

Ricardo Riiuiti Kameoka

Transporte de Raios C3smicos em Nuvens Moleculares

S3o Paulo – Brasil

2024

Ricardo Riiuiti Kameoka

Transporte de Raios C3smicos em Nuvens Moleculares

Trabalho de Conclus3o de Curso apresentado ao Instituto de Astronomia, Geof3sica e Ci4ncias Atmosf3ricas da Universidade de S3o Paulo como requisito parcial para obten3o do t3tulo de Bacharel em Astronomia.

Universidade de S3o Paulo – USP

Instituto de Astronomia, Geof3sica e Ci4ncias Atmosf3ricas – IAG

Orientador: Dr.Reinaldo Santos de Lima

S3o Paulo – Brasil

2024

Ricardo Riiuiti Kameoka

Transporte de Raios C3smicos em Nuvens Moleculares/ Ricardo Riiuiti Kameoka.
– S3o Paulo – Brasil, 2024-
37p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: Dr.Reinaldo Santos de Lima

Pesquisa – Universidade de S3o Paulo – USP
Instituto de Astronomia, Geof3sica e Ci4ncias Atmosf3ricas – IAG
, 2024.

1. Nuvem Molecular. 2. Raios Gama. 3. Colis3o Pr3ton Relativ3stico. I. Orientador:
Dr.Reinaldo Santos de Lima. II. Universidade de S3o Paulo – USP. III. Instituto
de Astronomia, Geof3sica e Ci4ncias Atmosf3ricas – IAG. IV. Transporte de Raios
C3smicos em Nuvens Moleculares

*Este trabalho 3 dedicado aos funcion3rios, colegas e professores do IAG, IFUSP e IFT,
quando ainda graduando, que ajudaram a me tornar um bacharel em ci4ncias.*

Agradecimentos

Os agradecimentos principais são direcionados à Dr Reinaldo Santos de Lima, Dra.Maria Victoria Del Valle, Dra.Claudia Lucia Mendes de Oliveira, Dr.Roberto Dell'Aglio Dias da Costa.

Resumo

Raios cósmicos galácticos (com energias até $\sim 10^6$ GeV) são provavelmente acelerados nos choques produzidos pela expansão dos remanescentes de supernovas, através do mecanismo Fermi de primeira ordem. Longe das regiões de aceleração, os raios cósmicos tem sua propagação no meio interestelar controlada pelas interações com a turbulência magnetohidrodinâmica ambiente (que se desenvolve desde escalas de centenas de parsec) ou “microturbulência” produzida pelos próprios raios cósmicos através de instabilidades ressonantes (nas escalas subparsec). Estes coeficientes de difusão, embora fundamentais para a previsão ou interpretação das emissões de altas energias associadas às interações entre os raios cósmicos e o meio, são quantidades ainda pobremente conhecidas (tanto teoricamente quanto observacionalmente). Durante o Trabalho de Graduação I, estudamos a microfísica da difusão de raios cósmicos na Galáxia, focando em uma instabilidade de plasma que controla o confinamento (ou o coeficiente de difusão) destas partículas. A fonte de energia livre desta instabilidade é a anisotropia de pressão dos raios cósmicos, que por sua vez é induzida pela turbulência compressível nos diferentes ambientes do meio interestelar, como nuvens moleculares. No Trabalho de Graduação II, estudamos o transporte de raios cósmicos em nuvens moleculares, utilizando um modelo parametrizado do coeficiente de difusão, focando no caso da penetração de raios cósmicos do *background* galáctico, mas os métodos podem ser estendidos para possíveis fontes de raios cósmicos próximas da nuvem, como remanescentes de supernovas. As conclusões desse trabalho permitem aplicações deste tipo de estudo, podemos mencionar: (i) a previsão da emissão gama difusa na Galáxia, necessária para a remoção do *background* no estudo de fontes galácticas, (ii) o estudo de fontes de raios cósmicos prótons/núcleos próximas de nuvens moleculares (que atuam como calorímetros), (iii) ajudar na interpretação de observações que caracterizem as propriedades de difusão dos raios cósmicos.

Abstract

How Cosmic-ray Protons Make Gamma rays: In the simplest and most common interaction, a cosmic-ray proton strikes another proton. The protons survive the collision, but their interaction creates an unstable particle — a pion — with only 14 percent the mass of a proton. In 10 millionths of a billionth of a second, the pion decays into a pair of gamma-ray photons. More complex scenarios occur when cosmic-ray protons strike nuclei containing greater numbers of particles.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Perda por difusão	21
Figura 2 – Decaimento pion neutro.	24
Figura 3 – Distribuição espectral produção de raios gama - pión neutro	25
Figura 4 – Secao Eficaz Choque Inelastico pp	26
Figura 5 – Nuvem 10 pc longe	31
Figura 6 – Uma região aproximando da origem da nuvem de 10 pc	31
Figura 7 – Seção proxima da origem nuvem 10 pc	32
Figura 8 – Uma visão mais detalhada usando escala logarítmica.	32
Figura 9 – Energia minima 100 vezes maior e raio da nuvem de 1 pc	33
Figura 10 – Escala logaritimica com energia minima 100 vezes maior.	33
Figura 11 – Região de maior produção de raios gama.	34

Lista de abreviaturas e siglas

IAG	Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
IFUSP	Instituto de Física da Universidade de São Paulo
IFT	Unesp - Instituto de Física Teórica
CR	Cosmic Ray
TGI	Trabalho de graduação I
TGII	Trabalho de graduação II
CM	Nuvens moleculares
GMC	Nuvens moleculares gigantes
SNR	Remanescente de supernova
ISM	Meio interestelar
MeV	Mega eletrôn-Volt, energia
GeV	Giga eletrôn-Volt, energia
mega	milhões, 10^6

Lista de símbolos

p	próton
γ	fóton gama ou raio gama
π^0	píon zero
π^+	píon mais
π^-	píon menos
e^-	elétron
e^+	pósitron
μ^+	múon mais
μ^-	múon menos
ν_μ	neutrino do múon
$\bar{\nu}_\mu$	anti-neutrino do múon
pc	parsec
Fermi-LAT	Large Area Telescope (LAT) - Gamma Ray Space Telescope

Sumário

1	INTRODUÇÃO:	17
2	TRANSPORTE DOS RAIOS CÓSMICOS PRÓTONS: PROPAGAÇÃO DIFUSIVA	19
2.1	Equação de Perda-Difusão-Injeção	19
2.1.1	Abordagem elementar:	19
2.1.2	Abordagem no espaço de coordenadas	20
2.2	Coefficiente de difusão	22
2.3	Perdas radiativas hadrônicas: produção de píons por reações <i>próton-próton</i>	23
3	PENETRAÇÃO DE RAIOS CÓSMICOS PRÓTONS DO BACKGROUND GALÁTICOS EM NUVENS MOLECULARES	29
3.1	Modelo físico simplificado	29
3.2	Solução numérica do estado estacionário da equação de transporte	30
3.2.1	Nuvem de 10 pc	30
3.2.2	Nuvem de 1 pc	32
4	CONCLUSÃO	35

1 Introdução:

Raios cósmicos são partículas carregadas (prótons, núcleos pesados, elétrons, pósitrons) que permeiam os ambientes astrofísicos e possuem energias muito maiores que aquelas das partículas em equilíbrio térmico nestes ambientes. Sua distribuição energética, medida diretamente nas vizinhanças da Terra, segue tipicamente uma lei de potência (que pode variar em diferentes intervalos de energia), podendo alcançar energias ultra relativísticas. São também observados indiretamente pela radiação que produzem através de interações com os campos magnéticos, com a matéria (através de reações nucleares que resultam em emissões de altas energias) e com fótons presentes nos meios interestelar e intergaláctico.

