Modelo de emisión de rayos gamma de la galaxia de Andrómeda

por

Juan Noé Suárez Perea

Tesis que es sometida como requisito parcial para obtener el grado de

MAESTRO EN CIENCIAS CON LA ESPECIALIDAD EN ASTROFÍSICA

en el

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica

Agosto de 2010
Tonantzintla, Puebla

Supervisada por:
Dr. Alberto Carramiñana
Investigador Titular INAOE
Dr. William Wall
Investigador Titular INAOE

©INAOE 2010
El autor otorga al INAOE el permiso de reproducir y distribuir copias parciales o totales de esta tesis

Resumen

Summary. A model of diffuse gamma-ray emission is presented. The diffuse gamma-ray emission is directly related to the distribution of gas and radiation in an object and to its star formation. The relationship with star formation is due to supernovae behaving as cosmic-ray accelerators. To model this emission from M31, I have used the HI map of Brinks & Shane (1984) to represent the atomic gas content and the CO map of Nieten et al (2006) to represent the molecular hydrogen content. To represent the radiation field, I have used maps of M31 in different bands, from infrared to ultraviolet. These images have been normalized to the spectral energy distribution of M31. The cosmic-ray spectrum is a power law whose indices are $p = 2.76$ for electrons and $k = 2.71$ for protons; heavier nuclei are not currently included. These two spectra have been normalized assuming energy equipartition between cosmic-rays and the magnetic field and a proton-to-electron ratio of 100. In these calculations I used the values for the magnetic field strength given by Beck (1981) of $3.2 \pm 0.9\mu$G in the ring and 2.4μG in the disk. The gamma-ray mechanisms that are used in this model are neutral pion decay, bremsstrahlung and inverse Compton scattering. Production functions that express the number of gamma-rays produced per unit of time per unit of nucleon energy were obtained from Berstch et al (1993) and Haung et al (2007). The model uses maps of gas derived from HI and CO emission lines, and maps of the radiation field, and production functions as inputs. *This gives a map of emission in gamma-rays of M31.* The integrated flux above photon energies of 100 MeV is 2.11×10^{-8} photon $\mathrm{s}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}$. A maximum likelihood analysis was applied to the model map and the all-sky maps observed by EGRET. With this analysis I found an upper limit of 7.9×10^{-9}photons $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ to the gamma-ray flux above 100MeV for M31, implying a modification of the input parameters to the model. The most probable error in the input was adopting a magnetic field strength a factor of ~ 2 too high. A field strength of $\sim 2\mu G$ is the most appropriate value on large scales in M31. The results of this model have been compared with flux estimates of M31 in the same energy range made by other authors. Özel & Berkhuijsen (1987) estimated a flux of $2.4 \times 10^{-8}\xi$ photons $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ with $\xi < 5$ and Pavlidou & Fields (2001) calculated 1×10^{-8} photons $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ respectively. This is comparable to the work of Blom et al (1999) in which they found an upper limit with a maximum likelihood analysis, of 1.68×10^{-8} photons $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Unlike previous work however, this model has the potential of easily producing a detailed gamma ray emission map of M31. It is possible to estimate the star formation rate by using the model's

flux upper limit to calculate the gamma-ray luminosity of M31.The star formation rate of M31 is then found from the ratio of the gamma ray luminosities of that of M31 to that of the Milky Way and assuming that the star formation rate is proportional to that luminosity. This gives an upper limit to the SFR for M31 in the range of $0.3\,\mathrm{M_\odot yr^{-1}}$ to $0.6\,\mathrm{M_\odot yr^{-1}}$. Walterbos (1988) estimated of the SFR of M31 using four different methods, finding rates in the range $0.1\,\mathrm{M_\odot yr^{-1}}$ to $0.3\,\mathrm{M_\odot yr^{-1}}$. Tabatabaei and Berkhuijsen (2010) obtained $\simeq 0.3\,\mathrm{M_\odot yr^{-1}}$. These estimates are consistent with the upper limit found in the current work.

Índice general

1. Introducción **1**
1.1. Emisión difusa de rayos γ 1
1.2. Rayos cósmicos 5
1.3. La galaxia de Andrómeda 6
1.4. Modelo de emisión de M31 8

2. Producción de rayos gamma **9**
2.1. Rayos cósmicos 9
2.1.1. Aceleración 11
2.1.2. Propagación 15
2.2. Interacciones nucleares con el gas interestelar 15
2.2.1. Espectro de piones 16
2.2.2. Espectro de rayos γ por producción de π^0 17
2.3. Bremsstrahlung 19
2.4. Compton inverso 21
2.5. Modelo de emisión 22
2.5.1. Normalización del espectro de rayos cósmicos 24

3. Gas, radiación y campo magnético de M31 **27**
3.1. Hidrógeno atómico 27
3.1.1. Anillo 28
3.1.2. Distribución radial del gas atómico 28
3.1.3. Observaciones y Mapa de HI Usado en Este Modelo 28
3.2. Hidrógeno molecular 29
3.2.1. Observaciones iniciales en CO 29
3.2.2. Factor X 29
3.2.3. Distribución espacial de H_2 30
3.2.4. Observaciones y mapa de CO usados en este modelo 31
3.3. Campo de radiación 31
3.3.1. El fondo cósmico de microondas 31
3.3.2. Infrarrojo 32
3.3.3. Visual 32
3.3.4. Ultravioleta 32

3.3.5. Cálculo de la densidad de energía 32
3.4. Campo magnético 33

4. Resultados y comparación **41**
4.1. Flujo de rayos γ de M31 41
4.2. Comparación con EGRET 42
4.3. Tasa de formación estelar de M31 45

5. Discusión **51**
5.1. El flujo de rayos gamma y su dependencia de los parámetros físicos 51
5.2. M31 en rayos gamma: comparación con otros autores 52
5.3. Tasa de formación estelar en M31 54

6. Conclusiones **57**
6.1. Conclusiones 57
6.2. Trabajo a futuro 58

A. Código IDL del modelo **59**

Índice de figuras

2.1. Espectro de rayos cósmicos (Gaisser 2001). 10
2.2. Aceleración por una nube de gas parcialmente ionizada. Mecanismo de primer orden. 13
2.3. Aceleración en un frente de choque plano. Mecanismo de segundo orden. . . 13
2.4. Espectro de rayos gamma producidos por π^0 y un espectro de rayos cósmicos con un índice igual a -2.71. El corte del espectro que aquí se muestra, es debido a las consideraciones que tuvieron Hang et al (2007) a la hora de hacer la simulación de las colisiones entre partículas para obtener sus matrices de producción. 18
2.5. Función de producción por bremsstrahlung 20
2.6. Funciones de producción de rayos gamma por piones neutros q_{nm}, bremsstrahlung q_{em} y Compton inverso q_{ICS}. Estas funciones han sido multiplicadas por $E_\gamma^{2.7}$ para hacer más claros los detalles de cada una de ellas. 23

3.1. Comparación de la distribución radial de HI en los cuatro cuadrantes y para la galaxia completa, derivada por Sofue y Kato (1981). 35
3.2. Mapa de HI de Brinks y Shane (1984). 36
3.3. Mapa de CO de Nieten et al. (2006) 36
3.4. Mapa de ISO 175 μm de M31 Haas (2000). 36
3.5. Mapa de SPITZER MIPS 24 μm de M31 Gordon et al. (2006). 37
3.6. Mapa en la banda visual de M31 DSS. 37
3.7. Mapa en ultravioleta cercano de M31 The *GALEX* Ultraviolet Atlas of Nearby Galaxies, de Paz et al. (2007). 38
3.8. Densidad de energía de cada banda considerada en el modelo. 38
3.9. Mapa del campo magnético usado en este modelo. En este mapa se representa el valor del campo magnético del disco con la elipse central y el del disco con la geometría del gas. 39

4.1. Flujo por banda calculado a partir del modelo de emisión de rayos γ de M31. 43
4.2. Mapa de emisión de rayos gamma por piones neutros y bremsstrahlung de M31, para $E_\gamma \geq$ 100MeV con niveles 1.500e-05, 9.517e-05, 0.000175, 0.000255, 0.000335, 0.000415, 0.000496, 0.000576, 0.000656 0.000736, 0.000816 y 0.000896 fotón $s^{-1}cm^{-2}sr^{-1}$. 46

4.3. Mapa de emisión de rayos gamma por Compton inverso de M31, para $E_\gamma \geq$ 100MeV con niveles 8.881e-14, 7.570e-09, 1.514e-08, 2.271e-08, 3.028e-08, 3.785e-08, 4.542e-08, 5.299e-08, 6.056e-08 y 6.813e-08 fotón $\mathrm{s}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sr}^{-1}$. 47
4.4. Gráfica de los parámetros a_m y a_g de ajuste del modelo de emisión, para el análisis de maximum likelihood. El contorno más grueso representa el valor de $T_{s,max} - 1/2$, es decir, donde se encuentra el 68 % de confiabilidad en el cálculo de los parámetros, lo que da el valor de σ. 48
4.5. Gráfica de los parámetros a_g y a_x de ajuste del modelo de emisión, para el análisis de maximum likelihood. El contorno más grueso representa el valor de $T_{s,max} - 1/2$, es decir, donde se encuentra el 68 % de confiabilidad en el cálculo de los parámetros, lo que da el valor de σ. 49
4.6. Gráfica de los parámetros a_m y a_x de ajuste del modelo de emisión, para el análisis de maximum likelihood. El contorno más grueso representa el valor de $T_{s,max} - 1/2$, es decir, donde se encuentra el 68 % de confiabilidad en el cálculo de los parámetros, lo que da el valor de σ. 50

Capítulo 1

Introducción

1.1. Emisión difusa de rayos γ

De la misma forma que las observaciones de radio marcan la distribución de electrones altamente energéticos y el campo magnético en un objeto, la distribución de rayos gamma puede dar información acerca de los rayos cósmicos, principalmente protones y la distribución de gas en el objeto en cuestión. Cuando ocurre una colisión entre una partícula altamente energética de los rayos cósmicos y un átomo o molécula del gas interestelar, piones cargados y neutros son creados. Los piones cargados decaen en muones cargados que a su vez decaen en positrones y electrones. Los piones neutros decaen casi instantáneamente en dos rayos gamma. El espectro de rayos gamma creado por decaimiento de piones neutros tienen la particularidad de poseer su máximo más o menos a los 70 MeV. Si se conocen las condiciones del gas interestelar es posible caracterizar la producción de rayos gamma debida a varios mecanismos de producción (Longair 1992).

La emisión de rayos gamma por bremsstrahlung ocurre cuando los electrones altamente energéticos de los rayos cósmicos son desviados, por los núcleos del gas interestelar. Esta emisión está caracterizada por el espectro de los electrones, el cual se representa muy bien por una ley de potencias, cuyo índice está relacionado con el índice de la emisión sincrotrón de una población de electrones.

Un tercer mecanismo de producción de rayos gamma es la dispersión por Compton inverso, la cual consiste en ceder energía de un electrón altamente energético, a un fotón de baja energía del campo de radiación. En este trabajo se consideran fotones pertenecientes a las bandas de infrarrojo, visual y ultravioleta, así como los fotones del fondo cósmico de microondas.

Cuando se observa el cielo en rayos gamma de alta energía, la característica más destacada es la banda de emisión a lo largo del plano de la Galaxia, la cual fue vista por primera vez por *OSO* 3 (Kraushaar et al 1972). Es muy intensa en una región de unos 100° incluyendo el centro Galáctico. Los primeros resultados de *SAS* 2 mostraron que la radiación esta correlacionada con estructuras de gran escala como el anillo molecular las regiones de Cygnus y Vela, regiones interbrazo.

Trabajos posteriores usando los datos de *SAS* 2 (Fichtel et al. 1975, Hartman et al. 1979) y *COS* B (Mayer-Haselwander et al. 1980, 1982) extendieron y verificaron la asociación de rayos gamma con características estructurales de la Galaxia. Por ejemplo se encuentran dos máximos de emisión de rayos gamma, uno en Carina en $l = 285°$ y otro en Crux en $l = 315°$.

En base a la distribución, intensidad, y espectro de energía, se tiene que la emisión difusa de rayos gamma es generada por interacciones de los rayos cósmicos con la materia interestelar. Como resultado, se espera que la información obtenida por medio de observaciones de rayos gamma y la combinación con observaciones en otras longitudes de onda, por ejemplo radio, den una buena evidencia de la importancia que tienen los rayos cósmicos en la Galaxia. Otra ventaja que surge en la utilización de observaciones combinadas de radio y rayos gamma para el estudio de la Galaxia es que a diferencia del óptico y los rayos X, los rayos gamma no sufren en gran medida de absorción a través de lo largo del plano Galáctico. Es interesante mencionar que Bignami & Fichtel (1974) desarrollaron un modelo con geometría cilíndrica que reflejaba un gran acoplamiento entre los rayos cósmicos y la materia interestelar, a la escala de los brazos espirales de la Galaxia. Bignami et al. (1975) extendieron su modelo a uno con estructura espiral. Otro trabajo fue realizado por Schlickeiser & Thielheim (1974a, b) y Thielheim (1975) quien ademas notó que los rayos cósmicos deben estar acoplados con una porción de la materia a través del campo magnético de la Galaxia. Dodds, Strong & wolfendale (1975) concluyeron que el origen extragaláctico de los rayos cósmicos es improbable debido a su distribución. Paul, Casse & Cesarsky (1975) notaron que variaciones espaciales en los rayos gamma de alta energía en la Galaxia y la emisión en radio a 150 MHz, sugerían una proporcionalidad entre la densidad de los rayos cósmicos, la densidad del gas y el cuadrado de la intensidad del campo magnético.

Fuchs, Schlickeiser & Thielheim (1976) usaron las estimaciones preliminares de la distribución de hidrógeno molecular de la Galaxia deducida por las observaciones de la línea de CO hechas por Scoville & Solomon (1975) y encontraron que no había una buena concordancia entre las observaciones en rayos gamma y una proporcionalidad entre una ley de potencias para los rayos cósmicos y la densidad del gas. Sin embargo tampoco sus estimaciones de HI estaban en concordancia con las observaciones más recientes. Stecker (1975) usó las mismas observaciones en CO para deducir la distribución del gas molecular, pero normalizó la densidad del gas usando mediciones de absorción de infrarrojo y rayos X. Puget et al. (1976) usaron las observaciones de HI y CO para deducir la distribución de rayos cósmicos necesaria para obtener la emisión de rayos gamma observada y encontraron que debía ser entre 1.9 y 4.8 veces la intensidad local para una región de unos 5 kpc a partir del centro Galáctico.

Una vez que se tuvieron mejores estimaciones de las densidades del gas atómico y molecular se hicieron muchos estudios de emisión de rayos gamma para la galaxia. La mayoría de estos estudios (Fichtel & Kniffen 1984; Bloemen, Blitz &

Hermsen 1984; Bhat et al. 1985; Harding & Stecker 1985; Bloemen et al. 1986; Strong et al. 1987, 1988), pero no todos (Lebrun et al. 1983) concluyeron que existe una correlación entre los rayos cósmicos y la materia a cierta escala, como se dedujo antes. Entre los trabajos mencionados Fichtel & Kniffen (1984) usando el modelo de brazos espirales de Georgelin & Georgelin (1976) y la información de la densidad del gas disponible entonces, asumieron que los rayos cósmicos están correlacionados con la materia a la escala de segmentos de brazos espirales, con lo cual obtuvieron una buena concordancia. Stecker & Harding (1985) obtuvieron una correlación con la estructura Galáctica y los rayos cósmicos en regiones de 5 kpc así como con los brazos espirales. Strong et al. (1988) usando un modelo radial simétrico donde el plano de la Galaxia se divide en anillos, mostraron que en en promedio, existe una correlación entre el decremento en la emisión de rayos gamma y presumiblemente en la densidad de rayos cósmicos.

Las nubes de Magallanes son nuestras galaxias vecinas más cercanas, por lo tanto son de gran interés en el estudio de varios aspectos de la astrofísica concernientes a las galaxias. La proximidad de las nubes de Magallanes nos permite realizar estudios detallados de galaxias externas que sin los problemas que surgen al estudiar nuestra propia galaxia desde dentro. La interacción de los rayos cósmicos con la materia interestelar ha sido de gran interés desde hace varias décadas. Sin embargo existen algunas complicaciones en el estudio de esta interacción debidas a que nos encontramos embebidos en el disco de la Galaxia con diferentes partes del disco a diferentes distancias de nosotros, la interpretación de las observaciones es un tanto difícil y conlleva suposiciones que se pueden evadir al estudiar las nubes de Magallanes.

La nube mayor de Magallanes ha sido extensivamente estudiada en diferentes longitudes de onda, desde radio a rayos gamma. Los estudios en radio frecuencias usando la emisión de la línea de 21 cm realizados por McGee & Milton (1966) constituyen el primer mapeo completo de una galaxia externa en hidrógeno atómico. Los mapeos de la nube mayor de Magallanes en CO (Cohen et al. 1988; Israel et al. 1986) indican que solo una pequeña fracción de la masa de esta galaxia se encuentra en la forma de hidrógeno molecular. La mayor parte del gas molecular existente en la nube mayor de Magallanes se encuentra en la región de 30 Doradus, donde el hidrógeno atómico ocupa una región de alrededor de $9^\circ \times 8^\circ$.

La información de los electrones de los rayos cósmicos presentes en LMC (Nube mayor de Magallanes por sus siglas en inglés) se puede obtener por medio de observaciones en radio de la emisión sincrotrón. Con las observaciones de radiación sincrotrón a varias frecuencias se puede construir un espectro de esta emisión y su distribución. A partir de estudios como este se puede obtener el espectro de los electrones altamente energéticos así como su distribución espacial. Fichtel et al. (1991) han calculado la densidad de los rayos cósmicos y su distribución con las cuales junto con las distribuciones de gas en LMC se ha calculado la emisión de rayos gamma producida por las interacciones de los rayos cósmicos con la materia, siendo esta $(2.3 \pm 0.4) \times 10^{-7}$ fotones $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ (Sreekumar et al. 1992).

Antes de Fermi lanzado en 2008, la única galaxia normal vista en rayos gamma era la nube mayor de Magallanes. La mayoría de las galxias normales son muy distantes o tienen densidades de rayos cósmicos muy bajas para poder emitir rayos gamma con la intensidad suficiente para ser detectadas. Sin embargo, las galaxias *starburst* tienen más supernovas por año que las galaxias normales debido a su mayor tasa de formación estelar. Las supernovas producen una gran cantidad de electrones altamente energéticos que se ven como extensas zonas de emisión sincrotrón. Ademas de esto, los núcleos de las galaxias starburs típicamente contienen grandes masas de gas molecular (Yung et al. 1989; Solomon, Downes & Radford 1992; Paglione, Jackson & Ishizuki 1997). Debido a que los rayos cósmicos son la causa más probable de altas temperaturas en los núcleos de nubes moleculares (Suchkov, Allen, & Heckman 1993), la producción de rayos gamma por la interacción de los rayos cósmicos con la materia interestelar debe ser relativamente mayor en las galaxias starburst.

Como las galaxias starburst arquetípicas (Rieke et al. 1980), las galaxias NGC 253 y M82 han sido los primeros objetivos de observación en rayos gamma. Las dos galaxias antes mencionadas tienen altas tasas de supernovas, con un valor del orden de 0.1 yr^{-1} derivado de imágenes de radio continuo de alta resolución (van Buren & Greenhouse 1994; Ulvestad & Antonucci 1997). Los mapas de CO que se han tomado indican que las densidades columnares son más o menos diez veces mayores que en la Vía Lactea (Sanders, Solomon & Scoville 1984). Estudios de su gas molecular indican que existe una gran densidad columnar promedio en ambas galaxias (Paglione et al. 1997). Sin embargo ni NGC 253 ni M82 fueron detectadas por EGRET (Sreekumar et al. 1994; Paglione et al. 1996), a pesar de que se esperaba que fueran galaxias starburst muy brillantes en rayos gamma (Blom et al. 1999).

A pesar del gran avance en el estudio de la emisión difusa de rayos gamma y en el desarrollo de instrumentos más sensibles, no se ha lo grado detectar M31 en rayos gamma, por lo que solo se tienen límites susperirores para el flujo de M31 (Blom et al. 1999; este trabajo).

Como se menciono antes la emisión difusa de rayos gamma se relaciona con la distribución y densidad de los rayos cósmicos así como con el contenido de gas en el medio interestelar, por lo que es posible usarla como herramienta de diagnóstico de las condiciones del gas, por ejemplo puede usarse para inferir el valor del factor X de conversión entre la intensidad de la emisión de la línea de 2.6 mm de CO y la masa de H_2 (Bertsch et al. 1993). También para hacer una estimación de la tasa de formación estelar, la cual a su vez se relaciona con el contenido de rayos cósmicos. Debido a que estos últimos son acelerados por supernovas, al haber una tasa de formación estelar mayor, el número esperado de supernovas será mayor también, así como el contenido de rayos cósmicos.

Haciendo observaciones en rayos gamma se puede obtener información de los rayos cósmicos, ya que la emisión difusa de rayos gamma está relacionada con las interacciones entre el gas interestelar y los rayos cósmicos. Los rayos gamma

son trazadores de gas a grandes escalas y es de gran interés conocer el número de rayos gamma que se puede esperar de una galaxia relacionándolo a contenido de gas de la misma, construyendo un modelo de emisión de rayos gamma.

Con el cálculo de la emisividad de rayos gamma por átomo de hidrógeno que hicieron Stecker (1970, 1973, 1988) y Dermer (1986) se realizó a su vez un modelo de emisión de rayos gamma para nuestra galaxia (Bertsch et al 1993) y estimaciones del flujo de rayos γ para otras galaxias como la nube mayor de Magallanes (Fichtel et al 1991), la nube menor de Magallanes (Sreekumar y Fichtel 1991) y M31 (Özel y Berkhuijsen 1987; Özel y Fichtel 1988; Blom et al 1999; Pavlidou y fields 2001). Finalmente se compara el modelo que será presentado en este trabajo con el modelo de emisión multifrecuencia de M82 de Torres et al (2009) destacando sus similitudes y diferencias. Es importante mencionar que, la característica más sobresaliente del modelo de emisión presentado en este trabajo es la creación de un mapa detallado de emisión, a diferencia de los trabajos anteriores que únicamente calculan el flujo integrado, excepto en el caso de nuestra galaxia.

