas que inicialmente ocuparon puntos infinitesimales cerca los unos del otros comenzaron a chocar. Zen'dolovich estudia a profundida la formación y evolución del universo y llama estas superficies pancakes. La multitransmisión de la materia conduce a la formación de filamentos de dos dimensiones y, finalmente, nudos, que se caracterizan por el colapso de la materia en tres dimensiones [38, 39, 40].

A partir de los estudios de la dinámica de los cúmulos de galaxias en la década de los 30' por Zwicky y colaboradores, se han reunido numerosas evidencias observacionales, que sugieren que la materia luminosa en el Universo, la cual incluye objetos como nu-

bes de gas y estrellas, comprende sólo una pequeña fracción de su masa total. La mayor parte de la masa en el Universo se piensa que es la materia oscura fría, la cual describe la formación de estructuras cósmicas partiendo de una cierta distribución para las fluctuaciones en pequeñas escalas como galaxias y ordenándose en escalas cada vez mayores, es decir, en una formación de “de abajo hacia arriba”. Debido a que no interactúa con los fotones, su presencia sólo se puede medir a través de su influencia gravitatoria sobre la materia ordinaria. Algunos candidatos prometedores para explicar su naturaleza son proporcionados por la física de partículas con el caso de los neutrinos [41].

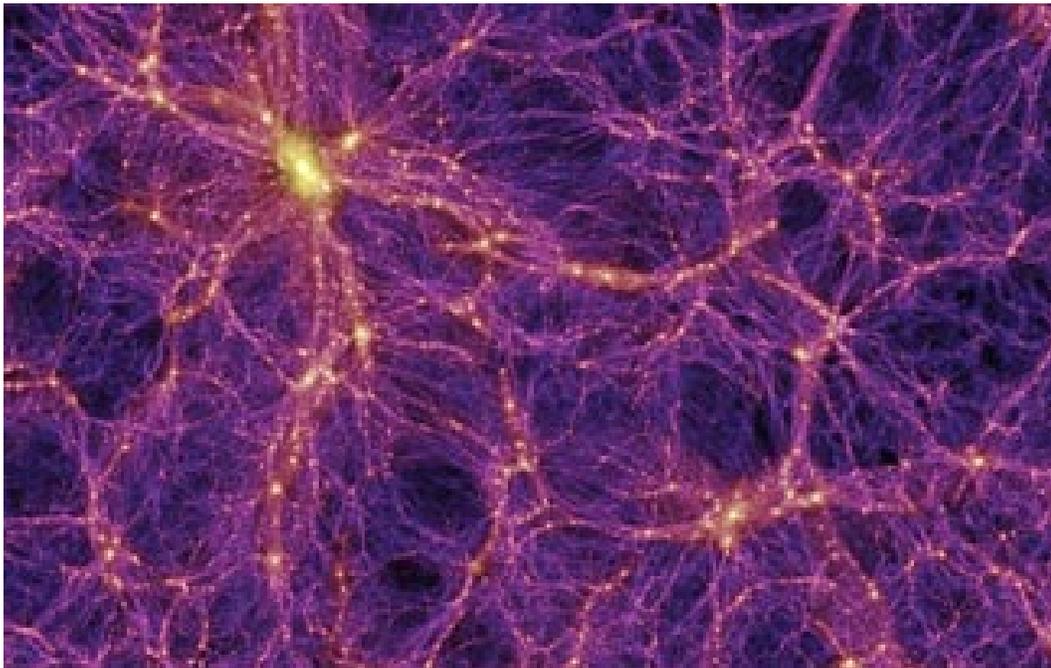


Figura 2.2: Simulación de la Estructura del Filamento de la red cósmica

2.1.2. Galaxias Blazar

Los Blazares son una fuente de energía muy compacta y altamente variable. Están asociados a un agujero negro situado en el centro de la galaxia, se dice que están entre los fenómenos más violentos del Universo, y son un tema importante de la astronomía extragaláctica. Estas galaxias representan un tipo particular de núcleo activo galáctico (AGN, por sus siglas en inglés), y se caracterizan por emitir un jet relativista orientado en dirección a la Tierra haciendo que las observaciones del mismo se hagan aún más complejas [42].

Takahashi y colaboradores [43] en el año 2013, publicaron una de sus investigaciones realizada para estudiar las galaxias tipo Blazar y establecieron que la radiación emitida, puede incluir rayos gamma de alta energía en el orden de GeV, los cuales en un caso extremo pueden ser un billón de veces más energéticos que la luz visible en el óptico (450-700)nm, además posee propiedades únicas descritas por Dermer, como, una intensidad que puede variar drásticamente con el tiempo. En algunos casos, el material que sale de un Blazar parece moverse más rápido que la velocidad de la luz, pero esto es una ilusión causada por la geometría de una fuente de alta velocidad, la cual no está orientada exactamente de frente con el observador [44].

El jet de este tipo de galaxias se puede observar que está apuntando en dirección a la tierra, esto puede explicar, tanto la intensidad como la rápida variabilidad del mismo, además de los rasgos de los distintos tipos de Blazares encontrados. Este tipo de galaxias no constituye un grupo homogéneo, y se divide en dos grupos:

1. **Cuásares altamente variables**, denominados también como Cuásares ópticamente variables violentes (OVV, por sus siglas en inglés).
2. **Objetos BL Lacertae**, objetos BL Lac o simplemente BL Lacs.

Hoy en día se acepta que un Blazar es un cuásar pero no es lo mismo en el caso contrario, excepto por la salvedad de que su jet se encuentra apuntando en dirección de la tierra (Ver figura 2.3) [45]. La palabra Blazar viene de la combinación de estas dos clases y fue nombrado por Edward Spiegel en 1978. Los cuásares OVV son intrínsecamente potentes radio galaxias, mientras que los objetos BL LAC son básicamente galaxias de fuentes de radio débil, en ambos casos, los centros son de galaxias gigantes elípticas [46, 47]. Se dice que algunas galaxias pueden ser Blazares intermedios, los cuales parecen tener una mezcla de las propiedades de ambos.

Se cree que los Blazares son alimentados por un material que cae en el agujero negro supermasivo, donde el gas, el polvo y en ocasiones algunas estrellas son capturados en el espiral del centro del agujero negro creando un disco caliente de acreción, los cuales generan enormes cantidades de energías en forma de fotones, electrones y otras partículas elementales.



Figura 2.3: Concepción de un Artista de un Núcleo de Galaxias Activas (Por sus siglas en inglés, AGN)

Muchas regiones de estas galaxias pueden producir una variedad de energía observable, principalmente en la forma de un espectro no térmico que va desde muy bajas frecuencias, en el rango de longitudes de onda de radio a los rayos gamma extremadamente energéticos, con una alta polarización en algunos rangos de longitud de onda. El espectro no térmico se forman a través de procesos de radiación como Sincrotrón, Inverso Compton y el modelo de partículas de bola de luz y se puede observar debido a la radiación no térmica de fuentes estelares que producen una gran cantidad de fotones que no fueron generados por electrones realizando saltos en los diferentes niveles de energía. Estos procesos de radiación fueron descrito por Dermer en el año 2009 y por Takahashi y colaboradores en el año 2013, señalando que un pico en el espectro térmico en la región ultravioleta y líneas de emisión ópticas débiles también están presentes en los cuásares OVV, pero es débil o inexistente en los objetos BL Lac [44, 43].

La emisión observada desde un Blazar es mucho mayor por efectos relativistas en el jet, un proceso denominado efecto radiante relativista. La velocidad mayor del plasma que constituye el jet puede estar en el rango de 95 %-99 % de la velocidad de la luz, donde la relación entre la luminosidad emitida en el marco de resto del jet y la luminosidad observada desde la tierra, depende de las características del mismo. Esto incluye si la

luminosidad surge de un frente de choque o una serie de manchas brillante, así como los detalles de los campos magnéticos que ocurren dentro del jet y su interacción con las partículas que se mueven [48]

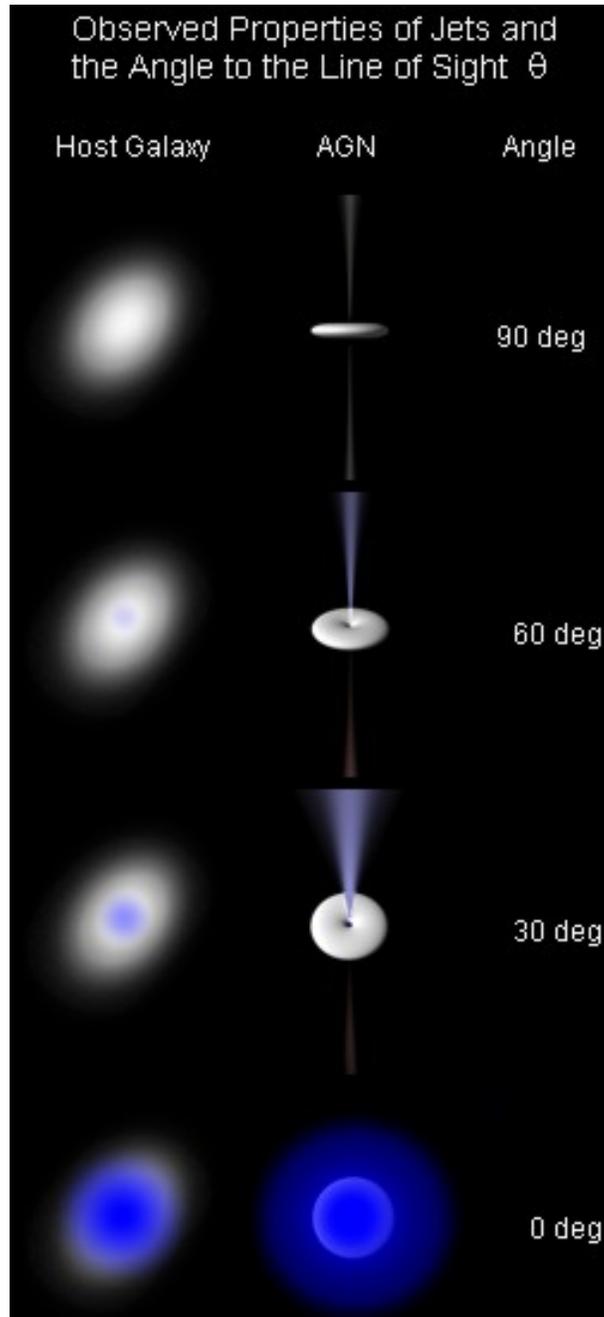


Figura 2.4: Ángulo de visión del jet: a) 90° Radio Galaxia/Sefeira 2 Galaxia; b) y c) Cuásar/Sefeiras 1 Galaxia; d) Blazar.

2.2. Emisión de Rayos X

Los Rayos X son un tipo de radiación electromagnética que se encuentra en un rango de energías entre 0,1 y 10 keV (1-100 Å). Se caracterizan por tener la capacidad de interactuar con los electrones que se encuentran en las capas atómicas más internas. Estas propiedades han dado origen al estudio detallado de este tipo de radiación logrando grandes avances en la ciencia, por ejemplo, el descubrimiento de la primera fuente extra-solar de Rayos X Scorpio X-1 en 1962, por Riccardo Giacconi [49], dando apertura al estudio de lo que se conoce hoy en día como la Astronomía de Rayos X, siendo esta una de las tantas aplicaciones del estudio de la radiación electromagnética, la cual se encarga del análisis de emisión de rayos X de los cuerpos celestes.

En un principio se utilizaban dispositivos que pudieran alcanzar grandes altitudes como los globos aerostáticos o misiles sonda, dado que los rayos X son absorbidos por la atmósfera terrestre. La emisión de rayos X se generan de fuentes que contienen gas muy caliente a varios millones de Kelvin (K), estas temperaturas pueden ser alcanzadas bajo la presencia de grandes campos magnéticos, o con una gravedad muy intensa en objetos cuyos átomos o electrones tienen una gran energía.

Los principales procesos radiativos de emisión de rayos X son: Emisión Bremsstrahlung, Dispersión Compton y Emisión Sincrotrón.

2.2.1. Emisión Bremsstrahlung

La palabra Bremsstrahlung viene del alemán Bremsen significa frenar, y Strahlung que significa radiación. Es un tipo de radiación electromagnética que se produce por la desaceleración de una partícula cargada como un electrón cuando es desviada por otra partícula cargada como un núcleo atómico (ver figura 2.5), en este proceso se produce la emisión de un fotón debido a la interacción electrostática entre el electrón y el núcleo atómico. La partícula cargada emite energía en forma de radiación electromagnética a expensas de su energía cinética, de ahí el nombre de radiación de frenado o emisión libre-libre.

La partícula que se mueve pierde energía cinética por la desaceleración, la cual es transferida al fotón emitido satisfaciendo así la ley de conservación de la energía. Cuando un electrón se acerca a un átomo ionizado, es decir, cargado eléctricamente, se produce una interacción eléctrica entre ambos, que provoca un cambio en la trayectoria o la

velocidad del electrón. La Emisión Bremsstrahlung tiene un espectro continuo, cuya intensidad máxima se desplaza hacia frecuencias más altas con el aumento de la energía de las partículas aceleradas.

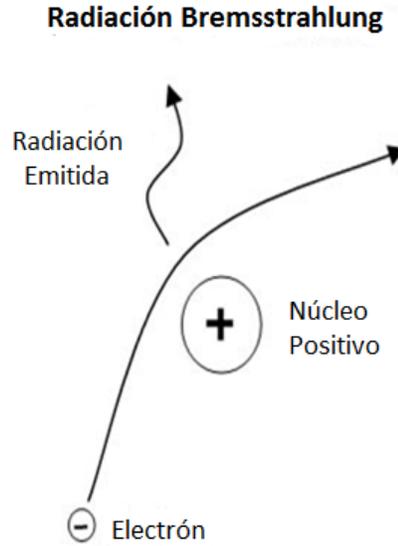


Figura 2.5: Radiación Bremsstrahlung proceso de emisión.

Para un sistema ion-electrón, podemos describir este proceso de la siguiente forma:



donde X^+ es el ion en el estado inicial i y j representa el estado final. La energía total inicial y final del sistema vienen dadas por E y E' ,

$$E = E(X_i^+) + \epsilon_i \quad (2.2)$$

$$E' = E(X_j^+) + \epsilon_j \quad (2.3)$$

La energía del fotón es $h\nu = E - E'$. Tanto el estado inicial como el final del sistema el ión $+$ tiene un electrón libre y, por lo tanto, se dice que involucran un transición libre-libre. Ya que la emisión de fotones no ocurre de forma cuantizada, se genera una distribución continua en diferentes longitudes de onda. La radiación bremsstrahlung térmica por otro lado, se presenta cuando la distribución de energías de los electrones es proporcional en promedio a la temperatura, produciendo un espectro característico que se puede identificar

fácilmente, y se utilizan para determinar la temperatura del gas. Este tipo de radiación podemos observarla principalmente en regiones del espacio que contiene gas ionizado, tales como el gas caliente intercumular en cúmulo de galaxias el cual puede alcanzar temperaturas $8,8 \times 10^7$ K [50].

2.2.2. Dispersión Compton

El Efecto Compton da cuenta de la dispersión de ondas electromagnéticas por una partícula cargada, en la cual una porción de la energía de la onda electromagnética es transferida a la partícula cargada en un choque elástico relativista (Ver figura 2.6). La frecuencia o la longitud de onda de la radiación dispersa depende únicamente del ángulo de dispersión. Los fotones recogidos en el espacio por los telescopios de rayos X revelan los puntos calientes en el universo, regiones donde las partículas han sido energizadas a altas temperaturas por explosiones gigantescas o intensos campos gravitatorios.

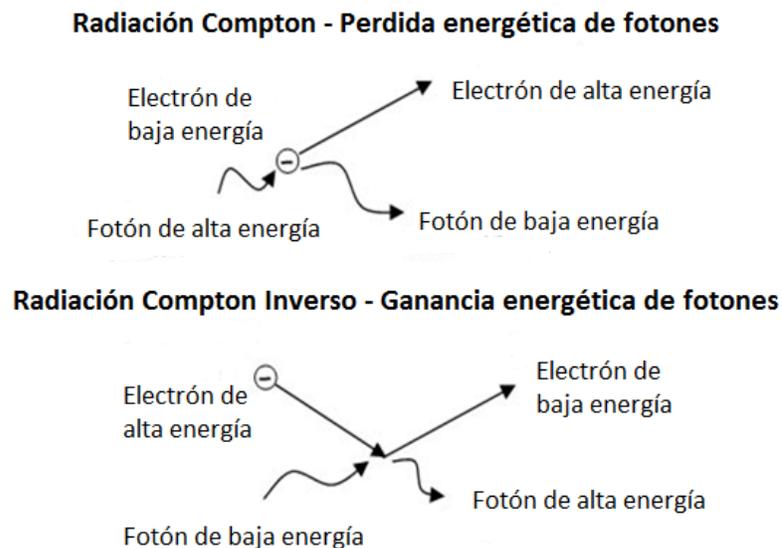


Figura 2.6: Radiación Compton

La radiación Compton está asociado con el enrojecimiento interestelar, que es un enrojecimiento de la radiación de una fuente distante que es proporcional a la distancia que viaja. Longitudes de onda más grande (es decir, la luz roja) no se dispersan tan fácilmente como las longitudes de ondas más cortas (es decir, azul) y por lo tanto, la radiación que pasa a través del polvo interestelar es enrojecido por dispersión Compton. Esto conduce

a cambios en el espectro esperado de objetos astronómicos, tales como el ensanchamiento de las líneas espectrales. Se piensa que es importante alrededor de los agujeros negros, donde la materia es densa y se ha calentado a muchos millones de grados.