Acredita-se que a maior parte dos raios cósmicos galácticos (com energias de até 10^6 GeV, o “joelho” da distribuição de energias observada, ver por exemplo Blasi 2013) são acelerados nos choques criados pela expansão de remanescentes de supernovas no meio interestelar, através do processo Fermi de primeira ordem denominado *Diffusive Shock Acceleration* (DSA; e.g. Bell 1978; Drury 1984). Este mecanismo ainda não é totalmente compreendido, e sua eficiência depende de diversos requerimentos serem satisfeitos na região de aceleração (ver por exemplo Bykov et al. 2013, 2018). Entre estes requerimentos, estão a presença de um campo magnético com intensidade bem mais alta que aquela observada no meio interestelar, e também a presença de irregularidades magnéticas com amplitudes e escalas adequadas para confinar eficientemente os raios cósmicos através colisões partícula-onda. O confinamento dos raios cósmicos na região do choque pode depender do desenvolvimento de instabilidades dos raios cósmicos (e.g. Amato and Blasi 2009), processo também chamado de “autoconfinamento”.

Longe das regiões de aceleração, as taxas de transporte dos raios cósmicos na Galáxia são controlados pela turbulência magnetohidrodinâmica presente no meio interestelar, através de processos de interação ressonante entre as ondas Alfvén quem compõem a cascata turbulenta e os raios cósmicos (neste caso, para energias acima de ~ 100 GeV). Por outro lado, raios cósmicos com energias abaixo de ~ 100 GeV tem suas taxas de transporte difusivo controladas por instabilidades ressonantes excitadas por anisotropias na distribuição de velocidades dos próprios raios cósmicos. A mais óbvia anisotropia de velocidade é a dipolar, gerada por gradientes de densidade de raios cósmicos (gradientes induzidos por exemplo pelo fluxo para fora da Galáxia, ou nas interfaces entre nuvens moleculares e o meio externo (e.g. Skilling 1970; Everett and Zweibel 2011; Plotnikov et al. 2021), produzindo a instabilidade de *streaming*. A anisotropia quadrupolar (ou de pressão), por outro lado, pode ser gerada pela compressão de campos magnéticos turbulentos de grande escala no meio (Lazarian and Beresnyak 2006; veja também Zweibel 2020). Outros

mecanismos responsáveis pelo transporte de raios cósmicos de baixas energias, em regiões em que eles não possuem densidade de energia suficiente para gerar instabilidades, são a advecção de células do plasma do meio contendo os raios cósmicos, e a separação estocástica das linhas de campo locais quando há turbulência (Jokipii and Parker 1969; Jokipii 1973).

Uma estimativa fisicamente motivada dos coeficientes de difusão espacial dos raios cósmicos nos diferentes ambientes da Galáxia depende do conhecimento detalhado do estado de turbulência do plasma local, da própria distribuição e gradientes de raios cósmicos, das instabilidades e processos de amortecimentos que por sua vez dependem do estado termodinâmico do plasma. O conhecimento destes coeficientes, por sua vez, é essencial para, por exemplo, as previsões de emissões de altíssima energia (raios gama) na Galáxia em regiões próximas a sítios de aceleração (veja por exemplo, del Valle et al. 2015), a serem detectados pelo observatório em construção CTA, (Cherenkov Telescope Array), ou se interpretar dados observacionais, por exemplo, mapas de emissão gama de nuvens moleculares em associações com supernovas (e.g. Gabici 2017), obtidos com instrumentos existentes (H.E.S.S., VERITAS, MAGIC, ou ainda o Femi em raios gama menos energéticos) ou futuros.

No Trabalho de Graduação I, quantificamos o efeito das instabilidades ressonantes de raios cósmicos geradas pela anisotropia de pressão em seu transporte difusivo em diferentes ambientes da Galáxia, através do cálculo da evolução e saturação destas instabilidades. Empregamos cálculos quase-lineares para a evolução do espectro de ondas Alfvén instáveis pela anisotropia da função de distribuição de momento dos raios cósmicos, ao mesmo tempo que evoluímos esta função de distribuição, levando em conta processos de colisão partícula-onda representados por uma difusão direcional no espaço de momento. Utilizamos diferentes condições iniciais instáveis para a função de distribuição. Comparamos os resultados com simulações cinéticas diretas já existentes. No Apêndice apresentamos este primeiro estudo realizado, onde a passagem de partícula carregada em um campo magnético escala exponencialmente oscilações no meio, entra em regime rapidamente.

No Trabalho de Graduação II, desenvolvemos um estudo do transporte de raios cósmicos em nuvens moleculares, utilizando um modelo parametrizado do coeficiente de difusão. No Capítulo 2, descrevemos a equação de transporte dos raios cósmicos, considerando a difusão e o mecanismo de emissão (perdas radiativas) considerado. No Capítulo 3 apresentamos o modelo simplificado de nuvem molecular e os cálculos numéricos utilizados, e os resultados de nossos cálculos. As conclusões deste trabalho são apresentadas no Capítulo 4.

2 Transporte dos raios cósmicos prótons: propagação difusiva

Devido ao espalhamento aleatório por irregularidades no campo magnético, seja associado a flutuações no campo magnético pela turbulência do meio ou ao crescimento de instabilidades devido ao próprio fluxo dos raios cósmicos, estas partículas sofrem um transporte difuso desde suas fontes, através do meio interestelar.

Um coeficiente de difusão escalar D pode, portanto, ser usado para descrever este transporte difuso. À medida que as partículas se difundem, elas estão sujeitas a vários ganhos e perdas de energia. Os núcleos também podem sofrer *fragmentações* que resulta na sua transformação em núcleos mais leves. Uma ferramenta útil para estudar os efeitos de tais fenômenos no espectro de energia das partículas é a equação diferencial parcial que descreve a evolução da distribuição em energia em diferentes pontos do meio interestelar na presença de perdas radiativas, e o fornecimento contínuo de partículas novas das fontes.

2.1 Equação de Perda-Difusão-Injeção

Duas derivações da equação de transporte contendo perdas radiativas e a difusão no espaço para partículas de alta energia, tanto para núcleos quanto elétrons, serão apresentadas a seguir.