1.2. Rayos cósmicos

A las seis de la mañana del 7 de agosto de 1912, el físico australiano Victor Hess y dos compañeros abordaron la canastilla de un globo. El vuelo que empezó en Aussig cerca del río Elbe, estuvo dirigido por el capitán W. Hoffory. El observador meteorológico fue W. Wolf y Hess se adjudico él mismo el cargo de observador de la electricidad atmosférica. Durante las tres o cuatro primeras horas de vuelo, el globo alcanzó una altitud de un poco más de 5 km, y por la tarde el grupo estaba aterrizando en Pieskow, a unos 50 km de Berlín. Durante las seis horas que duró el viaje Hess muy cuidadosamente grabó las lecturas de tres electroscopios que él uso para medir la intensidad de la radiación y notó que ésta se incrementaba cuando el globo ganaba altitud.

En el *Physikalische Zeitschrif* del 1 de noviembre de ese mismo año, Hess escribió, *The results of these observations seem best expained by a radiation of great penetrating power entering our atmosphere from above...* Este evento fue el comienzo de la astronomía de rayos cósmicos. Veinticuatro años después Hess compartió el premio Novel (Schlickeiser 2002).

Los rayos cósmicos son partículas aceleradas a muy altas energías. El contenido de rayos cósmicos en una galaxia se relaciona con la tasa de formación estelar, que a su vez se relaciona con el número de supernovas que ocurren en dicha galaxia. El paradigma de Fermi establece que la aceleración ocurre a partir de las explosiones de supernovas. Los rayos cósmicos consisten principalmente de protones, electrones y algunos núcleos más pesados. El espectro de los rayos cósmicos se extiende hasta energías tan altas como $E \sim 10^{20}$ eV o incluso mayores.

Una característica muy importante de los rayos cósmicos es que al ser partículas cargadas no viajan en línea recta, debido al campo magnético presente en el

medio interestelar, por lo cual no es posible obtener información de su procedencia. Lo anterior dejo de ser cierto para los rayos cósmicos de muy altas energías (del orden de decenas de EeV) debido a que estos rayos cósmicos son tan energéticos que la desviación que sufren debida al campo magnético es muy pequeña. Para estos rayos cósmicos extremadamente energéticos se ha podido obtener la información de su origen con precisiones que van de 1° a 3.1° (The Pierre Auger Collaboration et al. 2007).

Los rayos gamma son trazadores de los rayos cósmicos, así como del gas y la radiación presente en una galaxia, y es por eso que es de gran interés un modelo de emisión de rayos gamma.

1.3. La galaxia de Andrómeda

El interés en la galaxia de Andrómeda radica en ser esta la galaxia más y parecida y cercana a la nuestra, es comparable en tamaño y masa.

El tipo de Hubble de M31 podemos decir que es Sb y el mismo Hubble uso como ejemplo para ilustrar este tipo de galaxias a M31; mientras que para nuestra Galaxia no esta bien definido este parámetro.

El tamaño de M31 y la Vía Láctea se pueden comparar de diferentes formas, sin embargo no importa como se comparen los diámetros de éstas, el de M31 es más grande aproximadamente 40 %. Para M31 por ejemplo el cúmulo globular más distante se encuentra a unos 29 kpc del centro de la galaxia (Hodge, 1979), mientras que para la Vía Lactea el cúmulo globular más alejado está a 20 ± 3 kpc (Christian & Janes 1979).

Las dos galaxias tienen núcleos compactos siendo el de Ándromeda el menos activo. Las galaxias tienen bulbos compuestos de estrellas viejas y ricas en metales, siendo las de la Vía Lactea las más azules de las dos (Sharov & Lyutyi 1980; de Voucouleurs & Pence 1978). Los bulbos se pueden describir por una ley de $r^{\frac{1}{4}}$ y calculando que el bulbo de la Galaxia es 1.2 magnitudes más débil que el de Ándromeda (de Voucouleurs & Pence 1978).

Una parte de la estructura que es particularmente interesante de comparar es el disco. La mayoría de las interpretaciones de los datos obtenidos de los trazadores apuntan a una configuración *two-armed trailing spiral pattern* (Simien et al. 1978), sin embargo también exite una configuración *one-armed leading spiral pattern* (Kalnajs 1974) principalmente basada en las regiones H II, mas este modelo solo funciona bien para la región central. En la región externa donde se observa la estructura que forman los cúmulos abiertos el modelo *two-armed trailing spiral pattern* tampoco se ajusta pero al menos tiene ángulos de *enrrollamiento* de la misma magnitud y signo.

La emisión difusa de rayos gamma depende del contenido de hidrógeno atómico y molecular, debido a que dos de los procesos de producción de rayos gamma son interacciones de los rayos cósmicos con el gas interestelar.

Cuadro 1.1: Propiedades de M31

Ascensión recta	$00^h40^m00.3^s$
Declinación	$+41°00'003"$
Diámetro angular	$240'$ (de Vaucouleurs 1958)
Magnitud aparente (v)	3.58 (de Vaucouleurs 1958)
Magnitud absoluta	-20.62
Diámetro	54 kpc
Ángulo de inclinación	12.5° (Simien et al. 1978)
Distancia	725kpc
Masa total (masas solares)	4.1×10^{11} (Roberts and Whitehurst 1975)
Masa de HI (masas solares)	3.9×10^9 (Cram, Roberts and Whitehurst 1980)
SFR (star formation rate)	$0.23 M_\odot \mathrm{yr}^{-1}$ (Walterbos 1988)

Las observaciones de M31 en la línea de 21 cm del hidrógeno atómico comenzaron con el mapeo que hicieron los astrónomos de Leiden (van de Hulst et al 1957). Otros mapeos más extensos fueron publicados por Burke et al (1963); y Brinks y Shane (1984). En este trabajo se utiliza este último mapeo para obtener la densidad columnar de HI en cada punto de M31.

La característica más sobresaliente de la distribución de hidrógeno atómico en M31 es la forma de anillo que presenta. Esta distribución de HI ha sido estudiada por varios autores, como Sofue y Kato (1981) que hicieron gráficas de la distribución radial de HI en M31 para los cuatro cuadrantes y el promedio de ellos, (ver la figura 3.1).

La emisión de la línea del CO de 2.6 mm fue detectada a mediados de los años 70 (Richard 1975; Solomon & Zafra 1975; Combes et al. 1977a). Desde entonces se han hecho nuevas observaciones, siendo la más reciente y la que se utiliza en este trabajo, la de Nieten et al (2006) realizada con el telescopio IRAM de 30 metros. El contenido de hidrógeno molecular se obtiene a partir de mapa de CO multiplicado por el factor X cuyo valor es de 1.2×10^{20} moléculas $(\mathrm{K\,km\,s^{-1}})^{-1}$ según Neininger et al (1998).

Para normalizar el espectro de rayos cósmicos, es decir, calcular el contenido de los mismos en M31, se necesita conocer su densidad de energía la cual se puede calcular a partir de la magnitud del campo magnético.

El campo magnético de M31 se observa alineado con los brazos espirales, formando una estructura de anillo a una distancia de $\sim$ 10 kpc del centro de la galaxia. Beck (1981) utilizó observaciones de M31 en radio a varias frecuencias para calcular la magnitud del campo magnético relacionando esta con la intensidad de la emisión en sincrotrón así como con otros parámetros como la densidad de electrones (que tomó igual a la de la vecindad solar) y el índice que describe la emisión sincrotrón.

1.4. Modelo de emisión de M31

El modelo de emisión de M31 engloba la emisividad de rayos gamma por átomo de hidrógeno, para los procesos de producción de rayos gamma por interacciones nucleares y bremsstrahlung, así como la emisividad de rayos gamma por Compton inverso que depende de la intensidad del campo de radiación. A la emisividad de rayos gamma se le llama función de producción a lo largo de este trabajo, (ver sección 2.2.1). Estas funciones de producción son multiplicadas por las respectivas distribuciones de hidrógeno atómico y molecular, así como la distribución de densidad de energía para el Compton inverso.

Capítulo 2

Producción de rayos gamma

Las componentes básicas de producción de radiación gamma difusa que se toman en cuenta en este modelo son materia interestelar, rayos cósmicos y fotones de baja energía, comprendidos desde el fondo cósmico de microondas (CMB en inglés) hasta el ultravioleta. Entre las interacciones que ocurren, las más significativas son las interacciones nucleares entre rayos cósmicos y materia interestelar, bremsstrahlung entre electrones y protones y Compton inverso entre electrones energéticos y fotones del campo de radiación.

2.1. Rayos cósmicos

Se sabe que los rayos cósmicos consisten principalmente en protones, núcleos y electrones, partículas aceleradas a energías relativistas por objetos muy potentes. Una importante fracción de especies de rayos cósmicos, en particular los núcleos del grupo de Li, Be, B los cuales son más abundantes que en el medio interestelar, así como las antipartículas, tiene un origen secundario, por fragmentación de núcleos . Son producidas por interacciones de los rayos cósmicos con el gas del medio interestelar. Las partículas secundarias llevan consigo importante información sobre la historia de los rayos cómicos durante su pasaje entre el campo magnético de la galaxia. En particular ellas nos cuentan acerca del tiempo promedio que pasan los rayos cósmicos en el disco antes de escapar de la galaxia. El espectro de los rayos cósmicos se extiende a energías extremadamente grandes, $E \sim 10^{20}$ eV e incluso mayores.

En este trabajo se representa el espectro de rayos cósmicos por una ley de potencias con un índice $k = 2.71$ para los protones y $p = 2.76$ para los electrones.

El paradigma de la aceleración de los rayos cósmicos por supernovas (Fermi 1949) relaciona la tasa de formación estelar con el contenido de rayos cósmicos en un una galaxia, en este caso en M31.

Una forma práctica de ver la relación que existe entre la formación estelar y el contenido de rayos cósmicos es a través del cálculo de la densidad de energía de

éstos partiendo de la cantidad de supernovas por año que se dan en una galaxia y el volumen de la misma (Blom et al 1999). Ver la ecuación 2.1.

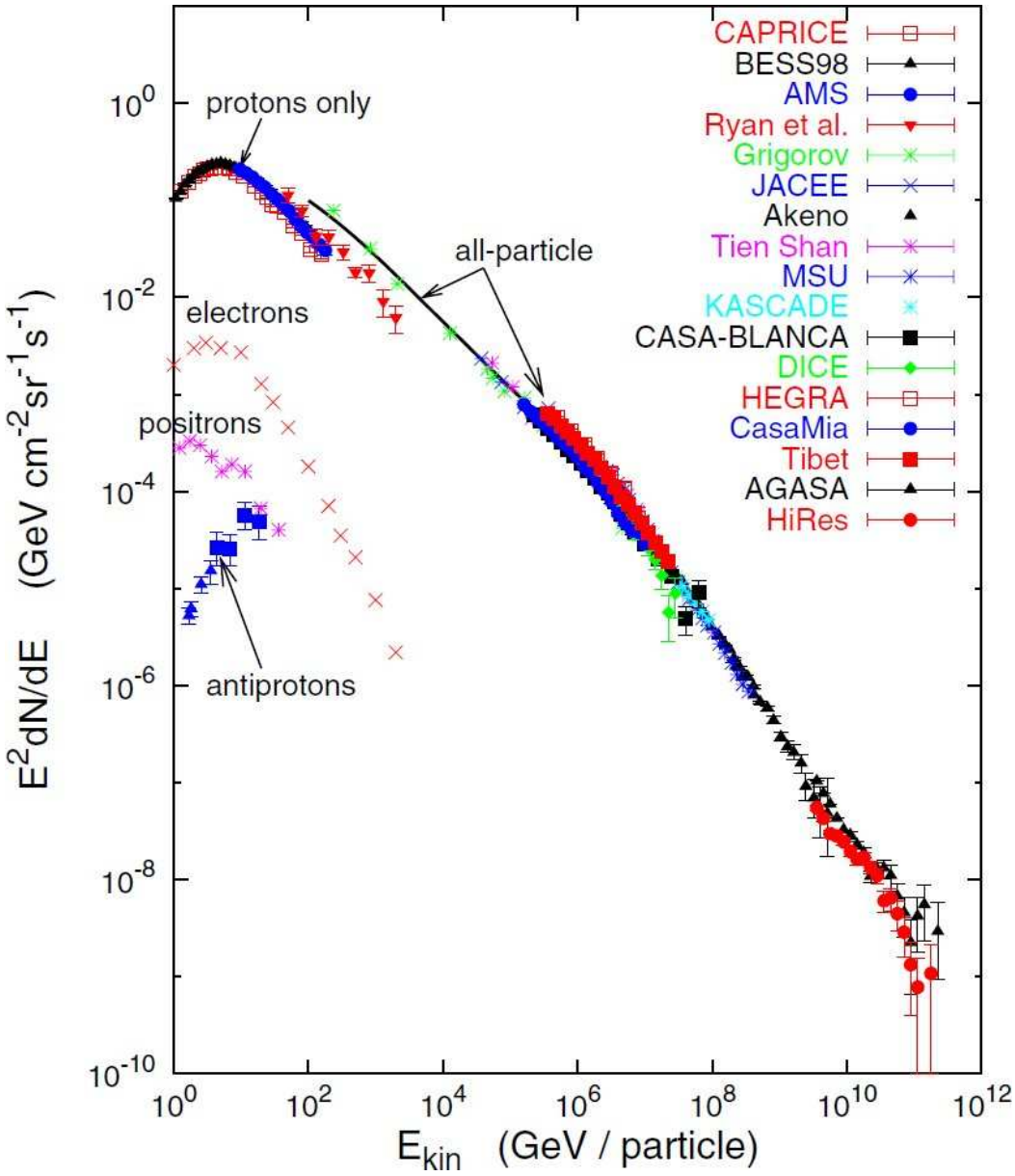

Figura 2.1: Espectro de rayos cósmicos (Gaisser 2001).

También se debe mencionar, que la densidad de rayos cósmicos es proporcional al número de supernovas que explotan en el volumen de confinamiento donde se encuentran los rayos cósmicos (Fermi 1949, 1954). Para el caso de M31 este volumen es el volumen del anillo de gas y el número de supernovas se estima 7 veces menor al de la Galaxia (Blom et al 1999). Esta relación se expresa como

$$u_{CR} = \eta \frac{t_c}{t_{SN}} \frac{E_{SN}}{V}, \tag{2.1}$$

donde η es la eficiencia con la que pasa la energía de las supernovas a los rayos cósmicos (la cual es del orden de 0.03), t_c es el tiempo de escape de los rayos cósmicos, t_{SN} es el tiempo promedio de ocurrencia de una supernova, E_{SN} es la energía que libera una supernova al medio ambiente y V es el volumen de confinamiento de los rayos cósmicos.

2.1.1. Aceleración

El desarrollo del tema de aceleración se basa en el trabajo de Gaisser (1990). Una cuestión de gran relevancia en la física de rayos cósmicos es si la aceleración ocurre a gran escala en la Galaxia (y otras galaxias) o cerca de fuentes puntuales. Se sabe que en el sistema solar ocurre de ambas formas, pues se ha encontrado evidencia de que ondas de choque interplanetarias aceleran partículas a energías del orden de keV y MeV (Gaisser 1990; Aschwanden 2006). Por ejemplo en choques asociados con los vientos solares. También hay evidencia de que las expulsiones (*flares*) de materia que presenta el Sol aceleran partículas a energías del orden de GeV.

El paradigma de supernovas como fuentes de rayos cósmicos ha tomado mayor aceptación gracias al mecanismo de aceleración de Fermi el cual predice espectros de rayos cósmicos parecidos a los observados.

Mecanismo de Fermi

Un plasma magnetizado en movimiento transfiere energía cinética de éste a partículas individuales cargadas, aumentando su energía hasta alcanzar la distribución característica que presentan las partículas aceleradas a energías no térmicas. Considérese una partícula de *prueba* que incrementa su energía de forma proporcional a la inicial con cada interacción, $\Delta E = \xi E$, donde ξ es la razón de aumento de energía por interacción. Después de n interacciones se tendrá

$$E = E_0(1+\xi)^n, \tag{2.2}$$

donde E_0 es la energía al momento de la inyección en el acelerador. La probabilidad de que la partícula escape del acelerador después de n interacciones es $(1-P_{esc})^n$

donde P_{esc} es la probabilidad de que la partícula escape en una interacción. El número n de interacciones necesario para alcanzar la energía E es

$$n = \ln\left(\frac{E}{E_0}\right) / \ln(1+\xi). \tag{2.3}$$

Así que la proporción de partículas aceleradas a energías mayores que E es

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty}(1-P_{esc})^m = \frac{(1-P_{esc})^n}{P_{esc}}, \tag{2.4}$$

Si substituimos n de (2.3) en (2.4), se tiene

$$N(\geq E) \propto \frac{1}{P_{esc}}\left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma}, \tag{2.5}$$

con

$$\gamma = \ln\left(\frac{1}{1-P_{esc}}\right) / \ln(1+\xi) \approx \frac{P_{esc}}{\xi} = \frac{1}{\xi} \times \frac{T_{cycle}}{T_{esc}}. \tag{2.6}$$

T_{cycle} es el tiempo característico del ciclo del acelerador y T_{esc} es el tiempo característico de escape de la región del acelerador. La razón de estos dos tiempos es la probabilidad de escapar de la región del acelerador por interacción.

Aceleración de Fermi de primero y segundo ordenes

Fermi (1949) consideró encuentros con nubes de plasma en movimiento como se muestra en la figura 2.2. Una partícula con energía E_1 comienza a difundirse sin colisiones en la nube debido a las regularidades del campo magnético. El resultado de la difusión de la partícula en el gas de la nube es que el movimiento de la primera coincide con el de la nube. En el marco de referencia del gas el rayo cósmico tiene una energía total, es decir, cinética más de reposo

$$E_1' = \gamma E_1(1-\beta\cos\theta_1), \tag{2.7}$$

donde γ y $\beta \equiv V/c$ son el factor de Lorentz y la velocidad de la nube, θ_1 es el ángulo suplementario entre el la horizontal y la trayectoria de entrada de la partícula a la nube. Las primas indican cantidades medidas en el marco que se mueve con la nube. La energía de la partícula justo antes de escapar de la nube es $E_2' = E_1'$ y si se transforma esta energía de regreso al marco del laboratorio se tiene la energía de la partícula después de su encuentro con la nube,

$$E_2 = \gamma E_2'(1+\beta\cos\theta_2'). \tag{2.8}$$

Las ecuaciones (2.7) y (2.8) están escritas para partículas en las que se cumple $E \approx pc$. Substituyendo (2.7) en (2.8) se tiene el cambio de energía en la interacción de la nube y la partícula, caracterizado por θ_1 y θ_2',

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1-\beta\cos\theta_1+\beta\cos\theta_2'-\beta^2\cos\theta_1\cos\theta_2'}{1-\beta^2} - 1. \tag{2.9}$$

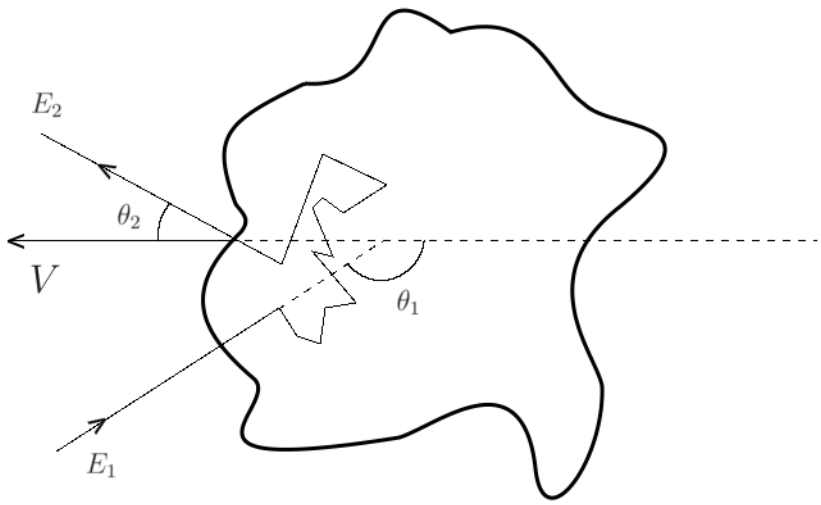

Figura 2.2: Aceleración por una nube de gas parcialmente ionizada. Mecanismo de primer orden.

Otra situación que se presenta se muestra en la figura 2.3. Aquí un frente de choque plano y grande se mueve con velocidad $-u_1$, el gas chocado se aleja del frente con una velocidad u_2 relativa al frente de choque, y $|u_2| < |u_1|$. Entonces en el marco del observador el gas detrás del frente se mueve a la izquierda con una velocidad $V = -u_1 + u_2$. La ecuación (2.9) se aplica también a esta situación con $\beta = V/c$ ahora interpretada como la velocidad del gas chocado respecto al gas no chocado.

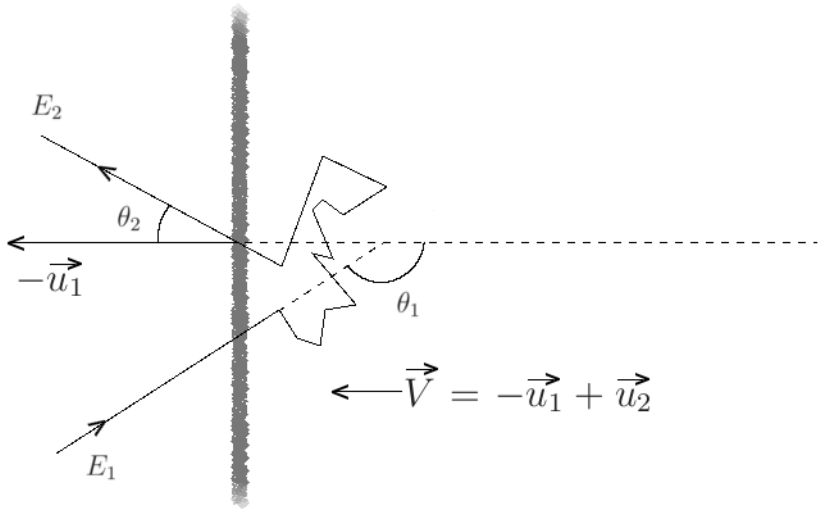

Figura 2.3: Aceleración en un frente de choque plano. Mecanismo de segundo orden.

