



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-0000-TDI/000

**MODELAGEM DO FLUXO DE ANTIPRÓTONS
SECUNDÁRIOS NO MEIO INTERESTELAR E NA
MAGNETOSFERA INTERIOR DA TERRA**

Kenny Choque Talavera

Tese de Doutorado em Astrofísica, orientada pelo
Prof. Dr. Udaya B. Jayanthi e Dr. Anatoly A. Gusev.

INPE

São José dos Campos

31 de agosto de 2007

00.000.00(000.0)

CHOQUE TALAVERA, Kenny

Guia para elaboração, formatação e disponibilização de dissertações, teses e outros trabalhos do INPE / Kenny Choque Talavera. – São José dos Campos: INPE, 31 de agosto de 2007.

226p. – (INPE-0000-TDI/000).

1. Raios cósmicos. 2. Antimatéria primordial. 3. Bariogênese. 4. Antiprótons. 5. Cinturões de radiação.

Aprovada pela Banca Examinadora em cumprimento a requisito exigido para a obtenção do Título de **Doutor** em **Astrofísica**.

Dr. Daniel Jean Roger Nordemann

Presidente
INPE, SJCampos (SP)

Dr. Udaya Bhaskaram Jayanthi

Orientador
INPE, SJCampos (SP)

Dr. Anatoly Alexandrovitch Gusev

Orientador
IKI-RAS, Moscou (Rússia)

Dr. Odylio Denys de Aguiar

Membro da Banca – convidado –
INPE, SJCampos (SP)

Dr. Francisco José Jablonski

Membro da Banca – convidado –
INPE, SJCampos (SP)

Dra. Vera Jatenco Pereira

Membro da Banca – externo –
IAG-USP, São Paulo (SP)

Dr. Edison Hiroyuki Shibuya

Membro da Banca – externo –
IFGW-UNICAMP, Campinas (SP)

Candidato: Kenny Choque Talavera

São José dos Campos, 31 de agosto de 2007.

“A vida será mais complicada se você possuir uma curiosidade ativa, além de aumentarem as chances de você entrar em apuros, mas será mais divertida”.

EDWARD SPEYER
em “Seis Caminhos a Partir de Newton”, 1994

A meus pais Nicolás e Juana

AGRADECIMENTOS

Gostaria de expressar meus sinceros agradecimentos aos meus orientadores Dr. Udaya B. Jayanthi e Dr. Anatoly. A. Gusev pelo estímulo e colaboração na realização deste trabalho. Bem como à Dr. Galina Pugacheva, que juntos encorajaram minhas idéias e sempre dispuseram de ajuda quando necessário.

A todos os professores da Divisão de Astrofísica do INPE que me apoiaram, através das disciplinas ministradas, e no meu crescimento profissional e pessoal.

A meus amigos, colegas, e funcionários da DAS e do INPE pelo companheirismo e os bons momentos que compartilhei com eles.

Agradeço em particular à agência CAPES que forneceu recursos financeiros, através da bolsa concedida com a qual foi possível realizar este trabalho.

Agradeço ao apoio dos meus pais, irmãos, familiares, que tiveram paciência e colaboraram para que este trabalho tenha sido possível. Um agradecimento especial a Cecília pelo apoio e carinho.

Deixo meus sinceros agradecimentos a todos que de alguma forma contribuíram para a culminação desta tese.