2.1.1 Abordagem elementar:

Considere um volume elementar dV no qual as partículas são injetadas a uma taxa $Q(E, t)dV$. As partículas dentro de dV estão sujeitas a ganhos e perdas de energia que escrevemos:

$$\frac{-dE}{dt} = b(E), \quad (2.1)$$

onde, se $b(E)$ for positivo, as partículas perdem energia. No tempo t , o número de partículas na faixa de energia E até $E + \Delta E$ é $N(E)\Delta E$. Posteriormente em $t + \Delta t$, essas partículas são substituídas por aquelas que tinham energias no intervalo E' a $E' + \Delta E'$ no tempo t , onde

$$E' = E + b(E)\Delta t, \quad (2.2)$$

e

$$E' + \Delta E' = (E + \Delta E) + b(E + \Delta E)\Delta t. \quad (2.3)$$

Realizando expansão de Taylor para um pequeno intervalo ΔE e substituindo a equação posterior na anterior leva a

$$\Delta E' = \Delta E + \frac{db(E)}{dE} \Delta E \Delta t. \quad (2.4)$$

Portanto, a mudança em $N(E)\Delta E$ no intervalo de tempo Δt é

$$\Delta N(E)\Delta E = -N(E, t)\Delta E + N[E + b(E)\Delta t, t]\Delta E'. \quad (2.5)$$

Realizando outra expansão de Taylor para $b(E)\Delta t$ pequeno e substituindo por $\Delta E'$, obtemos

$$\Delta N(E)\Delta E = \frac{dN(E)}{dE} b(E)\Delta E \Delta t + N(E) \frac{b(E)}{dE} \Delta E \Delta t, \quad (2.6)$$

e portanto

$$\frac{dN(E)}{dt} = \frac{d}{dE} [b(E)N(E)]. \quad (2.7)$$

Esta equação descreve a evolução temporal da distribuição de energia das partículas no volume elementar dV sujeito apenas a ganhos e perdas de energia. Podemos agora adicionar outros termos a esta equação de transporte. Se as partículas são injetadas a uma taxa $Q(E, t)$ por unidade de volume,

$$\frac{dN(E)}{dt} = \frac{d}{dE} [b(E)N(E)] + Q(E, t). \quad (2.8)$$

As partículas entram e saem do volume dV por difusão e este processo depende do gradiente espacial da densidade das partículas $N(E)$. Adotando um coeficiente de difusão escalar D , a equação de Perda-Difusão-Injeção para a evolução temporal da distribuição em energia das partículas é finalmente:

$$\frac{dN(E)}{dt} = \frac{d}{dE} [b(E)N(E)] + Q(E, t) + D \nabla^2 N(E). \quad (2.9)$$

2.1.2 Abordagem no espaço de coordenadas

Uma abordagem mais simples é introduzir um diagrama de espaço de coordenadas no qual a energia é plotada ao longo das ordenadas e as coordenadas espaciais ao longo da abcissa. Os fluxos de partículas através de diferentes superfícies no espaço de coordenadas são mostrados na Figura 1. Se considerarmos o pequeno retângulo, as partículas se deslocam na direção x , e ganham ou perdem energia através da direção y . O número de partículas no intervalo de distância entre x e $x + dx$ e intervalo de energia entre E e $E + dE$ é $N(E, x, t)dEdx$.

Portanto, a taxa de mudança na densidade de partículas na caixa do espaço de coordenadas generalizadas é

$$\frac{d}{dt} N(E, X, t)dEdx = [\phi_x(E, x + dx, t)]dE - \phi_{x+dx}(E, x + dx, t)dE$$

$$+[\phi_E(E, x, t) - \phi_{E+dE}(E + dE, x, t)]dx + Q(E, x, t)dEdx, \quad (2.10)$$

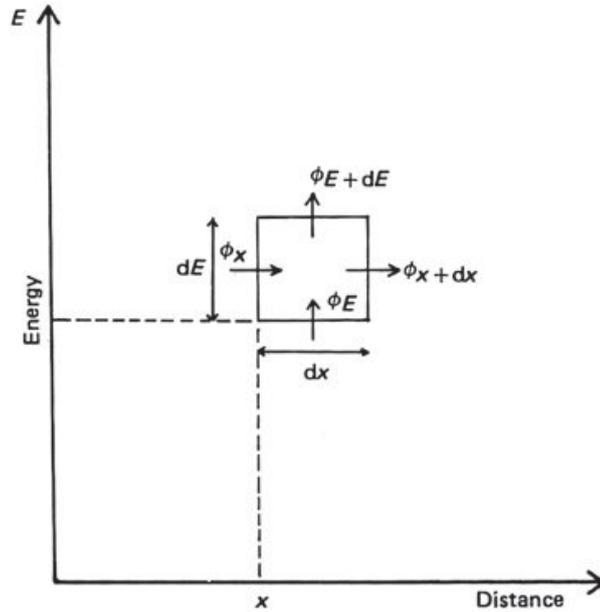


Figura 1 – Um diagrama espacial da relação de energia versus coordenadas espaciais usado na derivação da equação por perda de difusão.

onde $Q(E, x, t)$ é a taxa de injeção de partículas por unidade de volume do espaço de coordenadas generalizadas. Realizando uma expansão de Taylor e simplificando a notação,

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{\partial \phi_x}{\partial x} - \frac{\partial \phi_E}{\partial E} + Q, \quad (2.11)$$

onde ϕ_x é o fluxo de partículas através do intervalo de energia dE no ponto x no espaço e, portanto, por definição,

$$\phi_x = -D \frac{\partial N}{\partial x}, \quad (2.12)$$

e então

$$\frac{dN}{dt} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} - \frac{\partial \phi_E}{\partial E} + Q. \quad (2.13)$$

Podemos generalizar para três dimensões,

$$\frac{dN}{dt} = D \nabla^2 N - \frac{\partial \phi_E}{\partial E} + Q, \quad (2.14)$$

onde ϕ_E é o fluxo de partículas através de dx que possuem energias na faixa E a $E + dE$ em algum intervalo de tempo dt . Se $-\frac{dE}{dt} = b(E)$ é a taxa de perda de partículas de energia E , então o número que passa por E na unidade de tempo é

$$N(E) \frac{dE}{dt} = \phi_E = -b(E)N(E). \quad (2.15)$$

Portanto obtemos

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \nabla^2 N + \frac{\partial}{\partial E} [b(E)N(E)] + Q(E), \quad (2.16)$$

como antes.

Podemos adicionar outros termos a esta equação, por exemplo, para incluir termos que descrevem ganhos e perdas causados pelo espalhamento nas flutuações magnéticas, perda de partículas de uma espécie por fragmentação, decaimento radioativo e assim por diante, no caso da propagação de raios cósmicos núcleos. A equação de perda por difusão para a espécie i torna-se

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = D \nabla^2 N_i + \frac{\partial}{\partial E} [b(E)N_i] + Q_i - \frac{N_i}{\tau_i} + \sum_{j>i} \frac{P_{ji}}{\tau_j} N_j, \quad (2.17)$$

onde N_i é a densidade numérica dos núcleos da espécie i . Esta é uma função da energia, ou seja, temos que escrever $N_i(E)$. Os dois últimos termos descrevem os efeitos dos ganhos e perdas por fragmentação. τ_i e τ_j são os tempos de vida das partículas das espécies i e j . A fragmentação de todas as espécies com $j > i$ resultam em contribuições para N_i conforme indicado pela somatória no último termo. P_{ji} é a probabilidade de que, numa colisão inelástica envolvendo a fragmentação do núcleos j , a espécie i seja criada.

Outra extensão importante é a aceleração estatística de partículas por colisões. O procedimento a partir da equação de *Fokker-Planck* envolve a difusão de partículas no espaço de fase e é descrito por *Blandford e Eichler (1987)*. A equação de difusão resultante pode ser escrita em termos de diferenciais em relação à energia, uma vez que a distribuição de partículas é considerada isotrópica em termos reais e de momento espaço, sua difusão encontra um meio homogêneo e permite pressão igual para qualquer direção.