Para un sistema fotón-electrón, podemos describir este proceso de la siguiente forma:

$$h\nu_i + e^- \longrightarrow h\nu_j + e^- \quad (2.4)$$

donde $h\nu_i$ es la energía del fotón en el estado inicial i y j representa el estado final. La energía total inicial y final del sistema vienen dadas por E y E' ,

$$E = h\nu_i \quad (2.5)$$

$$E' = h\nu_j + \epsilon_j \quad (2.6)$$

En un sistema donde un fotón colisiona elásticamente con un electrón que se encuentra inicialmente en reposo, la energía inicial E del sistema viene dada, únicamente por la energía de fotón E , después del choque la energía del fotón es transmitida al electrón, obteniéndose una energía final E' proporcionada por la energía del electrón más la energía del fotón.

En astronomía se utiliza la radiación Compton inversa para describir una gran parte de los fenómenos físicos que ocurren en las galaxias. Esta radiación se diferencia de la radiación Compton tradicional, debido a que un fotón de una determinada energía colisiona elásticamente con un electrón de alta energía, el cual se mueve a velocidades relativistas. Después del choque, el electrón le transfiere parte de su energía al fotón, si la energía del electrón es lo suficientemente alta el resultado puede ser un fotón en el rango de los rayos X. Este efecto inverso cumple con la ecuación (2.4), con la salvedad de que la energía inicial E del sistema depende del electrón y la energía final E' depende de la energía del fotón después de la colisión [50].

2.2.3. Emisión Sincrotrón

Cuando las partículas de alta energía como los electrones o los iones se mueven con velocidades cercanas a la velocidad de la luz, y son forzadas a viajar en una trayectoria curva por un campo magnético, se produce radiación sincrotrón, esta radiación es emitida por un electrón relativista moviéndose en una órbita helicoidal dentro de un campo

magnético e implicando una aceleración hacia el centro de la misma (Ver figura 2.7). Esta radiación se caracteriza por ser altamente polarizada y continua, donde su intensidad y frecuencia se relacionan directamente con la fuerza del campo magnético y la energía de las partículas cargadas afectados por el campo [50].

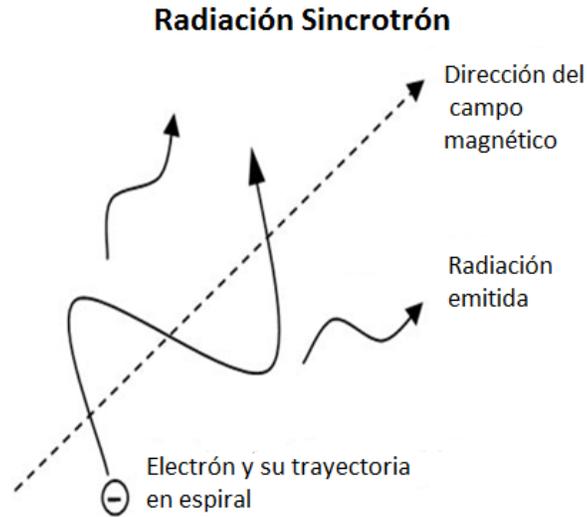


Figura 2.7: Radiación Sincrotrón

2.3. Fotoabsorción de rayos X

Una transición entre los estados ligados de un átomo ocurren cuando un electrón salta a un nivel superior (siendo excitado por la absorción de un fotón) o salta a un nivel inferior (dando lugar a la emisión de un fotón). Para este átomo X, estos procesos pueden ser expresados como:



donde X^* significa un estado excitado, Los procesos radiactivos introducen líneas de absorción y emisión en particulares energías de transición en un espectro.

La fotoionización es un proceso ligado-libre, el cual ocurre cuando un fotón incide en un átomo X, transfiriendo suficiente energía a un electrón para expulsarlo del átomo, dejando una carga adicional.



El electrón libre expulsado se conoce como fotoelectrón, el cual posee una energía igual a la diferencia de energía de un fotón y la energía de ligadura del electrón.

$$h\nu - E_{lig} = \frac{1}{2}mv^2 \quad (2.9)$$

La probabilidad de la fotoionización está relacionada con la sección eficaz de fotoionización que depende de la energía del fotón y el objetivo considerado. Esta sección eficaz describe la probabilidad de fotoionizar un átomo mediante la colisión con otras partículas (generalmente electrones).

Las energías permitidas de los electrones en los átomos son discretas, estas energías dependen de los tres números cuánticos (n , l y j). n representa el número principal cuántico y l es el número cuántico de orbital angular, estos dos son números enteros que van de $n = 1, 2, 3, \dots$ y $l = 0, 1, \dots, n - 1$, Por otro lado j representa el momento angular total de un nivel de energía y va de $j = l \pm 1/2$ [51].

Diagrama genérico de niveles de energía

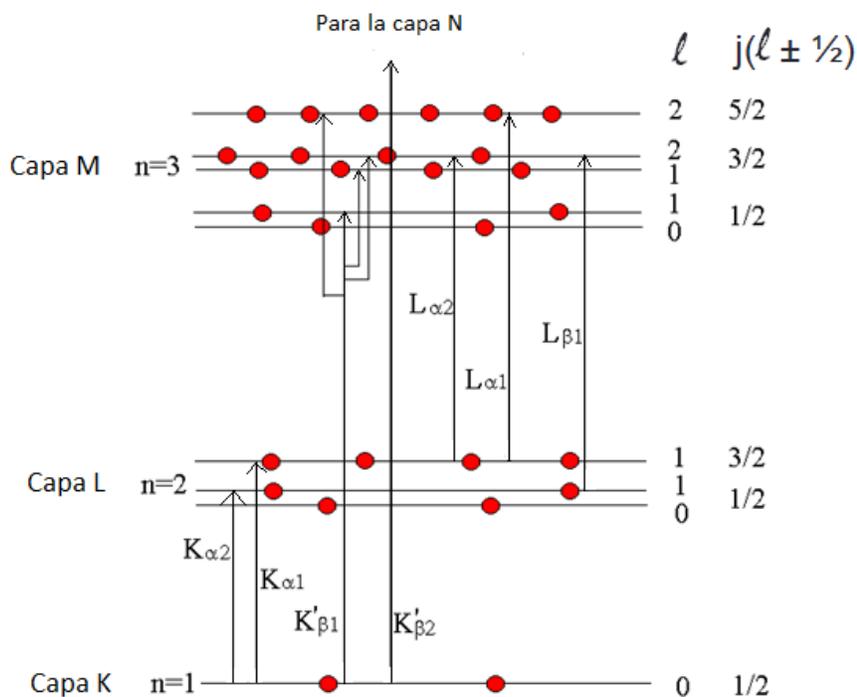


Figura 2.8: Representación esquemática de la notación de Barkla.

La nomenclatura de Barkla permite asignar letras a las transiciones electrónicas que ocurren en los diferentes niveles de energía, por ejemplo, la letra K es asignada para la capa $n=1$, L para la capa $n=2$, y estas transiciones son llamadas K de rayos X o L de rayos X. Esta notación no solo etiqueta los niveles de energía, si no que también etiqueta las transiciones atómicas con las letras griegas específicamente ($\alpha, \beta, \gamma \dots$ etc.) para indicar las transiciones que ocurren desde un mismo nivel de energía pero a un diferente momento angular. Los rayos X $K_{\alpha 1}$ son emitidos en una transición de un nivel $n = 2$ y $j = 3/2$ de la capa K, al igual que los rayos X $K_{\alpha 2}$ son emitidos en una transición del nivel $n = 2$ y $j = 1/2$ de la misma capa; Por otro lado transiciones $K_{\beta 1}$ son una combinación de todas las transiciones de la capa M a la capa K y las transiciones de la capa M a la capa K se define por $K_{\beta 2}$ (Ver figura 2.8).

2.3.1. Efecto Auger y Fluorescencia de rayos X

La emisión electrónica Auger es un fenómeno físico en el cual la expulsión de un electrón interno de un átomo causa la emisión de un segundo electrón, este segundo electrón emitido es llamado Electrón Auger. Cuando un electrón es arrancado de una de las capas internas de un átomo, dejando una vacante o hueco, un electrón de una de las capas más externas puede decaer para ocupar esta vacante, resultando en un exceso de energía, este exceso de energía es frecuentemente liberado por la emisión de un fotón, cuya energía cuántica coincide con la diferencia de energía entre el nivel superior e inferior, este proceso se conoce como Fluorescencia de rayos X (Ver figura 2.9).

En los átomos pesados esta energía cuántica está en la región de los rayos X, este proceso de emisión de átomos ligeros y electrones externos da lugar a líneas espectrales; también se da el caso de que puede ser transferida a otro electrón, el cual es emitido del átomo. La energía del electrón Auger corresponde a la diferencia entre la energía de la transición electrónica primaria y la energía de ionización para la capa de la cual el electrón Auger fue emitido.

La energía cinética del electrón Auger expulsado depende exclusivamente de los tres niveles de energía involucrados en el proceso:

$$E_{cin} = (E_2 - E_1) - E_3 - E_{WF} \quad (2.10)$$

donde E_1 es la energía del átomo con una vacante en un nivel interno, este es un estado altamente inestable, E_2 es la energía del nivel energético ocupado por el segundo electrón,

E_3 es la energía del electrón que será expulsado en el efecto Auger, E_{WF} es la función trabajo, es la energía necesaria para que el electrón deje la superficie del sólido [51].

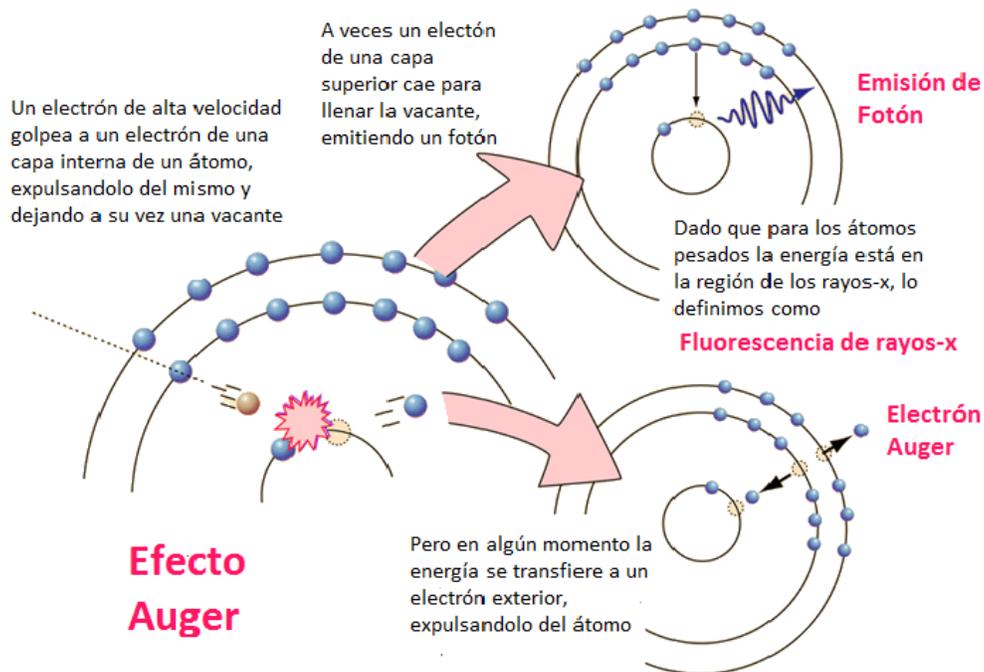


Figura 2.9: Representación esquemática del efecto Auger y fluorescencia de rayos X.

2.4. Observatorios de Rayos X

La atmósfera terrestre absorbe los rayos X que provienen del espacio, el estudio de estas longitudes de ondas desde la tierra con los telescopios convencionales no se puede realizar (Ver figura 2.10). Es por ello que se utilizan satélites espaciales a bordo de los cuales se colocan observatorios de rayos X permitiendo el estudio de diferentes fuentes de radiación, tales como, estrellas, galaxias, agujeros negros, entre otros.

El análisis de espectros de rayos X en alta resolución se realiza mediante dos observatorios, principalmente, El Observatorio Espacial Chandra de la Administración Nacional de la Aeronáutica y del Espacio (NASA) y XMM-Newton de la Agencia Espacial Europea (ESA).

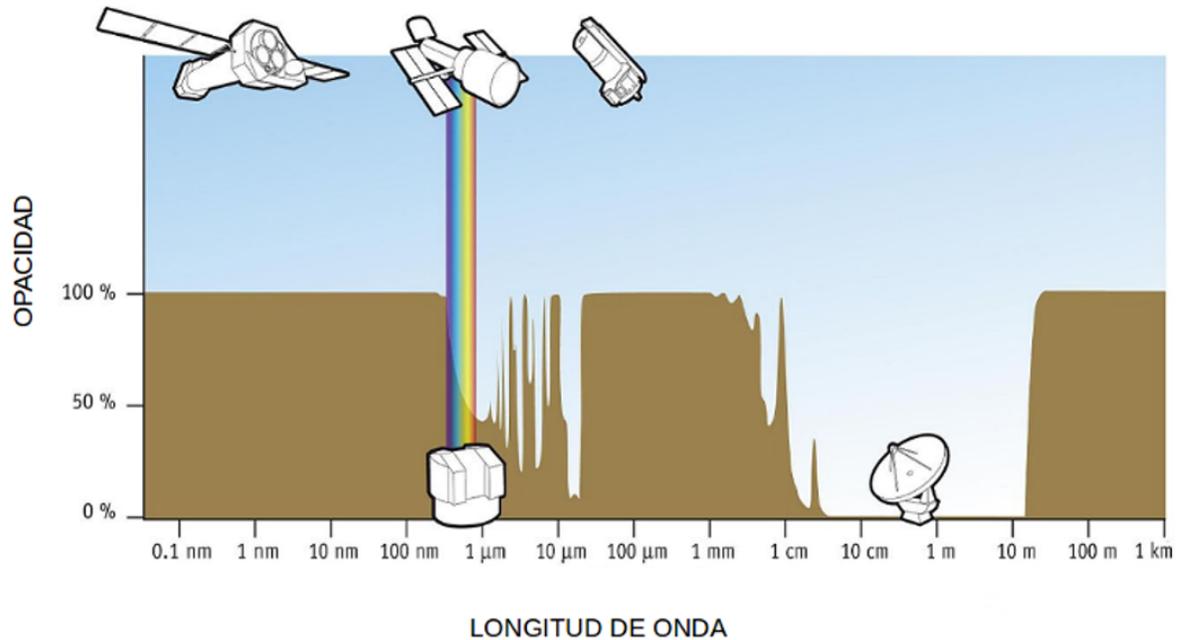


Figura 2.10: Opacidad de la atmósfera terrestre en función de la longitud de ondas. Muestra como la atmósfera de la tierra absorbe la radiación para diferentes longitudes de onda.

2.4.1. Observatorio Espacial Chandra:

El Observatorio espacial de rayos X *Chandra*⁴ (CXO, por sus siglas en inglés), fue lanzado al espacio, en Julio de 1999 por la NASA. Para la construcción del Chandra, se contó con una participación importante del Centro de Investigaciones Espaciales del MIT, en el desarrollo y creación de instrumentos científicos, como, Espectrómetro de Rendijas de Transmisión de Altas Energías (HETGS, por siglas en inglés) y Espectrómetro de Rendijas de Reflexión de bajas Energías (LETGS, por sus siglas en inglés). El Observatorio de rayos X Chandra posee una órbita muy elíptica la cual varía con el tiempo, para el 2014 el Chandra tiene que su altura en el apogeo es 138.000 Km. y su altura en el perigeo es ~ 11.000 Km.

⁴<http://chandra.si.edu/>

Instrumentos abordo del Chandra:

Para la recolectar la información proveniente de distintos tipos de fuentes de rayos X en el espacio, es necesario un conjunto de equipos o instrumentos (ver Figura 2.11), especializados para realizar las diferentes observaciones ajustándose a las necesidades del estudio (como HETGS y LETGS), ya que las fuentes en el espacio emiten radiación en diferentes longitudes de ondas, esta información debe ser captada, almacenada y procesada por diferentes componentes del telescopio.