RESUMO

O interesse no estudo da componente de antimatéria na radiação cósmica compreende o entendimento da sua fonte e transporte dos raios cósmicos, bem como a aparente ausência de antimatéria cosmológica e, possivelmente, a natureza da matéria escura. Nesta tese, modelamos a fonte de antiprótons produzidos nas interações dos raios cósmicos primários (RC) com o meio interestelar e sua propagação na Galáxia, baseada no modelo padrão de transporte de RC *Leaky Box*. O fluxo estimado para antiprótons interestelares, em forma geral, é consistente com as observações de antiprótons nos RC realizadas a bordo de balões estratosféricos. Porém, medidas recentes do espectrômetro BESS em energias sub-GeV, mostram algum excesso no fluxo de antiprótons, se comparado com a predição de produção secundária. Ainda que tenham surgido sugestões para explicar esta discrepância, considerando processos adicionais de transporte e existência de fontes “exóticas” de antiprótons primários na Galáxia, e embora esta tese utilize modelos mais realistas de produção de antiprótons, incluindo contribuições da componente terciária e antiprótons provenientes do decaimento de antinêutrons, esta discrepância ainda continua. Reações nucleares dos RC com o gás da atmosfera superior também produzem antiprótons. Naturalmente, uma fração destes antiprótons –aqueles com energias abaixo do *cut-off* geomagnético– podem ser capturados pelo campo magnético da Terra. Assim, populações de antiprótons de baixa energia, similares a outras espécies encontradas em altitudes de ~ 1300 km, podem formar cinturões de radiação em redor da Terra. Neste trabalho, calculamos o espectro de produção de antiprótons secundários na região exosférica e subsequente captura geomagnética baseada no processo de difusão radial. As estimativas mostram fluxos de antiprótons magnetosféricos maiores do que aqueles interestelares. Espera-se que estes antiprótons capturados possam se difundir para regiões polares através de processos de precipitação magnetosférica e/ou difusão de *pitch angle* e contribuir em energias sub-GeV para o fluxo interestelar observado a bordo de balões em latitudes com *cut-off* de rigidez geomagnético de $\sim 0,4$ GV. O interesse na presença de antipartículas dos raios cósmicos –particularmente antiprótons– pode conduzir à elucidação de certos problemas astrofísicos e cosmológicos.

MODELLING OF THE SECONDARY ANTIPROTONS FLUXES IN THE INTERSTELLAR MEDIUM AND INNER MAGNETOSPHERE OF THE EARTH

ABSTRACT

The interest in the study of the antimatter component in the cosmic radiation ranges since its understanding of the source and transport as well as the apparent absence cosmological antimatter and possibly the nature of the dark matter. In this thesis, an attempt is made to model the source of antiprotons produced by the interaction of primary cosmic rays (CR) with the interstellar medium and the propagation in the Galaxy through Leaky Box transport model. The interstellar antiproton flux estimates in general are consistent with the observations of cosmic ray antiprotons performed by stratospheric balloon experiments. However, the recent measurements by the BESS spectrometer, show excess at sub-GeV energies when compared with the secondary production. In spite of some suggestions which consider additional transport processes and also the existence of exotic sources of primary antiprotons in the Galaxy, this thesis utilizes more realistic models for the production of antiprotons by including the tertiary component contribution and decay products of antineutrons. Nevertheless, the discrepancy still continues. The nuclear reactions of cosmic rays with the constituents in the rarified atmosphere can produce antiprotons. Naturally, a fraction of these antiprotons –those with the energies below the geomagnetic cut-off– can suffer capture in the magnetic field of the Earth. As such low energy antiproton population, similar to other species found at altitudes of ~ 1300 km, can form a radiation belt around the Earth. In this work, estimates are made of the spectrum of the source function in the exospheric region, and subsequently the distribution in the geomagnetic space through the radial diffusion process. The flux estimates of the magnetospheric antiprotons are higher than the interstellar component. It can be considered that these captured antiprotons can diffuse to the polar regions, through magnetospheric precipitation and/or pitch angle diffusion, and contribute to the flux observed in the balloon experiments at latitudes with rigidity cut-off ~ 0.4 GV, at sub-GeV energies. The interest in the presence of antimatter in the cosmic rays –in particular the antiprotons– can lead to elucidate the astrophysical and cosmological problems.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