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \nabla^2 N + \frac{\partial}{\partial E} [b(E)N] + Q + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} [d(E)N], \quad (2.18)$$

onde $d(E) = \frac{\langle \partial E^2 \rangle}{\langle \partial t \rangle}$ é a variação quadrática média da energia das partículas por unidade de tempo (*Ginzburg e Syrovatskii, 1964*).

2.2 Coeficiente de difusão

O coeficiente de difusão é um parâmetro chave no estudo da difusão de partículas energéticas. É uma quantidade mal determinada, tanto do ponto de vista observacional quanto teórico. A estimativa teórica do coeficiente de difusão é uma tarefa muito complexa (por exemplo, Yan & Lazarian 2004, 2008) e observações são necessárias para restringir os modelos. A difusão de raios cósmicos é um processo não linear no qual estas partículas geram as instabilidades que produzem turbulência, que por sua vez espalham as próprias partículas (por exemplo, Nava & Gabici 2013 e suas referências). Perto dos aceleradores

de partículas, onde a população de raios cósmicos é muito alta, o coeficiente de difusão pode diminuir significativamente através instabilidades (Ptuskin, Zirakashvili & Plesser 2008; Yan & Lazarian 2011; Malkov et al. 2013).

2.3 Perdas radiativas hadrônicas: produção de píons por reações próton-próton

Para raios cósmicos prótons de altas energias, as perdas devido à produção de píons na interação com a matéria do meio interestelar são dominantes. Apresentamos a seguir o processo de produção de píons, e em seguida a produção de radiação pelo decaimento radiativo de píons neutros. Seguiremos de perto o tratamento teórico apresentado em “Introducción a la Astrofísica Relativista” (Prof. Gustavo E. Romero, Universidad Nacional de La Plata).

Na colisão inelástica de prótons relativísticos com prótons de baixa densidade de energia (colisões pp) mésons são produzidos. Canais com energia no limite inferior corresponde à criação de píons:

$$\begin{aligned} p+p &\longrightarrow p+p+a\pi^0+b(\pi^++\pi^-), \\ p+p &\longrightarrow p+n+a\pi^0+b(\pi^++\pi^-), \\ p+p &\longrightarrow n+n+2\pi^++a\pi^0+b(\pi^++\pi^-), \end{aligned} \quad (2.19)$$

onde as multiplicidades do pión a e b são quaisquer números inteiros positivos. O limite da energia cinética dos prótons relativísticos para a criação de um único pión neutro seja possível é:

$$T_p^{th} = 2m_{\pi^0}c^2 \left(1 + \frac{m_{\pi^0}}{4m_p} \right) \approx 280 \text{ MeV}, \quad (2.20)$$

onde $m_{\pi^0}c^2 \approx 135 \text{ MeV}$ é a energia de repouso do pión neutro.

A meia-vida do pión neutro é $\tau_{\pi^0} \approx 10^{-17} \text{ s}$. Esse pión decai com probabilidade de 98,8% em dois fótons:

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma. \quad (2.21)$$

Os píons carregados têm meia-vida de $2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ e decaem como:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}, \quad (2.22)$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_{\mu}. \quad (2.23)$$

Somando as Equ. 2.21, 2.22 e 2.23 com uma probabilidade de $\sim 99,99\%$, Consideremos o decaimento dos píons neutros.

Se π^0 decai em repouso, cada um dos fótons terá uma energia:

$$E_\gamma = \frac{1}{2}m_{\pi^0}c^2 \approx 67,5 \text{ MeV}. \quad (2.24)$$

No entanto, os píons neutros raramente são criados em repouso e, portanto, eles decaem durante o seu movimento. Consideremos o decaimento de um pión que no sistema do laboratório tem velocidade $v_\pi = \beta_\pi c$. No sistema de referência do laboratório, os dois fótons saem formando ângulos α e $(\pi + \alpha)$ com a direção da velocidade do π^0 , de modo que o momento seja conservado.

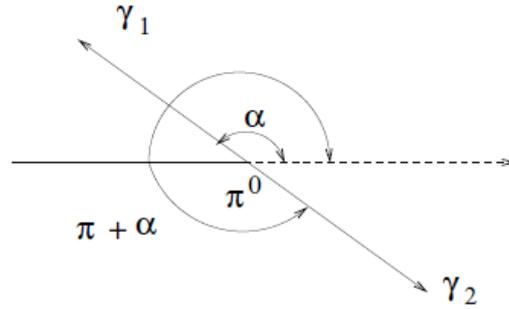


Figura 2 – Decaimento de um pión neutro, visto no sistema co-móvel. A seta tracejada indica a direção do movimento do pión no sistema de referência do laboratório.

A distribuição dos fótons será isotrópica no sistema próprio do pión. O número de fótons emitidos entre α e $(\alpha + d\alpha)$ é:

$$\frac{dN_\gamma}{\alpha} d\alpha = \sin\alpha d\alpha. \quad (2.25)$$

Na Figura 2 o diagrama desta situação é mostrado.

Se a energia de um (qualquer) dos fótons no centro de massa do sistema da $E_\gamma^{cm} = m_{\pi^0}c^2/2$, então no sistema de laboratório sua energia é:

$$E_\gamma = \frac{E_\gamma^{cm}(1 - \beta_\pi \cos \alpha)}{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}}, \quad (2.26)$$

logo:

$$dE_\gamma = \frac{E_\gamma^{cm} \beta_\pi}{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}} \sin\alpha d\alpha = \frac{E_\gamma^{cm} \beta_\pi}{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}} \frac{dN_\gamma}{d\alpha} d\alpha. \quad (2.27)$$

Como:

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} dE_\gamma = \frac{dN_\gamma}{d\alpha} d\alpha, \quad (2.28)$$

então:

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = \frac{1}{E_\gamma^{cm}} \frac{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}}{\beta_\pi} = \frac{2}{\sqrt{E_\pi^2 + m_{\pi^0}^2 c^4}}. \quad (2.29)$$

Independente da energia E_γ , a faixa permitida de energias dos fótons é:

$$E_\gamma^{cm} \left(\frac{1 - \beta_\pi}{1 + \beta_\pi} \right)^{1/2} \leq E_\gamma \leq E_\gamma^{cm} \left(\frac{1 + \beta_\pi}{1 - \beta_\pi} \right)^{1/2}. \quad (2.30)$$

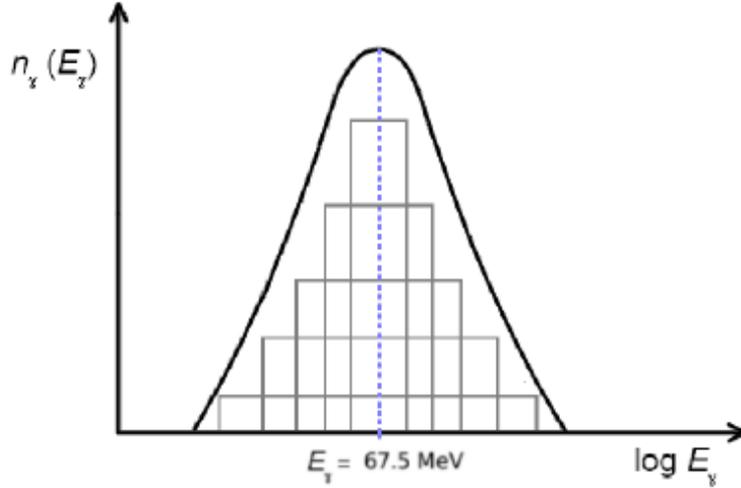


Figura 3 – Esquema da distribuição espectral dos raios gama produto de decaimento de uma população de píons neutros.