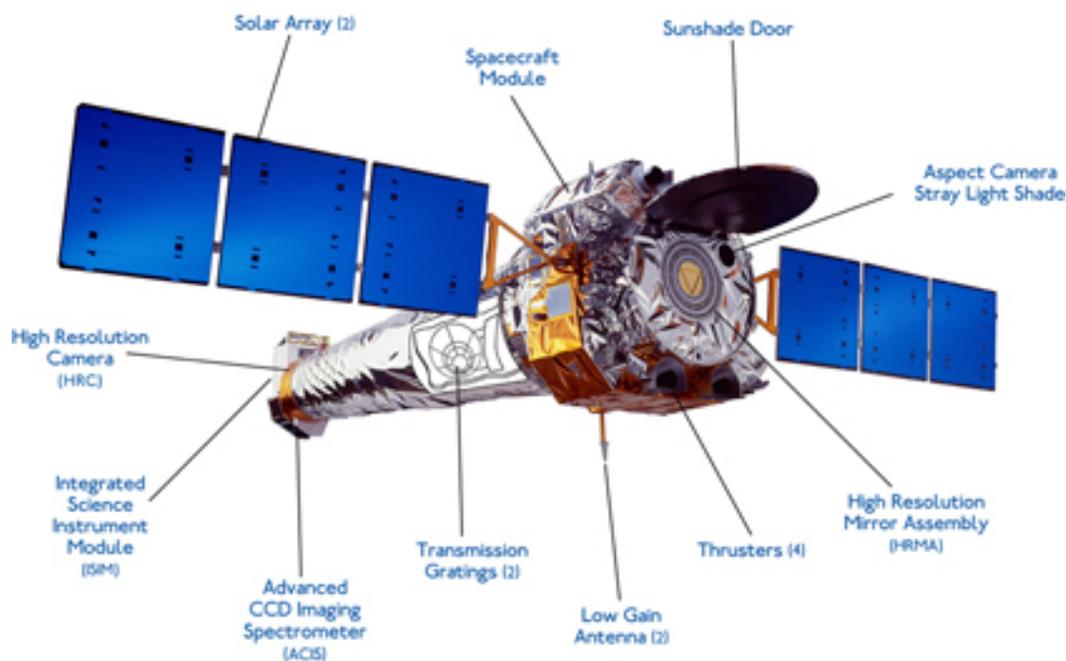


Figura 2.11: Observatorio Espacial Chandra

Para obtener una información detallada de una fuente, ya sea una estrella, galaxia, agujero negro, etc., es necesario tener el espectro de la misma. *Chandra* posee un Espectrómetro de Imágenes de CCD ⁵ Avanzado (ACIS) el cual ofrece la capacidad de adquirir de forma simultánea imágenes de alta resolución y espectros de resolución moderada. El CCD(ACIS) se puede utilizar conjunto con el HETG y el LETG para obtener espectros con mayor resolución, además consta de una cámara de alta resolución (HRC).

⁵CCD: Dispositivos de carga acoplada

CCD (ACIS):

ACIS es un generador de imágenes de rayos X, donde los fotones de rayos X que golpean la cámara se detectan de forma individual, permitiendo obtener la posición, además de realizar estudios de tiempo y de la energía de cada rayo incidente, a su vez, esto permite obtener imágenes de alta resolución (~ 1 segundo de arco). El ACIS contiene 10 CCDs de 1024×1024 píxeles CCD, cuatro dispuestos en una matriz 2×2 denominados ACIS-I que se utilizan para la formación de imágenes, y seis dispuestos en una matriz 1×6 denominado ACIS-S, se utilizan también para la formación de imágenes o para realizar lecturas de espectros de rendija (Ver Figura 2.12).

La diferencia entre ACIS-I y el ACIS-S corresponde en un factor de hasta dos en la resolución angular del instrumento sobre todo en campo visual, lo que conduce a un factor de cuatro en el límite de la sensibilidad para detección de fuentes bajo algunas condiciones. También tenemos que el posicionamiento espacial de los chips de la matriz ACIS-I conduce a una cobertura casi completa de toda la superficie focal HRMA, en cambio el ACIS-S tiene menos de la mitad de la cobertura en el campo visual.

ACIS FLIGHT FOCAL PLANE

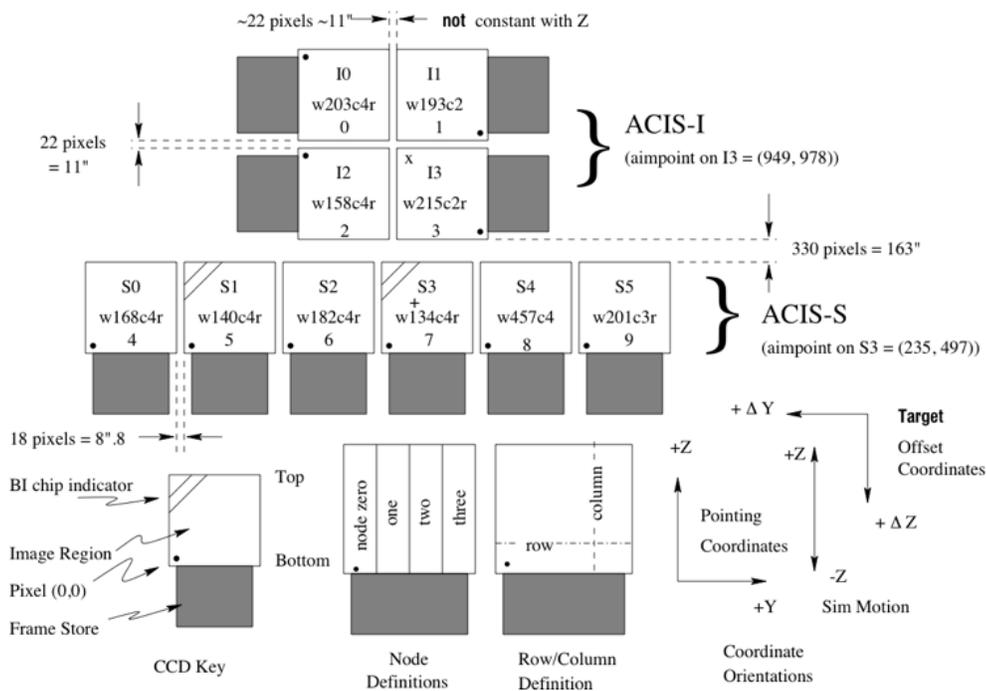


Figura 2.12: Distribución del ACIS

Este instrumento es el más usado para el estudio de las variaciones de la temperatura a través de fuentes de rayos X como vastas nubes de gas caliente en el espacio intergaláctico, o variaciones químicas a través de las nubes que dejan las explosiones de supernovas.

HRC:

La cámara de alta resolución HRC (Ver figura, 2.13) es una placa de microcanal (MCP), está compuesto por dos detectores, EL CDH-I el cual es optimizado para las imágenes y proporciona el campo visual más grande en comparación con aquellos otros detectores abordo del Chandra y el HRC-S el cual sirve como lectura para LETG, Esta cámara de alta resolución posee un tiempo de respuesta de 16 ms.

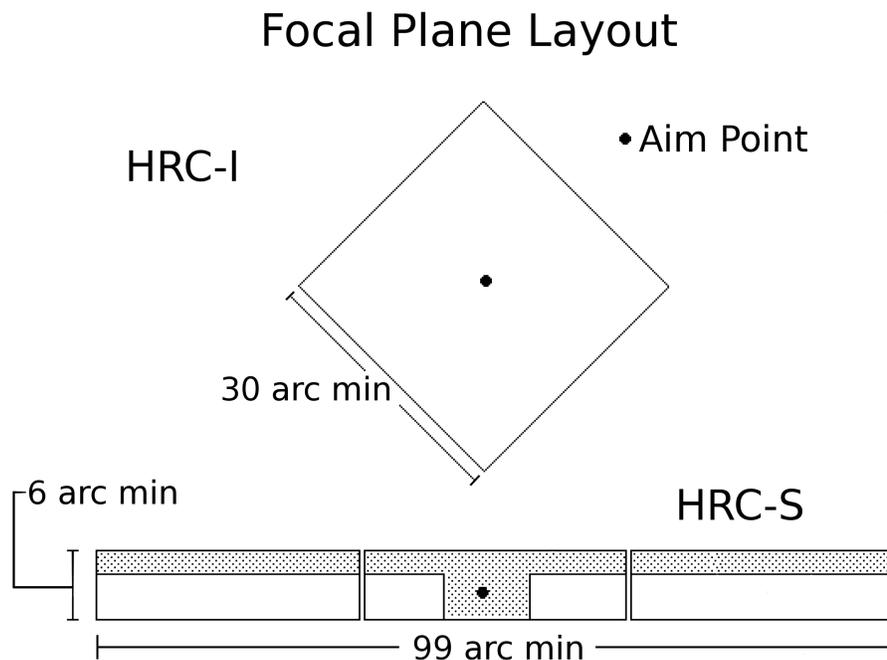


Figura 2.13: Estructura del HRC

El HRC es un instrumento útil para obtener imágenes de materia caliente en remanentes de estrellas que han explotado, en galaxias distantes, y cúmulos de galaxias, también sirve para identificar fuentes muy débiles. Es uno de los dos instrumentos utilizados en el foco del Chandra, en el cual se detectan rayos X reflejados desde un conjunto de ocho espejos.

HETGS:

El HETG consta de 336 facetas de rejilla de oro, donde la separación entre ellas es menor que la longitud de onda de la luz visible, estas barras son compatibles con las membranas de plástico, las cuales son muy delgadas pero pueden resistir al lanzamiento del transbordador. Las rejillas toman ventaja del hecho, de que las barras de oro parcialmente transparentes a los rayos X, de manera que la difracción es más eficiente, y los rayos X son capturados en el espectro de alta resolución.

Estas rendijas están colocados en un montaje, el cual puede ser girado en su posición de detrás de los espejos del Chandra, y pueden ser utilizadas simultáneamente. También posee dos anillos interiores que son de rejillas de alta energía (HEG), las cuales interceptan los rayos de las dos capas internas y esta optimizado para altas energías, y dos anillos exteriores de rejilla de mediana energía (MEG), (Ver figura 2.14) esta intercepta los rayos HRMA exteriores y está optimizado para energías medias. Las rejillas HETG están diseñadas para cubrir un rango de energía de (0,4 - 10) keV. Los conjuntos de rejillas se colocan en diferentes ángulos para que las imágenes dispersas de la HEG y la MEG formen una X superficial centrado en la posición donde no hay dispersión (orden cero).

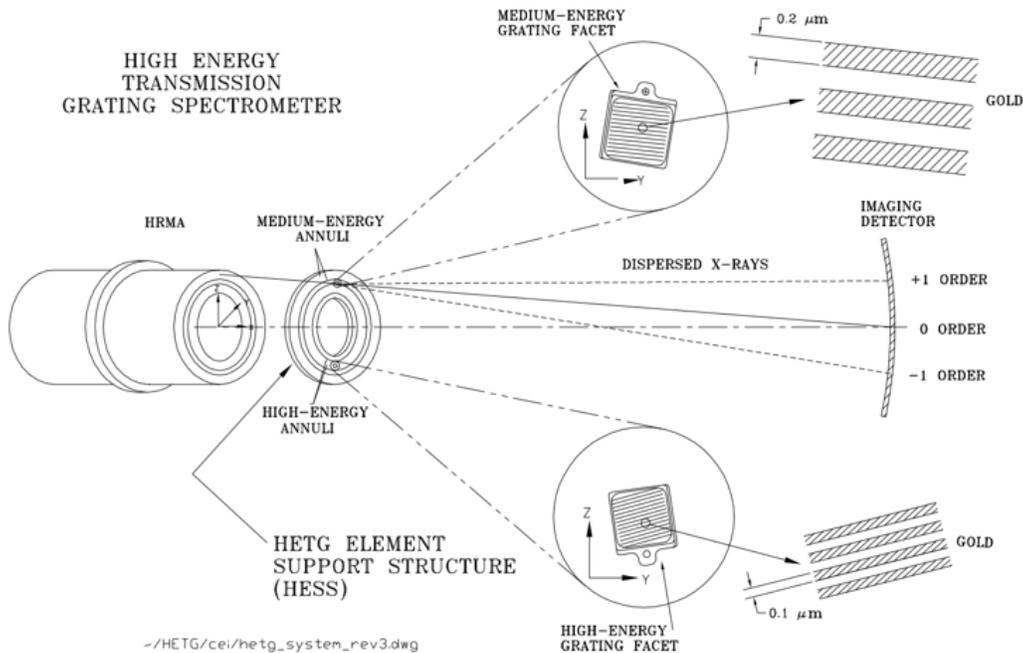


Figura 2.14: Estructura del HETGS ensamblado en el HRM.

El Espectrómetro de Rendijas de Transmisión de Altas Energías (HETG) permite sondear los parámetros físicos de las regiones de toda clase de fuentes de rayos X, las cuales incluyen estrellas, binarias de rayos X, remanentes de supernovas, galaxias, quásares, y material interestelar e intergaláctico. Utilizando técnicas de diagnóstico de plasma aplicados a las líneas de emisión, absorción y los bordes de absorción para obtener propiedades de origen de dichas fuentes, tales como temperaturas, estados de ionización, densidades, velocidades, abundancias elementales, y con ello la estructura, dinámica y evolución de las distintas clases de fuentes.

LETGS:

Al igual que el HETGS, el LETG es un espectrómetro las rendijas están colocados en un montaje, el cual puede ser girado en su posición detrás de los espejos del *Chandra*. Consta de una rendija de oro independiente, hecha de alambres o barras finas con un espaciado regular. Los hilos de oro fino se colocan en dos estructuras de apoyo diferentes, una rendija lineal de $25.4 \mu\text{m}$ y una malla triangular gruesa con 2 mm de distancia. Estas rendijas se montan sobre una estructura de anillo toroidal adaptado a los espejos del Chandra, están diseñadas para cubrir un rango de energía de 0.08 a 2 keV. Sin embargo, su difracción también se puede ver en el visible.

LETGS comprende un detector de imagen de plano focal, el ensamble Espejo de alta resolución. La matriz espectroscópica de la cámara de alta resolución Chandra (HRC-S) es el detector primario diseñado para su uso con LETG. Cuando se inserta detrás de la HRMA, la LETG difracta los rayos X en un espectro de acuerdo con la ecuación:

$$\sin \beta = (m\lambda)/p, \quad (2.11)$$

donde m es el orden, λ es la longitud de onda del fotón en Å y p es el período espacial de las líneas.

2.4.2. Observatorio Espacial XMM-Newton:

La Misión Multi-Espejo de rayos X Newton ⁶(XMM-Newton, por sus siglas en inglés) es un observatorio espacial, el cual fue lanzado en diciembre de 1999, por la Agencia Espacial Europea (ESA). Con 4 toneladas y 10 metros de largo se convierte en el satélite científico más grande lanzado por la ESA. Está colocado en un órbita muy excéntrica,

⁶<http://xmm.esac.esa.int/>

cuyo apogeo está a unos 114.000 Km de la tierra y el perigeo se encuentra a solo 7000 Km.

El *XMM-Newton* está compuesto por 3 telescopios de rayos X los cuales están co-alineados con una astrometría relativa entre las tres camaras europeas de imágenes de fotones (EPIC, por sus siglas en inglés) calibradas, cada uno está compuesto de 58 espejos concéntricos, los cuales están anidados en una configuración coaxial⁷ y coalineado con la sección transversal de la abertura frontal, de tal manera que bloquean los rayos incidentes de una sola reflexión, pero no eclipsan los rayos de dos reflexiones, de esta forma maximizan su área colectora, focalizando los rayos X en las cámaras CCD de los detectores, permitiendo detectar fuentes de rayos X extremadamente débiles (Ver Figura 2.15). El diseño del telescopio esta pensado para obtener la mayor área efectiva posible.