La diferencia en ambos casos se hace presente cuando se toman los promedios angulares para obtener la ganancia media por interacción, ξ. En las ecuaciones

siguientes se indica con (a) el caso de la nube de gas y con (b) el caso del frente de choque. Así que el $\langle \cos\theta_2' \rangle_a = 0$. Esta distribución es la proyección normalizada de un flujo isotrópico sobre un plano, y $\langle \cos\theta_2' \rangle_b = \frac{2}{3}$. Promediando sobre $\cos\theta_2'$ en los dos casos se tiene

(a) $$\frac{\langle \Delta E \rangle_2}{E_1} = \frac{1 - \beta\cos\theta_1}{1-\beta^2} - 1$$

y

(b) $$\frac{\langle \Delta E \rangle_2}{E_1} = \frac{1 - \beta\cos\theta_1 + \frac{2}{3}\beta - \frac{2}{3}\beta^2\cos\theta_1}{1-\beta^2} - 1.$$

Ahora se tiene que promediar en $\cos\theta_1$. Para la nube la probabilidad de una interacción es proporcional a la velocidad relativa entre la nube y la partícula,

$$\frac{dn}{d\cos\theta_1} = \frac{c - V\cos\theta_1}{2c}, \; -1 \leq \cos\theta_1 \leq 1,$$

así que $\langle \cos\theta_1 \rangle_a = \frac{-V}{3c}$ y $\langle \cos\theta_1 \rangle_b = \frac{-2}{3}$ lo que da

(a)

$$\xi = \frac{1 + \frac{1}{3}\beta^2}{1-\beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3}\beta^2$$

y

(b)

$$\xi = \frac{1 + \frac{4}{3}\beta + \frac{4}{9}\beta^2}{1-\beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3}\frac{u_1 - u_2}{c}, \tag{2.10}$$

donde el inciso (a) representa el mecanismo de aceleración de segundo orden y el (b) el de primer orden.

Un frente de choque se puede formar cuando $u_1 > c_1$, donde c_1 es la velocidad del sonido en el gas, el número de Mach del flujo es $M = u_1/c_1$. La ecuación de continuidad de la masa a través del frente es $\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2$, junto con la teoría cinética de los gases se tiene

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{(\frac{c_p}{c_v} + 1)M^2}{(\frac{c_p}{c_v} - 1)M^2 + 2} \tag{2.11}$$

Para un gas monoatómico la razón entre los calores específicos $c_p/c_v = 5/3$, así que

$$\gamma \approx 1 + \frac{4}{M^2}. \tag{2.12}$$

De la ecuación (2.12) se observa que con un choque con $M \gg 1$, γ toma un valor cercano al necesario para describir el espectro de los rayos cósmicos después de ser acelerados y antes de propagarse

$$\frac{dn}{dE} \propto E^{-(\gamma+1)}. \tag{2.13}$$

2.1.2. Propagación

El desarrollo del tema de propagación se basa en el trabajo de Gaisser (1990).

Puesto que no es posible obtener información direccional de los rayos cósmicos directamente, dado que son partículas cargadas que viajan en espiral alrededor de las líneas de fuerza del campo magnético sin apuntar hacia su fuente de origen, se usa la observación de radiación gamma difusa para inferir algunas propiedades de los rayos cósmicos que originan esta radiación, por ejemplo la densidad de energía de los mismos y la distribución espectral que los caracteriza.

A través de la observación se han destacado dos importantes características de los rayos cósmicos:

1 En promedio los rayos cósmicos con energías en el rango de GeV atraviesan entre 5 a 10 $\mathrm{g/cm^2}$ equivalente de hidrógeno entre la inyección y la observación.

2 Ésta medida decrece mientras aumenta la energía.

Dado que la cantidad de materia en el caso de la Galaxia es del orden de $10^{-3}\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$, el punto uno indica que los rayos cósmicos atraviesan distancias miles de veces mayores que el grosor del disco de la Galaxia. Lo anterior sugiere que la difusión ocurre en un volumen que puede ser del orden del volumen del disco de la Galaxia. El hecho que la cantidad de materia atravesada disminuya cuando aumenta la energía sugiere que los rayos cósmicos con energías mayores, pasan menos tiempo en la Galaxia que los de energías menores.

Para entender cómo es que los rayos cósmicos se propagan, se hacen modelos de propagación. Como ejemplo de tales modelos se puede mencionar el modelo dela caja cerrada. Dicho modelo se basa en la ecuación de transporte (cuyo tratamiento queda fuera del propósito del presente trabajo); en este modelo, los rayos cósmicos tienen una probabilidad constante de escapar del volumen contenedor.

Al resolver la ecuación de transporte para este modelo se tiene que la fuente tiene un espectro de partículas de la forma

$$\frac{dn}{dE} \propto E^{-(\gamma+1)} = E^{-2.1}. \tag{2.14}$$

Esto da un espectro observado de la forma $Q(E) \propto E^{-(\gamma+1)-\delta}$, donde $\delta \approx 0.6$.

2.2. Interacciones nucleares con el gas interestelar

Es notable que los π^0 proveen el principal canal de conversión de la energía cinética, T, del protón en rayos gamma de alta energía. Para que sea producido un π^0 en la colisión se requiere que la energía cinética del protón sea mayor que el

umbral $T_{th} = 2m_\pi c^2(1+m_\pi/4m_p) \approx 280\,\mathrm{MeV}$, donde $m_\pi = 134.97\,\mathrm{MeV}$ es la masa del pión neutro y m_p es la masa del protón. El pion neutro decae inmediatamente en dos rayos gamma.

De aquí en adelante se toma como regla escribir la energía cinética con T y la energía total, es decir, la energía cinética más la masa en reposo de la partícula multiplicada por la velocidad de la luz al cuadrado, con E.

2.2.1. Espectro de piones

La **función de producción** de rayos gamma proporciona **el número de rayos gamma producidos por segundo, por unidad de energía, por nucleón**, para cada uno de los tres procesos que se toman en cuenta en este modelo, es decir, para interacciones nucleares, bremsstrahlung y Compton inverso.

Con el propósito de estudiar la contribución individual a la emisión difusa de rayos gamma, a partir de los productos secundarios de interacciones hadrónicas (los hadrones son la familias de partículas que interactúan mediante la fuerza fuerte) generadas por los rayos cósmicos, ademas del decaimiento de π^0, Huang et al (2007) utilizaron el código Monte Carlo de colisión de partículas DPMJET 3.04 para determinar el espectro de multiplicidad de varias partículas secundarias con fotones γ como estado final de decaimiento, que resultan de colisiones inelásticas entre protones de los rayos cósmicos y medio interestelar de composición estándar. Las matrices de producción se derivaron de la combinación de las simulaciones del DPMJET con un modelo paramétrico de producción de rayos gamma por rayos cósmicos con energías de algunos GeV.

La función de producción por decaimiento de π^0, así como el espectro, se han obtenido a partir de las matrices de producción calculadas por Huang et al (2007).

El espectro de los piones neutros (partículas secundarias que decaen directamente en rayos gamma), $Q_{\pi^0}(E_{\pi^0})$ (con unidades típicas de $\pi^0\mathrm{s}^{-1}\mathrm{GeV}^{-1}\mathrm{cm}^{-3}$), creados por interacciones p-p se describe por

$$Q_{\pi^0}(E_{\pi^0}) = \frac{d^3n}{\mathrm{dt\ dE\ dV}} = n_{ISM} \int\limits_{E_{CR}} \mathrm{d}E_{CR} N_{CR}(E_{CR}) c\beta_{CR} \left(\sigma \frac{dn}{dE_{\pi^0}}\right), \qquad (2.15)$$

con $N_{CR}(E_{CR}) = d^2n_{CR}/dE_{CR}dV\ (\mathrm{GeV\ cm}^3)^{-1}$ definida como la densidad diferencial de los rayos cósmicos, es decir, el espectro de estos. E_{CR} representa la energía del rayo cósmico, c es la velocidad de la luz, β_{CR} se define como v_{CR}/c, que es generalmente cercano a 1 y n_{ISM} es la densidad del medio interestelar en partículas por unidad de volumen. La sección eficaz de una colisión es

$$\frac{d\sigma}{dE}(E_{CR}, E) = \sigma \frac{dn}{dE_{\pi^0}}, \qquad (2.16)$$

donde σ es la sección eficaz de producción, cuyo valor es simulado por DPMJET, y dn/dE_{π^0} es el espectro de multiplicidad de la partícula secundaria en cuestión en número de partículas por unidad de energía.

2.2.2. Espectro de rayos γ por producción de π^0

Las características generales del espectro de rayos gamma enumeradas por Stecker (1970) son las siguientes:

1. Si se grafica el espectro de rayos gamma del decaimiento de piones neutros en una escala logarítmica en E_γ, la curva resultante será simétrica alrededor de $\ln E_\gamma = \ln(m_\pi/2)$.

2. El espectro tendrá su valor máximo en el punto $E_\gamma = m_\pi/2$

3. Los piones de mayor energía producen un espectro más amplio que los de baja energía. Éstos producen los rayos γ de los extremos de alta y baja energías.

Podemos seguir el decaimiento de piones neutros, que decaen directamente en rayos gamma y así obtener el espectro $Q_\gamma(E_\gamma)$ (con las mismas unidades de $Q_{\pi^0}(E_{\pi^0})$ pero para fotones en lugar de piones) de los rayos gamma, con

$$Q_\gamma(E_\gamma) = n_{ISM} \int_{E_{CR}} \mathrm{d}E_{CR} N_{CR}(E_{CR}) c\beta_{CR}\, \sigma \left(\frac{dn}{dE_\gamma}\right), \tag{2.17}$$

donde dn/dE_γ es el espectro resultante del espectro de multiplicidad inicial de los piones neutros dn/dE_{π^0}.

Si el total de la energía por partícula de los rayos cósmicos es parametrizada con un factor de escalamiento $a_{CR} = 1.24$ y un incremento $\Delta E_{CR} = 1.05$ como se usa en la matriz calculada por Huang et al (2007)

$$E_{CR}(j) = a_{CR} \times \Delta E_{CR}^{j}\, (GeV), \tag{2.18}$$

donde j representa el intervalo de energía del rayo cósmico en la matriz de producción, j toma valores de 1 a 374, y la energía de los rayos gamma se muestrea con un factor de escalamiento $a_\gamma = 0.01$ y un incremento $\Delta E_\gamma = 1.121376$ como se muestra a continuación

$$E_\gamma(i) = a_\gamma \times \Delta E_\gamma^{i-0.5}\, (GeV), \tag{2.19}$$

donde i representa el intervalo de energía del rayo gamma generado, y toma valores de 1 a 201. La integral de producción se puede escribir como una suma

$$Q_\gamma(E_i) = \sum_j n_{ISM} \Delta E_j N_{CR}(E_j) c\beta_j \sigma \frac{dn}{dE_\gamma(i)}, \tag{2.20}$$

donde

$$\frac{dn}{dE_\gamma}|_{E_\gamma=E_i,E_{CR}=E_j} \equiv \mathbf{M}_{ij}, \tag{2.21}$$

y se tiene

$$Q_\gamma(E_i) = \sum_j n_{ISM}\Delta E_j N_{CR}(E_j) c\beta_j \sigma \mathbf{M}_{ij}. \tag{2.22}$$

La integración se reduce a una operación matricial, en la cual un vector que describe el flujo de rayos cósmicos a varias energías acorde a la ecuación (2.18), es transformado en un vector compuesto por la función de producción de rayos gamma a varias energías definidas por la ecuación (2.19).

Finalmente es la ecuación (2.22) la que se usa para evaluar el espectro de rayos gamma generados por los rayos cósmicos. (2.22) incluye la sección eficaz de producción σ_j para la energía E_j y la matriz del espectro de rayos gamma $\mathbf{M}$. Cada elemento $\mathbf{M}_{ij}$ de la matriz es el valor resultante del espectro de la partícula secundaria que decae en rayos gamma $\frac{dn}{dE}|_{E_\gamma=E_i,E_{CR}=E_j}$. El espectro de los rayos gamma obtenido a partir de la ecuación (2.22) se muestra en la figura 2.4.

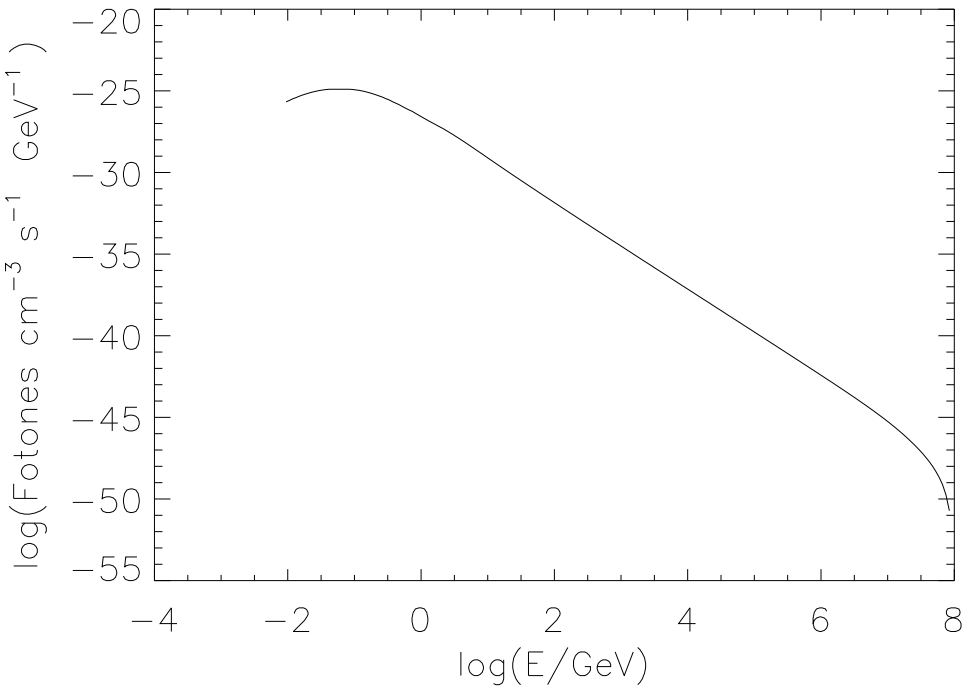

Figura 2.4: Espectro de rayos gamma producidos por π^0 y un espectro de rayos cósmicos con un índice igual a -2.71. El corte del espectro que aquí se muestra, es debido a las consideraciones que tuvieron Hang et al (2007) a la hora de hacer la simulación de las colisiones entre partículas para obtener sus matrices de producción.

La función de producción de rayos gamma por decaimiento de π_0 en fotones gamma que se utiliza en este modelo de emisión se calcula a partir de la ecuación (2.22) dividida por la densidad numérica del medio interestelar n_{ISM} y se le llama $q_{nm}(E_\gamma)$ cuyas unidades típicas son fotón s^{-1} GeV^{-1} nucleón^{-1} (ver 2.2.1),

$$q_{nm} = \sum_j \Delta E_j N_{CR}(E_j) c\beta_j \sigma(E_j) \mathbf{M}_{ij}. \tag{2.23}$$

2.3. Bremsstrahlung

La emisión bremsstrahlung ocurre cuando un electrón con energía $E = \gamma mc^2$ es acelerado durante una interacción con un núcleo atómico de carga Ze. Un electrón relativista interactuando en un medio con densidad numérica n de núcleos sufre una pérdida de energía exponencial

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{c}{x_0} E, \tag{2.24}$$

con una longitud característica

$$x_0 = \left[\frac{4Z(Z+1.3)e^6}{\hbar c\, m^2 c^4} n \left(\ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\right) + \frac{1}{8} \right) \right]^{-1}, \tag{2.25}$$

donde m es la masa del electrón, e su carga y $\hbar$ es la constante de Planck dividida entre 2π.

Cuando se integra sobre una distribución de electrones representada por una ley de potencias con $E \geq E_0$, un índice p y densidad de energía de electrones u_e, se obtiene un espectro de rayos gamma representado por una ley de potencias, ver figura 2.5,

$$I_\gamma(\hbar\omega) = \frac{c}{x_0} \left(\frac{u_e}{E_0^2} \right) \left(\frac{\hbar\omega}{E_0} \right)^{-p}, \tag{2.26}$$

donde ω es la frecuencia angular. La selección de E_0 es mayormente arbitraria.

El espectro de rayos γ emitidos por bremsstrahlung es dominante en la región de bajas energías, en comparación con la emisión por interacciones nucleares. Se puede ver que para $E_\gamma \leq 18\mathrm{MeV}$ la emisión por bremsstrahlung es dominante sobre los otros procesos de emisión, (ver la figura 2.6).

Una buena aproximación a la forma del espectro de los rayos gamma creados por bremsstrahlung, para electrones relativistas, está dada por Bertsch et al (1993) y tiene la forma

$$Q_{em}(E_\gamma, \vec{r}) = \frac{4\pi}{E_\gamma} \sum_i \frac{\mu_i}{x_{0i}} \int I_e(E_e, \vec{r}) \mathrm{d}E_e, \tag{2.27}$$

donde x_{0i} y μ_i son la longitud de radiación y densidad de masa respectivamente de la *iésima* especie en el medio interestelar. La $I_e(E_e, \vec{r})$ es el flujo de electrones por unidad de banda de energía por ángulo sólido con unidades típicas de partícula $\mathrm{GeV}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$. La dependencia espacial de I_e está dada por $K(\vec{r})$. $I_e(E_e, \vec{r})$ tiene la forma de una ley de potencias,

$$I_e(E_e, \vec{r}) = K(\vec{r}) E_e^{-p}. \tag{2.28}$$

Tomando este espectro se puede calcular la función de producción sustituyendo la densidad de masa μ_i por la masa del hidrógeno m_H (tomando solo hidrógeno), y tiene la forma

$$q_{em}(E_\gamma) = \frac{4\pi m_H}{X_{0,H}} K(\vec{r}) \frac{E_\gamma^{-p}}{p-1}. \tag{2.29}$$

Las unidades típicas de q_{em} son fotón $\mathrm{s}^{-1}\mathrm{GeV}^{-1}$nucleón^{-1}.

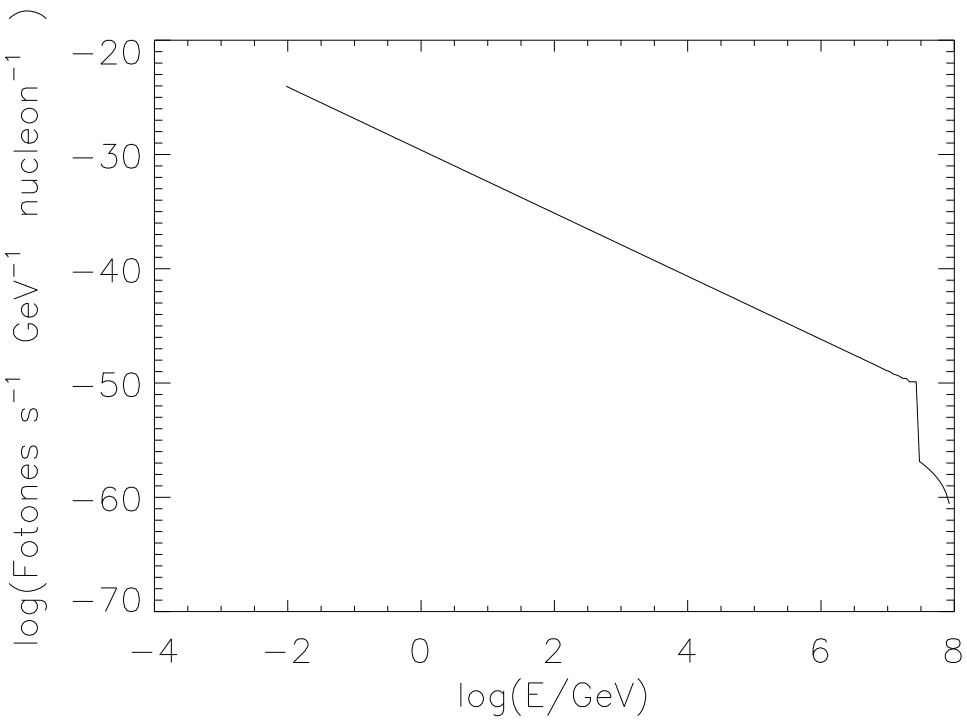

Figura 2.5: Función de producción por bremsstrahlung

2.4. Compton inverso

Los electrones de rayos cósmicos pueden interactuar con un fotón de baja energía del campo de radiación presente y cederle gran parte de su energía convirtiéndolo en un rayo γ.

Si se usan unidades tales que $\hbar = mc^2 = 1$ se tiene que la energía del electrón es γ (el factor de Lorentz). La energía ω_1 del fotón después de interactuar con el electrón energético se obtiene pasando al marco de referencia de momento nulo, mediante una transformación de Lorentz y regresando después con la transformación inversa, como se muestra a continuación

$$\begin{pmatrix} \gamma_0 + \omega_0 \\ \gamma_0\vec{\beta}_0 + \omega_0\hat{k_0} \end{pmatrix} \to \begin{pmatrix} \gamma_0' + \omega_0' \\ \gamma_0'\vec{\beta}_0' + \omega_0'\hat{k}_0' \end{pmatrix} \to \begin{pmatrix} \gamma_1' + \omega_1' \\ \gamma_1'\vec{\beta}_1' + \omega_1'\hat{k}_1' \end{pmatrix} \to \begin{pmatrix} \gamma_1 + \omega_1 \\ \gamma_1\vec{\beta}_1 + \omega_1\hat{k}_1 \end{pmatrix}.$$

Las variables primas indican que se encuentran en el marco de referencia del momento nulo y las de subíndice 1 las que resultan después de la interacción. Por definición, en el marco del momento nulo $\gamma'\vec{\beta}' + \omega'\hat{k}' = 0$, lo que implica que $\gamma'^2 = \omega'^2 + 1$. La interacción del electrón y fotón en el marco del momento nulo no cambia las energías, $\omega_0' = \omega_1'$, solo cambia la dirección del momento, $\hat{k}_0' \neq \hat{k}_1'$.