A Figura 3 mostra a distribuição espectral dos fótons injetados no decaimento de píons neutros com diferentes energias E_π . Para cada valor do espectro de fótons é uma constante (retângulo) que se estende entre os limites dados pela Eq. (2.30). O centro de cada retângulo está localizado em $E_\gamma^{cm} = 67,5$ MeV. A altura varia com E_γ , pois a área sob a curva deve ser sempre igual a 2 (dois fótons são criados por decaimento). O espectro total é a soma dos espectros individuais.

Agora suponhamos que, numa determinada região, prótons relativísticos com distribuição de energia $N_p(E_p)$ interage com um próton alvo de baixa energia e densidade numérica n_H . A emissividade injetada de píons neutros devido a colisões inelásticas pp é:

$$q_\pi(E_\pi) = cn_H \int_{E_p^{min}}^{E_p^{max}} N_p(E_p) \frac{d\sigma_\pi}{dE_\pi}(E_p, E_\pi) dE_p. \quad (2.31)$$

Aqui $d\sigma_\pi/dE_\pi$ é a seção diferencial efetiva para a produção de um π^0 de energia E_π para um próton de energia E_p . Existem diferentes abordagens adequadas para a seção efetiva. Na aproximação do funcional delta (Aharonian & Atoyan 2000) assume-se que, dado um valor de energia cinética T_p do próton relativístico, todos os píons neutros são criados com a mesma energia $E_\pi = \kappa T_p$. Então:

$$\frac{d\sigma_\pi}{dE_\pi}(E_p, E_\pi) = \delta(E_p - \kappa T_p) \sigma_{pp}(E_p), \quad (2.32)$$

onde σ_{pp} é a seção transversal inelástica total para interações pp . A aproximação do próton em movimento só com energia cinética relativística e o próton em repouso só com a energia da massa, a emissividade do pión neutro da resulta:

$$q_{\pi}(E_{\pi}) = \frac{cn_H}{\kappa} N_p (m_p c^2 + \frac{E_{\pi}}{\kappa}) \sigma_{pp} (m_p c^2 + \frac{E_{\pi}}{\kappa}). \quad (2.33)$$

Experimentalmente, em uma ampla faixa de energias (GeV a TeV), a inelasticidade é de aproximadamente $\kappa \sim 0,17$ (Gaisser 1990). Uma aproximação precisa para a seção efetiva (Kelner et al. 2006)

$$\sigma_{pp}(E_p) = (34,3 + 1,88L + 0,25L^2) \left[1 - \left(\frac{E_p^{th}}{E_p} \right)^4 \right]^2 \text{ mb}, \quad (2.34)$$

donde $L = \ln(E_p/1\text{TeV})$ e $E_p^{th} = T_p^{th} + m_p c^2 \approx 1,22 \text{ GeV}$. Na Figura 4 está apresentada a seção eficaz de colisões pp obtida de dados experimentais, comparados com os valores da equação anterior.

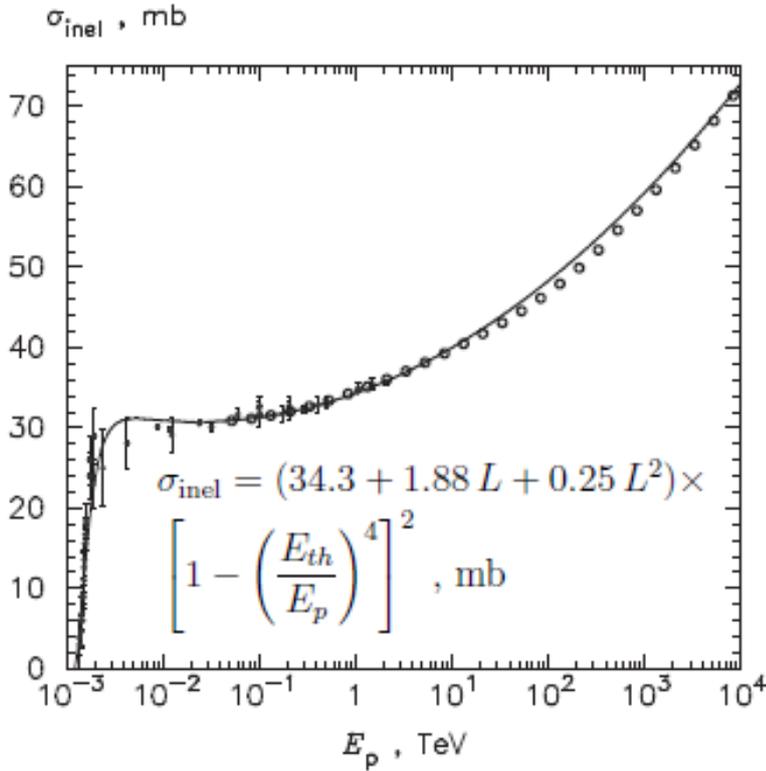


Figura 4 – Seção eficaz para colisões inelástica pp . Os círculos preenchidos são dados experimentais e os resultados vazios do são o código de simulações SIBYLL. De Kelner et al. (2006).

Finalmente, uma vez conhecida a emissividade do pión neutro $q_{\pi}(E_{\pi})$, a emissividade do fóton resultante de seu decaimento, pode ser calculada como:

$$q_{\gamma}(E_{\gamma}) = 2 \int_{E_p^{min}}^{\infty} \frac{q_{\pi}(E_{\pi})}{\sqrt{E_{\pi}^2 + m_{\pi^0}^2 c^4}} dE_{\pi}, \quad (2.35)$$

com

$$E_{\pi}^{min}(E_{\gamma}) = E_{\gamma} + \frac{m_{\pi^0}^2 c^4}{4E_{\gamma}}. \quad (2.36)$$

A taxa de perda de energia devido a colisões inelásticas pp , para um próton de energia E_p que interage com prótons brancos de densidade numérica n_H é dado por:

$$-\left. \frac{dE_p}{dt} \right|_{pp} = cn_H \kappa_{pp} E_p \sigma_{pp}(E_p) \Theta(E_p - E_p^{th}), \quad (2.37)$$

onde Θ é a função de Heaviside ($\Theta(x) = 1$ para $x \geq 0$ e $\Theta(x) = 0$ para $x < 0$), $\kappa_{pp} \approx 0,5$ e a inelasticidade total e E_p^{th} é o limite de energia de prótons relativísticos para a produção de píons.

3 Penetração de raios cósmicos prótons do background galácticos em nuvens moleculares

3.1 Modelo físico simplificado

Consideraremos o transporte de raios cósmicos prótons no interior de uma nuvem molecular no meio interestelar. A distribuição de energia N_p dos prótons segue a seguinte equação de transporte geral:

$$\frac{\partial N_p(\vec{r}, E, t)}{\partial t} = \nabla \cdot [D(\vec{r}, E) \nabla N_p(\vec{r}, E, t)] - \frac{\partial}{\partial E} (P(\vec{r}, E) N_p(\vec{r}, E, t)) + Q_p(\vec{r}, E, t), \quad (3.1)$$

onde $D(\vec{r}, E)$ é o coeficiente de difusão das partículas, $P(\vec{r}, E) \equiv -(dE/dt)$ é a taxa de perda de energia que resulta em emissão radiativa, e $Q_p(\vec{r}, E, t)$ é a função de injeção de partículas. Adotaremos um coeficiente de difusão escalar que depende apenas da energia da partícula $D(\vec{r}, E) \equiv D(E)$. Adotaremos um sistema de coordenadas esféricas (R, θ, ϕ) , com origem no centro da nuvem. Por simplicidade, consideraremos uma nuvem perfeitamente simétrica, com dependência espacial apenas em R , ou seja, $N_p \equiv N_p(R, E, t)$.