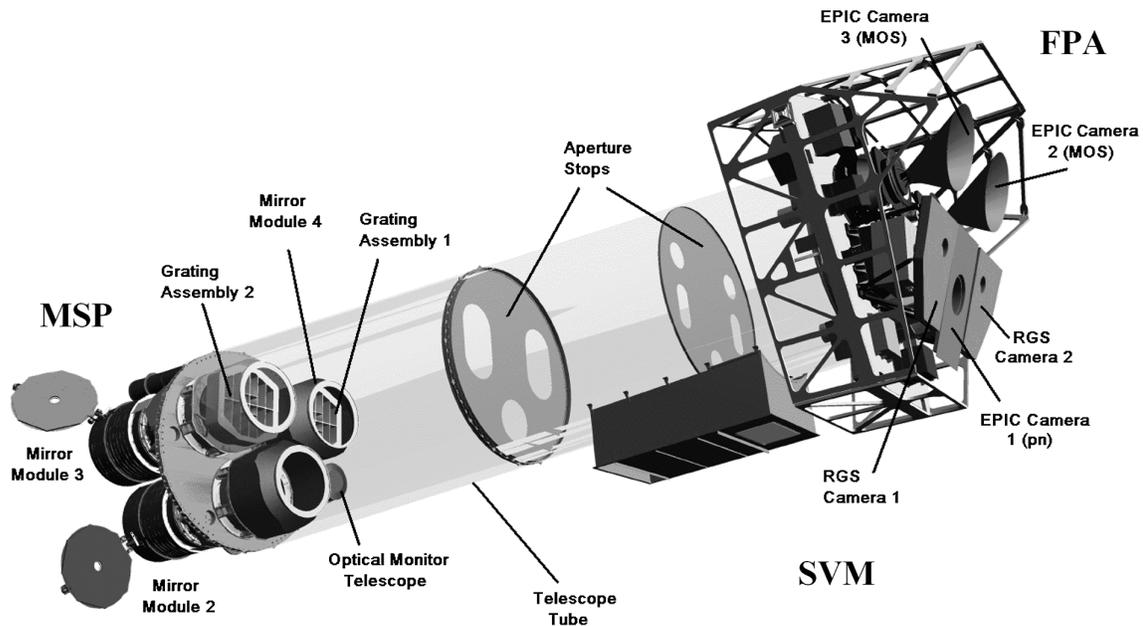


Figura 2.15: Componentes abordo del XMM-Newton

El XMM-Newton está constituido por una cámara de fotones de imágenes, un espectrómetro de rendijas de reflexión y un monitor óptico, estos son los instrumentos más importantes abordo de este satélite (Ver figura 2.15).

⁷coaxial: significa que dos o más formas comparten un eje en común

Cámara de Imágenes de Fotones Europea, EPIC:

El EPIC está constituido por 3 cámaras CCD para imágenes de rayos X, espectroscopia de resolución moderada, y fotometría de rayos X. Dos de los telescopios de rayos X del XMM-Newton están equipados con arreglo de 7 CCDs de Oxido de metal de silicio (MOS, por sus siglas en inglés) la cual se conoce como EPIC-MOS y el tercero lleva un arreglo de 12 CCDs llamada EPIC-PN. Estas cámaras ofrecen la posibilidad de realizar observaciones de imágenes sobre un campo visual en un rango de energía de 0,15 a 12 keV.



Figura 2.16: Ensamblaje de vuelo de las cámaras Epic: a) Cámara MOS y b) cámara PN

Los dos tipos de cámara EPIC son fundamentalmente diferentes (Ver Figura 2.16), no solo por la geometría de la matriz de chip de MOS y la matriz de chip de PN, si no también por los tiempos de lectura, ya que para los chips de PN el tiempo de lectura es de 0.03 ms, mucho más rápido que el de las cámaras MOS de 1.75 ms, otra diferencia importante consiste en que los chips MOS son frontal-iluminados mientras que los CCD PN son retroiluminados, lo cual afecta la eficiencia cuántica del detector.

Espectrómetro de Rendijas de Reflexión (RGS)

RGS consiste en un conjunto de rendijas de reflexión que difracta los rayos X a una gran variedad de CCD (Ver Figura 2.17), este instrumento logra un alto poder de resolución (150 a 800) en un rango de 5 a 35 Å equivalente a (0,33 a 2,5)keV para el primer orden espectral, los picos de la zona efectiva están alrededor de 15 Å equivalente a 0,83 keV en el primer orden en aproximadamente 150 cm² para los dos espectrómetros.

Este instrumento esta formado por dos arreglo de rendijas de reflexión (RGA, por sus siglas en inglés), las cuales están unidas directamente a los conjuntos de espejos, también tiene dos unidades de cámara plano focal (RFC, por sus siglas en inglés), cada uno incluye

una estructura de enfriamiento, un radiador y su propio detector.

La ecuación de dispersión para el espectrómetro está dada por:

$$m\lambda = d(\cos(\beta) - \cos(\alpha)) \quad (2.12)$$

donde m es el orden espectral, d es la separación de las rendijas, β es el ángulo entre el rayo saliente y el plano de la rendija y α es el ángulo entre el rayo entrante y el plano de la rendija.

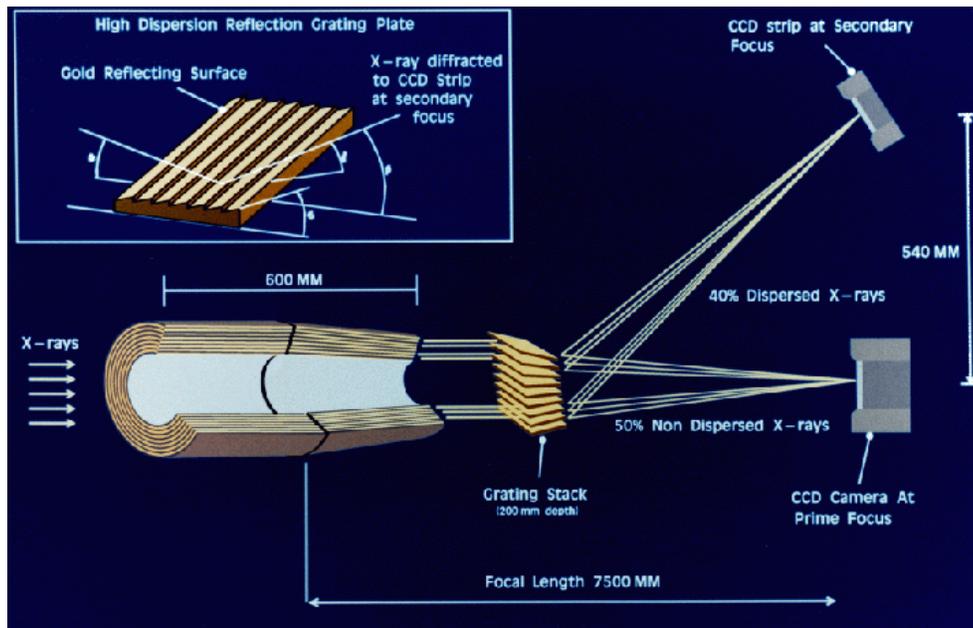


Figura 2.17: Geometría del RGS

Capítulo 3

Metodología

En esta investigación vamos a trabajar con espectroscopía de rayos X de alta resolución, estudiando los espectros de absorción obtenidos por una fuente extragaláctica y la interacción con el medio intergaláctico tibio-caliente.

Este medio intergaláctico tibio-caliente, se encuentra ubicado en el gran Muro Escultor, una región del espacio donde existe un cúmulo de diferentes tipos de galaxias, la cual se encuentra en forma de una red filamentaria a elevadas temperaturas. Para detectar la presencia de este medio vamos estudiar el espectro de absorción que se produce de la interacción que ocurre entre los fotones altamente energéticos de una fuente estelar ubicada detrás del gran Muro Escultor y el medio intergaláctico tibio-caliente, para esto se utilizan datos atómicos de la galaxia tipo Blazar PKS 2155-304. Esta fuente es una de las galaxias mas brillantes, convirtiéndose en una de las más estudiadas, dado que posee un espectro intrínseco continuo, permite ser usada como una lámpara, que ilumina el gas que se encuentra entre dicha fuente y el detector.

3.1. Reducción de datos

Los datos obtenidos por los observatorios contienen información que puede utilizarse para estudiar objetos astronómicos (Ejemplo: estrellas, galaxias, polvo estelar, etc.) permitiendo conocer la formación, edad, origen, entre otras características de dichos objetos. Estos datos son captados por los diferentes telescopios espaciales, para luego almacenarse en formatos muy complejos, que se definen como datos sin procesar. Los grupos encargados de la calibración de los diferentes telescopios espaciales, diseñan diferentes softwares capaces de poder transformar y convertir toda esta data cruda en datos, con formatos legibles para diferentes software de ajuste espectral. Los telescopios de rayos X de alta

resolución como *Chandra* y *XMM-Newton*, constan de dos software avanzados, diseñados para este fin: CIAO en el caso del *Chandra* y SAS en el caso de *XMM-Newton*.

3.1.1. Software CIAO-Chandra

CIAO es un sistema de análisis de datos desarrollado para los usuarios del observatorio espacial de rayos X *Chandra*. Este observatorio puede trabajar con datos en 4 dimensiones (tiempo, energía y 2 espaciales), donde cada dimensión tiene más elementos independientes. El software CIAO fue construido para manejar datos de N-dimensiones sin preocuparse por cual eje particular estaba siendo analizado.

CIAO permite filtrar y convertir los archivos que contienen los eventos detectados por el *Chandra* a tamaños manejables y arreglos convenientes. Esto se hace de forma flexible, por lo que se han construido todas las herramientas para que CIAO pueda tomar los datos y modificarlos mediante la línea de comandos, haciendo uso de una sintaxis sencilla. Como los datos del *Chandra* pueden ser desglosados de muchas maneras, y la calibración del mismo es espacial y energéticamente dependiente, los archivos de datos mantienen un registro de cómo fue filtrada y distribuida la información.

3.1.2. Software SAS-XMM-Newton

El Sistema de Análisis de Ciencia (SAS, por sus siglas en inglés), es un paquete de software integrado que se encarga de la reducción básica de los datos del observatorio espacial de rayos X *XMM-Newton*. SAS proporciona herramientas para crear archivos de eventos de fotones calibrados desde el formato de archivos de observación de datos (ODF, por sus siglas en inglés), así como algunas herramientas básicas para realizar análisis espectrales.

El *XMM-Newton* dispone de dos formatos de datos, el primero son Archivos de Observación de datos (ODF, por sus siglas en inglés), es decir, telemetría de formateado en formato FITS, el cual contiene cantidades no calibradas sobre una base de chip por chip para las cámaras de rayos X y el monitor óptico respectivamente. El segundo es un Sistema de Procesamiento de Tuberías (PPS, por sus siglas en inglés), contiene un colección productos científicos validados de alto nivel, incluyendo eventos y listas de fuentes, imágenes de múltilongitudes de onda y productos de correlación cruzada.

Una observación de rayos X tomada desde cualquiera de los telescopios espaciales, sea Chandra o XMM-Newton, genera un conjunto de archivos en formato de Imagen de Sistema de Transporte Flexible (.FITS, por sus siglas en inglés), estos archivos no se pueden utilizar para el análisis científico. Para poder trabajar con esta información es necesario transformar estos archivos a un formato que se pueda usar, este proceso se llama reducción de datos, del cual podemos obtener cuatro extensiones de los archivos .FITS:

1. Análisis del alto del pulso (.PHA, por sus siglas en inglés), suministra la información general del espectro.
2. Funciones de matriz de respuesta (.RMF, por sus siglas en inglés), es la función de respuesta, la cual depende del instrumento.
3. Funciones de respuesta auxiliar (.ARF, por sus siglas en inglés), está relacionada con el área efectiva del instrumento, además de ser muy similar al .RMF y por su capacidad de recibir fotones.
4. Background (.BKG, por sus siglas en inglés), posee la información correspondiente a la radiación de fondo, lo que representa problemas serios en las investigaciones.

Los datos atómicos procesados por estos dos Software de análisis, pueden ser descargados de las respectivas páginas web del *Chandra*¹ y del *XMM-Newton*² en formatos .FITS, los cuales, son compatibles con paquetes de análisis de datos como XSPEC.

En este trabajo presentamos el análisis de 56 datos observacionales de la fuente PKS 2155-304 ($z = 0,116$) ubicada detrás del gran Muro Escultor para diferentes corrimientos al rojo ($z = 0$ y $z = 0,03$). Estos datos observacionales están constuidos por 38 observaciones del LETG-ACIS y 15 del LETG-HRC, instrumentos abordo del *Chandra* y 3 observaciones del RGS abordo del *XMM-Newton*. En la tabla (3.1) se muestran los diferentes ObsID utilizados en este trabajo de la fuente PKS 2155-304, medidos con los diferentes instrumentos abordo de los telescopios espaciales, además de la fecha de la observación y su tiempo de exposición.

Los datos observacionales contenidos en los diferentes ObsID vienen en formato de datos crudos, con los cuales no podemos trabajar. Utilizamos los softwares CIAO y SAS, que describimos en la sección anterior, para realizar la reducción de estos datos en formatos

¹<http://cxc.harvard.edu/>

²<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/>

más accesibles y compatibles con el paquete de ajuste espectral XSPEC, que emplearemos más adelante para realizar el ajuste espectral con los modelos ISMabs e IGMabs. Estos datos observacionales fueron agrupados individualmente para cada instrumento y posteriormente serán analizados de igual manera.

Cuadro 3.1: Observaciones de la fuente PKS 2155-304

Observatorio (Espectrómetro)	ObsID	Fecha (A/M/D)	Exposición (seg.)	ObsID	Fecha (A/M/D)	Exposición (seg.)
	1015	2000/12/06	9516.67	4416	2003/12/16	46479.4
	1703	2000/05/31	25571.4	6090	2005/05/25	29035.7
	1790	2000/08/11	20892.5	6091	2005/09/19	29652.5
	1791	2000/08/11	20895.8	6874	2006/07/29	30047.9
	1792	2000/08/11	20895.8	6924	2006/07/06	9508.03
	1793	2000/08/11	20895.8	6927	2006/04/02	26984
	1794	2000/08/12	20895.8	7293	2006/07/06	8501.43
	1795	2000/08/07	19705.4	8388	2007/07/14	29344.5
Chandra (LETG-ACIS)	1796	2000/08/08	19510.2	9074	2008/05/12	27766.92
	1797	2000/08/08	19507	9706	2008/07/12	9508.05
	1798	2000/08/08	19510.2	9708	2008/07/02	9225.26
	1799	2000/08/10	21202.9	9710	2008/07/02	9228.76
	2323	2000/12/07	9062.28	9713	2008/06/29	29920.7
	2324	2000/12/07	8649.49	10662	2009/05/28	28400.2
	2335	2000/12/06	29686.4	11965	2010/04/29	28400.8
	3168	2001/11/30	28798.3	13096	2011/04/26	26511.6
	3667	2002/06/11	14181.1	14265	2012/04/28	26501.7
	3669	2002/06/11	42429.3	15475	2013/04/24	28391
	3707	2002/11/30	26934.3	16423	2014/04/25	28142.1
	331	1999/12/25	62759.7	6923	2006/05/01	29928.8
	1013	2001/04/06	26724.7	7294	2006/07/07	10005.8
	1704	2000/05/31	25942	7295	2006/07/06	10062.6
Chandra (LETG-HRC)	3166	2001/11/30	29864.6	8379	2007/04/22	30120.6
	3709	2002/11/30	13825.9	9707	2008/07/02	10087.1
	4406	2002/11/30	14172.7	9709	2008/07/02	10090.2
	5172	2004/11/22	26930.4	9711	2008/07/03	10096
	6922	2006/07/06	10123.8			
XMM-Newton (RGS)	80940101	2000/11/19	60511	80940401	2000/11/19	10406
	80940301	2000/11/20	61411			

Los datos proporcionados por el *Chandra*, permiten obtener los cuatro archivos de extensiones .FITS, una vez procesados con el software CIAO, permitiendonos obtener la información general de los espectros .PHA, las funciones de matriz de respuesta .RMF y áreas efectivas del instrumento .ARF, además de la información correspondiente a la radiación de fondo .BKG, dandonos la posibilidad de realizar un buen ajuste espectral con los datos obtenidos.

Para el *XMM-Newton* obtuvimos solamente los archivos de extensión .FITS, correspondientes a la información general de los espectros .PHA y las funciones de matriz de respuesta .RMF una vez realizada la reducción de datos mediante el software SAS. Los archivos .FITS proporcionados por el telescopio *XMM-Newton* incluyen la información correspondiente con las funciones de respuesta auxiliar .ARF y la información de la radiación de fondo .BKG, a diferencia del *Chandra* donde esta información está separada.

3.2. Ajuste Espectral

La relación entre la fuente de rayos X y las cuentas medidas por el detector en el telescopio puede ser descrita por la siguiente fórmula

$$\begin{aligned} C(I) &= T \int RMF(I, E) \cdot ARF(E) \cdot S(E) \cdot dE + BCK(I) \\ &\approx T \sum_j R_{ij} A_j S_j \end{aligned} \quad (3.1)$$

Tenemos que $C(I)$ representa las cuentas observadas en el canal del detector I ; T es el tiempo de observación (en s); $ARF(E)$ es el área efectiva dependiente de la energía del sistema de detección en el telescopio (en unidades de cm^2); $S(E)$ es el flujo de la fuentes (en fotones/ $cm^2/s/keV$); $RMF(I, E)$ es la matriz de respuesta (sin unidades) o la probabilidad de que un fotón incidente de energía E sea observado en el canal I ; y $BCK(I)$ son las cuentas observadas en el canal del detector I que provienen de la radiación de fondo. Cada misión provee archivos que contienen la matriz de respuesta (RMF, por sus siglas en inglés) R_{ij} y el área efectiva (ARF, por sus siglas en inglés) A_j o herramientas computacionales para generarlos en cada combinación telescopio/detector.