LISTA DE SÍMBOLOS

| | |
|---|------------|
| CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO | 31 |
| 1.1 - Raios Cósmicos | 31 |
| 1.1.1 - Composição e Fontes dos Raios Cósmicos Interestelares | 34 |
| 1.1.2 - Aceleração e Propagação | 37 |
| 1.1.3 - Medidas Experimentais dos Raios Cósmicos | 41 |
| 1.2 - Antimatéria no Universo | 52 |
| 1.2.1 - Simetria das Interações das Partículas Elementares e Antimatéria Primordial | 53 |
| 1.2.2 - Matéria-Antimatéria no Universo | 55 |
| 1.2.3 - Busca Experimental da Antimatéria | 59 |
| 1.3 - Esboço | 67 |
| CAPÍTULO 2 - ANTIPRÓTONS SECUNDÁRIOS INTERESTELARES | 69 |
| 2.1 - Antiprótons nos Raios Cósmicos | 69 |
| 2.2 - Propagação de Raios Cósmicos na Galáxia | 70 |
| 2.2.1 - Produção de Antiprótons | 72 |
| 2.2.2 - Difusão Espacial e Escape | 95 |
| 2.2.3 - Perdas por Colisões Inelásticas e de Aniquilação | 99 |
| 2.2.4 - Perdas de Energia | 101 |
| 2.3 - Fluxo Interestelar Local de Antiprótons Secundários | 103 |
| 2.4 - Modulação Solar | 109 |
| CAPÍTULO 3 - ANTIPRÓTONS NA MAGNETOSFERA TERRESTRE | 113 |

| | |
|---|------------|
| 3.1 - Partículas Energéticas na Região Magnetosférica Terrestre | 113 |
| 3.2 - Movimento de Partículas em um Campo Magnético: Aproximação Adiabática | 117 |
| 3.3 - Modelo de Partículas Capturadas | 121 |
| 3.3.1 - Fonte ‘Local’ de Antiprótons Secundários | 123 |
| 3.3.2 - Difusão Radial | 131 |
| 3.3.3 - Perdas de Energia | 135 |
| 3.3.4 - Perdas Catastróficas de Antiprótons | 136 |
| 3.3.5 - Condições de Contorno | 140 |
| 3.3.6 - Movimento Não-Adiabático de Antiprótons Rápidos | 144 |
| 3.4 - População de Antiprótons Capturados na Magnetosfera da Terra | 146 |
| CAPÍTULO 4 - COMPARAÇÃO COM OS DADOS OBSERVACIONAIS | 155 |
| 4.1 - Observações dos Antiprótons nos Raios Cósmicos | 155 |
| 4.2 - Comparação Com os Dados Observacionais | 158 |
| 4.3 - Explicações Alternativas Para o Espectro de Antiprótons sub-GeV | 166 |
| 4.4 - Contribuição dos Antiprótons Magnetosféricos Para o Fluxo de Antiprótons Interestelares sub-GeV | 171 |
| 4.5 - Experimentos Atuais e Futuros | 174 |
| CAPÍTULO 5 - CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS | 179 |
| REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS | 183 |
| APÊNDICE A - IONOSFERA-PLASMASFERA DA TERRA | 213 |
| A.1 - Ionosfera | 213 |
| A.2 - Plasmasfera | 213 |
| ANEXO A - APROXIMAÇÃO DE CAMPO DE FORÇA PARA A MODULAÇÃO SOLAR | 217 |
| A.1 - Modulação Solar do Fluxo de Antiprótons Secundários Interestelares | 221 |
| ANEXO B - TEOREMA DE LIOUVILLE E DENSIDADES NO ESPAÇO DE FASES | 223 |