Com estas simplificações, a equação de transporte torna-se:

$$\frac{\partial N_p}{\partial t} = D(E) \left[\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial N_p}{\partial R} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial E} (P(R, E) N_p) + Q_{p(R, E, t)}. \quad (3.2)$$

As perdas dominantes para prótons são colisões inelásticas $p - p$, descrita no Capítulo anterior. O termo de perda é

$$P(R, E) = E n_H(R) c \kappa_{pp} \sigma_{pp}, \quad (3.3)$$

onde κ_{pp} é a inelasticidade ($\approx 0,45$) e σ_{pp} é a seção transversal para colisões inelásticas. A dependência de R das perdas radiativas são dadas através da densidade de átomos de hidrogênio na nuvem $n(R)$. Além disso, consideraremos por simplicidade uma nuvem com distribuição de densidade uniforme, com $n_H = 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

Em del Valle et al. (2016), se estudou o transporte de raios cósmicos acelerados nos choques produzidos pela interação com o meio dos ventos de estrelas massivas de altas velocidades, no interior de nuvens moleculares. Abordaremos neste trabalho o problema da penetração dos raios cósmicos galácticos nesta nuvem esférica, sem considerar a presença de injetores ou aceleradores de raios cósmicos no interior da nuvem (isto é, $Q_{p(R, E, t)} = 0$). Estamos interessados na solução de estado estacionário, que satisfaz a equação:

$$D(E) \left[\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial N_p}{\partial R} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial E} [P(R, E) N_p] = 0. \quad (3.4)$$

As condições de contorno são dadas por: em $R = 0$ (centro da nuvem), $\frac{\partial N_p}{\partial R} = 0$; em $R = R_{nuvem}$, $N_p = N_{p,Gal}(E)$, onde $N_{p,Gal}(E)$ é a distribuição de raios cósmicos do *background* galáctico:

$$N_{p,Gal}(E) = \frac{4\pi}{c} \times 2.2 \times \left(\frac{E}{GeV} \right)^{-2.75} cm^{-3} GeV^{-1}, \quad (3.5)$$

(ver del Valle et al. 2016).

Para o coeficiente de difusão espacial, adotaremos uma abordagem fenomenológica semelhante aquela usada em del Valle et al. (2016). O coeficiente de difusão é uma lei de potência na energia da partícula:

$$D(E) = \chi D_{10} \left(\frac{E}{10 GeV} \right)^\delta, \quad (3.6)$$

onde D_{10} é o valor de D em $E = 10$ GeV. A potência δ varia entre 0,3 e 0,6 dependendo do espectro da lei de potência da turbulência do campo magnético. O parâmetro $\chi < 1$ leva em consideração a supressão do coeficiente de difusão dentro do meio turbulento da nuvem. Para δ e D_{10} , tomamos valores considerados como típico na Galáxia 0,5 e $10^{27} cm^2 s^{-1}$, respectivamente (Berezinskii e outros. 1990). Fixaremos $\chi = 10^{-3}$.

3.2 Solução numérica do estado estacionário da equação de transporte

Para obtermos a solução estacionária da Equação 3.4, calcularemos numericamente a evolução da função de distribuição através da Equação 3.2 (sem o termo de injeção), com um tempo fictício, até que a solução N_p alcance um estado estacionário. Para isso, utilizamos um código Fortran que discretiza a Equação 3.2 através de diferenças finitas. Utilizamos o método de Euler para a integração temporal.

Os parâmetros do cálculo numérico são:

- Energia mínima de 1.22 GeV, e máxima de 10^6 GeV. Grade de energia espaçada logaritmicamente, com 100 pontos de grade.
- Raio da nuvem molecular de 10 pc ou 1pc. Grade de energia espaçada uniformemente, com 100 pontos de grade.
- Número de iterações: 50.000 (cinquenta mil).

3.2.1 Nuvem de 10 pc

Na abscissa temos distância do centro da nuvem em centímetros (cm), na ordenada a energia em GeV e na cota número de partículas por $cm^{-3} GeV^{-1}$.

Uma visão de longe da origem da difusão.

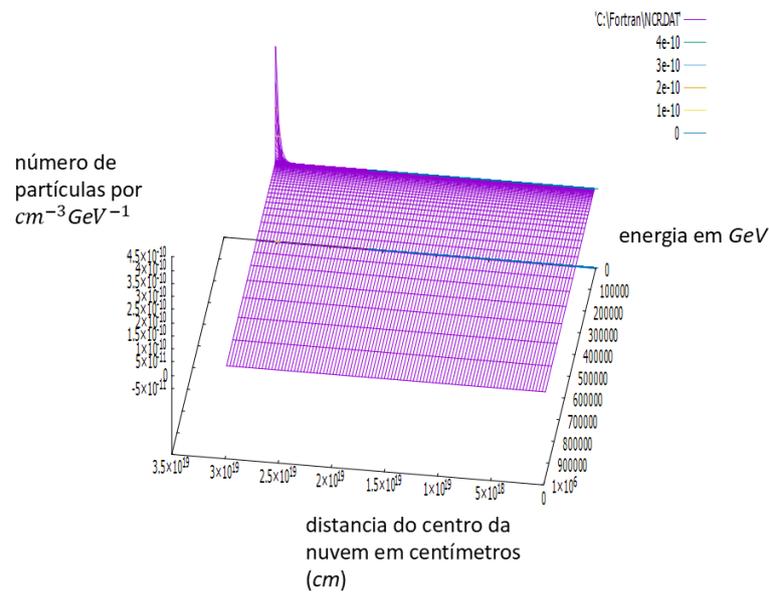


Figura 5 – Temos uma visão longe da origem dos raios cosmicos.

Aproximando fa origem vemos que temos um crescimento e decrescimento continuo.

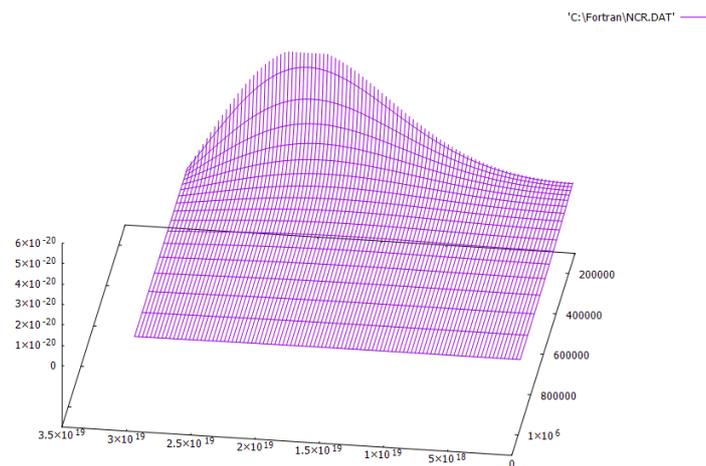


Figura 6 – Ao aproximarmos a curva e suave no inicio do crescimento e depois que decresce também é suave.