La transformación se hace con

$$\vec{\beta}_c = \vec{p}/E = \frac{\gamma_0\vec{\beta}_0 + \omega_0\hat{k_0}}{\gamma_0 + \omega_0} \to \gamma_c = \frac{\gamma_0 + \omega_0}{\sqrt{1 + 2\gamma_0\omega_0(1 - \hat{k_0}\cdot\vec{\beta}_0)}},$$

así se tiene que

$$\omega_0' = \gamma_c\omega(1 - \hat{k}\cdot\vec{\beta}_c) \tag{2.30}$$

$$\hat{k}_0' = \frac{\hat{k} - \gamma_c\vec{\beta}_c + (\gamma_c - 1)(\hat{k}\cdot\vec{\beta}_c)\vec{\beta}_c}{\gamma_c(1 - \hat{k}\cdot\vec{\beta}_c)}$$

$$\omega_1 = \gamma_c\omega_1'(1 + \hat{k}\cdot\vec{\beta}_c). \tag{2.31}$$

Finalmente la energía del fotón es

$$\omega_1 \simeq \frac{\gamma_0^2\omega_0(1 - \vec{\beta}_0\cdot\hat{k_0})(1 + \vec{\beta}_0\cdot\hat{k_1})}{1 + 2\gamma_0\omega_0(1 - \vec{\beta}_0\cdot\hat{k_0})}. \tag{2.32}$$

Se observa con facilidad que existen dos casos límite:

- si $\gamma_0\omega_0 \ll 1$ entonces $\omega_1 \sim \gamma_0^2\omega_0$
- si $\gamma_0\omega_0 \gg 1$ entonces $\omega_1 \sim \frac{1}{2}\gamma_0$

La función de producción, ver 2.2.1, de este mecanismo es, según Bertsch et al (1993)

$$q_{ics}(E_\gamma, \vec{r}) = \frac{8\pi}{3}\sigma_T \left(\frac{4}{3}\langle\epsilon_i\rangle\right)^{\frac{p-3}{2}} (mc^2)^{1-p} K(\vec{r}) E_\gamma^{-\frac{p+1}{2}}, \tag{2.33}$$

donde ϵ_i representa la energía del fotón interestelar y σ_T la sección eficaz de Thomson. Los rayos γ producidos por el proceso de Compton inverso tienen una energía que se escala por las energías del electrón y el fotón de acuerdo con

$$\langle E_\gamma \rangle = \frac{4}{3}\left(\frac{E_e}{mc^2}\right)\langle\epsilon_i\rangle, \tag{2.34}$$

donde E_γ, E_e y ϵ_i son las energías del rayo gamma producido, electrón y fotón interestelar respectivamente y mc^2 es la energía de reposo del electrón. En consecuencia se requieren electrones altamente energéticos para producir rayos gamma por Compton inverso.

En la figura 2.6 se muestran las funciones de producción para los procesos de nucleón-nucleón, bremsstrahlung y Compton inverso, utilizadas para el cálculo de la emisión de rayos gamma creados a partir de interacciones entre los rayos cósmicos y el medio interestelar. Nótese que a muy altas energías el Compton inverso se convierte en el proceso dominante sobre los otros dos.

2.5. Modelo de emisión

La emisión difusa de rayos gamma de M31 está, al igual que en otras galaxias, directamente relacionada con la cantidad y distribución de materia en forma de hidrógeno atómico y molecular, la tasa de formación estelar, así como con la densidad de rayos cósmicos presentes en esta galaxia. Este último parámetro desconocido y de gran interés general marca la importancia en el desarrollo de un modelo de emisión debido a que la forma de obtener información de la cantidad y distribución de los rayos cósmicos es indirecta, por medio de la observación de la emisión de rayos gamma. Junto con otros puntos de interés destacan la predicción del grado en el que será detectable M31 por GLAST/Fermi y otros detectores de radiación gamma, y el cálculo del factor de conversión entre la intensidad dela línea de CO e hidrógeno molecular para M31.

El cálculo de la intensidad de los rayos gamma se realiza de la forma siguiente

$$\begin{aligned} j(E_\gamma) = \frac{1}{4\pi}\left[q_{em}(E_\gamma) + q_{nm}(E_\gamma)\right] \times (N_{HI} + 2N_{H_2}) \\ + \frac{1}{4\pi}\sum_i q_{\rm ics}(E_\gamma) u_{rad_i} d, \end{aligned} \tag{2.35}$$

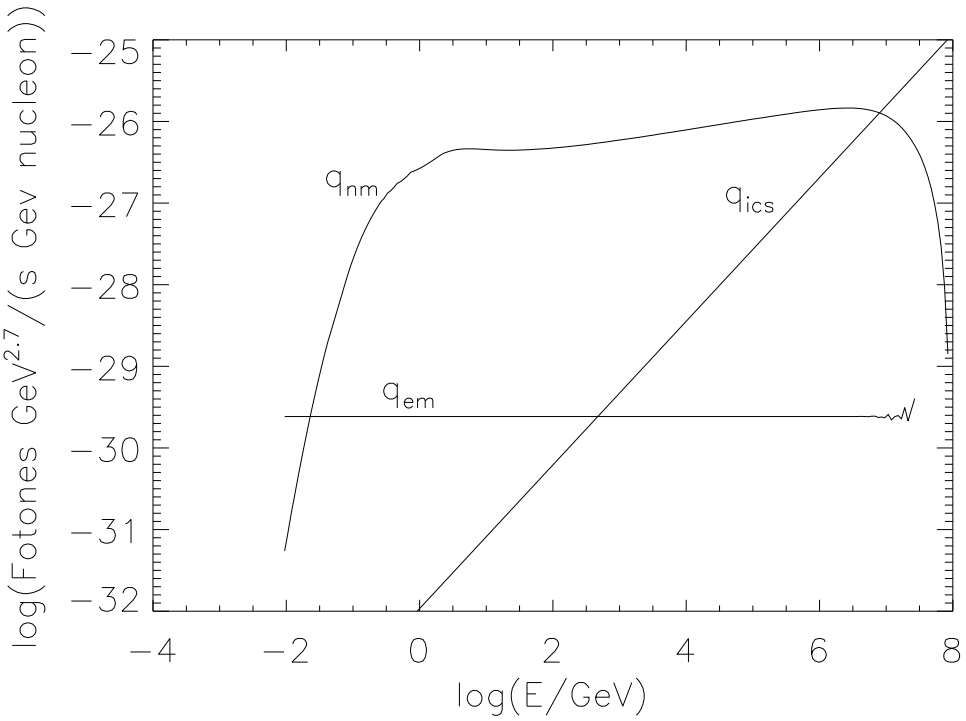

Figura 2.6: Funciones de producción de rayos gamma por piones neutros q_{nm}, bremsstrahlung q_{em} y Compton inverso q_{ICS}. Estas funciones han sido multiplicadas por $E_\gamma^{2.7}$ para hacer más claros los detalles de cada una de ellas.

donde E_γ representa la energía del fotón gamma, N_{HI} y N_{H_2} son las densidades columnares en cm^{-2} del hidrógeno atómico y molecular respectivamente y d es la línea de visión a través de la galaxia en la cual se integra la emisión por Compton inverso y es equivalente en este caso al grosor del disco de la galaxia. Las funciones de producción nucleón-nucleón, bremsstrahlung y Compton inverso están indicadas por $q_{nm}(E_\gamma)$, $q_{em}(E_\gamma)$ y $q_{\rm ics}(E_\gamma)$ respectivamente, como se mencionó antes.

El primer termino de la ecuación (2.35) representa la contribución a la emisión de rayos gamma difusos debida a los procesos nucleón-nucleón y bremsstrahlung. Esta contribución es calculada en cada punto de la distribución de materia, es decir en cada punto de los mapas de HI y CO utilizados en este modelo.

La suma (segundo término de la ecuación (2.35)) expresa la contribución de Compton inverso, la cual se calcula integrando en la línea de visión del observador hacia M31 a través del disco de la galaxia, lo cual en este caso equivale a integrar en el grosor del mismo y esto es igual a multiplicar por el ancho del disco el producto de la función de producción $q_{\rm ics}$ y la densidad de energa u_i por d. Ya que al atravesar todo el disco, se toma en cuenta el total de los fotones del campo de radiación considerado en este modelo, que interactúan con los electrones de los

rayos cósmicos dando origen a rayos gamma por Compton inverso.

El segundo término de la ecuación (2.35) contiene una suma cuyo índice i representa la banda del campo de radiación, que se toma en cuenta para el cálculo de la intensidad de los rayos gamma para este modelo. Al igual que en el caso de las funciones de producción nucleón nucleón y bremsstrahlung, la contribución por Compton inverso se evalúa punto a punto, en este caso en la distribución de fotones de cada banda.

El cálculo de la emisión de rayos gamma se hace para cada pixel de los mapas de gas y radiación, por lo cual se construye inmediatamente un mapa de emisión detallado utilizando la geometría de la galaxia misma. Ésta es una de las características más importantes de este modelo, la cual es una sobresaliente ventaja sobre otros modelos de emisión, que no tienen la posibilidad de hacer un mapa de emisión.

2.5.1. Normalización del espectro de rayos cósmicos

La forma del espectro de los rayos cósmicos puede representarse por una ley de potencias como se ha mencionado en el capítulo anterior. Esta ley tiene la forma $dn/dE = K(\vec{r})\,(E/E_0)^{-k}$ donde la constante de proporcionalidad $K(\vec{r})$ representa la variación de la distribución espacial de los rayos cósmicos (en este caso protones, por tener índice k la ley de potencias) y E_0 es una selección de unidades de energía más o menos arbitraria que en este caso se toma igual a 1 GeV y cuya variación no afecta grandemente la normalización del espectro.

Para obtener el valor de la constante de proporcionalidad K, se hace una normalización de la densidad de energía de los rayos cósmicos, igualándola con la densidad de energía del campo magnético, que equivale a suponer que existe equipartición de energía entre el campo magnético y los rayos cósmicos.

El procedimiento seguido para calcular el valor de la constante K es el siguiente. Se iguala el valor de la densidad de energía de los protones altamente energéticos, es decir, de los rayos cósmicos con la densidad de energía del campo magnético. Esto se logra igualando las expresiones de cada una de las densidades mencionadas, como se muestra a continuación.

$$u_p = \int_{E_1}^{\infty} E \frac{dn}{dE} \mathrm{d}E$$

$$u_{mag} = \frac{B^2}{8\pi}$$

$$\int_{E_1}^{\infty} K \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-k} E \mathrm{d}E = \frac{B^2}{8\pi},$$

donde $E_1 = m_p c^2$ y ∞ son las energías inicial y final, que representan los límites de integración del espectro de los protones de los rayos cósmicos y B es la magnitud

del campo magnético. A lo largo de este trabajo se utilizan unidades de GeV para la energía.

Con este procedimiento se obtiene la siguiente expresión para K

$$K = \frac{E_0^{-k}(k-2)B^2}{8\pi E_1^{2-k}}, \tag{2.36}$$

Como se mencionó antes, K, tiene una dependencia espacial debida a que la distribución de los rayos cósmicos no es homogénea. Esto implica que en cada punto de los mapas de HI y CO se tendrá en principio un valor distinto para K conforme a la distribución de rayos cósmicos. Por esta razón se debe calcular punto a punto un valor de K para el punto correspondiente donde se evalúa el espectro de los rayos cósmicos.

Capítulo 3

Gas, radiación y campo magnético de M31

Es necesario conocer la forma en que se distribuye el gas en M31, pues se espera que la emisión difusa de rayos gamma traze la distribución sumada de los gases atómico y molecular.

La galaxia M31 tiene la característica de presentar una distribución de gas en forma de anillo, distribución que hace una marcada importancia en el estudio de su naturaleza, ya que su geometría está grandemente correlacionada con la emisión de rayos gamma, debido al hecho de que los rayos cósmicos se distribuyen siguiendo la forma en que el gas a su vez lo hace.

3.1. Hidrógeno atómico

El primer mapeo extensivo de M31 en la línea de 21 cm es el publicado por los astrónomos de Leiden, basado en las observaciones tomadas con el telescopio de 25 metros en Dwingeloo (van de Hulst et al 1957). Con un haz de 0.5° y una resolución espectral de 29 km/sec, este mapeo fue el primer gran paso en el estudio de la distribución del gas en M31 y en la interpretación de las velocidades en términos de la curva de rotación.

Un mapeo un tanto más completo fue el publicado por Burke et al (1963), quienes usaron el radiotelescopio de 300 pies del NRAO con una resolución de 10 arcmin. Ellos exploraron ambos ejes mayor y menor y confirmaron los resultados de Dwingeloo acerca de la distribución del gas.

El HI emite en la longitud de onda de 21 cm originada por el cambio de spin en el átomo de hidrógeno, especialmente a temperaturas de 50 a 100 K (Ferriere 2001). En estas condiciones se considera al HI ópticamente delgado a escalas galácticas, por lo que la intensidad de la línea de 21 cm es un trazador de masa para el hidrógeno atómico,

$$\frac{M_{HI}}{M_\odot} = 2.36 \times 10^5 \frac{S_{HI}}{\mathrm{Jy\ km\ s^{-1}}} \left(\frac{D_\ell}{\mathrm{Mpc}}\right)^2, \tag{3.1}$$

donde S_{HI} es la densidad de flujo integrada de la línea y D_ℓ es la distancia lumínica de la fuente.

3.1.1. Anillo

La característica principal de la distribución de hidrógeno atómico en M31 es el anillo gigante de gas centrado en el núcleo de la galaxia con un máximo a una distancia aparente de 1°. La mejor forma de definir las propiedades del anillo es transformar los datos a una vista frontal (*face-on*) para tener toda la estructura disponible para el análisis. Sofue y Kato (1981) hicieron un mapa de HI para M31 vista de frente con una extensión de 8 a 15 kpc de núcleo. La densidad columnar promedio es de 4×10^{20} átomos $\cdot$ cm^{-2} que corresponde a una densidad numérica aproximadamente igual a la de la vecindad solar, si la anchura es del orden de 100 pc. El interior del anillo tiene densidades que caen a 1×10^{20} átomos $\cdot$ cm^{-2} aproximadamente, entre 2 kpc y 3 kpc del centro, ver la figura 3.1.

3.1.2. Distribución radial del gas atómico

Mapeos de moderada resolución en HI de M31, proveen de buena información acerca de la distribución a gran escala del HI en el disco. La más obvia de las características es el anillo de gas, pero se encuentran otras características que son igualmente interesantes. En la figura 3.1 se encuentra una serie de gráficas derivadas por Sofue y Kato (1981) que muestran la distribución radial de densidad de HI para los cuatro cuadrantes de M31 para el mapa frontal que ellos calcularon, más el promedio para toda la galaxia. Las propiedades principales de estas curvas son el hoyo en el centro, el máximo en $R = 12$ kpc y la parte aproximadamente plana de gas que se extiende por casi 22 kpc y decrece a un valor cercano a cero a una distancia de ~ 35 kpc. En detalle los cuatro cuadrantes muestran diferencias considerables: el cuadrante W tiene un doble pico en 7 y 13 kpc, así como también un máximo secundario en 21 kpc. El cuadrante S tiene igualmente un doble pico y se observa una caída abrupta de la densidad después de los picos en el anillo. El anillo no tiene un ancho constante, ya que es alrededor de 20 % más ancho en el suroeste que en el noroeste.

3.1.3. Observaciones y Mapa de HI Usado en Este Modelo

Las observaciones de M31 realizadas por Brinks y Shane (1984) con el radio telescopio de síntesis de Westerbork (WSRT por sus siglas en Inglés), dieron como resultado un mapa de hidrógeno atómico, el cual es empleado para describir la distribución de HI así como su densidad columnar.

El mapeo cubre la mayoría de la contraparte óptica de M31. La resolución del WSRT $\Delta\alpha \times \Delta\delta \times \Delta V = 24" \times 36" \times 8.2\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ en la configuración usada para estas observaciones a la distancia de M31 de 700 Kpc corresponde a $81\,\mathrm{pc} \times 122\,\mathrm{pc}$.

Debido a su gran tamaño angular ($5° \times 1°$) varios campos de síntesis completos fueron requeridos para una cobertura total de M31. Restringiendo la cobertura a la contraparte óptica se requirieron 5 campos. Los campos son designados Central (C), Noreste (NE), Noroeste (NW), Sureste (SE) y Suroeste (SW). Las observaciones fueron tomadas en cuatro periodos: febrero-marzo de 1978, agosto-septiembre de 1978, enero-ebrero de 1979, y agosto-noviembre de 1979. Todos los mapas sufren de ciertas imperfecciones, principalmente por la pérdida de flujo que sufre el interferómetro durante las observaciones, lo cual repercute en la disminución de detalles de gran escala en la imagen final. Para solucionar este problema se han incorporado las observaciones realizadas con el telescopio de 100 metros de Effelsberg (Cram et al 1980). En la figura 3.2 se muestra el mapa obtenido por Brinks y Shane.

3.2. Hidrógeno molecular

3.2.1. Observaciones iniciales en CO

Debido a que la molécula de hidrógeno es simétrica, no presenta emisión dipolar por transición rotacional, el método más práctico de detectar el H_2 es por medio de la emisión en 2.6 mm del CO. Observando la emisión de la molécula de CO se puede inferir la distribución del hidrógeno molecular.

El descubrimiento inicial de la emisión de CO en M31 fue un tanto controversial. Ricard (1975) observó el núcleo de M31 y no encontró emisión mientras que Solomon y Zafra (1975) usando el mismo equipo encontraron una línea ancha de emisión de CO relativamente fuerte en el núcleo de M31. Sin embargo este último resultado tiene un pico de velocidad de $-125\,\mathrm{kms^{-1}}$ en lugar de $-300\,\mathrm{kms^{-1}}$ que corresponden a M31.

Un mapeo de moderada resolución fue publicado por Combes et al 1977. Ellos detectaron la emisión de CO en 5 de las posiciones del telescopio, las cuales parecen coincidir con las posiciones de las franjas de polvo. La asociación de la galaxia con la capa de gas en la posición de detección fue confirmada al comprobar la concordancia entre velocidades radiales y el ancho de la línea de CO con los de HI en la misma posición.

3.2.2. Factor X

El hidrógeno neutro se presenta en dos formas en el medio interestelar: el hidrógeno atómico y el molecular. El primero se distribuye a lo largo de las subestructuras galácticas, mientras que el segundo se encuentra en las nubes moleculares.

Todos los demás estimadores de masa usan trazadores indirectos, generalmente la línea de emisión rotacional del CO, que es la segunda molécula más abundante en el universo. La línea más utilizada del $^{12}C^{16}O$ es la de emisión a 2.6 mm. Sin embargo debido a que la línea de 2.6 mm del CO es ópticamente gruesa, la emisión que se observa no es proporcional a la masa de CO, por lo tanto la conversión de la intensidad de la emisión de CO($1 \rightarrow 0$) y la masa de H_2 se debe hacer con el factor X,

$$X \equiv \frac{N_{H_2}}{I_{CO}}, \tag{3.2}$$

donde N_{H_2} es la densidad columnar del hidrógeno molecular e I_{CO} es la intensidad integrada de la línea de $CO(1-0)$ por unidad de área.

A partir de los primeros intentos de determinar el valor de X para la Galaxia se encontró que éste es más o menos constante dentro de un radio de 2 a 10 kpc (Obreschkow y Rawlings 2009), lo que interpretaron varios autores como una dependencia insignificativa de X con las propiedades de la nube molecular o la metalicidad (Young & Scoville 1991, Blitz et al. 2007). Sin embargo los resultados al tratar de encontrar una relación entre X y la metalicidad así como el valor del primero, dependen de los métodos utilizados.

Obreschkow y Rawlings (2009) presentan algunos valores de X para 14 galaxias, utilizando un conjunto de datos para las 14 galaxias para las cuales se ha calculado el valor de X con tres distintos métodos (Boselli et al 2002): el método basado en el teorema del virial, con observaciones milimétricas y en rayos gamma. Obreschkow y Rawlings (2009) calcularon a partir de la muestra de Boselli et al (2002) el valor de X para M31 entre otras galaxias, encontrando $\log(X/10^{20}\, H_2\, \mathrm{cm}^{-2}(\mathrm{K\ km\ s}^{-1})^{-1}) = 0.38 \pm 0.21$, valor que esta acorde a los valores calculados por Dumke et al (1997)de $X = 1.5 \times 10^{20}\, H_2\, \mathrm{cm}^{-2}(\mathrm{K\ km\ s}^{-1})^{-1}$ y Neininger et al (1998) de $X = 1.2 \times 10^{20}\, H_2\, \mathrm{cm}^{-2}(\mathrm{K\ km\ s}^{-1})^{-1}$.

3.2.3. Distribución espacial de H_2

La galaxia de Ándromeda ha sido mapeada globalmente en longitudes de onda de CO desde mediados de la década de los 70s. Las primeras pistas de la distribución global de CO vinieron del trabajo inicial de Combes et al (1977b).

Stark (1979), usando el telescopio de 7m de los Laboratorios Bell observó varios puntos a lo largo del eje menor de M31, mostrando que aparentemente el bulbo está desprovisto de moléculas y que los brazos espirales en óptico tienen una contraparte molecular. Boulanger et al (1981), también usando el telescopio de los Laboratorios Bell, observó la parte suroeste de la galaxia. Sus resultados indican que el CO se encuentra localizado en áreas donde nubes de HI y polvo están presentes.