LISTA DE FIGURAS

| | <u>Pág.</u> |
|--|-------------|
| 1.1 Espectro dos raios cósmicos para as espécies H, He, C, e Fe. | 33 |
| 1.2 Espectro de energia do H e He para mínima, intermediária e máximo efeito da modulação solar. O espectro do hidrogênio foi multiplicado por um fator 5 para uma melhor leitura. O espectro de energia C+O e Fe para máxima e mínima efeito da modulação solar. | 35 |
| 1.3 Variação temporal da intensidade de nêutrons atmosféricos (plano superior), e atividade solar representada pelo número de manchas solares (plano inferior). Dados: http://ulysses.sr.unh.edu/NeutronMonitor/Misc/neutron2.html , http://sidc.oma.be | 36 |
| 1.4 Abundâncias dos elementos nos raios cósmicos medidos na Terra se comparado às abundâncias do sistema solar, todos relativo ao silício: (<i>círculos sólidos</i>) raios cósmicos com energias de 70-280 MeV/núcleon; (<i>diamantes</i>) do sistema solar. Dados: Simpson (1983) e Meyer (1985) | 38 |
| 1.5 Dependência com a energia da razão dos fluxos dos raios cósmicos; B/C e sub-Fe/Fe. Dados: Juliusson(1971-2) (Juliusson, 1974), Orth(1972) (Orth <i>et al.</i> , 1978), Caldwell(1974) (Caldwell, 1977), Simon(1976) (Simon <i>et al.</i> , 1980), Young(1977) (Young <i>et al.</i> , 1981), Dwyer(1978) (Dwyer; Meyer, 1987), Lezniak(1978) (Lezniak; Webber, 1978), ICE/ISSE3(78) (Krombel; Wiedenbeck, 1988), Leske(1978-81) (Leske, 1993), HEAO-3(79) (Engelmann <i>et al.</i> , 1990), Spacelab 2(85) (Swordy <i>et al.</i> , 1990), Ulysses(90-95) (Duvernois <i>et al.</i> , 1996), Ulysses(95) (Duvernois; Thayer, 1996), VOYAGER 2(97) (Webber <i>et al.</i> , 2003), ACE/CRIS(97) (Davis <i>et al.</i> , 2000). | 42 |

| | | |
|------|---|----|
| 1.6 | Medida do fluxo diferencial de prótons. Dados: durante época de máxima atividade solar, MASS(91) (Bellotti <i>et al.</i> , 1999), IMAX(91) (Ichimura <i>et al.</i> , 1993), BESS-TeV(00) (Haino <i>et al.</i> , 2004); mínima atividade solar, BESS(93) (Wang <i>et al.</i> , 2002), CAPRICE(94) (Boezio <i>et al.</i> , 1999), RICH-II(97) (Diehl <i>et al.</i> , 2003), CAPRICE(98) (Boezio <i>et al.</i> , 2003), AMS-1(98) (Alcaraz <i>et al.</i> , 2000), BESS(98) (Sanuki <i>et al.</i> , 2000); e para altas energias, Ichimura(1989) (Ichimura <i>et al.</i> , 1993), RUNJOB(95) (Apanasenko <i>et al.</i> , 2001), JACCE (Asakimori <i>et al.</i> , 1998), Ryan (Ryan <i>et al.</i> , 1972), Sokol-2 (Ivanenko, 1993), KASKADE (Antoni <i>et al.</i> , 2004). | 45 |
| 1.7 | Comparação do fluxo diferencial de He. Dados: durante época de máxima atividade solar, MASS(91) (Bellotti <i>et al.</i> , 1999), IMAX(91) (Ichimura <i>et al.</i> , 1993), BESS-TeV(00) (Haino <i>et al.</i> , 2004), Buckley(1991) (Buckley <i>et al.</i> , 1994); mínima atividade solar, BESS(93) (Wang <i>et al.</i> , 2002), CAPRICE(94) (Boezio <i>et al.</i> , 1999), RICH-II(97) (Diehl <i>et al.</i> , 2003), CAPRICE(98) (Boezio <i>et al.</i> , 2003), AMS-1(98) (Alcaraz; AMS Collaboration., 2000a), BESS(98) (Sanuki <i>et al.</i> , 2000); e para altas energias, Ichimura(1989) (Ichimura <i>et al.</i> , 1993), RUNJOB(95) (Apanasenko <i>et al.</i> , 2001), JACCE (Asakimori <i>et al.</i> , 1998), Ryan (Ryan <i>et al.</i> , 1972), Sokol-2 (Ivanenko, 1993), Grigorov (Grigorov <i>et al.</i> , 1971), MUBEE (Zatsepin <i>et al.</i> , 1994). . . . | 47 |
| 1.8 | Observação experimental do espectro de C, N, O, Si e Fe. Os espectros são multiplicados por E^2 . Dados: Juliusson(1971) (Juliusson, 1974), Orth(1972) (Orth <i>et al.</i> , 1978), Simon(1976) (Simon <i>et al.</i> , 1980), Lezniak(1978) (Lezniak; Webber, 1978), HEAO3(79) (Engelmann <i>et al.</i> , 1990), CRN(85) (Mueller <i>et al.</i> , 1991), Swordy(1985) (Swordy <i>et al.</i> , 1990), Buckley(1991) (Buckley <i>et al.</i> , 1994), Young(1977) (Young <i>et al.</i> , 1981), Ichimura(1987-91) (Ichimura <i>et al.</i> , 1993) | 49 |
| 1.9 | Espectro de raios cósmicos de altas energias. | 51 |
| 1.10 | As abundâncias dos elementos leves primordiais ^4He , D, ^3He e ^7Li como predito pelo modelo padrão de big bang nucleosíntesis. As caixas indicam as abundâncias de elementos leves observados (<i>caixas pequenas</i> : 2σ de erro estatístico; <i>caixas maiores</i> : $\pm 2\sigma$ de erro estatístico e sistemático). A banda vertical estreita indica a medida da RCFM da densidade bariônica cósmica. | 57 |