En los últimos años XSPEC se ha convertido en el software estándar para el análisis espectroscópico de espectros de rayos X. Al ser un paquete de ajuste espectral nos permite

trabajar con la información proveniente de las extensiones de los archivos .FITS (.PHA, .RMF, .ARF y .BKG).

Una vez realizada la reducción de datos por medio de los softwares CIAO y SAS, los datos observacionales obtenidos por la fuente PKS 2155-304, son cargados en XSPEC de manera individual, generando tres archivos correspondientes a los diferentes instrumentos observacionales. Para esto se cargaron los archivos .FITS de las 56 observaciones utilizadas en este trabajo. Este proceso fue realizado de forma individual para cada uno de los instrumentos (LETG-ACIS, LETG-HRC y RGS), sin embargo, XSPEC permite una vez cargados todos los datos observacionales, almacenarlos en sesiones de manera que solo un archivo contenga la información correspondiente de las observaciones realizadas por un instrumento.

La gran ventaja de crear sesiones en XSPEC, es que en vez de tener que cargar todos los archivos .FITS cada vez que se utilice el paquete de ajuste espectral, solo es necesario cargar la sección creada. Estas sesiones almacenan toda la información correspondiente a las observaciones de la fuente para los diferentes instrumentos, es decir, para el instrumento LETG-ACIS, el cual posee 38 observaciones, en vez de tener que cargar 38 archivos .PHA y .RMF cada vez que se utilice XSPEC para realizar un ajuste o modificación, solo es necesario cargar la sesión que contiene almacenada toda la información correspondiente a las observaciones realizadas con este instrumento. De esta manera garantizamos no tener errores al momento de realizar los ajustes, ya que este proceso puede llegar a ser muy tedioso para numerosas observaciones. Para este trabajo se realizaron tres sesiones correspondientes al LETG-ACIS, LETG-HRC y RGS, permitiendo trabajar de forma efectiva e individual con los datos proporcionados.

XSPEC permite cargar datos observacionales, graficar y modelar estos datos, los cuales podemos apreciar en forma de espectro. Este programa cuenta con modelos computacionales para realizar ajustes espectrales como gaussianas, powerlaw, blackbody, DiskBB, entre otros, estos modelos permiten encontrar el ajuste que mejor se acople con el espectro obtenido, sin embargo también permite incluir modelos personalizados. Para este trabajo incluimos los modelos ISMabs e IGMabs para realizar el ajuste espectral de los datos obtenidos de la fuente PKS 2155-304

3.3. Estadística Chi-Cuadrado (χ^2)

Para poder entender lo bien que un modelo físico describe los datos, necesitamos hacer uso de la estadística, es decir, una variable que describa las propiedades del modelo con respecto a los datos observados.

Uno de los parámetros estadísticos más usados se llama Chi-cuadrado (χ^2), la cual consiste en una variable aleatoria con distribución χ^2 , que se obtiene mediante la siguiente ecuación:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(D_i - M_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (3.2)$$

donde D_i representa el número de cuentas detectadas en el canal i , mientras que M_i es el número de cuentas previsto en el canal i basados en el modelo, y σ_i^2 es la barra de error en el canal i . σ_i^2 es definido también como la varianza. En 1990 en la publicación de Pearson, σ_i^2 es definida con respecto al número de cuentas predicho, M_i , y este supone que los datos observados provienen de una distribución normal [52].

3.4. Modelos ISMabs y IGMabs

En el estudio de los espectros de alta resolución de rayos X es importante conocer la ubicación precisa de cada una de las líneas de absorción en el espectro, para poder identificar cuales elementos se encuentran presentes en la fuente estelar que estamos estudiando; también es necesario contar con los datos atómicos más precisos. En el presente trabajo haremos uso de los modelos de absorción de rayos X ISMabs e IGMabs.

El modelo ISMabs funciona de manera similar al modelo IGMabs, la única diferencia que existe entre estos modelos se refiere a los datos atómicos incluidos. El modelo ISMabs cuenta con los mejores datos atómicos existentes para modelar el Medio Interestelar (ISM, por sus siglas en inglés), incluyendo los elementos en estado natural (H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe, Ni y Zn) así como una y dos veces iónizadas; mientras que el modelo IGMabs, se encarga del estudio del Medio Intergaláctico incluyendo las sesiones eficaces de los últimos estados de ionización para los elementos (N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe, Ni y Zn).

En ambos modelos, la absorción de rayos X se rige por la siguiente ecuación

$$I_{obs}(E) = I_{fuente}(E) \exp(-\tau) \quad (3.3)$$

donde $I_{obs}(E)$ representa el espectro de observación, $I_{fuente}(E)$ es el espectro emitido por la fuente, y $\exp(-\tau)$ es el coeficiente de absorción. τ denota la profundidad óptica y usualmente se define como,

$$\tau = \sigma_{gas} N(H) \quad (3.4)$$

siendo σ_{gas} la sección transversal total de fotoiónización que contiene todos los átomos y $N(H)$ es la densidad de columna de hidrógeno. Por otro lado si se considera el gas neutro, σ_{gas} puede ser escrito de la siguiente manera,

$$\sigma_{gas} = \sum_Z A_Z \times \sigma_Z \quad (3.5)$$

σ_Z representa la sección transversal de fotoiónización de un elemento químico como el número atómico Z , y A_Z da la abundancia en relación con el hidrógeno. Debido a la dependencia de la abundancia en la densidad de columna, vale la pena señalar que existe un degeneración entre A_Z y $N(H)$, por lo que es posible mediante la variación de uno u otro parámetro, obtener múltiples soluciones en el cálculo de τ , por lo tanto, otra forma de definirlo es la siguiente

$$\tau = \sum_i^k \sigma_i(E) N(i) \quad (3.6)$$

aquí $\sigma_i(E)$ y $N(i)$ son respectivamente las secciones transversales y la densidad de columna para el i -th ión, por lo tanto se maneja la densidad de columna del ión, incluyendo $N(H)$, como parámetros del modelo con el fin de determinar τ , evitando así cualquier ambivalencia paramétrica.

Para la elaboración del modelo IGMabs, fue necesario hacer una recopilación de los mejores datos atómicos proporcionados por diversos autores, para tener una base de datos confiable y efectiva (Ver, tabla 3.2). Parte de la base de datos con la que trabaja el modelo IGMabs fue tomada del artículo de Verner y Yakovlev en el año 1995, utilizando el ajuste semiempírico basado en los cálculos Hartree-Dirac-Slat, donde las secciones eficaces fueron calculadas para iones neutrales de elementos con $Z = 1-94$. El ajuste realizado por Verner y Yakoelev no incluye las resonancias de las capas más internas de los átomos y arrojan

un error del 30% en el límite $E = E_{th}$. En el modelo IGMabs se incluyó las secciones eficaces de los iones de C (C_{IV} , C_V y C_{VI}) calculados por Verner y Yakolev [53] siendo estos los datos atómicos más precisos hasta el momento para ese elemento.

Cuadro 3.2: Secciones transversales incluidas en IGMabs

ión	Fuente
C_{IV} , C_V , C_{VI}	Verner & Yakovlev (1995) ¹
N_V , N_{VI} , N_{VII}	García et al. (2009) ²
O_{VI} , O_{VII} , O_{VIII}	García et al. (2005) ²
Ne_{VIII} , Ne_{IX} , Ne_X	Witthoeft et al. (2009) ²

¹ Fórmula de ajuste semiempíricos basados en cálculos Hartree-Dirac-Slat.

² Cálculo con el método matriz-R de Breit-Pauli

García y colaboradores en los años 2005 utilizaron el método matriz-R de Breit-Pauli para calcular las secciones eficaces para los iones de O (O_{VI} , O_{VII} y O_{VIII}) donde la sección eficaz de fotoabsorción de altas energías describe en detalle la estructura de resonancia del escalón K y determinaron los valores de energía para cada nivel electrónico [54]. En el año 2009, García y colaboradores realizaron el cálculo detallado de las propiedades atómicas de los estados vacantes K en los iones de la secuencia nuclear de N, realizaron además el cálculo de las secciones eficaces del escalón K de nitrógeno para los iones (N_V , N_{VI} y N_{VII}) utilizando el método matriz-R y determinaron el valor de los diferentes niveles electrónicos [55]. Los dos trabajos realizados por García y colaboradores, fueron incluidos en código de modelado XSTAR.

Witthoeft y colaboradores por su parte en el año 2009, realizaron un trabajo del cálculo de las secciones transversales de fotoionización y fotoabsorción utilizando el método matriz-R para la capa K de todos los iones con ocupación de electrones $N < 11$ para Ne, Mg, Si, S, Ar, y Ca. Definieron también la región de energía alrededor del umbral K para cada ión [56]. Del trabajo realizado por Witthoeft y colaboradores se tomaron los datos de las secciones eficaces de los iones de Ne (Ne_{VIII} , Ne_{IX} y Ne_X) para incluirlos en la base de datos atómicas de IGMabs, siendo estos los mejores datos atómicos de este elemento.

El modelo IGMabs permite estudiar de manera profunda el IGM, además de ser una herramienta muy útil y moderna para realizar ajustes espectrales ya que contiene los mejores datos atómicos compatible con muchos paquetes de ajuste espectral como ISIS, SHERPA y XSPEC al igual que el modelo ISMabs. Estos modelos se pueden utilizar

en conjunto (ver figura 3.1) para obtener un mejor resultado, ya que el modelo ISMabs nos permite obtener la información del ISM, de manera que podemos separar los datos atómicos referentes a este medio de aquellos proporcionados por el IGM.

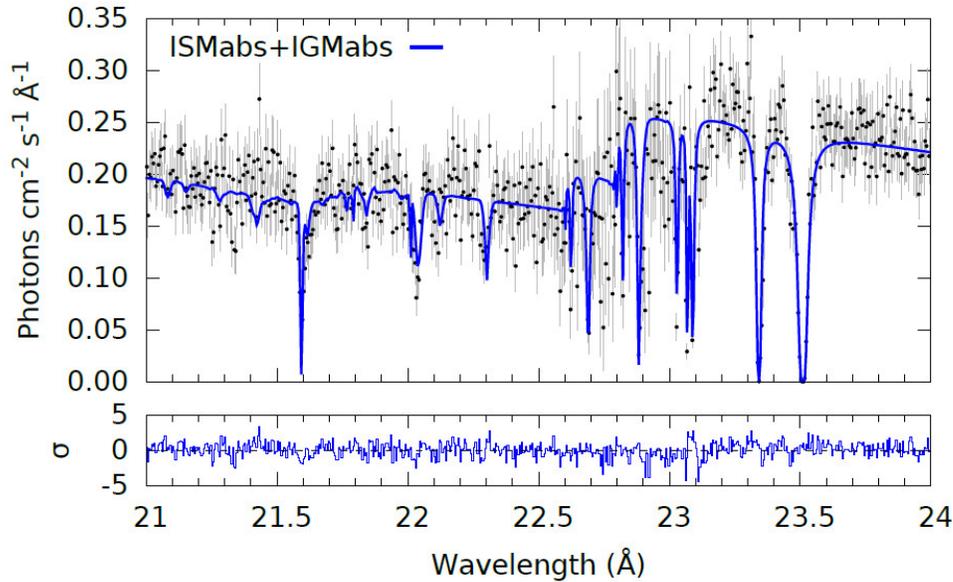


Figura 3.1: Calibración de los modelos ISMabs e IGMabs con la Binaria de rayos X de baja masa XTE J1817-330.

En este trabajo como ya mencionamos con anterioridad utilizaremos el paquete de ajuste espectral XSPEC, el cual es compatible con los modelos ISMabs e IGMabs. Una vez incluido los modelos en el programa, cargamos la sesión de los datos observacionales de manera independiente e individual para cada uno de los instrumentos de observación. Para tener un mejor ajuste espectral utilizaremos los modelos incluidos en XSPEC, en conjunto con nuestros modelos ISMabs e IGMabs.

Haciendo un resumen de los pasos seguidos para la reducción y ajuste de datos observaciones de la fuente PKS 2155-304:

1. Primero se realizó un estudio bibliográfico del WHIM y la densidad de masa bariónica utilizando los espectros de absorción.
2. Se hizo un censo de las posibles galaxias candidatas detrás del gran Muro Escultor adecuadas para realizar nuestro trabajo, y se escogió la galaxia tipo Blazar PKS 2155-304 de acuerdo a sus características específicas y la gran cantidad de observaciones que posee.

3. Se realizó la reducción de datos de las observaciones de la fuente PKS 2155-304, en formato de archivos .FITS para utilizarlos con el paquete de ajuste espectral XSPEC.
4. Se incluyó los modelos personalizados ISMabs e IGMabs en XSPEC para realizar el ajuste espectral de los datos observacionales.
5. Se crearon tres sesiones, las cuales contienen los datos observaciones para los instrumentos LETG-ACIS, LETG-HRC y RGS.
6. Para cada sesión, se realizó el ajuste de la región de oxígeno 21-24Å y se obtuvo los espectros característicos de las observaciones para cada instrumento.
7. Se aplicó en conjunto los modelos ISMabs*powerlaw para modelar los espectros de absorción en $z = 0$ y así obtener los iones de O_I, O_{II} y O_{III}. Luego se aplicó el modelo IGMabs en $z = 0$ para modelar la parte del medio IGM y se obtuvo los valores de densidad de columna para los iones de O_{VI} y O_{VII}.
8. Se realizó un nuevo ajuste espectral de los datos observacionales para un corrimiento al rojo de $z = 0,03$, detectando los iones de O_{VI} y O_{VII}.

Una vez detectada la presencia de los iones de O_{VI} y O_{VII} en el Medio Intergaláctico tibio-caliente, realizaremos el estudio de la densidad bariónica contenida en este medio.

3.5. Densidad Bariónica

Debido a que una gran fracción de toda la materia visible es considerada materia bariónica, existe la necesidad de determinar la cantidad de esta materia que se encuentra en el universo. Actualmente se cuenta con un gran número de investigaciones basadas en el cálculo de esta materia bariónica en los cuerpos celeste y en Medio Intergaláctico Tibio-Caliente, sin embargo el tema del Medio Intergaláctico Tibio-Caliente y la densidad bariónica es muy complejo, ya que pocas investigaciones pueden afirmar y determinar un valor exacto de la materia ubicada en esa región.

En el 2008 Ritcher y colaboradores, realizaron un estudio del Medio Intergaláctico Tibio-Caliente, para observar las líneas de absorción proporcionadas de la interacción con los rayos X y Ultravioleta debido a que este medio es muy caliente, los elementos encontrados son altamente ionizados como el caso del Oxígeno, que es uno de los elementos

más abundantes en el universo, y es el indicador primordial de la presencia de la densidad bariónica en el universo [22].

Para obtener una estimación del contenido bariónico del Medio Intergaláctico Tibio-Caliente en las observaciones realizadas con los rayos X, Ritcher y colaboradores tomaron en consideración como primer paso, transformar las densidades de columna observadas de los elementos altamente ionizados (O_{VI} , O_{VII} , O_{VIII}), en una densidad total de columna del gas mediante el modelado de las condiciones de ionización del gas. Como segundo paso integraron sobre las densidades totales de columna de gas de todos los absorbentes del Medio Intergaláctico Tibio-Caliente, observados a lo largo de la ruta de desplazamiento al rojo dado y del que deriva la densidad bariónica del medio Ω_b para una cosmología determinada. Para determinar el valor de esta densidad de masa bariónica, utilizaron la siguiente ecuación,

$$\Omega_b(O_{VI}) = \frac{\mu m_H H_0}{\rho_c c} \sum_{ij} \frac{N(O_{VI})_{ij}}{f_{O_{VI},ij} (O/H)_{ij} \Delta X_j} \quad (3.7)$$

donde $\mu = 1,3$ y representa el peso molecular, $m_H = 1,673 \times 10^{-27}$ kg es la masa por átomo de hidrógeno, $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ representa la constante de Hubble y $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$ es la densidad crítica, por otro lado tenemos que el índice i denota un sistema individual de absorción de altos iones a lo largo de una línea de visión j [22].

Cada sistema de medidas de absorción de altos iones se caracteriza por su densidad de columna de iones medidos (por ejemplo, $N(O_{VI})_{ij}$), la fracción de ionización del ión medido (por ejemplo, $f_{O_{VI},ij}$), y la abundancia local del elemento medido en comparación con hidrógeno (por ejemplo, la relación local de oxígeno-hidrógeno, por número). Cada línea de visión j tiene un rango característico de corrimiento al rojo Δz en la cual la máxima absorción de iones se puede detectar. La correspondiente longitud de la ruta comóvil ΔX disponible para la detección de absorbentes del Medio Intergaláctico Tibio-Caliente de iones está dada por,

$$\Delta X_j = (1+z)^2 [\Omega_\Lambda + \Omega_m (1+z)^3]^{-0,5} \Delta z_j \quad (3.8)$$

donde $\Omega_\Lambda = 0,7$ es una densidad de masa efectiva de la energía oscura, $\Omega_m = 0,3$ es la densidad de masa que incluye la masa ordinaria mas la materia oscura.