3.2.4. Observaciones y mapa de CO usados en este modelo

La distribución de hidrógeno molecular, así como su densidad columnar en el modelo que se describe en este trabajo, son representadas por el mapa de emisión de CO de Nieten et al (2006).

El mapeo que realizaron Nieten et al (2006) fue hecho con el telescopio IRAM de 30 metros en el periodo comprendido entre noviembre de 1995 y agosto de 2001. Las observaciones fueron hechas con la técnica llamada *On-the Fly* y se realizaron en dos pasos: en el primero un campo típicamente de $18' \times 18'$ fue barrido hacia atrás y hacia adelante en dirección paralela al semieje menor, y, de M31, a una velocidad de $4'' \, s^{-1}$. Los barridos sucesivos fueron separados por $9''$ en dirección ortogonal, x.

El mapeo de M31 presentado por Nieten et al (2006) es el más grande y detallado en la línea de CO hecho hasta el momento para un objeto extragaláctico. La mayor parte de la emisión que se puede observar en el mapa de la figura 3.3 está concentrada entre 3 y 12 kpc. En esta misma imagen se puede ver una fuerte sugerencia de estructura espiral, así como pequeñas nubes de débil intensidad entre los brazos espirales, las cuales en ocasiones forman puentes. La sección interior de los brazos espirales a unos 5 kpc es más brillante, especialmente en la mitad NE de la galaxia, mientras que en el centro de la misma la emisión es muy débil.

Las nubes más alejadas y aún visibles en este mapeo se han encontrado a una distancia desproyectada de 19.4 kpc.

3.3. Campo de radiación

Los fotones cuyas densidades son de interés en el cálculo de la contribución del Comton inverso son principalmente el fondo cósmico de microondas, el infrarrojo, el visual y el ultravioleta. El procedimiento que se ha tomado para el cálculo antes mencionado comienza con el modelado de la población de fotones en las bandas antes citadas, especificando parámetros básicos como distribución espacial y densidad de energía.

3.3.1. El fondo cósmico de microondas

El fondo cósmico de microondas es isotrópico y tiene una temperatura de 2.7 K y una densidad de energía de 0.25 eV cm^{-3} en todo punto. La energía típica de estos fotones es del orden de 1 meV. Su distribución se representa por

$$I(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \tag{3.3}$$

Teniendo el fondo cósmico de microondas (CMB en inglés) una densidad de energía considerable, es de interés tener en cuenta la contribución que se tiene en

la producción de rayos gamma por Compton inverso, debida a la interacción de los electrones altamente energéticos con los fotones del CBM.

3.3.2. Infrarrojo

El modelo de la población de fotones en lejano infrarrojo se ha hecho a partir del mapa de 175 μm del ISO (Infrared Space Observatory; Haas 2000), y la distribución espectral de energía de M31 representada por 17 puntos espectroscópicos derivados de varias observaciones, 15 de los cuales se encuentran disponibles en el sitio de la NED (Nasa Extragalactic Database). Los fotones infrarrojos medios y cercanos se modelaron de la misma forma que los lejanos, con la diferencia que en este caso se usó el mapa de 24 μm del telescopio espacial *SPITZER* con el instrumento MIPS (Gordon et al. 2006).

3.3.3. Visual

La distribución de fotones de la banda visual del espectro electromagnético se ha modelado con una imagen en esta banda tomada del POSS (Palomar Observatory Sky Survey).

3.3.4. Ultravioleta

Para modelar esta población de fotones se utilizaron mapas en cercano y lejano ultravioleta tomados por *GALEX*, (The *GALEX* Ultraviolet Atlas of Nearby Galaxies, de Paz et al. 2007) y los datos fotométricos derivados de los mismos mapas.

3.3.5. Cálculo de la densidad de energía

La contribución que recibe la emisión de rayos gamma de M31, debida al Compton inverso, está representada por el segundo término de la ecuación (2.35) donde se puede ver el factor u_i que representa la densidad de energía de la banda i del campo de radiación. La forma de calcular estas densidades de energía se explica a continuación.

El primer paso es el cálculo de la luminosidad de M31 en la banda cuya densidad será calculada, L_ν. Esto se hace integrando la distribución espectral de energía de M31 en dicha banda. Estos datos están representados por 17 puntos por lo cual se ha utilizado el método del trapezio para integrarlos. Después se utiliza la ecuación, $u = L_\nu / A_{M31} c$, donde A_{M31} es el área de M31 y tiene el valor de 1.7230×10^{46} cm^2 y c es la velocidad de la luz.

De esta manera se obtiene la densidad media de energía del campo de radiación para cada banda presente en M31, la cual se utiliza como normalización para cada uno de los mapas respectivos de M31 en dicha banda.

3.4. Campo magnético

A gran escala, el campo magnético de M31 se observa alineado a lo largo de los segmentos de espirales de HI formando una estructura elipsoidal en el plano de la galaxia a una distancia de unos 10 kpc del centro. La dirección de las líneas de campo es la misma que la de la rotación de M31.

La intensidad I_n de la emisión por sincrotrón (medida en $\mathrm{erg^{-1}cm^{-2}Hz^{-1}sr^{-1}}$) está relacionada con la densidad N por intervalo de energía de los electrones altamente energéticos, la componente $\langle B_{u,\perp}\rangle$ del campo magnético uniforme en el plano perpendicular a la linea de visión y a lo largo de la longitud característica l a través de la fuente (Pacholczyk, 1976).

$$I_n = c_5(\gamma) N_0 l B_{u,\perp}^{\beta_n - 1} \left(\frac{\nu}{2c_1}\right)^{-\beta_n+2} \tag{3.4}$$

Se supone que el espectro de los electrones tiene la forma de una ley de potencias como $NdE = N_0(E/E0)^{-\gamma}dE$. Donde el índice γ se relaciona con β_n por $\gamma = 2\beta_n - 3$. La constante c_1 tiene el valor de 6.27×10^{18} en el sistema cgs. Se puede encontrar que $c_5(\gamma)$ esta tabulada en Pacholczyk (1976); para $\gamma = 2.76$ $c_5 = 8.4\times10^{-24}$. La frecuencia está representada por ν.

Para determinar la magnitud de campo magnético N_0 y l deben conocerse, en este caso (Beck 1981) $\langle l\rangle = 2.2$ kpc.

Considerando solo electrones con energía mayor a 300 GeV, su densidad de energía total es $\sim 2\times10^{-14}$ erg cm^{-3}, $\gamma = 2.76$ (Beck 1981) y teniendo un flujo de electrones observado en la Galaxia a 1 GeV de 90 ± 45 $\mathrm{m^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1}}$ y $E_0 = 1$ erg, $N_0 = 4.6\pm2.3\times10^{-17}$ $\mathrm{erg^{-1}cm^{-3}}$.

Cuadro 3.1: Magnitud del campo magnético para N_0

	Promedio en el anillo 7kpc $\leq$ R $\leq$ 14kpc	Máximo	Unidades
I_n	5.9×10^{-20}	1.1×10^{-19}	$\mathrm{erg\ cm^{-2}s^{-1}Hz^{-1}sr^{-1}}$
$\langle B_{t,\perp}\rangle$	4.0 ± 1.1	4.7 ± 1.3	μG
$\langle B_t\rangle$	4.4 ± 1.2	5.2 ± 1.4	μG
I_p	1.2×10^{-20}	3.7×10^{-19}	$\mathrm{erg\ cm^{-2}s^{-1}Hz^{-1}sr^{-1}}$
$\langle B_u\rangle$	3.2 ± 0.9	4.5 ± 1.2	μG

I_n	Intensidad no térmica total a 2700MHz
I_p	Intensidad polarizada linealmente a 2700MHz
$\langle B_{t,\perp}\rangle$	Promedio del campo magnético total perpendicular a la línea de visión dentro del haz del telescopio
$\langle B_t\rangle$	Promedio del campo magnético total dentro del haz del telescopio
$\langle B_u\rangle$	Promedio del campo magnético uniforme dentro del haz del telescopio

En resumen Beck (1981) considerando una densidad de electrones similar a la de la vecindad solar dice que el campo magnético regular debe tener un valor máximo de $4.5 \pm 1.2\ \mu$G. El valor máximo de campo magnético total es de $5.2 \pm 1.4\ \mu$G y los valores medios en el anillo son $3.2 \pm 0.9\ \mu$G y $4.4 \pm 1.2\ \mu$G respectivamente. Mientras que en el disco se tiene un campo uniforme de $2.4\ \mu$G.

Tomando estos valores es posible hacer el cálculo de la densidad de energía de los rayos cósmicos, suponiendo que existe equipartición de la energía de estos con el campo magnético.

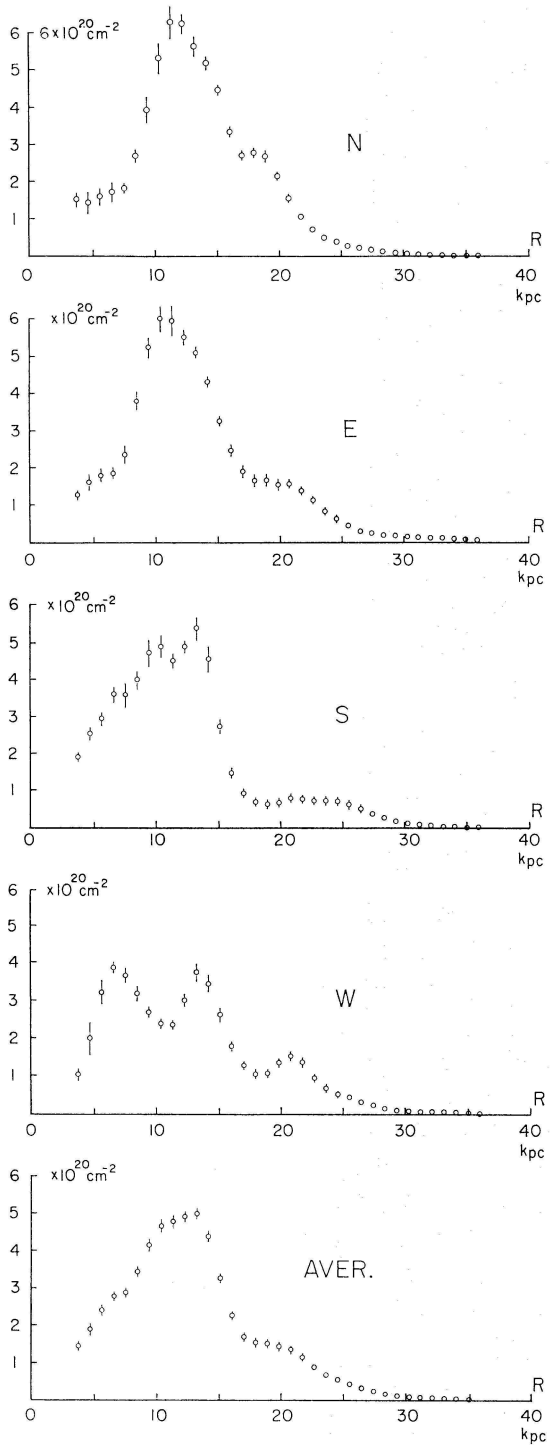

Figura 3.1: Comparación de la distribución radial de HI en los cuatro cuadrantes y para la galaxia completa, derivada por Sofue y Kato (1981).

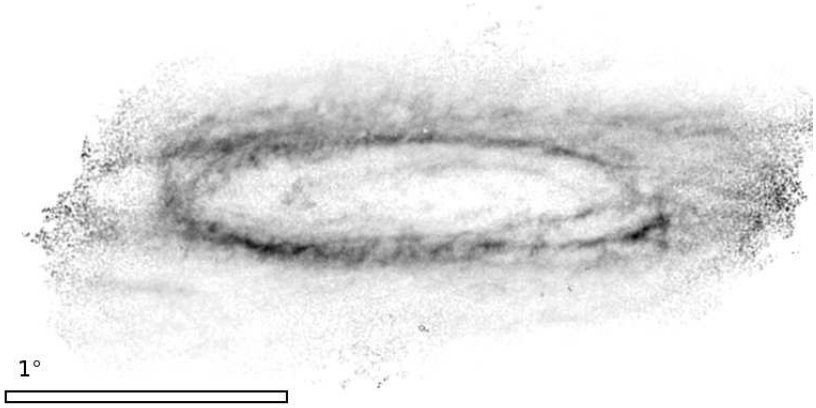

Figura 3.2: Mapa de HI de Brinks y Shane (1984).

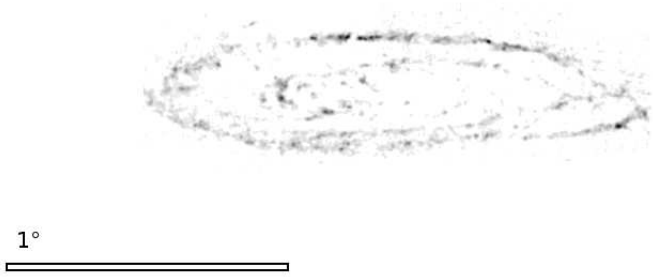

Figura 3.3: Mapa de CO de Nieten et al. (2006)

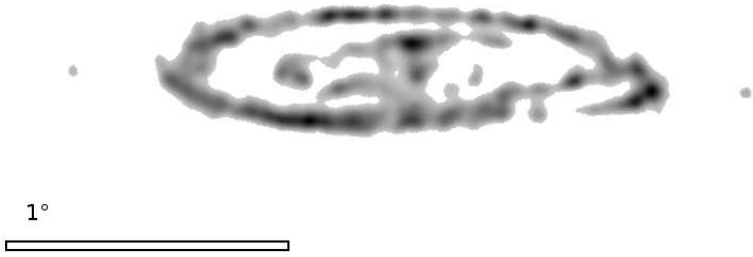

Figura 3.4: Mapa de ISO 175 μm de M31 Haas (2000).

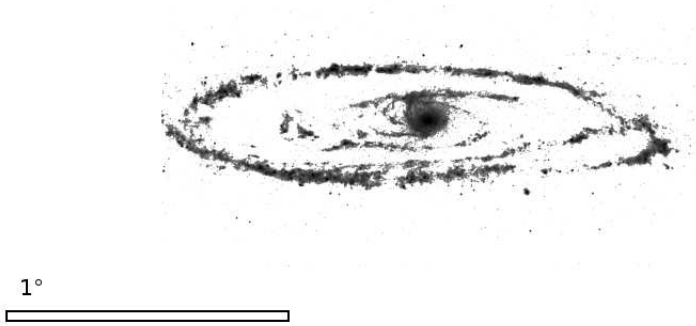

Figura 3.5: Mapa de SPITZER MIPS 24 μm de M31 Gordon et al. (2006).

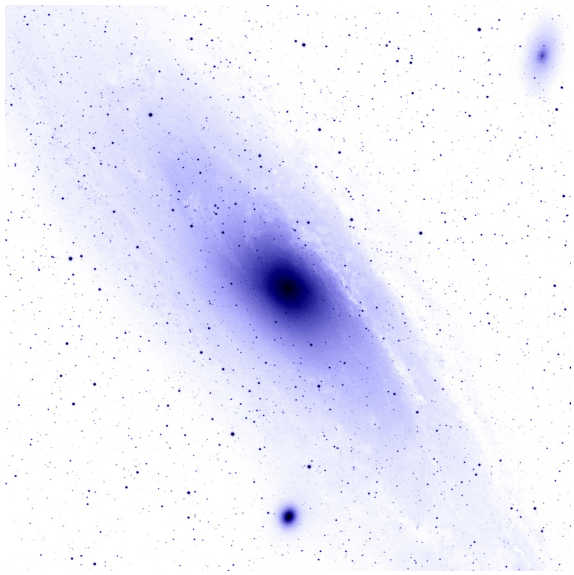

Figura 3.6: Mapa en la banda visual de M31 DSS.

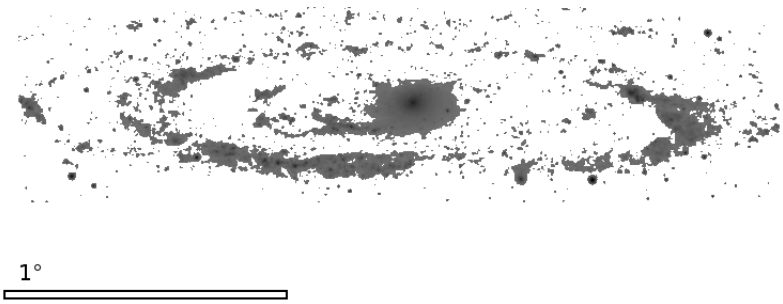

Figura 3.7: Mapa en ultravioleta cercano de M31 The *GALEX* Ultraviolet Atlas of Nearby Galaxies, de Paz et al. (2007).

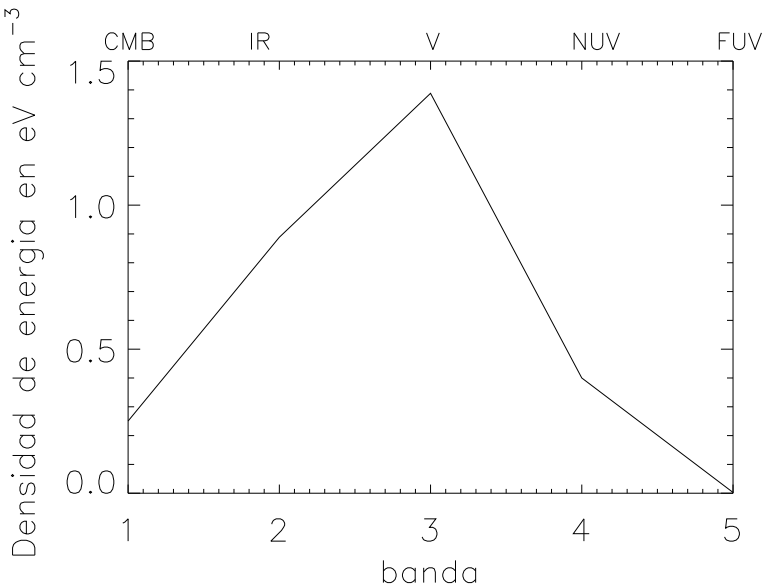

Figura 3.8: Densidad de energía de cada banda considerada en el modelo.

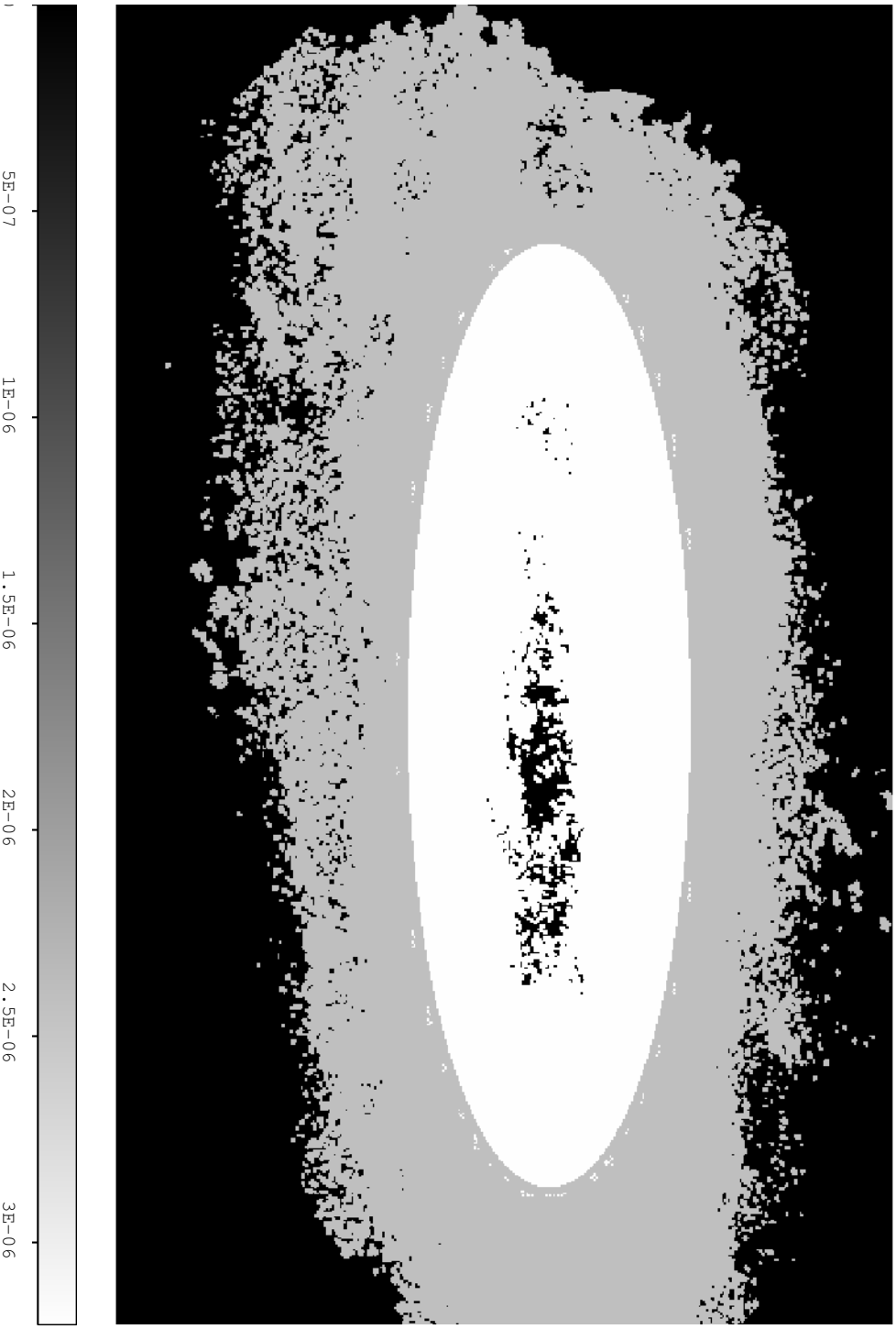

Figura 3.9: Mapa del campo magnético usado en este modelo. En este mapa se representa el valor del campo magnético del disco con la elipse central y el del disco con la geometría del gas.