| | | |
|------|--|----|
| 1.11 | Fração de pósitrons $e^+/(e^+ + e^-)$ como função da energia. Dados: durante época de atividade solar mínima, Fanselow(1965-6) (Fanselow <i>et al.</i> , 1969), Buffington(1972-3) (Buffington <i>et al.</i> , 1975), Golden(1976) (Golden <i>et al.</i> , 1987), HEAT(94+95) (Barwick <i>et al.</i> , 1997), CAPRICE(94) (Boezio <i>et al.</i> , 2000), CAPRICE(98) (Boezio, 1999); e atividade solar máxima, Golden(1989) (Golden <i>et al.</i> , 1994), MASS(91) (Grimani <i>et al.</i> , 2002), Golden(1993) (Golden <i>et al.</i> , 1996), HEAT-pbar(00) (Beatty <i>et al.</i> , 2004). Modelo (<i>linha sólida</i>): para uma produção puramente secundária de pósitrons (Moskalenko; Strong, 1998). | 62 |
| 1.12 | Fluxo de \bar{p} no topo da atmosfera. Dados experimentais medidos durante o período de mínima atividade solar: BESS(93) (Moiseev <i>et al.</i> , 1997), CAPRICE(94) (Boezio <i>et al.</i> , 1997), BESS(95) (Matsunaga. <i>et al.</i> , 1998), BESS(97+95) (Orito <i>et al.</i> , 2000), CAPRICE(98) (Boezio <i>et al.</i> , 2001), BESS(98) (Maeno <i>et al.</i> , 2001); e máxima atividade solar: MASS(91) (Hof <i>et al.</i> , 1996), IMAX(92) (Mitchell. <i>et al.</i> , 1996), BESS(99) (Asaoka <i>et al.</i> , 2002), BESS(00) (Asaoka <i>et al.</i> , 2002), HEAT-pbar(00) (Beach <i>et al.</i> , 2001), BESS(02) (Haino <i>et al.</i> , 2005). | 64 |
| 1.13 | Espectro de raios- γ difuso medidos pelo COMPTEL (Kappadath <i>et al.</i> , 1996) e EGRET (Sreekumar <i>et al.</i> , 1998) | 66 |
| 2.1 | Fluxo local interestelar de prótons (<i>linha preta</i>), junto com com o fluxo modulado na órbita da Terra, em condições de mínima atividade solar (<i>linha vermelha</i>), e máxima atividade solar (<i>linha azul</i>). Dados: durante época de máxima atividade solar, MASS(91) (Bellotti <i>et al.</i> , 1999), IMAX(91) (Ichimura <i>et al.</i> , 1993), BESS(99) e BESS(00) (Asaoka <i>et al.</i> , 2002), BESS-TeV(02) (Haino <i>et al.</i> , 2004); e mínima atividade solar, BESS(93) (Wang <i>et al.</i> , 2002), CAPRICE(94) (Boezio <i>et al.</i> , 1999), RICH-II(97) (Diehl <i>et al.</i> , 2003), CAPRICE(98) (Boezio <i>et al.</i> , 2003), AMS-1(98) (Alcaraz <i>et al.</i> , 2000), BESS(98) (Sanuki <i>et al.</i> , 2000). | 79 |
| 2.2 | Espectro de antiprótons, resultado das simulações usando o código computacional de interações nucleares SHIELD, para energias representativas do próton incidente em alvos de H, He, e O. | 83 |