En nuestro trabajo utilizaremos la ecuación (3.7) anterior de Ritcher [22], la cual se modificó ajustándola a las necesidades de nuestro trabajo, obteniendo como resultado

final la siguiente expresión:

$$\Omega_b(O_{VI}) = \frac{\mu m_H H_0}{\rho_c C} \frac{N(O_{VI})}{f(O_{VI})(O/H)\Delta X} \quad (3.9)$$

Realizando una comparación entre las ecuaciones (3.7) y (3.9), se puede notar la ausencia de la sumatoria en la ecuación (3.9), ya que en este trabajo se analizarán exclusivamente las líneas de absorción para los elementos O_{VI} y O_{VII} a lo largo de una única línea de visión para determinar la presencia de la densidad de masa bariónica, para un determinado corrimiento al rojo ($z = 0,03$). En la ecuación (3.9) anterior Ω_b posee varias variables a determinar y calcular, para esto utilizaremos la siguiente expresión:

$$N(O_{VI}) = f(O_{VI}) \times A(O) \times N(H) \quad (3.10)$$

donde $N(O_{VI})$ es la densidad de columna para O_{VI} la cual es derivada del ajuste espectral, f es la fracción de ionización para los diferentes iones, $A(O)$ representa la abundancia del oxígeno y $N(H)$ es la densidad de columna para el Hidrógeno. La Fracción de ionización f para el O_{VI} y O_{VII} , está relacionada con la densidad de columna y la calcularemos de la siguiente manera,

$$f(O_{VI}) = \frac{N(O_{VI})}{N(O_I)} \quad (3.11)$$

Los valores para las diferentes densidades de columna de los iones de oxígeno son suministrados por los modelos IGMabs e ISMabs, permitiendo obtener el valor de la fracción de ionización y a su vez poder determinar el valor de la abundancia del oxígeno, utilizando la ecuación (3.10).

Capítulo 4

Resultados y Discusiones

En astrofísica el estudio de las líneas espectrales de los cuerpos estelares ha alcanzado una gran importancia en la determinación de las características y fenómenos físicos que ocurren en las diferentes regiones del Universo conocido. Uno de los elementos más importantes en el estudio de la astrofísica es el Oxígeno (O), este posee 8 electrones, y se caracteriza por ser el tercer elemento más abundante del universo después del hidrógeno (H) y el helio (He). Este elemento se puede generar en diferentes procesos químicos que ocurren en la formación estelar enriqueciendo el medio junto con otros elementos químicos.

El oxígeno que encontramos en la naturaleza se compone de tres isótopos estables: ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O , siendo el ^{16}O el más abundante con un 99,762% de abundancia natural; la mayor parte del ^{16}O se sintetiza al final del proceso de combustión del helio en una estrella masiva, pero por otra parte se produce en el proceso de combustión del neón (Ne), en cambio el ^{17}O surge fundamentalmente por la combustión del hidrógeno en helio durante en ciclo CNO, convirtiéndolo en un isótopo común en las zonas de combustión de hidrógeno en las estrellas. Por su parte, la mayor parte de isótopo ^{18}O se produce cuando el ^{14}N que abunda debido a la combustión CNO que captura un núcleo de ^4He , causando una abundancia de ^{18}O en las zonas ricas en Helio de las estrellas masivas.

Durante muchos años cartografiar la distribución del oxígeno en el espacio ha sido un gran tema de debate, debido a la cantidad de oxígeno presente en el Sol y en otros tipos de estrellas, así como en el gas y el polvo que forman parte del ISM y el IGM, estas medidas ayudan a tener un mejor conocimiento de la evolución química de las galaxias. La cantidad de oxígeno presente en una región o medio del espacio, es un testimonio directo de la historia de la formación estelar en el universo, de allí la motivación principal de este trabajo, el estudio de espectroscopía de alta resolución de rayos X, para

detectar la presencia de O_{VI} y O_{VII} en el Medio Intergaláctico Tibio-Caliente, lo que a su vez nos abre paso en la detección de la densidad de masa bariónica presente en este medio.

4.1. Ajuste del escalón K de oxígeno

La fotoabsorción de rayos X debido al IGM (Medio Intergaláctico) produce modificaciones notables del espectro observado, debido a que muchas veces presenta superposiciones de líneas espectrales obtenidas del IGM con respecto al ISM (Medio Interestelar), generando confusiones, ya que a simple vista no es fácil diferenciar que medio produjo ciertas líneas, como el caso de los iones de oxígeno. El escalón K de oxígeno se observa en la región del espectro donde ocurre la fotoionización del electrón de la capa más interna (capa K) del oxígeno, para realizar cualquier análisis de espectroscopía en alta resolución del IGM, es necesario tomar en cuenta estos detalles. En el presente trabajo hemos empleado un nuevo modelo de absorción de rayos X en el IGM, llamado IGMabs, para el estudio de las líneas de absorción del espectro de rayos X.

Las densidades de columna para los iones de oxígeno, obtenidas con el ajuste espectral realizado con los modelos ISMabs e IGMabs para los instrumentos abordo del *Chandra* y *XMM-Newton* como LETG-ACIS, LETG-HRC y RGS son mostradas en la tabla (4.1). Se realizó el ajuste espectral utilizando los modelos ISMabs y powerlaw en conjunto (*ISMabs * powerlaw*) para modelar los datos espectrales provenientes del ISM, de esta manera pudimos filtrar los datos atómicos pertenecientes al ISM, para evitar perturbaciones o solapamientos de líneas espectrales no pertenecientes al IGM. Sin embargo para un corrimiento al rojo de $z = 0$ se obtuvo el valor de las densidades de columna para los iones de O_I , O_{II} y O_{III} .

Debido a que nuestro trabajo consistía en estudiar las líneas espectrales de oxígeno presentes en este medio, se realizó un ajuste espectral utilizando el modelo IGMabs para diferentes corrimientos al rojo ($z = 0$ y $z = 0,03$) de manera que se pudieran apreciar los cambios de los valores de densidad de columna para diferentes distancias, y así determinar la presencia de las líneas de absorción para O_{VI} y O_{VII} . Estos resultados son mostrados en la tabla 4.1.

Cuadro 4.1: PKS 2155-304 ajuste de parámetros usando IGMABS

Modelo	Parámetro	<i>Chandra</i>		<i>XMM-Newton</i>
		LETG-ACIS	LETG-HRC	RGS
ISMABS	N_{H}	0.015	0.015	0.015
	O_{I}	$3,131 \pm 0,473$	$10,0 \pm 0,99$	$7,358 \pm 3,720$
	O_{II}	0	$2,695 \pm 0,409$	$0,400 \pm 0,642$
	O_{III}	$< 0,0411$	$< 0,4116$	$1,504 \pm 0,794$
IGMABS ($z=0$)	O_{VI}	$1,561 \pm 0,481$	0	$5,798 \pm 7,550$
	O_{VII}	$1,285 \pm 0,763$	$18,29 \pm 2,26$	$30,724 \pm 0,136$
IGMABS	z	$0,03150 \pm 0,00007$	$0,0323 \pm 0,0003$	$0,0319 \pm 0,0002$
	O_{VI}	$1,716 \pm 0,595$	$2,423 \pm 0,904$	$136,450 \pm 0,294$
	O_{VII}	$0,00012 \pm 0,03483$	$4,495 \pm 1,731$	$40,213 \pm 0,143$
POWERLAW	Normalización	$0,0228 \pm 0,0006$	$0,090 \pm 0,005$	$0,074 \pm 0,031$
	Índice de fotones	$3,326 \pm 0,053$	$2,019 \pm 0,904$	$1,635 \pm 0,440$
ESTADÍSTICA	σ	4102,74/239	2270,29/239	846,67/297

Nota. – La densidad de columna de hidrógeno tiene unidades de 10^{22} cm^2 . Las densidades de columnas de oxígeno están en unidades de 10^{16} cm^2 .

La Figura 4.1 muestran los ajustes en el intervalo (21-24)Å, con el modelo IGMabs para la fuente PKS 2155-304 utilizando los datos provenientes de los observatorios *Chandra* y *XMM-Newton*. En este intervalo de longitudes de onda se observan las líneas de absorción del oxígeno, O. En cada panel, los puntos negros corresponden a los datos de la observación, mientras que las líneas sólidas rojas representan el modelo que mejor se ajusta. Los paneles inferiores muestran los residuos del ajuste en unidades de χ^2 . Para mejorar el ajuste se incluyó un modelo Powerlaw para modelar las líneas de absorción resonantes de O_{VI} y O_{VII} las cuales se pueden observar en cada espectro.

Los paneles superiores de la figura 4.1, corresponden a los espectros de absorción de los instrumentos abordo del *Chandra* LETG-ACIS y LETG-HRC. Se detectaron líneas de absorción $K\alpha$ en O_{VI} ($\approx 23,4 \text{ \AA}$) y O_{VII} ($\approx 23,5 \text{ \AA}$) respectivamente, se puede apreciar que el modelo IGMabs se ajuste de forma adecuada a los datos observacionales obtenidos para los diferentes espectrometros abordo del telescopio *Chandra*, esto se puede apreciar en los valores de las estadísticas mostrados en los paneles inferiores, los cuales están relacionados con los datos observacionales y el modelo aplicado IGMabs, permitiendonos observar que para el valor de $\sigma = 0$ la distribución de del ajuste de datos observacionales esta

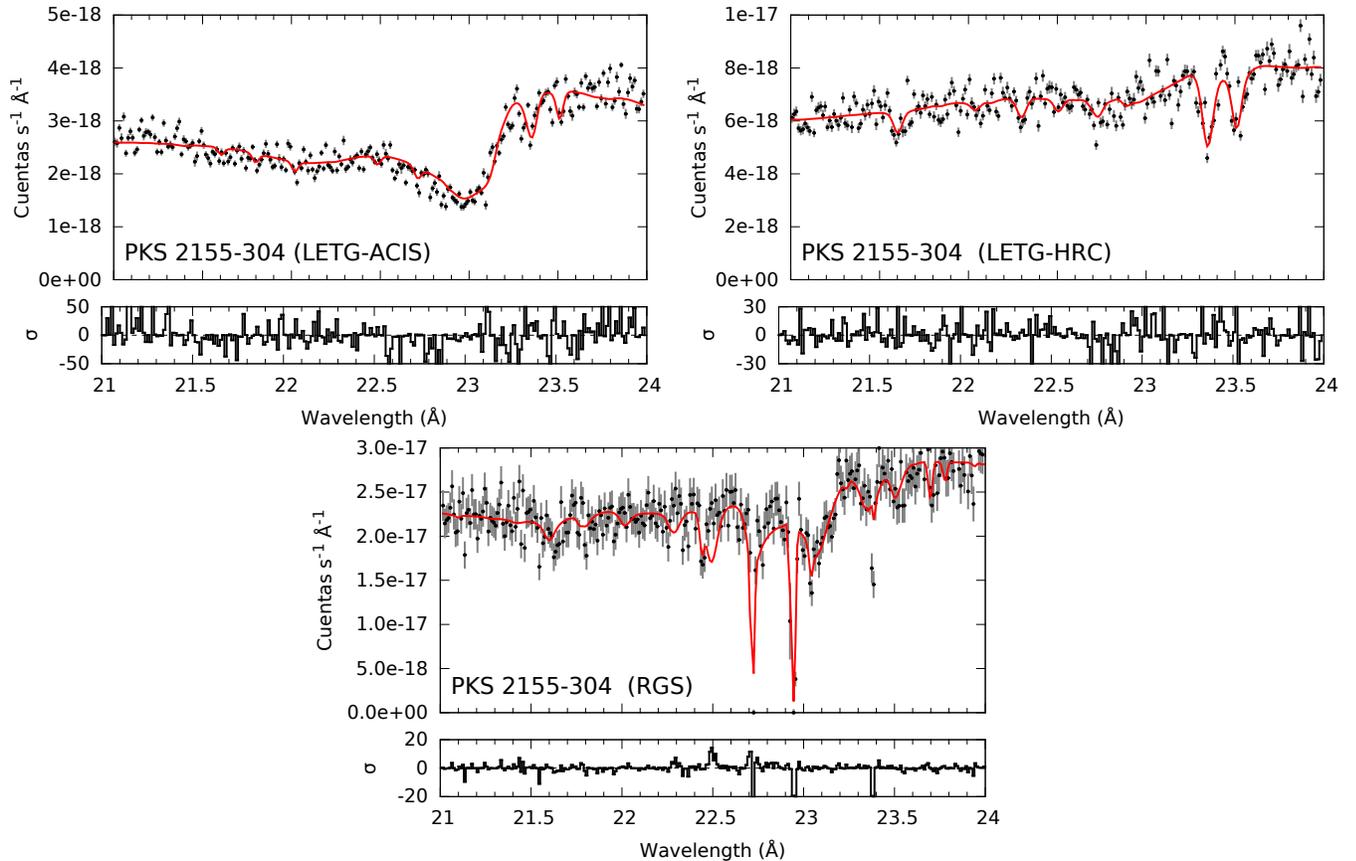


Figura 4.1: Ajuste espectral de la región de oxígeno para los diferentes espectrómetros de rayos X abordo del Chandra (paneles superiores) y XMM-Newton (panel inferior).

equilibrado. El panel inferior corresponde al espectro de absorción del instrumento RGS abordo del *XMM-Newton*, detectándose a su vez líneas de absorción de O_{VI} ($\approx 23,4 \text{ \AA}$) y O_{VII} ($\approx 23,5 \text{ \AA}$), al igual que en el caso anterior, el modelo IGMabs se acopla de manera adecuada con los datos observacionales obtenidos por el espectrometro RGS. Las líneas ubicadas en el intervalo $(22.5 - 23.0) \text{ \AA}$ corresponden a errores sistemáticos del instrumento, ya que parte de las CCD's que utilizan para la recopilación de datos observacionales, no se encuentran operando, permitiendo obtener en los espectros de absorción tipos muy predominantes; sin embargo se puede apreciar, que el modelo IGMabs se ajusto a los errores del instrumento, donde el valor de la distribución de los datos en la estadística calculada no vario.

Es importante para el análisis espectral, tener en cuenta que se utilizaron datos observacionales provenientes de dos instrumentos espaciales diferentes, donde el telescopio

espacial *Chandra* posee una mejor resolución espectral que el telescopio *XMM-Newton*, permitiendo diferenciar de manera precisa la posición de las líneas de absorción para diferentes iones, en nuestro caso, como se pudo observar en los espectros obtenidos por los espectrometros LETG-ACIS y LETG-HRC, se puede notar la presencia de los iones de O_{VI} y O_{VII} de forma clara, a diferencia el espectro obtenido por el instrumento RGS abordo del telescopio espacial *XMM-Newton*, donde las líneas de absorción de O_{VI} y O_{VII} , no se pueden apreciar de forma definidas en comparación con los espectros obtenido por el *Chandra*, esto se debe a que *XMM-Newton* posee un área efectiva mayor que el *Chandra*, permitiendo detectar fuentes estelares que se encuentran muy lejanas.

4.2. Medio Intergaláctico Tibio-Caliente

El estudio del medio intergaláctico tibio-caliente, crea la hipótesis de que en esta región del universo, pueda existir un 40 - 50 % de la densidad de materia bariónica perdida en el universo, escondida en una red de filamentos en forma de plasma altamente ionizado. Nosotros calculamos la densidad de materia bariónica analizando el espectro de absorción de la fuente PKS 2155-304 para un corrimiento al rojo $z = 0,03$, para esto utilizamos la ecuación (3.9),

$$\Omega_b(O_{VI}) = \frac{\mu m_H H_0}{\rho_c C} \frac{N(O_{VI})}{f(O_{VI})(O/H)\Delta X}$$

Para el cálculo efectivo de la densidad de masa bariónica, trabajamos con diferentes espectrómetros abordo del *Chandra* y el *XMM-Newton*, estos están apuntando a la misma línea de visión para $z = 0,03$, la cual corresponde con la ubicación del Gran Muro Escultor y nuestro punto focal en el IGM, debido a la interacción que ocurre en este medio y los fotones emitidos por la fuente PKS 2155-304, a altas temperaturas ($10^5 - 10^7$)K, pudimos observar la presencia de oxígeno debido a las temperaturas tan elevadas, como era de esperarse, encontramos oxígeno en estado altamente ionizado, como es el caso de O_{VI} y O_{VII} , siendo estos los indicadores principales de la presencia de la densidad de masa bariónica.