Pegando uma seção de curva perto da origem.

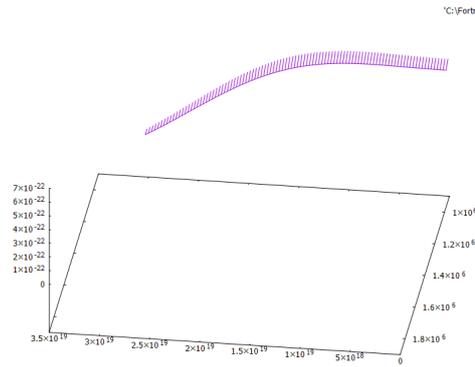


Figura 7 – Em umação próxima da origem o crescimento é suave e contínuo.

Faremos agora uma análise com escala logarítmica.

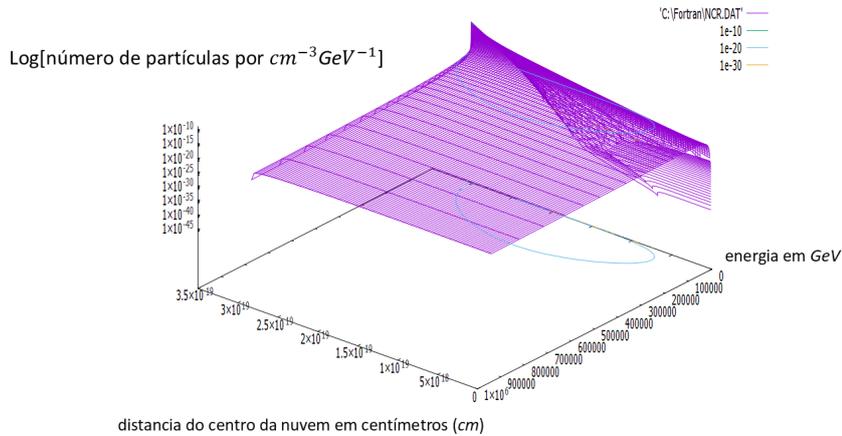


Figura 8 – Precebemos que existe uma região onde fica confinado a maior parte da secção de choque, na região interna a linha azul.

Uma visão mais detalhada usando escala logarítmica. Percebemos que existe uma região com mais perda de energia, que é a onde ocorre a maior quantidade de colisões inelástica. Fora da linha azul os choques tendem a ser elásticos.

3.2.2 Nuvem de 1 pc

Energia mínima 100 vezes maior, uma visão distante.

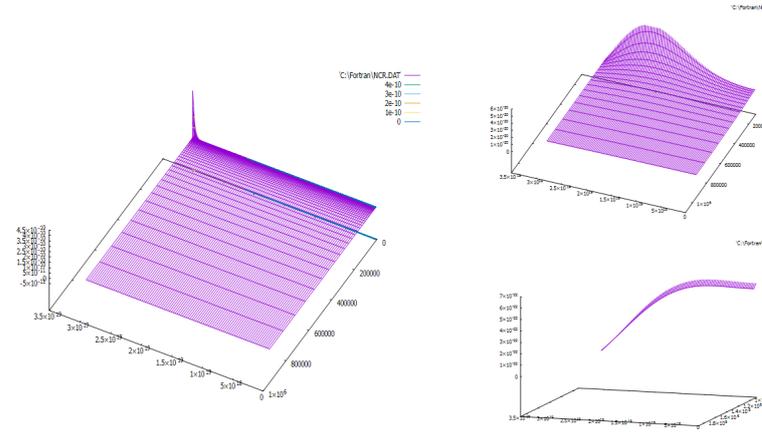


Figura 9 – Nuvem de 1 pc visto a uma distância longa não é perceptível diferença da nuvem de 10 pc.

Visão das proximidades da origem em escala logarítmica, tanto na nuvem de 1 pc com energia mínima 100 vezes maior, ou uma nuvem de 10 pc obedecem a mesma dinâmica de crescimento e decrescimento seção efetiva de choques e perda de energia.

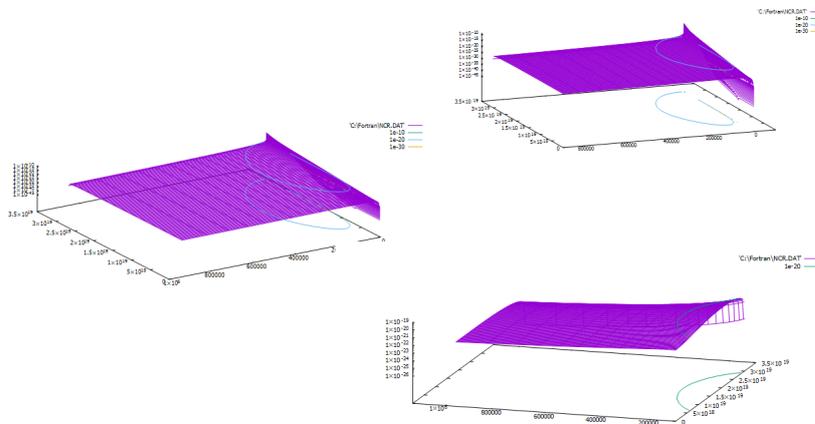


Figura 10 – Não percebemos diferença do perfil da região de maior colisão. mesmo alterando a energia mínima, mesmo aumentando de 100 vezes.

O perfil de perda de energia de uma nuvem de 1 pc ou 10 pc, com energia de choque de 1,22 ou 122 GeV não é perceptível. Tudo fica restrito a região próxima fonte de raios cósmicos, verificando o arquivo numérico e fazendo gráfico logarítmico, as perdas de energia estão concentrada entre 0,17 a 1,00 pc. Independe do tamanho da nuvem molecular.

Perfil de perda de energia por choque inelástico em função da distância da fonte.

Os dados do programa mostra um aumento de 10% de atividade, ou seja tempo de execução. Podemos entender isso como mais choque inelástico, no entanto não muda a caraterísticas espaciais do local que ocorrem as perdas por colisão.

Como a região de alta colisão inelástica está entre 0.17 pc a 10 pc, uma nuvem molecular de 1 pc terá em toda sua extensão crescimento até alta taxa de colisões, uma nuvem de 10 pc terá crescimento e decréscimo de sua taxa de colisões inelásticas. Depois de 1 pc temos uma queda suave na curva de perda de energia, isso independe do tamanho da nuvem.

Para podermos ajudar a compreensão, a figura seguinte é uma ilustração criada para mostrar que tanto na nuvem molecular de 10 pc ou 1 pc o que vemos a parte escura como sendo o local que emana mais intensamente raios gama.