Capítulo 4

Resultados y comparación

El propósito de hacer un modelo de emisión de rayos gamma de M31 es poder utilizar dicho modelo para hacer predicciones de la emisión difusa, también para hacer comparaciones de datos observacionales ya obtenidos y hacer estimaciones de parámetros físicos o calcular un nuevo valor más acorde a los resultados para dichos parámetros.

En este capítulo se hace una comparación de los resultados del modelo de emisión con los datos de EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope). Este instrumento, que estuvo abordo del *Compton Gamma-ray Observatory*, es un telescopio de rayos gamma con una cámara de destellos con una sensitividad en el rango de $[30\text{MeV}, 30\text{GeV}]$. Este instrumento estuvo en operación de 1991 a 2000 y con los datos obtenidos con él se hizo la base de datos de rayos gamma. Actualmente EGRET ha sido superado por *Fermi*.

4.1. Flujo de rayos γ de M31

Una vez que se tienen los mapas que requiere el modelo y las funciones de producción, se puede calcular la intensidad de la emisión predicha de rayos gamma de M31 y hacer mapas predictivos de esta emisión para dicha galaxia. La intensidad de rayos gamma representada por la ecuación (2.35), se ha calculado para un rango de energías de los rayos gamma, que va desde 0.1 GeV a 10 GeV y cubriendo toda la galaxia de Andrómeda. Esta intensidad se multiplica por la energía del rayo gamma, es decir, que se multiplica la ecuación (2.35) por E_γ dando unidades $\text{fotón}\,\text{cm}^{-2}\,\text{s}^{-1}\,\text{sr}^{-1}$. Los mapas que se han construido a partir de los datos de intensidad derivados de la evaluación del modelo de emisión se muestran en las figuras 4.2 y 4.3.

El flujo total de rayos gamma, al integrar la intensidad en ángulo sólido tiene el valor de $\mathbf{2.11 \times 10^{-8}\,\text{fotón}\,\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}}$. El flujo se ha calculado también para las siete últimas bandas de EGRET, como se muestra en la tabla 4.1 y en la figura 4.1.

Cuadro 4.1: Flujos calculados a partir del modelo de emisión de rayos gamma de M31, para siete bandas de EGRET

Flujo, 10^{-9} fotones $s^{-1}cm^{-2}$	5.5	7.57	3.42	2.8	1.18	0.485	0.182
Banda, GeV	[0.1,0.15]	[0.15,0.3]	[0.3,0.5]	[0.5,1]	[1,2]	[2,4]	[4,10]
	4	5	6	7	8	9	10

4.2. Comparación con EGRET

Una forma de hacer una comparación de los resultados que el modelo de emisión de rayos gamma de M31 es realizar un análisis de máxima similitud entre éstos y los datos de EGRET. De esta forma se puede calcular un parámetro que indique si están sobreestimados o subestimados los valores que entrega dicho modelo.

L (*Likelihood* en inglés) es la probabilidad de que dado el número de fotones observados se obtenga el mismo número de un modelo de emisión. Ésta es el producto de las probabilidades de cada pixel.

$$L = \prod_{ij} P_{ij}, \tag{4.1}$$

donde

$$P_{ij} = \frac{\theta_{ij}^{n_{ij}} e^{-\theta_{ij}}}{n_{ij}!} \tag{4.2}$$

es la probabilidad de Poisson de observar n_{ij} cuentas en el pixel ij cuando el número de cuentas predicho por el modelo es θ_{ij}. Generalmente se utiliza en lugar de L su logaritmo

$$\ln L = \sum_{ij} n_{ij} \ln(\theta_{ij}) - \sum_{ij} \theta_{ij} - \sum_{ij} \ln(n_{ij}!). \tag{4.3}$$

Para obtener θ_{ij} se suman a los datos obtenidos a partir del modelo de emisión, denominado m de ahora en adelante, los fondos Galáctico y extragaláctico de emisión difusa de rayos gamma g_{ij} y x, este último constante en todos los pixeles. Así que θ_{ij} queda como,

$$\theta_{ij} = (a_g g_{ij} + a_x x + a_m m_{ij} * PSF) E_{ij}, \tag{4.4}$$

donde $*$ representa la convolución.

Los parámetros a_g, a_x y a_m son simultáneamente calculados cuando la probabilidad es máxima (*maximum likelihood*). Esto ocurre cuando

$$D_i = \frac{\partial \ln L}{\partial \Lambda_i} = 0, \tag{4.5}$$

donde D es el vector de derivadas y Λ es el vector de parámetros.

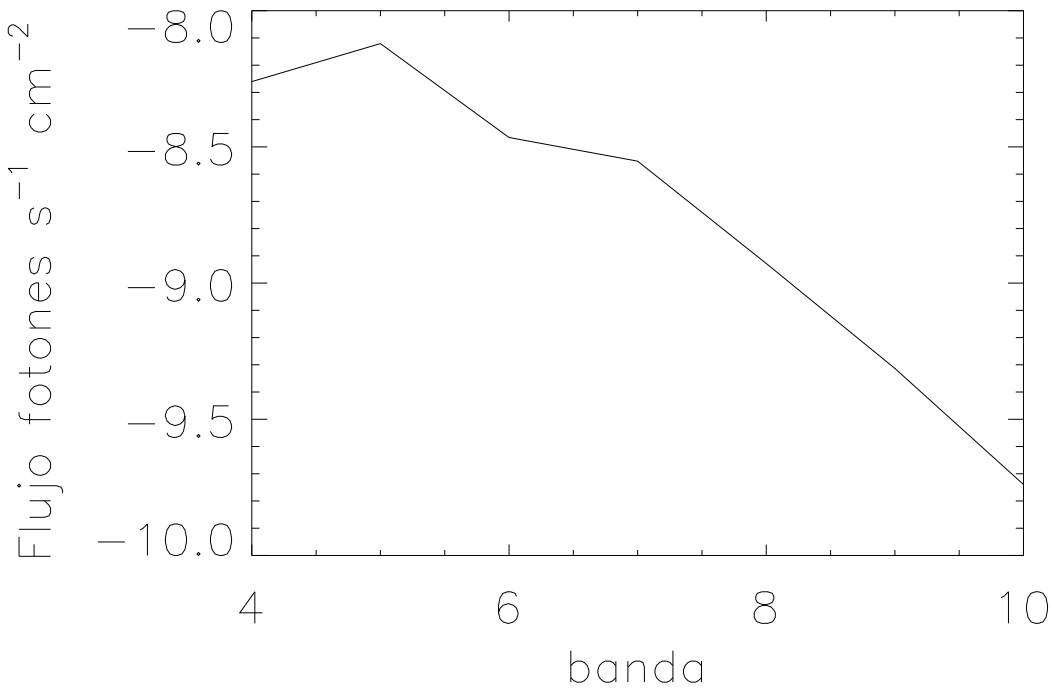

Figura 4.1: Flujo por banda calculado a partir del modelo de emisión de rayos γ de M31.

Para hallar los valores de los parametros que maximizan $\ln L$ se usa el método de Newton-Raphson, $\Lambda_{n+1} = \Lambda_n + H^{-1}D$, donde H es la matriz de Hesse, es decir, la matriz de parciales segundas como se muestra a continuación

$$H_{ij} = -\frac{\partial^2 \ln L}{\partial \Lambda_i \partial \Lambda_j}. \tag{4.6}$$

En este trabajo se ha hecho un cociente de L (*likelihood ratio test*, T_s), como el realizado por Mattox et al (1996) para el análisis de las fuentes puntuales de EGRET. El cociente de L se define como

$$T_s \equiv -2(\ln L_0 - \ln L_1), \tag{4.7}$$

donde L_0 es la probabilidad de la hipótesis nula, es decir, L sin fuente, y L_1 es la hipótesis alternativa, es decir, con fuente, en este caso el mapa de emisión obtenido del modelo de emisión de M31.

El cálculo de los parámetros Λ_i se hace al maximizar T_s, con el método antes mencionado. El error en la estimación de los parámetros está dado por

$$\sigma_{\Lambda_i} = H_{ii}^{-1/2}, \tag{4.8}$$

Cuadro 4.2: Parámetros de θ_{ij}

Parámetro	Descripción	Unidades
θ_{ij}	Cuentas predichas	Cuentas
a_g	Parámetro de g_{ij}	No tiene
g_{ij}	Fondo Galáctico	$\mathrm{cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}}$
a_x	Parámetro de x	No tiene
x	Fondo extragaláctico	$\mathrm{cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}}$
a_m	Parámetro de m_{ij}	No tiene
m_{ij}	Modelo de emisión	$\mathrm{cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}}$
E_{ij}	Exposición	$\mathrm{cm^2s\ sr}$
PSF	*Point spread function*	

Cuadro 4.3: Valores óptimos calculados para los parámetros de θ_{ij} y T_s.

Banda en MeV	$E \geq 100$		$[150, 300]$		$[300, 500]$	
Parámetro	Valor	Error	Valor	Error	Valor	Error
$T_{s,max}$	12.2235		6.27		8.50	
a_m	-1.39	0.87	-0.82	2.1	-3.68	2.23
a_x	1.62	0.36	0.98	0.70	14.31	0.46
a_g	0.05	0.30	0.42	0.59	-8.2	0.27
Cuentas medidas	76.53		25.98		11.61	
Cuentas predichas	117.33		43.54		21.04	

que corresponde al 68 % del rango de confianza en cada parámetro.

En el caso de las otras bandas de EGRET los datos no son suficientemente buenos para hacer el análisis y al comparar los mapas no se logra la convergencia del método numérico, por lo cual no se dan sus parámetros óptimos.

Al aplicar este análisis a los mapas de EGRET y el respectivo mapa de M31, obtenido al evaluar el modelo de emisión, se encontró un límite superior con 2σ, igual a $\mathbf{7.9 \times 10^{-9}\ fotones\ cm^{-2}s^{-1}}$, para fotones con energía $E_\gamma \geq 100\ MeV$. Este límite se ha calculado de la siguiente forma

$$F_{2\sigma} = F_{M31}(a_m + 2\sigma). \tag{4.9}$$

donde F_{M31} es el valor del flujo integrado de rayos gamma para M31 y tiene el valor de 2.11×10^{-8} fotón $\mathrm{cm^{-2}s^{-1}}$. Se observa que hay cociente de ~ 3 entre $F_0 = 2.11 \times 10^{-8}$fotones $\mathrm{cm^{-2}s^{-1}}$ y el límite superior de 0.79×10^{-8}fotones $\mathrm{cm^{-2}s^{-1}}$, esto indica que hay una sobreestimación de la emisión por parte del modelo, la cual puede deberse a que el valor del campo magnético, para toda la galaxia es en realidad de ~ 0.6 del usado en este trabajo, esto se puede comprobar fácilmente observando la ecuación (5.1).

Calculando el límite superior de la luminosidad en rayos gamma de M31 a

partir de $F_{2\sigma}$ y su distancia de 700 kpc se tiene

$$L_{\gamma}^{M31} \leq 2.03 \times 10^{38}\,\mathrm{erg\,s^{-1}}. \tag{4.10}$$

4.3. Tasa de formación estelar de M31

Teniendo un límite superior L_{γ}^{M31} (ver 4.10) se puede hacer una estimación de la tasa de formación estelar de M31 conociendo la respectiva tasa de la Galaxia, de la siguiente forma

$$SFR_{M31} \approx \frac{L_{\gamma}^{M31}}{L_{\gamma}^{MW}} SFR_{MW}, \tag{4.11}$$

teniendo que la tasa de formación estelar de la Galaxia es de $0.68\,\mathrm{M_{\odot}yr^{-1}}$ a $1.45\,\mathrm{M_{\odot}yr^{-1}}$, según Robitaille y Whitney (2010), y $L_{\gamma}^{MW} \approx 5 \times 10^{38}\mathrm{erg\,s^{-1}}$ (ver sección 5.2) entonces tenemos que

$$SFR_{M31} \approx \frac{2.03 \times 10^{38}}{5 \times 10^{38}} [0.68, 1.45]\,\mathrm{M_{\odot}yr^{-1}} \leq [0.28, 0.59]\,\mathrm{M_{\odot}yr^{-1}}. \tag{4.12}$$

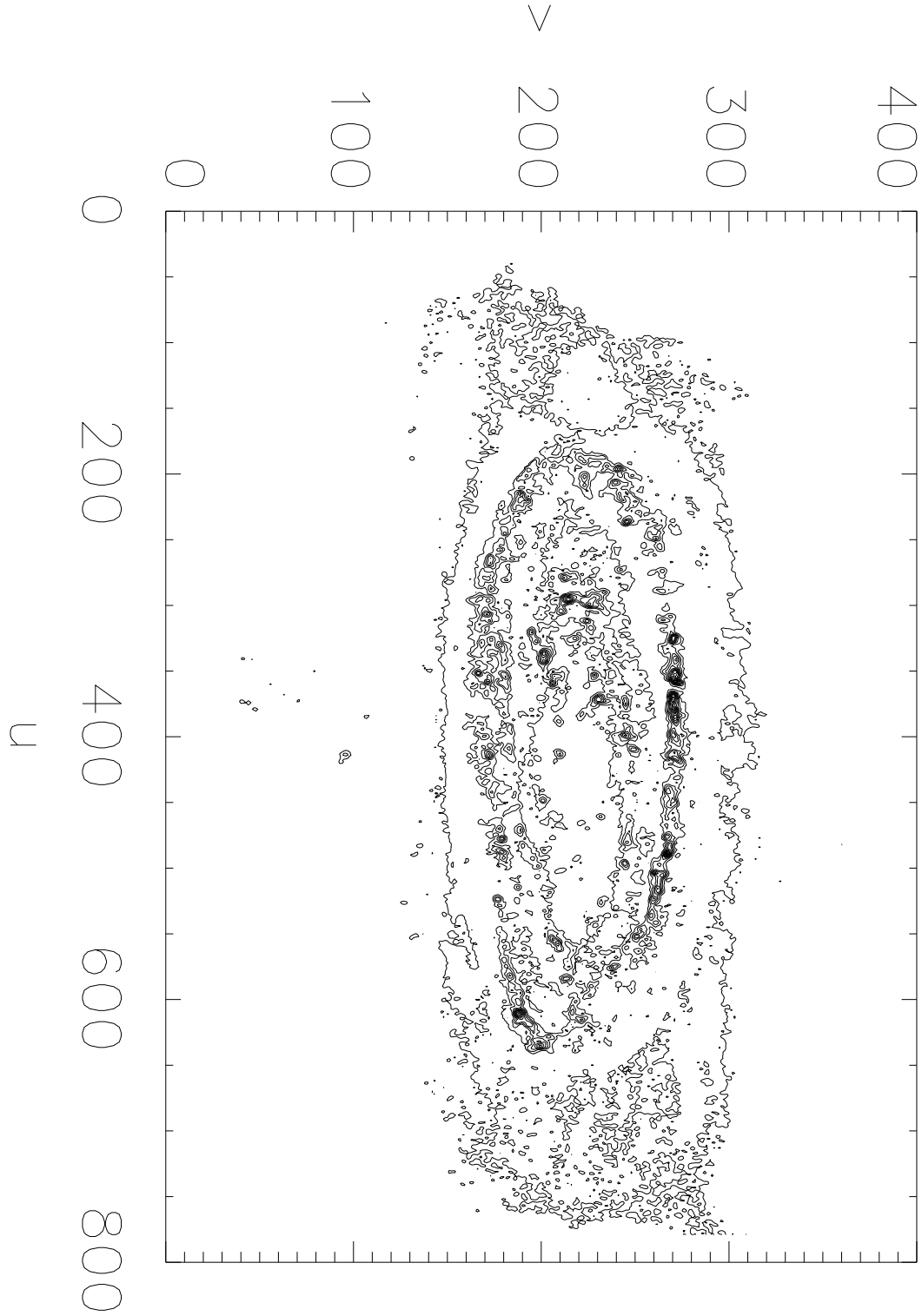

Figura 4.2: Mapa de emisión de rayos gamma por piones neutros y bremsstrahlung de M31, para $E_\gamma \geq$ 100MeV con niveles 1.500e-05, 9.517e-05, 0.000175, 0.000255, 0.000335, 0.000415, 0.000496, 0.000576, 0.000656 0.000736, 0.000816 y 0.000896 fotón $\mathrm{s}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sr}^{-1}$.

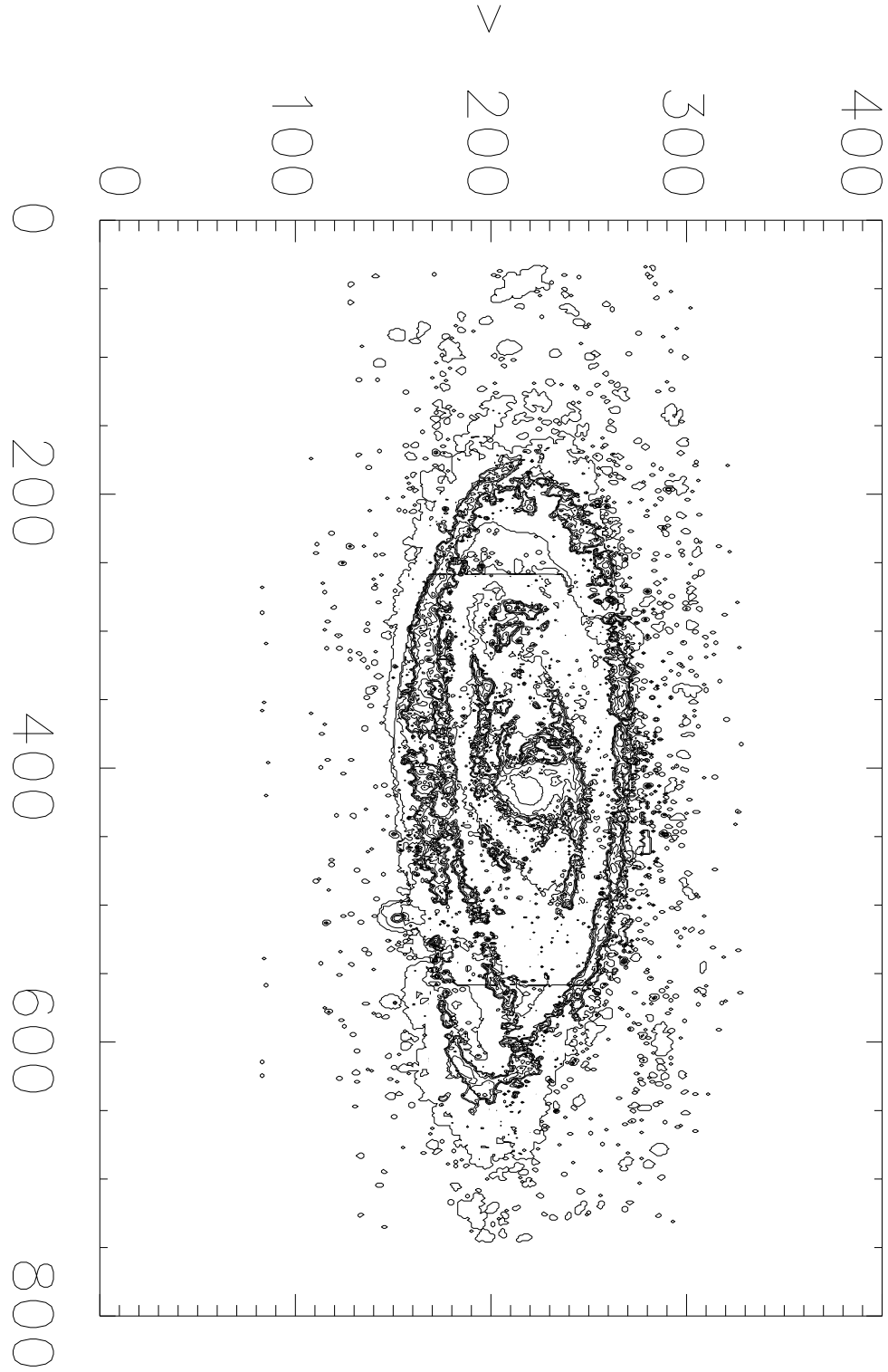

Figura 4.3: Mapa de emisión de rayos gamma por Compton inverso de M31, para $E_\gamma \geq 100$MeV con niveles 8.881e-14, 7.570e-09, 1.514e-08, 2.271e-08, 3.028e-08, 3.785e-08, 4.542e-08, 5.299e-08, 6.056e-08 y 6.813e-08 fotón $s^{-1}cm^{-2}sr^{-1}$.