Una vez determinada la posición de las líneas de absorción con ayuda de los espectros de absorción obtenidos en la figura 4.1, así como con la ayuda del ajuste espectral realizado, pudimos obtener las densidades de columnas para los iones de O_{VI} , O_{VII} e H como se puede ver en la tabla (4.1). Con estos valores pudimos determinar el resto de las

variables requeridas en la ecuación (3.9) (Ver tabla 4.2). La metalicidad (O/H) juega un papel muy importante al momento de calcular la densidad bariónica, ya que esta establece la cantidad de oxígeno que existe en comparación con la cantidad de H presente en el medio, siendo estos los elementos más abundantes del espacio, sin embargo el valor de la metalicidad (X/H) para un determinado elemento químico (X), suele siempre compararse con la cantidad de ese elemento entre la cantidad de H u otro elemento químico con mayor abundancia en el medio de estudio. Sin embargo la cantidad de metalicidad de oxígeno presente en IGM es muy imprecisa.

Determinamos la metalicidad del oxígeno utilizando dos diferentes condiciones:

Caso I. Consiste en tomar los valores de la densidad de columna arrojado por el modelo IGMabs para los iones de O_{VI} y O_{VII} después de realizar el ajuste espectral en XSPEC, luego procedemos a comparar los valores de la densidad de columna para los iones de oxígeno con respecto a la densidad de columna de H, es decir,

$$O/H = N(O_{VI})/N(H) \quad (4.1)$$

De esta manera comparamos la cantidad de O_{VI} y O_{VII} que existe con respecto a la cantidad de H presentes en el IGM.

Caso II. Se basa en tomar los valores de los iones de O_I , O_{II} y O_{III} proporcionados por el modelo ISMabs, y del modelo IGMabs los valores de O_{VI} y O_{VII} para realizar el cálculo de las densidades de columna de $N(O_{VI})$ y $N(O_{VII})$ respectivamente, tomando en cuenta que la sumatoria de los iones se realizan hasta el valor que se quiere calcular, es decir para $N(O_{VI})$ sumamos hasta el valor del ión de (O_{VI}), por lo tanto la densidad de columna de O_{VI} viene dada por,

$$N(O_{VI}) = O_I + O_{II} + O_{III} + O_{VI} \quad (4.2)$$

Luego procedemos a comparar el valor obtenido de la densidad de columna para el oxígeno con la densidad de columna de hidrógeno $N(H)$ utilizando la ecuación (4.1). La diferencia entre el caso II y I es que en el caso I tomamos un valor general de la cantidad total de oxígeno que existe en la dirección a la línea de visión y la comparamos con el valor total de H presente en la misma.

Se obtuvieron los valores de: la longitud comóvil $\Delta X = 0,0849$, el cual resultó ser el mismo para ambos casos. La fracción de ionización de oxígeno para los diferentes iones

(O_{VI} y O_{VII}) depende exclusivamente del valor de la densidad de columna de oxígeno, es decir $f(O_{VI}) = N(O_{VI})/NO_I$, válida para ambos iones, cuyos valores podemos apreciar en la tabla (4.2), también se obtuvieron los valores de la abundancia oxígeno $A(O)$ presentes en este medio, observando que para un mismo instrumento, en un caso dado, el valor de la abundancia es constante para los iones de O_I y O_{II} , lo que nos permite establecer, que se esta midiendo los valores de las densidades de columna para cada uno de los iones en un mismo medio. Con los valores obtenidos de las variables calculadas para los instrumentos LETG-ACIS, LETG-HRC y RGS, se determinó el valor de la densidad de masa bariónica para los iones de O_{VI} y O_{VII} en ambos casos (ver tabla 4.3). Aunque existe diversos métodos para calcular la metalicidad de un elemento, en este trabajo presentamos dos casos particulares, donde el Caso II, es el más idoneo, ya que este permitió obtener la contribución de todos los iones de oxígeno presentes en el Medio Intergaláctico, de manera que al calcular la metalicidad total de este elemento no se corriera el riesgo de omitir algún tipo de información proporcionada por los iones de oxígeno encontrados en WHIM en sus diferentes estados de ionización.

Para una línea de visión dada, la cantidad de elementos presentes es muy difícil de estimar, para poder dar un valor total de un elemento preciso, en este caso para los iones de O_{VI} y O_{VII} presentes en WHIM, es necesario tomar en cuenta todas las contribuciones de los iones de oxígeno presentes en la línea de visión con la cual se esta trabajando, de manera tal, que se obtenga un valor general de la cantidad de iones de oxígenos (O_{VI} y O_{VII}) presentes en ese medio. El caso I nos presenta la contribución del modelo IGMabs relacionado directamente con las densidades de columna para los diferentes iones de oxígeno, sin embargo, estos valores no pueden ser comparados directamente con otros trabajos, ya que la mayoría, toma en cuenta la contribución de los iones presentes de un elemento dado.

En la tabla (4.2), podemos observar que en el Caso I, los valores de los parámetros calculados para los iones de O_{VI} y O_{VII} distan entre sí, arrojando una variabilidad en los datos obtenidos, los cuales no podemos comparar directamente con los parámetros calculados por otros autores. Sin embargo para el caso II (4.2) se puede apreciar, que los valores de los parámetros calculados, están dentro del margen de error, donde no se obtuvo una variación significativa entre los valores obtenidos para un ión y otro, permitiendinos confirmar, que el caso II permite obtener unos resultados más favorables y confiables, aunque a simple vista, comparar los valores entre los instrumentos utilizados, genera confusión, ya que los valores de los parámetros varían, al igual que los valores de los parámetros de densidad de masa bariónica Ω_b , esto se debe a que realizamos una análisis de un medio,

Cuadro 4.2: Valores obtenidos para las diferentes constantes utilizadas para determinar la densidad de masa bariónica.

		Chandra		XMM-Newton
		LETG-ACIS	LETG-HRC	RGS
Caso I	$N(O_{VI})cm^{-2}$	$(1,7 \pm 0,6) \times 10^{16}$	$(2,4 \pm 0,9) \times 10^{16}$	$(136,0 \pm 0,3) \times 10^{16}$
	$N(O_{VII})cm^{-2}$	$(0,0001 \pm 0,0348) \times 10^{16}$	$(4,5 \pm 1,7) \times 10^{16}$	$(40,2 \pm 0,1) \times 10^{16}$
	$O/H(O_{VI})$	$(1,1 \pm 0,5) \times 10^{-04}$	$(1,6 \pm 0,8) \times 10^{-04}$	$(91,0 \pm 9,3) \times 10^{-04}$
	$O/H(O_{VII})$	$(0,0001 \pm 0,0023) \times 10^{-04}$	$(3,0 \pm 1,5) \times 10^{-04}$	$(27,0 \pm 2,8) \times 10^{-04}$
	$f(O_{VI})$	$(5,5 \pm 2,7) \times 10^{-01}$	$(2,4 \pm 1,1) \times 10^{-01}$	$(185 \pm 94) \times 10^{-01}$
	$f(O_{VII})$	$(0,0004 \pm 0,0011) \times 10^{-01}$	$(4,5 \pm 2,2) \times 10^{-01}$	$(54,7 \pm 27,8) \times 10^{-01}$
	$A(O)$	$(0,2 \pm 0,5) \times 10^{-03}$	$(0,7 \pm 1,7) \times 10^{-03}$	$(0,5 \pm 1,0) \times 10^{-03}$
	$A(O)$	$(0,2 \pm 0,5) \times 10^{-03}$	$(0,7 \pm 1,7) \times 10^{-03}$	$(0,5 \pm 1,0) \times 10^{-03}$
Caso II	$N(O_{VI})cm^{-2}$	$(4,9 \pm 1,1) \times 10^{16}$	$(15,1 \pm 2,3) \times 10^{16}$	$(146,0 \pm 5,5) \times 10^{16}$
	$N(O_{VII})cm^{-2}$	$(4,9 \pm 1,1) \times 10^{16}$	$(19,6 \pm 4,0) \times 10^{16}$	$(186,0 \pm 5,6) \times 10^{16}$
	$O/H(O_{VI})$	$(3,2 \pm 1,0) \times 10^{-04}$	$(10,1 \pm 2,5) \times 10^{-04}$	$(97,1 \pm 13,3) \times 10^{-04}$
	$O/H(O_{VII})$	$(3,2 \pm 1,1) \times 10^{-04}$	$(13,0 \pm 4,0) \times 10^{-04}$	$(120,0 \pm 13,3) \times 10^{-04}$
	$f(O_{VI})$	$(15,6 \pm 5,6)10^{-01}$	$(15,1 \pm 3,8) \times 10^{-01}$	$(198 \pm 108) \times 10^{-01}$
	$f(O_{VII})$	$(15,6 \pm 5,9) \times 10^{-01}$	$(19,6 \pm 6,0) \times 10^{-01}$	$(253 \pm 135) \times 10^{-01}$
	$A(O)$	$(2,1 \pm 6,3) \times 10^{-04}$	$(7 \pm 28) \times 10^{-04}$	$(4,9 \pm 9,7) \times 10^{-04}$
	$A(O)$	$(2,1 \pm 6,2) \times 10^{-04}$	$(6,7 \pm 23,9) \times 10^{-04}$	$(4,9 \pm 9,8) \times 10^{-04}$

utilizando dos instrumentos con características distintas, como es el caso del *Chandra* y del *XMM-Newton*, por lo tanto los valores de las medidas no tienen que ser iguales. Para poder establecer que un instrumento proporciona el mejor resultado, tendríamos que ampliar la línea de visión, para poder comprobar los resultados.

Estos resultados representan la evidencia observacional de la densidad bariónica presente en el Medio Intergaláctico tibio-caliente, siendo este trabajo uno de los primeros en determinar y detectar líneas de absorción de los iones de O_{VI} y O_{VII} en el Medio Intergaláctico.

Cuadro 4.3: Valores de la $\Omega_b()$ para los iones de O VI y O VII de los observatorios espaciales Chandra y XMM-Newton.

	Chandra		XMM-Newton
	LETG-ACIS	LETG-HRC	RGS
	$\Omega_b(O_{VI})$	$\Omega_b(O_{VI})$	$\Omega_b(O_{VI})$
Caso I	(0,0561±0, 0001)	(0,127790±0, 000002)	(0,0016600±0, 0000001)
Caso II	(0,0198±0, 0002)	(0,020300±0, 000001)	(0,0015500±0, 0000001)
	$\Omega_b(O_{VII})$	$\Omega_b(O_{VII})$	$\Omega_b(O_{VII})$
Caso I	(800±70)	(0,068400±0, 000003)	(0,0056200±0, 0000001)
Caso II	(0,0198±0, 0002)	(0,015700±0, 000001)	(0,00122000±0, 00000001)

Siendo la densidad bariónica constante en el espacio (considerándola a gran escala), con los datos de ambos instrumentos deberíamos obtener resultados similares, sin embargo esto no ocurre (Ver tabla 4.3) y asumimos que se debe al tiempo de exposición de las observaciones, como se mostró en la tabla (3.1) se tomaron en cuenta diferentes cantidades de observaciones para los instrumentos abordo del *Chandra* y del *XMM-Newton*, las cuales poseen diferentes tiempos de exposición, lo que permite captar mayor o menor cantidad de fotones en los datos observacionales. El área bajo estudio en diferentes tiempos pudo verse afectada por la presencia de agentes externos (polvo o gas estelar) permitiendo que los datos observacionales obtenidos tuvieran algún tipo de contribución de estos agentes alterando los valores suministrados por el Medio Intergaláctico; también tenemos que considerar las características y condiciones de los instrumentos con los que se trabajo, ya que estos pueden influenciar, al momento de realizar el análisis de los datos observacionales, por ejemplo, en el espectro de absorción para el instrumentos RGS, para el rango de (22.5 - 23.0)Å posee picos predominantes, los cuales se deben a errores proporcionados por falta de mantenimiento y seguimiento a las CCD's del instrumentos, las cuales están creadas para recibir los fotones emitidos por las fuentes estelares, generando que disminuya la calidad y la cantidad de los datos suministrados.

Partiendo de las simulaciones cosmológicas que establecen que la densidad bariónica perdida en el universo es de $\Omega_b = 0,0455$, muchos autores han trabajado en el censo de la densidad de masa bariónica para diferentes regiones del espacio, obteniendo resultados que han ido evolucionado con el paso del tiempo. Ritcher y colaboradores en el año 2008 determinaron que $\Omega_b = 0,0020 - 0,0030h_{70}^{-1}$ dependiente el valor de la densidad del factor

h_{70}^{-1} [22]. Zappacosta y colaboradores en el año 2010 obtuvieron el valor $\Omega_b = 0,021$ para la densidad bariónica, comparándolo con el valor de las simulaciones cosmológicas, este valor representa aproximadamente la mitad del valor esperado [8]. Shull y colaboradores en el año 2012 establecieron que el 30% de los bariones podían estar presentes en el IGM, obteniendo como resultado $\Omega_b = 7,735 \times 10^{-3}$ [16].

Sin embargo la exactitud del porcentaje presente en esta región del espacio es incierta, pero en este trabajo, con la incorporación de mejores instrumentos de observación, al igual que el mecanismo computacional con el que se trabajó, se pudo determinar el valor de la densidad bariónica Ω_b para una cierta región del espacio ($z = 0,03$) en la línea de visión de la fuente PKS 2155-304, logrando establecer principalmente la presencia de los iones de O_{VI} y O_{VII} en el IGM, dando paso a la determinación del valor de la densidad bariónica para cada uno de los instrumentos espaciales con los que se trabajó.

Capítulo 5

Conclusiones y Recomendaciones

En este trabajo hemos estudiado el parámetro de la densidad de masa bariónica, Ω_b , presente en el Medio Intergaláctico Tibio-Caliente (WHIM), empleando un análisis espectral de los datos provenientes de la Galaxia Blazar PKS 2155-304, e incorporando en el estudio espectral el modelo IGMabs.

5.1. Conclusiones

- El modelo IGMabs se implementó por primera vez en este trabajo, obteniéndose un buen ajuste espectral de la fuente PKS 2155-304 y permitiendo observar en los espectros de esta fuente los iones de O_{VI} y O_{VII} , permitiendo determinar de forma clara la presencia del WHIM.
 - Con las observaciones de los iones de oxígeno en sus últimos estados de ionización, se pudo establecer que el Medio Intergaláctico, se encuentra en forma de plasma altamente ionizado.
 - Se pudo determinar el valor del parámetro de densidad bariónica a partir de las líneas de absorción de los iones O_{VI} y O_{VII} presentes en el IGM, obteniendo: LETG-ACIS: $\Omega_b(O_{VI}) = 802 \pm 70$ y $\Omega_b(O_{VII}) = 0,0198 \pm 0,0002$, LETG-HRC: $\Omega_b(O_{VI}) = 0,068400 \pm 0,000003$ y $\Omega_b(O_{VII}) = 0,015700 \pm 0,000001$ y RGS: $\Omega_b(O_{VI}) = 0,0056200 \pm 0,0000001$ y $\Omega_b(O_{VII}) = 0,00122000 \pm 0,00000001$.
 - El cálculo de la densidad de bariones del WHIM, para el gran Muro Escultor, ofrece una posible solución al problema de los bariones perdidos.
 - Para realizar un análisis completo del WHIM, es necesario ampliar la línea de visión a otras fuentes, en otros cúmulos de galaxia, de forma tal que se puedan comparar
-

las observaciones y los ajustes espectrales con otros trabajos y así realizar nuevos aportes que contribuyan a la comprensión del Universo.

5.2. Recomendaciones

El estudio del Medio Intergaláctico Tibio-Caliente es muy complejo, para llevar a cabo esta investigación u otra similar en un futuro es necesario tener en cuenta ciertos aspectos básicos, como, conceptos básicos sobre astronomía, tener claro cual es el medio que se va a estudiar y porque, cual es la problemática existen y como atacar el problema para encontrar una solución. Una vez establecidas las primeras interrogantes, es necesario realizar un estudio bibliográfico, con el fin de encontrar algunos trabajos similares, y observar como diferentes autores resolvieron las interrogantes, además que permite recabar la información de los acierto y desaciertos que otros autores tuvieron, de manera que se hace un poco más simple el camino a seguir.

La revisión bibliográfica también te permite escoger cual es la mejor fuente para trabajar, ya que existen numerosas fuentes estelares, no todas son adecuadas para realizar una investigación. Para el estudio del WHIM, se recomienda utilizar Galaxias Tipo Blazar, ya que están poseen un espectro continuo y son muy luminosas, lo que permite ser utilizadas como una farol o un lámpara para estudiar el medio circundante.

Una vez escogida la fuente con la cual se va a estudiar el WHIM, es necesario realizar la descarga de los datos observacionales de esta fuente, para esto es necesario escoger el telescopio o los telescopios espaciales con los cuales se van a trabajar, para el estudio el Medio Intergaláctico se recomienda utilizar los telescopios *Chandra* y *XMM-Newton*, ya que estos permiten realizar estudios de espectroscopia de alta resolución de rayos X.