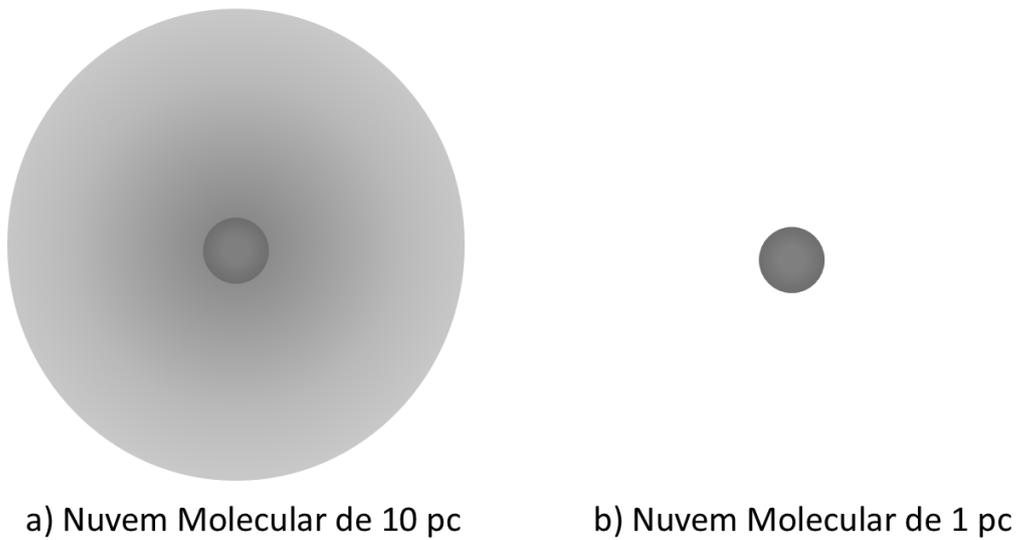


Figura 11 – Se fosse possível ver raios gama, a esfera escura é o local de maior quantidade relevante de colisões, sendo a parte mais clara que é uma penumbra onde o decaimento é suave.

4 Conclusão

No Trabalho de Graduação I, estudamos a evolução da instabilidade da giro ressonância impulsionada por anisotropia de velocidades de CRs em plasmas astrofísicos. A anisotropia da velocidade dos CRs naturalmente se desenvolve como consequência da compressão/expansão local do meio pelas grandes dimensionar movimentos turbulentos compressivos. Isso influencia na difusão dos raios cósmicos que se seguem.

Isso modifica a intensidade da média magnética local campo e, conseqüentemente, os CRs perpendiculares (em relação à direção do campo magnético) energias devido à conservação do primeiro invariante adiabático. Estudando esse efeito é importante para entender a propagação de CRs no ISM e no meio intracluster de galáxias. Estudos anteriores estimaram que o caminho livre médio dos CRs de baixa energia (100 GeV) no ISM turbulento pode ser substancialmente afetado por esta instabilidade.

Esses estudos assumiram a taxa de espalhamento pela instabilidade para seguir a teoria quase linear de interações de pacotes de ondas. A fase linear da instabilidade permanece enquanto as flutuações são pequenas o suficiente, mas depois de algum tempo os efeitos não lineares como onda-partícula e onda-onda a dispersão torna-se importante. Não existe uma estrutura teórica para estudar completamente a influência de efeitos não lineares, por isso usamos simulações como ferramenta principal para nossa investigação e comparação com a teoria quase linear.

Fizemos uma simulação da fase linear da instabilidade para obter o crescimento da taxa e velocidade de fase das ondas Alfvén encontrando uma excelente concordância entre as simulações e as previsões da teoria. Também comparamos a evolução da instabilidade para diferentes valores de anisotropia inicial, e descobriu que a energia nas perturbações do campo magnético cresce muito mais rápido para valores diferentes de zero, também a comparação da evolução da energia magnética para simulações com diferentes graus de anisotropia inicial. O pequeno crescimento da energia magnética para a anisotropia zero pode ser explicada pelo ruído causado pela limitado número de partículas na simulação numérica.

Em todas as simulações, os efeitos não lineares foram importantes. Após um curto período inicial do crescimento exponencial das flutuações, os efeitos não lineares começaram a alterar a dinâmica do sistema, saturando o crescimento da instabilidade. O espectro da fase saturada é principalmente reunido em uma região estreita de comprimento de onda.

Observamos que a distribuição inicial de CRs anisotrópicos torna-se mais isotrópica com o tempo. Além disso, os resultados das nossas simulações indicam que partículas com valores de momento menores tornam-se isotrópicas mais rapidamente. Estimamos

o coeficiente de difusão do ângulo de inclinação em diferentes fases da instabilidade e valores encontrados próximos da teoria quase linear simples. Mais estudos são necessários para avaliar possíveis limitações do nosso método para calcular o coeficiente de difusão D e também verificar a influência da razão entre os CRs energia cinética e a magnética. Contudo os nossos testes preliminares não mostraram nenhuma evidência nessa direção, devido ao ruído provocado pelo número limitado de partículas nas simulações torna-se difícil para simular diretamente a instabilidade.

No Trabalho de Graduação II, desenvolvemos um estudo do transporte de raios cósmicos em nuvens moleculares, utilizando um modelo parametrizado do coeficiente de difusão. Focamos no caso da penetração de raios cósmicos do *background* galáctico, mas os métodos podem ser estendidos para possíveis fontes de raios cósmicos próximas da nuvem, como remanescentes de supernovas. Com o objetivo de obter a distribuição de raios cósmicos galácticos dentro de nuvens moleculares esféricas através da solução da equação de transporte (na presença de difusão e perdas radiativas somente), resolvemos numericamente a equação de transporte em um cenário idealizado, como uma distribuição de massa uniforme em uma nuvem esférica, e um coeficiente de difusão dos raios cósmicos que depende apenas da energia e não do raio da nuvem. Obter esta distribuição é essencial para se obter mapas de emissão gama (nas energias $> \text{MeV}$) da interação destes raios cósmicos prótons com o material da nuvem.

O resultado obtido pode ser ilustrado de maneira simples pela figura que compara uma nuvem de 10 pc e outra de 1 pc.

Como aplicações deste tipo de estudo podemos mencionar: (i) a previsão da emissão gama difusa na Galáxia, necessária para a remoção do *background* no estudo de fontes galácticas; (ii) o estudo de fontes de raios cósmicos prótons/núcleos próximas de nuvens moleculares (que atuam como calorímetros); (iii) ajudar na interpretação de observações que caracterizem as propriedades de difusão dos raios cósmicos.

Referências

- High Energy Astrophysics, MALCOLM S. LONGAIR (2011)
- Cosmic rays self-confinement due to the gyroresonance instability, Lebiga Olga Sergiivna (2017)
- Microphysics of cosmic ray driven plasma instabilities, A.M.Bykov, A.Brandenburg, M.A.Malkov, S.M.Osipov(2013)
- Runaway stars as cosmic ray injectors inside molecular clouds, M.V. del Valle, G. E. Romero and R. Santos-Lima (2014)
- Kinetic–MHD simulations of gyroresonance instability driven by CR pressure an isotropy, O. Lebiga, R. Santos-Lima and H. Yan (2018)
- Cosmic Ray Astrophysics, Reinhard Schlickeiser (2002)
- Modern Particle Physics, MARK THOMSON (2013)
- PARTICLE PHYSICS, B. R. Martin, G. Shaw (2008)
- Introduccion a la Astrofísica Relativista Prof. Gustavo E. Romero - Universidad Nacional de La Plata Facultad de Ciencias Astronomicas y Geofisicas Diciembre de (2018)
- Kelner, S. R., Aharonian, F. A., & Bugayov, V. V. 2006, Phys. Rev. D, 74, 034018