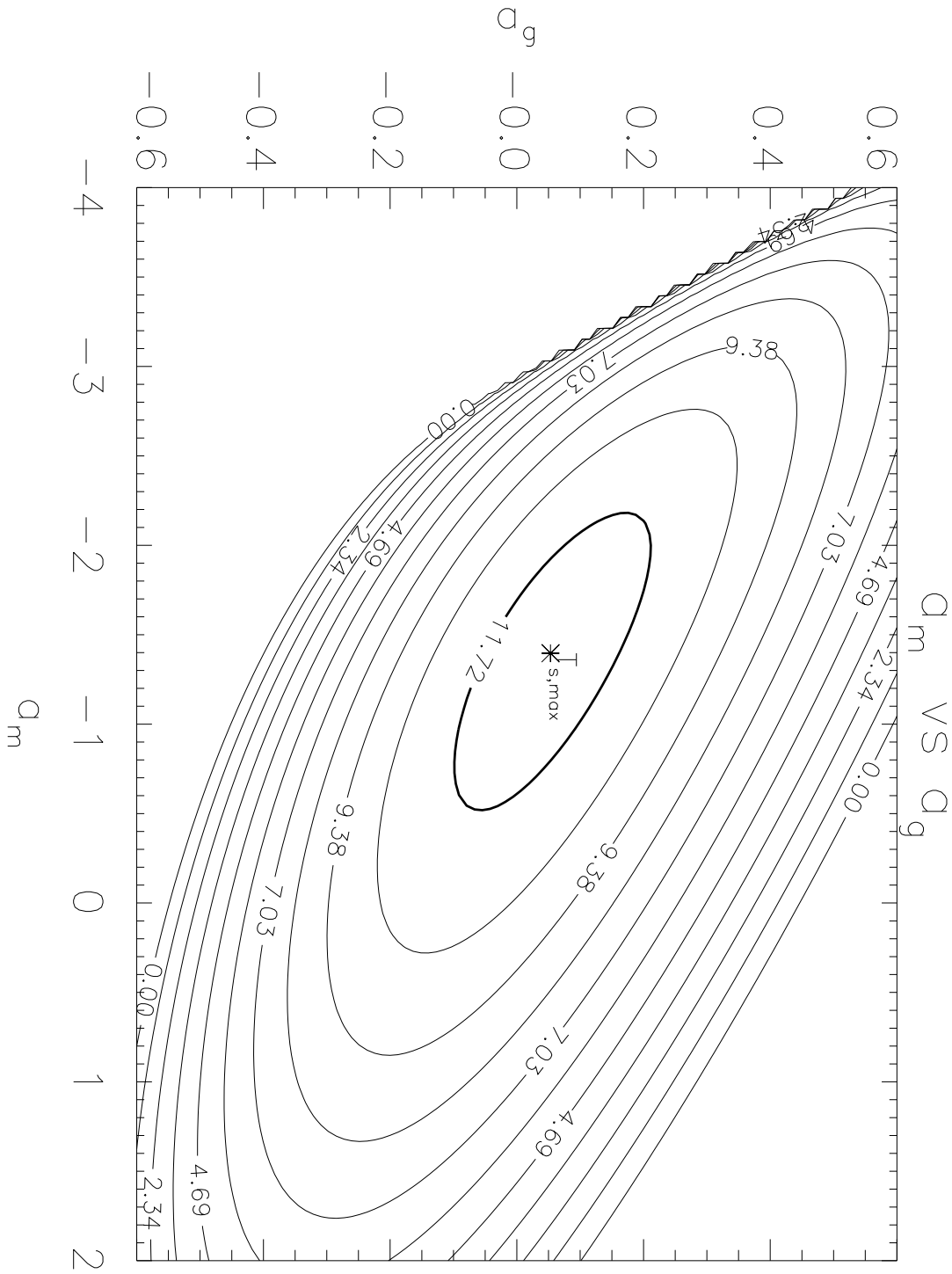

Figura 4.4: Gráfica de los parámetros a_m y a_g de ajuste del modelo de emisión, para el análisis de maximum likelihood. El contorno más grueso representa el valor de $T_{s,max} - 1/2$, es decir, donde se encuentra el 68 % de confiabilidad en el cálculo de los parámetros, lo que da el valor de σ.

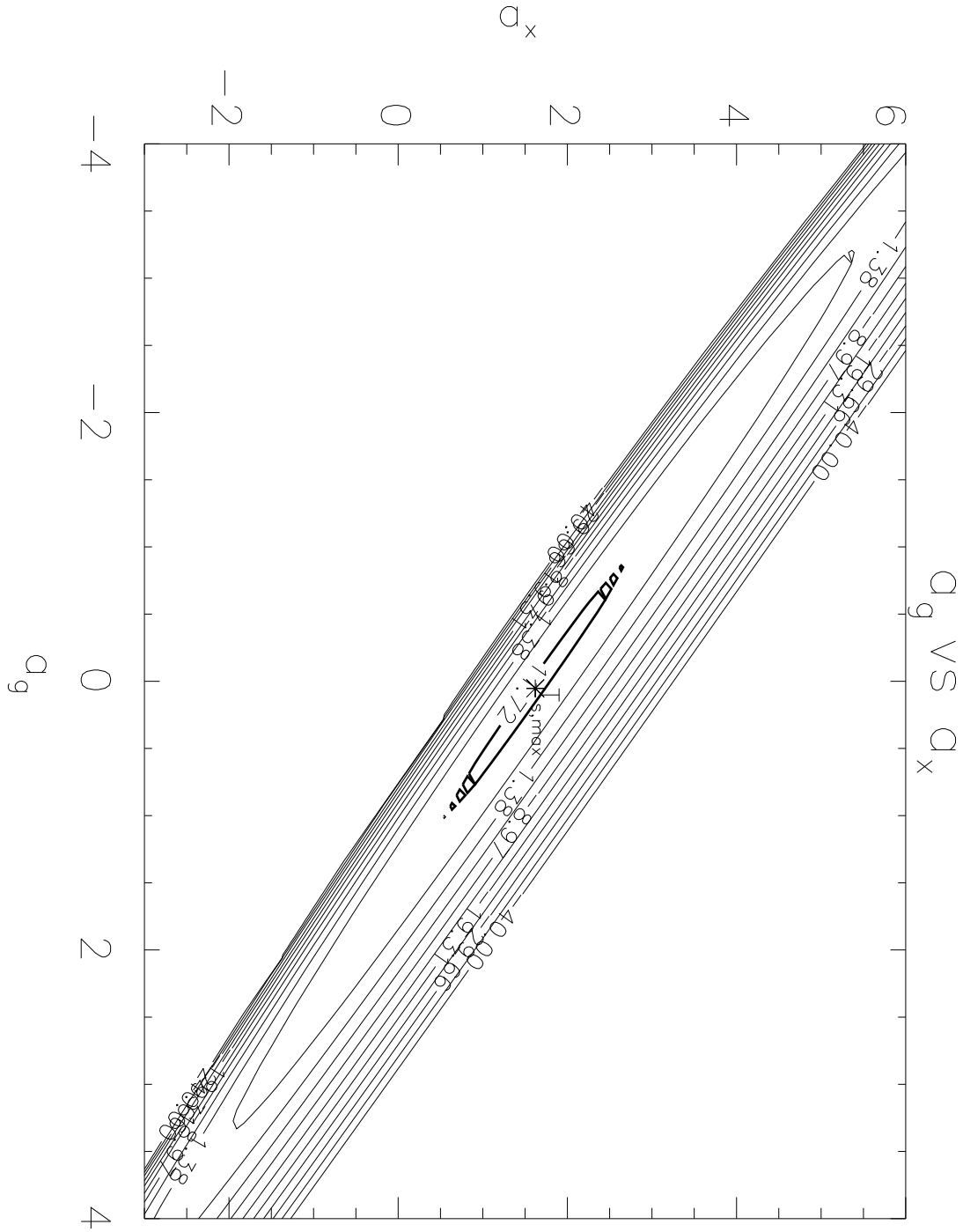

Figura 4.5: Gráfica de los parámetros a_g y a_x de ajuste del modelo de emisión, para el análisis de maximum likelihood. El contorno más grueso representa el valor de $T_{s,max} - 1/2$, es decir, donde se encuentra el 68 % de confiabilidad en el cálculo de los parámetros, lo que da el valor de σ.

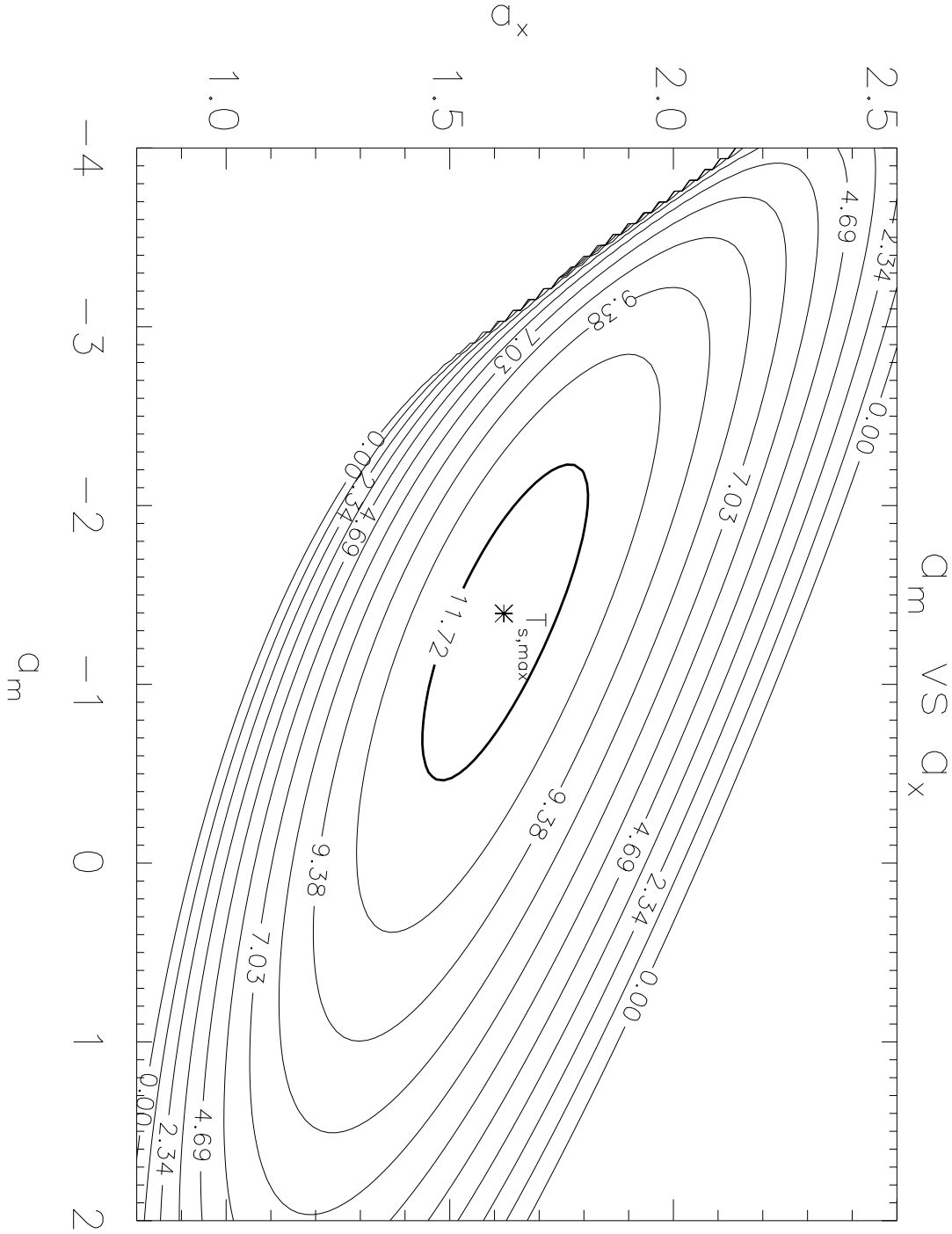

Figura 4.6: Gráfica de los parámetros a_m y a_x de ajuste del modelo de emisión, para el análisis de maximum likelihood. El contorno más grueso representa el valor de $T_{s,max} - 1/2$, es decir, donde se encuentra el 68 % de confiabilidad en el cálculo de los parámetros, lo que da el valor de σ.

Capítulo 5

Discusión

El modelo que ha sido presentado a lo largo de este trabajo consta de distintos componentes, los cuales son básicamente las funciones de producción de rayos gamma que se derivan de los tres mecanismos de producción tomados en cuenta para este modelo: interacciones nucleares con la materia interestelar, bremsstrahlung y Compton inverso y las distribuciones de materia y radiación, así como de campo magnético.

5.1. El flujo de rayos gamma y su dependencia de los parámetros físicos

El flujo integrado depende de algunos parámetros, como el factor X, y la intensidad B del campo magnético, y se puede representar de forma aproximada con la expresión siguiente:

$$F_\gamma(> 100\mathrm{MeV}) \simeq \mathrm{F}_0 \left(\frac{\mathrm{N_{HI}} + 2\mathrm{I_{CO}X}}{\mathrm{N_{HI,0}} + 2\mathrm{I_{CO,0}X_0}} \right)^{0.36} \left(\frac{\mathrm{B}}{\mathrm{B_0}} \right)^2, \tag{5.1}$$

donde los parámetros con subíndice 0 son los valores originales que usa el modelo de emisión.

$F_0 = 2.11 \times 10^{-8}$fotones cm^{-2}s^{-1} es el flujo integrado que entrega el modelo con los parámetros iniciales, es decir, los que tienen subíndice cero. I_{CO} es la intensidad de la línea de CO y N_{HI} es el la densidad columnar de hidrógeno atómico.

Como se puede observar la dependencia del campo magnético tiene exponente 2, mientras que la del factor X, tiene una potencia de 0.36, es muy pequeña, debido a que este último solo esta relacionado con el contenido de hidrógeno molecular, mientras que la magnitud del campo magnético interviene en la normalización de las tres funciones de producción.

Se observa que hay un cociente de ~ 3 entre $F_0 = 2.11 \times 10^{-8}$ fotones cm^{-2}s^{-1} y el límite superior de 0.79×10^{-8} fotones cm^{-2}s^{-1}, esto indica que hay una sobre estimación de la emisión por parte del modelo, la cual puede deberse a que el valor

del campo magnético, para toda la galaxia es en realidad de ~ 0.6 del usado en este trabajo, esto se puede comprobar fácilmente observando la ecuación (5.1). El valor del campo magnético más apropiado para M31 a gran escala es de $\sim 2\mu G$.

5.2. M31 en rayos gamma: comparación con otros autores

En el caso de M31, así como para otras galaxias han habido varios intentos para estimar el flujo de rayos gamma en forma de radiación difusa. Un ejemplo de un trabajo de esta naturaleza es el de Özel y Berkhuijsen (1987). Ellos parten de la estimación de la luminosidad de nuestra galaxia en rayos gamma calculada por Salvati y Massaro (1982)

$$L_{\gamma}^{MW}(> 100\, MeV) \approx 5 \times 10^{38} \mathrm{erg\, s^{-1}}, \tag{5.2}$$

y utilizando la emisividad local de rayos gamma por átomo de hidrógeno calculada por Lebrun et al (1982) para la Galaxia

$$q_{\gamma}^{MW}(> 100\, MeV) \approx (2.0 \pm 0.5) \times 10^{-25} \mathrm{fotones\, s^{-1}\, H^{-1}} \tag{5.3}$$

e introduciendo el factor de escalamiento ξ se define la emisividad de M31 en rayos gamma por átomo de hidrógeno como

$$q_{\gamma}^{M31}(> 100\,\mathrm{MeV}) = \xi \mathrm{q}_{\gamma}^{\mathrm{MW}}(> 100\,\mathrm{MeV}) \tag{5.4}$$

donde $\xi = I_{CR}^{M31}/I_{CR}^{MW}$. Entonces el flujo de rayos gamma de M31 queda como

$$F_{\gamma}^{M31}(> 100\,\mathrm{MeV}) = \mathrm{q}_{\gamma}^{\mathrm{MW}}(> 100\,\mathrm{MeV})\xi \frac{\mathrm{M}_{\mathrm{gas}}^{\mathrm{M31}}}{4\pi \mathrm{d}^2 \mathrm{m}_{\mathrm{H}}}\ \mathrm{fotones\, cm^{-2} s^{-1}} \tag{5.5}$$

donde M_{gas}^{M31} es la masa total de gas en M31, d es la distancia hasta M31 y m_H es la masa de un átomo de hidrógeno. Özel y Berkhuijsen (1987) encontraron que el flujo se puede expresar como

$$F_{\gamma}^{M31}(> 100\,\mathrm{MeV}) \approx 2.4 \times 10^{-8} \xi\ \mathrm{fotones\, cm^{-2} s^{-1}} \tag{5.6}$$

con $\xi < 5$.

El resultado de Özel y Berkhuijsen (1987) se compara con el presentado en este trabajo, el cual es de $2.11 \times 10^{-8}\,\mathrm{fotones\, cm^{-2} s^{-1}}$, sin embargo, hay que mencionar que el modelo presentado en este trabajo tiene la ventaja de calcular el flujo para siete bandas de EGRET y de crear un mapa de la emisión de rayos gamma de M31.

Blom et al (1999) utilizando el modelo desarrollado por Paglione et al (1996) haciendo un análisis de datos de EGRET encontraron un límite superior para el

flujo de rayos gamma por arriba de 100 MeV de $1.68 \times 10^{-8}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. El modelo de Paglione et al (1996) toma el espectro de inyección de los rayos cósmicos como una ley de potencia de la forma $Q = KE^{-s}$, el cual es normalizado a partir de la energía por unidad de volumen liberada por las supernovas en toda la galaxia,

$$\int_{E_{min}}^{\infty} QE\mathrm{d}E = \eta P \Psi V^{-1}, \tag{5.7}$$

donde η es la eficiencia con la que pasa la energía de las supernovas a los rayos cósmicos, $P \approx 10^{51}$ erg es la energía que libera una supernova, Ψ es el número de supernovas por unidad de tiempo que ocurren en la galaxia y V es el volumen de la galaxia. En contraste la forma de normalizar el espectro de rayos cósmicos en este trabajo es a partir de la equipartición de energía entre el campo magnético y los rayos cósmicos.

El valor calculado para la luminosidad en rayos gamma de M31, que se ha obtenido a partir del límite superior del flujo, obtenido del modelo de emisión está conforme con los resultados de Blom et al (1999) ($L_\gamma^{M31} \sim 0.4 L_\gamma^{MW}$), en cuyo trabajo menciona que el flujo de rayos gamma de nuestra galaxia a la distancia de M31 es aproximadamente dos veces mayor. Lo cual es congruente con una tasa de formación estelar menor para M31 en comparación con la tasa de la Galaxia. Esto a su vez repercute en la cantidad de supernovas por unidad de tiempo que ocurren en M31, por lo cual se espera una densidad de rayos cósmicos menor.

Pavlidou y Fields (2001) realizaron igualmente una estimación del flujo en rayos gamma para la galaxia de Andrómeda. Ellos se basaron en los trabajos de varios autores (Stecker 1970, 1973, 1988; Cavallo y Gould 1971; Stephens y Badhwar 1981; Dermer 1986 y Mori 1997) para obtener la emisividad de rayos gamma por átomo de hidrógeno para nuestra galaxia

$$q_\gamma^{MW}(> 100\,\mathrm{MeV}) = 2.4 \times 10^{-25}\ \text{fotones}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{H}^{-1} \tag{5.8}$$

y extenderla a otras galaxias relacionándola con la tasa de supernovas de cada galaxia de la siguiente forma

$$q_\gamma(> 100\,\mathrm{MeV}) = 2.4 \times 10^{-25}\mathrm{f_G}\ \text{fotones}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{H}^{-1} \tag{5.9}$$

donde f_G es cociente entre la tasa R_G de supernovas de la galaxia G y la tasa R_{MW} de supernovas de la Galaxia, f_G por lo tanto esta directamente relacionado con la tasa de formación estelar de la galaxia G (M31 en este caso)

$$f_G = \frac{R_G}{R_{MW}} \tag{5.10}$$

Tomando como constante el espectro de los rayos cósmicos en toda la galaxia, el flujo de rayos gamma para la galaxia G que se encuentra a una distancia d y tiene una masa de gas atómico más gas molecular M_{gas} es

$$F_\gamma^G = \frac{1}{4\pi d^2}\frac{M_{gas}}{m_p} q_\gamma^G \tag{5.11}$$

o usando la ecuación (5.9)

$$F_\gamma^G(> 100\,\mathrm{MeV}) = 2.34 \times 10^{-8} \mathrm{f_G} \frac{\mathrm{M_{gas}}}{10^8 \mathrm{M_\odot}} \times \left(\frac{d}{100\,\mathrm{kpc}}\right)^{-2} \text{ fotones cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}. \tag{5.12}$$

Tomando el valor de 2.5 SN siglo^{-1} dado por Dragicevich et al (1999) y los valores para el contenido de gas y la tasa de supernovas para M31 de la tabla 1 de Pavlidou y Fields (2001) estos autores calcularon un flujo para M31 $F_\gamma(> 100\,\mathrm{MeV}) = 1 \times 10^{-8}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$

Por último se compara el modelo presentado en este trabajo con el trabajo de Torres et al (2009), el cual es un modelo de emisión multifrecuencia para la galaxia M82, que abarca las bandas de radio a rayos gamma.

Los puntos de interés que caben destacar son aquellos donde existen similitudes o diferencias en la forma de tratar algunos parámetros. Lo primero que hay que resaltar es el hecho de que el modelo de Torres et al (2009) es más complejo y robusto que el presentado aquí. Sin embargo se presenta una similitud en calcular la energía de las partículas por equipartición de energía entre el campo magnético y los rayos cósmicos, pero Torres et al (2009) toman en cuenta también las partículas secundarias.

Una ventaja más que posee el modelo multifrecuencia de M82 es la utilización de la ecuación de difusión y una distribución homogénea de los aceleradores de los rayos cósmicos, mientras que en el modelo de M31 presentado aquí se toma una distribución uniforme para éstos.

Una ventaja que tiene el modelo de M31 presentado en este trabajo es la posibilidad de crear un mapa de emisión de rayos gamma, la cual no parece tener el modelo de Torres et al (2009).

Torres et al (2009) calculan el índice del espectro de los protones por medio de un ajuste con la emisión de radio.

5.3. Tasa de formación estelar en M31

A partir del límite superior del flujo de M31, se ha calculado el respectivo para la luminosidad en rayos gamma, con el cual se ha estimado un límite superior para la tasa de formación estelar para M31 de 0.3 $\mathrm{M_\odot yr^{-1}}$ a 0.6 $\mathrm{M_\odot yr^{-1}}$ (el cual es menor que el de nuestra galaxia de 0.7 $\mathrm{M_\odot yr^{-1}}$ a 1.5 $\mathrm{M_\odot yr^{-1}}$), dando un valor acorde a los entregados por distintos autores, como se verá a continuación.

Walterbos (1988) ha calculado la tasa de formación estelar de M31 utilizando cuatro métodos diferentes. Usó la relación de Kennicutt (1983) entre la luminosidad en $H\alpha$ y la tasa de formación estelar para galaxias, así como las mediciones de Kennicutt de $H\alpha$ para obtener el valor de la tasa de formación estelar de 0.23 $\mathrm{M_\odot yr^{-1}}$.