Después de escoger el o los telescopios espaciales, es necesario comenzar con la descargar de los datos observaciones, esta tarea requiere de gran concentración, tiempo, paciencia y organización para no mezclar los datos de diferentes observaciones, este proceso puede llevar acabo mucho tiempo (días), ya que cada observación posee gran información y la descarga del mismo puede tardar varios minutos. Es necesario almacenar cada observación en una carpeta, la cual debe llevar el nombre de la misma, de forma que sea más fácil llevar un control de cuantas observaciones se tiene. Una vez descargado todos los datos, es necesario renombrar los archivos .FITS generados por los telescopios, estos archivos poseen la información general del espectro .PHA, la respuesta del instrumento .RMF, la función

respuesta auxiliar .ARF y la información de la radiación de fondo .BKG, estos archivos deben ser renombrados con cada una de sus extensiones de manera tal que al revisar una observación se pueda apreciar a simple vista cual es la información que suministra esa observación. Hay que tomar en cuenta que los telescopios espaciales de rayos X trabajan con un sistema de rendijas para captar el flujo de fotones suministrados por la fuente, por lo tanto se van a obtener diferentes ordenes de difracción. Es recomendable trabajar con el primer y segundo orden, ya estos poseen la mejor información de la observación.

Ya realizada la primera parte del trabajo, los datos observacionales van a ser cargados en programa denominado paquete de ajuste espectral, en nuestro caso utilizamos XSPEC, debido a las características que este posee. Cargar los datos observacionales de una fuente, es un trabajo largo que solo depende del número de observaciones que se tengan, al igual que en el caso anterior, este procedimiento requiere de concentración, organización y paciencia, ya que se debe cargar uno por uno, cada uno de los datos observacionales con sus respectivos archivos .FITS, como se puede notar, este trabajo es largo y se necesita la mayor concentración posible por parte del investigador, ya que un error al cargar mal un dato, significa, empezar de cero muchas veces, sin embargo se recomienda generar un archivo general, el cual incluya cada una de las observaciones con sus correspondientes archivos .FITS, de forma que es más fácil de corregirlo, además permite cargar todos los datos en un solo procedimiento, el cual, es equivalente a realizar el procedimiento observación por observación.

Una vez con los datos cargados en el paquete de ajuste espectral de su preferencia, lo que sigue a continuación es realizar el ajuste espectral, para esto los diferentes programas cuentan con modelos de ajuste como, *Powerlaw*, *blackbody*, entre otros, lo cuales son utilizados de acuerdo a la preferencia del investigador. En este trabajo utilizamos los modelos personalizados ISMabs e IGMabs elaborados por Gatzuz y colaboradores, los cuales permiten modelar el Medio Interestelar y el Medio Intergaláctico. Por lo tanto recomendamos al 100% utilizar estos modelos personalizados para realizar el estudio del WHIM y modelar los datos observaciones, ya que estos modelos poseen los mejores datos atómicos para diferentes elementos químicos en sus diferentes estados de ionización, lo que permite obtener el mejor ajuste espectral posible hasta el momento actual.

Bibliografía

- [1] R. Dave, R. Cen, J. P. Ostriker, G. L. Bryan, L. Hernquist, N. Katz, D. H. Weinberg, M. L. Norman, and B. O’Shea. Baryons in the Warm-Hot Intergalactic Medium. *The Astrophysical Journal*, 552:473–483, May 2001.
 - [2] F. Nicastro, S. Mathur, M. Elvis, J. Drake, T. Fang, A. Fruscione, Y. Krongold, H. Marshall, R. Williams, and A. Zezas. The mass of the missing baryons in the X-ray forest of the warm-hot intergalactic medium. *Nature*, 433:495–498, February 2005.
 - [3] M. Fukugita, C. J. Hogan, and P. J. E. Peebles. The Cosmic Baryon Budget. *The Astrophysical Journal*, 503:518–530, August 1998.
 - [4] R. Cen and J. P. Ostriker. Where Are the Baryons?. *The Astrophysical Journal*, 514:1–6, March 1999.
 - [5] R. Perna and A. Loeb. X-Ray Absorption by the Hot Intergalactic Medium. *Astrophysical Journal Letters*, 503:L135–L138, August 1998.
 - [6] M. Ravasio, G. Tagliaferri, A. M. T. Pollock, G. Ghisellini, and F. Tavecchio. A search for warm-hot intergalactic medium features in the X-ray spectra of Mkn 421 with the XMM-Newton RGS. *Astronomy and Astrophysics*, 438:481–490, August 2005.
 - [7] T. Fang, D. A. Buote, P. J. Humphrey, C. R. Canizares, L. Zappacosta, R. Maiolino, G. Tagliaferri, and F. Gastaldello. Confirmation of X-ray Absorption by Warm-Hot Intergalactic Medium in the Sculptor Wall. *The Astrophysical Journal*, 714:1715–1724, May 2010.
 - [8] L. Zappacosta, F. Nicastro, R. Maiolino, G. Tagliaferri, D. A. Buote, T. Fang, P. J. Humphrey, and F. Gastaldello. Studying the WHIM Content of Large-scale Structures Along the Line of Sight to H 2356-309. *The Astrophysical Journal*, 717:74–84, July 2010.
-

- [9] F. Nicastro, Y. Krongold, D. Fields, M. L. Conciatore, L. Zappacosta, M. Elvis, S. Mathur, and I. Papadakis. XMM-Newton and FUSE Tentative Evidence for a WHIM Filament Along the Line of Sight to PKS 0558-504. *The Astrophysical Journal*, 715:854–865, June 2010.
- [10] G. L. Bryan and M. L. Norman. Simulating X-Ray Clusters with Adaptive Mesh Refinement. In D. A. Clarke and M. J. West, editors, *Computational Astrophysics; 12th Kingston Meeting on Theoretical Astrophysics*, volume 123 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 363, 1997.
- [11] B. D. Smith, E. J. Hallman, J. M. Shull, and B. W. O’Shea. The Nature of the Warm/Hot Intergalactic Medium. I. Numerical Methods, Convergence, and O VI Absorption. *The Astrophysical Journal*, 731:6, April 2011.
- [12] Y. Yao, J. M. Shull, Q. D. Wang, and W. Cash. Detecting the Warm-Hot Intergalactic Medium through X-Ray Absorption Lines. *The Astrophysical Journal*, 746:166, February 2012.
- [13] B. Ren, T. Fang, and D. A. Buote. X-Ray Absorption by the Warm-hot Intergalactic Medium in the Hercules Supercluster. *Astrophysical Journal Letters*, 782:L6, February 2014.
- [14] E. Gatzuz, J. Garcia, T. R. Kallman, C. Mendoza, and T. W. Gorczyca. ISMabs: A Comprehensive X-Ray Absorption Model for the Interstellar Medium. *The Astrophysical Journal*, 800:29, February 2015.
- [15] F. LeBlanc. *An Introduction to Stellar Astrophysics*. Wiley, 2011.
- [16] J. M. Shull, B. D. Smith, and C. W. Danforth. The Baryon Census in a Multiphase Intergalactic Medium: 30% of the Baryons May Still be Missing. *The Astrophysical Journal*, 759:23, November 2012.
- [17] E. Ursino and M. Galeazzi. X-Ray Flux from the Warm-Hot Intergalactic Medium. *The Astrophysical Journal*, 652:1085–1089, December 2006.
- [18] C. W. Danforth and J. M. Shull. The Ly β and O VI Forest in the Local Universe. In G. Sonneborn, H. W. Moos, and B.-G. Andersson, editors, *Astrophysics in the Far Ultraviolet: Five Years of Discovery with FUSE*, volume 348 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 357, June 2006.
-

-
- [19] T. Fang, G. L. Bryan, and C. R. Canizares. Simulating the X-Ray Forest. *The Astrophysical Journal*, 564:604–623, January 2002.
- [20] R. J. Williams, S. Mathur, F. Nicastro, M. Elvis, J. J. Drake, T. Fang, F. Fiore, Y. Krongold, Q. D. Wang, and Y. Yao. Probing the Local Group Medium toward Markarian 421 with Chandra and the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer. *The Astrophysical Journal*, 631:856–867, October 2005.
- [21] Y. Yao, T. M. Tripp, Q. D. Wang, C. W. Danforth, C. R. Canizares, J. M. Shull, H. L. Marshall, and L. Song. X-raying the Intergalactic O VI Absorbers. *The Astrophysical Journal*, 697:1784–1792, June 2009.
- [22] P. Richter, F. B. S. Paerels, and J. S. Kaastra. FUV and X-Ray Absorption in the Warm-Hot Intergalactic Medium. *Space Science Reviews*, 134:25–49, February 2008.
- [23] M. Rauch. Small Scale Structure in the Universe and the Distribution of Baryons at High Redshift. In P. Petitjean and S. Charlot, editors, *Structure and Evolution of the Intergalactic Medium from QSO Absorption Line System*, page 109, 1997.
- [24] D. H. Weinberg, J. Miralda-Escude, L. Hernquist, and N. Katz. A Lower Bound on the Cosmic Baryon Density. *The Astrophysical Journal*, 490:564–570, December 1997.
- [25] P. J. E. Peebles. *The large-scale structure of the universe*. 1980.
- [26] R. A. C. Croft, T. Di Matteo, R. Dave, L. Hernquist, N. Katz, M. A. Fardal, and D. H. Weinberg. Hydrodynamic Simulation of the Cosmological X-Ray Background. *The Astrophysical Journal*, 557:67–87, August 2001.
- [27] D. N. Spergel, L. Verde, H. V. Peiris, E. Komatsu, M. R.olta, C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 148:175–194, September 2003.
- [28] D. Kirkman, D. Tytler, N. Suzuki, J. M. O’Meara, and D. Lubin. The Cosmological Baryon Density from the Deuterium-to-Hydrogen Ratio in QSO Absorption Systems: D/H toward Q1243+3047. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 149:1–28, November 2003.
-

- [29] D. N. Spergel, R. Bean, O. Dore, M. R.olta, C. L. Bennett, J. Dunkley, G. Hinshaw, N. Jarosik, E. Komatsu, L. Page, H. V. Peiris, L. Verde, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Implications for Cosmology. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 170:377–408, June 2007.
- [30] E. Komatsu, J. Dunkley, M. R.olta, C. L. Bennett, B. Gold, G. Hinshaw, N. Jarosik, D. Larson, M. Limon, L. Page, D. N. Spergel, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, S. S. Meyer, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 180:330–376, February 2009.
- [31] K. Yoshikawa, N. Y. Yamasaki, Y. Suto, T. Ohashi, K. Mitsuda, Y. Tawara, and A. Furuzawa. Detectability of the Warm/Hot Intergalactic Medium through Emission Lines of O VII and O VIII. *Publications of the ASJ*, 55:879–890, October 2003.
- [32] T. M. Tripp, B. D. Savage, and E. B. Jenkins. Intervening O VI Quasar Absorption Systems at Low Redshift: A Significant Baryon Reservoir. *Astrophysical Journal Letters*, 534:L1–L5, May 2000.
- [33] P. Richter, B. D. Savage, T. M. Tripp, and K. R. Sembach. Baryons in the Warm-hot Intergalactic Medium. In R. Dettmar, U. Klein, and P. Salucci, editors, *Baryons in Dark Matter Halos*, page 2.1, December 2004.
- [34] J. C. Raymond and B. W. Smith. Soft X-ray spectrum of a hot plasma. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 35:419–439, December 1977.
- [35] R. Cen and J. P. Ostriker. Where Are the Baryons? II. Feedback Effects. *The Astrophysical Journal*, 650:560–572, October 2006.
- [36] J. S. Kaastra, N. Werner, J. W. A. d. Herder, F. B. S. Paerels, J. de Plaa, A. P. Rasmussen, and C. P. de Vries. The O VII X-Ray Forest toward Markarian 421: Consistency between XMM-Newton and Chandra. *The Astrophysical Journal*, 652:189–197, November 2006.
- [37] A. P. Rasmussen, S. M. Kahn, F. Paerels, J. W. d. Herder, J. Kaastra, and C. de Vries. On the Putative Detection of $z = 0$ X-Ray Absorption Features in the Spectrum of Mrk 421. *The Astrophysical Journal*, 656:129–138, February 2007.
-

-
- [38] A. G. Doroshkevich, Y. B. Zel'dovich, and I. D. Novikov. The Origin of Galaxies in an Expanding Universe. *Soviet Astronomy*, 11:233, October 1967.
- [39] A. G. Doroshkevich and S. F. Shandarin. A mean density and a correlation function of rich clusters - Theory and observations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 182:27–33, January 1978.
- [40] R. A. Sunyaev and Y. B. Zeldovich. Formation of Clusters of Galaxies; Protocluster Fragmentation and Intergalactic Gas Heating. *Astronomy and Astrophysics*, 20:189, August 1972.
- [41] F. Zwicky. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *The Astrophysical Journal*, 86:217, October 1937.
- [42] Y. T. Tanaka, L. Stawarz, J. Finke, C. C. Cheung, C. D. Dermer, J. Kataoka, A. Bamba, G. Dubus, M. De Naurois, S. J. Wagner, Y. Fukazawa, and D. J. Thompson. Extreme Blazars Studied with Fermi-LAT and Suzaku: 1ES 0347-121 and Blazar Candidate HESS J1943+213. *The Astrophysical Journal*, 787:155, June 2014.
- [43] Y. Takahashi, J. Kataoka, K. Niinuma, M. Honma, Y. Inoue, T. Totani, S. Inoue, T. Nakamori, and K. Maeda. X-Ray and Radio Follow-up Observations of High-redshift Blazar Candidates in the Fermi-LAT Unassociated Source Population. *The Astrophysical Journal*, 773:36, August 2013.
- [44] C. D. Dermer, J. D. Finke, H. Krug, and M. Ottcher. Gamma-Ray Studies of Blazars: Synchro-Compton Analysis of Flat Spectrum Radio Quasars. *The Astrophysical Journal*, 692:32–46, February 2009.
- [45] H. Hamidani and J. Mimouni. Black Holes, Quasars, Blazars, and all that. . . How to explain them to a lay audience?. In D. Valls-Gabaud and A. Boksenberg, editors, *The Role of Astronomy in Society and Culture*, volume 260 of *IAU Symposium*, pages 670–673, June 2011.
- [46] M. Lacy, S. A. Laurent-Muehleisen, S. E. Ridgway, R. H. Becker, and R. L. White. The Radio Luminosity-Black Hole Mass Correlation for Quasars from the FIRST Bright Quasar Survey and a “Unification Scheme” for Radio-loud and Radio-quiet Quasars. *Astrophysical Journal Letters*, 551:L17–L21, April 2001.
- [47] G. Xie, B. Dai, E. Liang, L. Ma, and Z. Jiang. The Spectral Energy Distributions of Blazars and the Connections among XBLs, RBLs, and OVV Quasars. *Publications of the ASJ*, 53:469–473, June 2001.
-

- [48] A. L. Sukharev. Study on the Variability of Blazar 3C345 in Radio Frequency Range. *Odessa Astronomical Publications*, 26:256, 2013.
- [49] Riccardo Giacconi, Herbert Gursky, Frank R. Paolini, and Bruno B. Rossi. Evidence for x rays from sources outside the solar system. *Phys. Rev. Lett.*, 9:439–443, Dec 1962.
- [50] G. B. Rybicki and A. P. Lightman. *Radiative processes in astrophysics*. Wiley, 1979.
- [51] A.K. Pradhan and S.N. Nahar. *Atomic Astrophysics and Spectroscopy*. Cambridge University Press, 2011.
- [52] K. Pearson. *On the Criterion that a Given System of Deviations from the Probable in the Case of a Correlated System of Variables is Such that it Can be Reasonably Supposed to Have Arisen from Random Sampling*. *Philosophical Magazine A*, 1900.
- [53] D. A. Verner and D. G. Yakovlev. Analytic FITS for partial photoionization cross sections. *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 109, January 1995.
- [54] J. Garcia, C. Mendoza, M. A. Bautista, T. W. Gorczyca, T. R. Kallman, and P. Palmeri. K-Shell Photoabsorption of Oxygen Ions. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 158:68–79, May 2005.
- [55] J. Garcia, T. R. Kallman, M. Witthoeft, E. Behar, C. Mendoza, P. Palmeri, P. Quinet, M. A. Bautista, and M. Klapisch. Nitrogen K-Shell Photoabsorption. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 185:477–485, December 2009.
- [56] M. C. Witthoeft, M. A. Bautista, C. Mendoza, T. R. Kallman, P. Palmeri, and P. Quinet. K-Shell Photoionization and Photoabsorption of Ne, Mg, Si, S, Ar, and Ca. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 182:127–130, May 2009.
-