A partir de las mediciones en infrarrojo IRAS de M31, Walterbos (1988) calculó la tasa de formación estelar entre $0.1\,\mathrm{M_\odot yr^{-1}}$ y $0.2\,\mathrm{M_\odot yr^{-1}}$. El tercer método se basa en la emisión radio termal de M31, que es aproximadamente 600mJy a 10.7GHz. Según este método la tasa de formación estelar es de $0.34\,\mathrm{M_\odot yr^{-1}}$.

Walterbos (1988) también estimó la tasa de formación estelar de M31, examinando el número y la naturaleza de los *hoyos* de HI encontrados por Brinks y Bajaja (1986). Primero se estima la edad media del hoyo, entonces se puede calcular la masa perdida en el hoyo y la energía necesaria para producirlo. Con el total de hoyos encontrados en M31 y la edad promedio de estos se ha encontrado que se forma uno cada 10^5 años. Se requieren aproximadamente 100 supernovas para producir un hoyo, así adoptando una función de masa inicial se concluye que la tasa de formación estelar es de $0.1\,\mathrm{M_\odot yr^{-1}}$.

También se ha comparado el valor de la tasa de formación estelar calculado en este trabajo con valores publicados más recientemente. Un ejemplo es el trabajo de Tabatabaei y Berkhuijsen (2010) en el cual utilizan datos de *SPITZER* y un modelo estándar de polvo para derivar la distribución de temperatura del polvo y su opacidad. Con el modelo del polvo y la opacidad se desenrojece el mapa de $H\alpha$, el cual se utiliza finalmente para calcular la tasa de formación estelar que es del orden de $0.3\,\mathrm{M_\odot yr^{-1}}$.

Se observa que el valor obtenido con los datos del modelo está muy acorde a los entregados por distintos autores, esto sugiere un correcto funcionamiento del modelo de emisión y un correcto análisis de los datos entregados por éste.

Capítulo 6

Conclusiones

6.1. Conclusiones

A lo largo de este trabajo se ha mostrado el desarrollo de un modelo de emisión de rayos gamma, el cual se ha aplicado de forma particular a la galaxia de Andrómeda. Los resultados que este modelo entrega son acordes a los resultados mostrados en la sección anterior, los cuales fueron calculados por distintos autores utilizando diferentes suposiciones y metodologías.

Se puede decir que la ventaja principal que el modelo aquí presentado tiene es la posibilidad de obtener un mapa de la emisión de rayos gamma junto con el flujo integrado de estos para valores de la energía del fotón mayores a 100 MeV y también en siete bandas que corresponden con las bandas más energéticas de EGRET.

La no detección de M31 por EGRET, también es acorde con el resultado del análisis de Maximum likelihood que se realizó con los datos de EGRET y el mapa que el modelo de emisión de rayos gamma de M31 entregó, puesto que el límite superior a 2σ calculado a partir de dicho análisis es de 0.79×10^{-8} fotones cm^{-2}s^{-1}, que es ~ 0.3 del flujo de 2.11×10^{-8} fotones cm^{-2}s^{-1} calculado a partir del modelo y más o menos la mitad del limite fijado por Blom et al. (1999).

Con los resultados hasta ahora obtenidos, se puede ver fácilmente (con la ecuación 5.1) que la sobreestimación del flujo que entrega el modelo se puede soslayar, usando un valor del campo magnético del orden de 0.6 del usado originalmente en el modelo, es decir, un campo con una magnitud de $\sim 2\ \mu G$ para la galaxia completa.

El cálculo del límite superior de la tasa de formación estelar, que se ha hecho con base en el límite superior de la luminosidad en rayos gamma de M31, obtenido con el respectivo límite del flujo, está acorde con los resultados de otros autores como se ha visto anteriormente, y muestra que la tasa de formación estelar de M31 es menor que en nuestra galaxia, como era de esperarse.

Por otro lado, dada la estructura del modelo desarrollado en este trabajo se puede ver fácilmente que dicho modelo es aplicable a otros objetos y no solo a

M31, lo cual le da una gran flexibilidad en la utilización para el cálculo de la emisión difusa de rayos gamma de otras galaxias.

6.2. Trabajo a futuro

El modelo de emisión aquí presentado está en sus primeras etapas de desarrollo, por lo cual aun hay mucho trabajo que se puede hacer para que sea un modelo más robusto. Entre las primeras mejoras que se deben hacer, está la adición del helio a los rayos cósmicos (recuérdese que por el momento solo se utilizan protones y electrones). Otra mejora posible es no considerar equipartición de energía entre el campo magnético y los rayos cósmicos, usando una expresión de la forma $u_{RC} = au_{mag}$ con $a \neq 1$.

Como trabajo futuro, también se plantea la posibilidad de utilizar los datos de *Fermi* en lugar de los de EGRET para realizar el análisis de *maximum likelihood* que se ha hecho en este trabajo.

De igual forma existe la posibilidad de aplicar el modelo, a galaxias normales cercanas o starburst, teniendo los datos necesarios para alimentar el modelo y hacer los cálculos del flujo integrado y su posterior análisis.

Al aplicar el modelo a diferentes galaxias, se podrán obtener datos de las mismas como el flujo integrado de rayos gamma, estimaciones de la tasa de formación estelar y estimaciones del factor X de conversión de intesidad de la línea de CO a contenido de H_2, tambien se podrán obtener valores que mejor ajustan la magnitud del campo magnético a gran escala de la galaxia en cuestión.

Apéndice A

Código IDL del modelo

Código IDL del modelo de emisión difusa de rayos gamma de M31

;

```
c=3e10; cm/s
mec2=0.000511; Gev
mc2=0.938; Gev
st=6.65e-25; Seccion transversal de Thomson en cm^2
E0=1; Gev
E1=0.938; Gev
E2=0.000511; Gev
Ef=100; GeV
kpc=3.08568025e21 ;centimetros
k=2.71;indice del espectro de protones cósmicos
p=2.76;indice del espectro de electrones cósmicos
X=1.2e20;Factor de conversión de CO a H2

u=strarr(1,5)
u[*,0]='M31/Imagenes/1/U1.fits'
u[*,1]='M31/Imagenes/1/U2.fits'
u[*,2]='M31/Imagenes/1/U4.fits'
u[*,3]='M31/Imagenes/1/U8.fits'
u[*,4]='M31/Imagenes/1/U8.1.fits'

mag=readfits('/home/john/M31/Imagenes/1/magmap.fits',h)
Umag=(mag^2/(!pi*8*1.602e-12))/1e9; GeV/cm^3

OPENR, 1, '/home/john/M31/Imagenes/1/espectra_gamma.decay.p.matrix.pion0.data'
M = DBLARR(374,201)
```

```
READF, 1, M
CLOSE, 1

OPENR, 1, '/home/john/M31/Imagenes/1/prodxsection.p.matrix.data'
s = DBLARR(374,1)
READF, 1, s
CLOSE, 1
s=1e-27*s

j=indgen(374,1)
i=indgen(201,1)
Et=1.24*(1.05)^j; GeV
DEt=dblarr(374,1)
DEt[0]=Et[0]
DEt[1:373]=Et[1:373]-Et[0:372]
Egamma=0.01*(1.121376)^(i-0.5); GeV
gamma=Et/mc2
beta=(1-gamma^(-2))^.5
q=dblarr(374,1)

for i=0,200 do $
q[i]=total(DEt*(1/E0)*(Et/E0)^(-2.71)*beta*c*s*M[*,i])

ey=Egamma[where((Egamma ge 0.1) and (Egamma le 10))]
lim=size(ey)

ei=[1.155e-3,7.09e-3,2.068,5.4595,8.1892]*1e-9;energia del foton CMB,IF 175um,
;V,NUV,FUV en GeV
;ui=[0.25,0.28745,0.3868,0.09091,0.00063]*1e-9;densidad de energia en
;GeV cm^-3 por banda

band=intarr(40)
band[where(ey gt .1 and ey le .15)]=0; banda 4 de EGRET
band[where(ey gt .15 and ey le .3)]=1; banda 5 de EGRET
band[where(ey gt .3 and ey le .5)]=2; banda 6 de EGRET
band[where(ey gt .5 and ey le 1)]=3; banda 7 de EGRET
band[where(ey gt 1 and ey le 2)]=4; banda 8 de EGRET
band[where(ey gt 2 and ey le 4)]=5; banda 9 de EGRET
band[where(ey gt 4 and ey le 10)]=6; banda 10 de EGRET

qnm=q[where((Egamma ge 0.1) and (Egamma le 10))]
qem=4.2e-24/(p-1)*ey^(-p)
qpi=(8*!pi/3)*st*(mec2)^(1-p)*ey^(-(p+1)/2)
```

```
n0=Umag*(E0^(-k))*(k-2)/(E1^(2-k))
ke=Umag/(-101*E2^(2-k)/(2-k))*(c/(!pi*4))
;ke=0.01*Umag*(E0^(-p))*(p-2)/(E2^(2-p))*(c/(!pi*4))
;ke=(E0^(k-p)*(p-1)*n0*E1^(1-k))/(100*(k-1)*E2^(1-p))*(c/(!pi*4))
NHI=1.83e18*readfits('/home/john/M31/Imagenes/1/M31.5.fits',h); H cm^-2
NH2=X*readfits('/home/john/M31/Imagenes/1/M31.7.fits',h); H2 cm^-2

;****Cálculo de j=ey/(4*pi)*(qnm(ey)+qem)*(NHI+2NH2)*****
;*******************************************************
s=size(NHI)
j=fltarr([s[1],s[2]])
jt=fltarr([s[1],s[2]])
jbt=fltarr([s[1],s[2],7]);intensidad por banda

for e=0, lim[1]-1 do begin
j=ey[e]*(1/(!pi*4))*(n0*qnm[e]+ke*qem[e])*(NHI+2*NH2)
jbt[*,*,band[e]]=j+jbt[*,*,band[e]]
jt=j+jt
endfor
;*******************************************************

mmin=1.5e-5;min(jt[where(jt gt 0)])
mmax=max(jt)
stp=(mmax-mmin)/11
set_plot,'ps'
device,filename='qnm_qem.ps'
contour,jt,charsize=2,/FOLLOW ,$
POSITION=[0.15, 0.15, 0.9, 0.9],$
LEVELS=mmin+stp*findgen(12), $
;title='q!dnm!n+q!dem',$
xtitle='u',$
ytitle='v'
device,/close
set_plot,'x'

;*********Cálculo de j=1/4pi*qpi(ey)*upi,i=1 a 5*********
s=size(NHI)
jc=fltarr([s[1],s[2]])
jct=fltarr([s[1],s[2]])

for i=0, 4 do begin
ui=readfits(u[*,i],h)*1e-9
```

```
for e=0, lim[1]-1 do begin
jc=ey[e]*(1/(!pi*4))*((4*ei[i]/3)^((p-3)/2))*ke*qpi[e]*ui*3.086e21
jct=jc+jct
endfor
endfor
;*******************************************************
 mmin=min(jct[where(jct gt 0)])
 mmax=max(jct)
 stp=(mmax-mmin)/9
set_plot,'ps'
device,filename='qpi.ps'
contour,jct,charsize=2,/FOLLOW ,$
POSITION=[0.15, 0.15, 0.9, 0.9],$
LEVELS=mmin+stp*findgen(10), $
;title='q!dpi',$
xtitle='u',$
ytitle='v'
device,/close
set_plot,'x'

print,'F =',total(jt)*4.39e-9
print,'Fc =',total(jct)*4.39e-9

Fb=fltarr(7)
for i=0,6 do $
Fb[i]=total(jbt[*,*,i])*4.39e-9
set_plot,'ps'
device,filename='fluxband.ps'
plot,[4,5,6,7,8,9,10],alog10(Fb),charsize=2,$
;POSITION=[0.15, 0.15, 0.9, 0.9],$
xtitle='banda',$
ytitle='Flujo fotones s!u-1!n cm!u-2 '
device,/close
set_plot,'x'
print,Fb

END
;
```

Bibliografía

[1] Beck R. & Gräve R. The distribution of thermal and non thermal radio continuum emission of M31, Astron. Astrophys. 105, 192-199 (1982)

[2] Beck R. The magnetic field in M31, Astron. Astrophys. 106, 121-132 (1982)

[3] Beck R. et al. Galactic magnetism: Resent developments and perspectives,Annu. Rev. Astron. Astrophys. 34, 155-206 (1996)

[4] Beck R. et al. A deep $\lambda 20$ cm radio continuum survey of M31, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 129, 329-336 (1998)

[5] Beck R. The role of magnetic fields in spiral galaxies, Astrophysics and Space science 289, 293-302 (2004)

[6] Berkhuijsen E. M. et al. The polarized disk of M31 at $\lambda 6$ cm, Astron. Astrophys. 398, 937-948 (2003)

[7] Bertsch D. L. et al. Diffuse gamma-ray emission in the Galactic plane from cosmic-ray matter and photon interactions, The Astrophysical Journal, 416, 587-600 (1993)

[8] Blom J. J. et al. Diffuse gamma-ray emission from starburst galaxies and M31, The Astrophysical Journal, 516, 744-749 (1999)

[9] Boselli A. et al. Molecular gas in normal late-type galaxies, Astron. Astrophys. 384, 33-47 (2002)

[10] Boulanger, F. et al. A complete CO map of a spiral arm region in M31, Astron. Astrophys. 93, L1-L4 (1981)

[11] Brinks E. & Bajaja E. A high resolution hydrogen-line survey of Messier 31. III - H I holes in the interstellar medium, Astron. Astrophys. 169, 14-42 (1986)

[12] Brinks E. & Shane W. W. A high resolution hydrogen line survey of Messier 31. Observation and data reduction, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 55, 179-251 (1984)

[13] Burke, B et al. Annual Report, Dept. of Terrestrial Magnetism, Carnegie Inst. Washington, p. 289 (1963)

[14] Cavallo, G. and Gould, R. J. Nuovo cimento B, 2, 77 (1971)

[15] Chi X. & Wolfendale A. W. The interstellar radiation field: a datum for cosmic ray physics , J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 17, 987-998 (1991)

[16] Combes, F. et al. A first step toward the radial distribution of carbon monoxide in the galaxy M31, Astron. Astrophys. 61, L7-L9 (1977)

[17] Cram, T. et al. A complete, high-sensitivity 21-cm hydrogen line survey of M31, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 40, 215-248 (1980)

[18] de Cea del Pozo Elsa et al. Multimessenger model for the starburst galaxy M82, The Astrophysical Journal, 698, 1054-1060 (2009)

[19] de Paz Armando Gil. The *GALEX* ultraviolet atlas of nerby galaxies, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 173, 185-255 (2007)

[20] de Vaucouleur. Photoelectric photometry of the Andromeda nebula in the UBV system, The Astrophysical Journal 128, 465 (1958)

[21] Dermer C.D. Secondary production of neutral pi-mesons and the difusse galactic gamma radiation, Astron. Astrophys. 157, 223-229 (1986)

[22] Dumke M. et al. The interstellar medium in the edge-on galaxy NGC 5907. Cold dust and molecular line emission, Astron. Astrophys. 325, 124-134 (1997)

[23] Fermi E. On the Origin of the Cosmic Radiation, Physical Review, vol. 75, Issue 8, pp. 1169-1174 (1949)

[24] Fermi E. Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation, The Astrophysical Journal 119, 1 (1954)

[25] Ferriere, K.M. The interstellar environment of our galaxy, Reviews of Modern Physics, vol. 73, Issue 4, pp. 1031-1066 (2001)

[26] Fichtel C. E. et al. Cosmic-ray distribution and the dynimac balance in the Large Magellanic cloud, The Astrophysical Journal, 374, 134-141 (1991)

[27] Fletcher A. et al. The regular magnetic fields of M31 and M33 from radio polarization observations, The interstellar medium in M31 and M33 proceedings, 232. WE-Heraeus-Seminar 22-25 May 2000.

[28] Fletcher A. et al. The magnetic field of M31 from multi-wavelength radio polarizations, Astron. Astrophys. 414, 56-67 (2004)

[29] Gaisser T. K. Cosmic rays and particle physics. Cambridge university press 1990.

[30] Gordon K. D. et al. *SPITZER* MIPS infrared imaging of M31: Further evidence for a spiral-ring composite structure, The Astrophysical Journal, 638, L87-L92 (2006)

[31] Haas M. Cold dust in M31 as mapped by ISO, The interstellar medium in M31 and M33 proceedings, 232. WE-Heraeus-Seminar 22-25 May 2000.

[32] Hodge, P. The Andromeda galaxy. Kluwer academic publisher 1992.

[33] Huang C. Y. et al. Gamma-Rays Produced in Cosmic-Ray Interactions and the TeV-band Spectrum of RX J1713-3946, Astropart. Phys. 27, 429 (2007)

[34] Ju Ma et al. The thickness of M31, The Astrophysical Journal, 490, L51-L53 (1997)

[35] Ju Ma. Structure and inclination angle of the spiral galaxy M31, Chin. Phys. Lett. Vol. 18, No. 10, 1420 (2001)

[36] Kang Y. An ultraviolet study of star-forming regions in M31, The Astrophysical Journal, 703, 614-627 (2009)

[37] Longair M. S. High energy astrophysics, Cambridge university press 1981, 1992, second edition, vol. 1, and vol. 2.

[38] Mathis J. S. et al. Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interestelar mater and in giant molecular clouds, Astron. Astrophys. 128, 212-229 (1983)

[39] Mattox R. J. et al. The likelihood analysis of EGRET data, The Astrophysical Journal, 461,396-407 (1996)

[40] Mori, M. The Galactic Diffuse Gamma-Ray Spectrum from Cosmic-Ray Proton Interactions, The Astrophysical Journal, 478,225 (1997)

[41] Neininger N. et al. Carbon monoxide emission as a precise tracer of molecular gas in the Andromeda galaxy, Nature, Volume 395, Issue 6705, pp. 871-873 (1998)

[42] Nieten Ch. et al. Molecular gas in the Andromeda galaxy, Astron. Astrophys. 453, 459-475 (2006)

[43] Obreschkow D. & Rawlings S. Understanding the H_2/HI ratio in galaxies, Mon. Not. R. Astron. Soc. 394, 1857-1874 (2009)

[44] Ötzel M. E. & Berkhuijsen E. M. The Andromeda galaxy in γ-rays, Astron. Astrophys. 172, 378-382 (1987)

[45] Pagani L. et al. Mid-infrared and far ultraviolet observations of the star-forming ring of M31, Astron. Astrophys. 351, 447-458 (1999)

[46] Paglione Timothy A. D. et al. Duffuse gamma-ray emission from the starburst galaxy NGC 253, The Astrophysical Journal, 460,295-302 (1996)

[47] Pavlidou V. & Fields D. B. Diffuse gamma rays from local group galaxies, The Astrophysical Journal, 558,63-71 (2001)

[48] Persic M. et al. Very high energy emission from M82, Astron. Astrophys. 486, 143-149 (2008)

[49] Roberts, M. S.; Whitehurst, R. N. The rotation curve and geometry of M31 at large galactocentric distances, The Astrophysical Journal, 201,327-346 (1975)

[50] Robitaille, T. P. and Whitney B. A. The Present-Day Star Formation Rate of the Milky Way Determined from Spitzer-Detected Young Stellar Objects, The Astrophysical Journal Letters, 710, L11-L15 (2010)

[51] Salvati, M. and Massaro, E. The components of galactic gamma-ray emission, Royal Astronomical Society, Monthly Notices, vol. 198, Jan. p. 11-21 (1982)

[52] Simien, F. et al. The spiral structure of M31 - A morphological approach, Astron. Astrophys. 67, no. 1, 73-79. (1978)

[53] Sofue, Y. and Kato, T. Neutral Hydrogen in M31 - Part One - the Distribution of HI Gas and Spiral Arms, ASTRON. SOC. OF JAPAN. PUBLICATIONS V. 33, P. 449. (1981)

[54] Sreekumar P. et al. Observations of large Magellanic cloud in high-energy gamma rays, The Astrophysical Journal, 400,L67-L70 (1992)

[55] Sreekumar P. et al. A study of M31, M87, NGC 253, and M82 in high-energy gamma rays, The Astrophysical Journal, 426,105-108 (1994)

[56] Stark A. Galactic kinematics of molecular clouds, Ph.D. Thesis Princeton Univ., NJ. (1979)

[57] Stecker F. W. The cosmic γ-ray spectrum from secondary particle production in cosmic-ray interactions, Astrophysics and Space science 6, 377-389 (1970)

[58] Stecker F. W. Neutral-pion-decay gamma rays from the Galaxy and the interstellar gas content, The Astrophysical Journal, 185,499-504 (1973)

[59] Stecker F. W. In cosmic gamma rays, neutrinos, and related astrophysics, ed. M. M. Shapiro and J. P. Wefel. Dordrecht: Kluwer.

[60] Stiphens, S. A. and Badhwar G. D. Ap & SS, 76,213 (1981)

[61] Strong A. W. & Mattox J. R. Gradient model analysis of the EGRET diffuse Galactic γ-ray emission, Astron. Astrophys. 308, L21-L24 (1996)

[62] Tabatabaei, F. S. and Berkhuijsen, E. M. Relating dust, gas and the rate of star formation in M31, eprint arXiv:1004.4306 (2010)

[63] Torres D. F. et al. Luminous infrared galaxies as plausible gamma-ray sources of the *GAMMA-RAY LARGE AREA SPACE TELESCOPE* and imaging atmospheric Cerenkov telescopes, The Astrophysical Journal, 607,L99-L102 (2004)

[64] Torres D. F. Theoretical modeling of the diffuse emission of gamma rays from extreme regions of star formation: The case of ARP 220, The Astrophysical Journal, 617,966-986 (2004)

[65] van de Hulst. Rotation and density distribution of the Andromeda nebula derived from observations of the 21-cm line, H. Bull Astron. Inst. of Netherlands, 14, 480 (1957)

[66] Walterbos R. Galactic and extragalactic star formation, edited by R. E. Pudritz and M. Fich (Kluwer: Dordrecht), p. 361 (1998)