| | | |
|------|--|-----|
| 2.3 | Densidade espectral da fonte de antiprótons resultado das diferentes interações entre os raios cósmicos prótons e partículas alvo do gás interestelar. | 85 |
| 2.4 | (a,b,c) multiplicidade de antiprótons e antinêutrons, (d) razão das multiplicidades antinêutron/antipróton. Resultado das simulações com o código SHIELD. | 86 |
| 2.5 | Espectro de antinêutrons, resultado das simulações usando o código computacional de interações nucleares SHIELD, para energias representativas do próton incidente em alvos de H, He, e O. | 88 |
| 2.6 | Densidade espectral da fonte de antiprótons resultado do decaimento dos antinêutrons produzidos em diferentes interações entre os raios cósmicos prótons e partículas alvo do gás interestelar. | 89 |
| 2.7 | Densidade espectral da fonte de antiprótons secundários. | 90 |
| 2.8 | Espectro de antiprótons terciários, resultado das simulações usando o código computacional de interações nucleares SHIELD, para energias representativas do antipróton incidente em alvos de H, He, e O. | 93 |
| 2.9 | Densidade espectral da fonte de antiprótons terciários. (<i>linha vermelha</i>) provenientes das interações inelásticas de não-aquilação $\bar{p}A \rightarrow \bar{p}X$, (<i>linha azul</i>) de $\bar{p}A \rightarrow \bar{n}X$, e (<i>linha preta</i>) soma das componentes terciárias de antiprótons e antinêutrons. | 94 |
| 2.10 | Densidade espectral da fonte de antiprótons secundários interestelares. Componente secundária (<i>linha vermelha</i>) e terciária (<i>linha azul</i>) calculadas com os resultados do código SHIELD para o espectro de produção de antiprótons e antinêutrons, (<i>linha ciano</i>) componente terciária segundo a aproximação de Tan e Ng (1983). | 96 |
| 2.11 | Dependência com energia do comprimento de trajetória de escape. | 98 |
| 2.12 | Perdas catastróficas: destruição na matéria interestelar. | 102 |
| 2.13 | A taxa de perdas de energia $b(E) \equiv -dE/dt$ é a soma das perdas por ionização (desde as interações com os átomos e/ou moléculas neutras) e perdas por Coulomb (desde as interações com matéria ionizada). | 104 |

| | | |
|------|--|-----|
| 2.14 | Tempos característicos dos processos de propagação dos raios cósmicos antiprótons. O processo dominante em energias maiores do que alguns GeV é escape através do contorno do volume de difusão. Os processos de perdas de energia, e perdas de antiprótons são importantes para energias menores. | 106 |
| 2.15 | Fluxo interestelar local de antiprótons secundários. Produção secundária e componente terciária simulada através do programa computacional de interações nucleares SHIELD e componente terciária segundo a aproximação de Tan e Ng (1982). O modelo de propagação adotada é o modelo padrão <i>Leaky Box</i> | 108 |
| 2.16 | Fluxo interestelar local de antiprótons secundários (LIS) e sua modulação solar em distância de 1 UA para épocas de mínima e máxima atividade solar. | 112 |
| 3.1 | (a) Espectro de energia de íons dos RCA (1) interplanetário e capturados (2), medidos pelo satélite Kosmos em altitudes de 200 – 400 km. (b) Variações temporais da intensidade de íons dos RCA interplanetários (<i>círculos, coordenada esquerda</i>) e capturada (<i>pontos, coordenada direita</i>) | 114 |
| 3.2 | (a) Dependência com latitude geomagnética do fluxo de léptons. (b) Razão e^+/e^- mostra quantidades maiores de pósitrons do que elétrons no ambiente magnetosférico. | 115 |
| 3.3 | Dependência com o parâmetro da altitude das densidades numéricas da atmosfera superior dos constituintes hidrogênio, hélio, e oxigênio. Modelos: Farley e Walt (1971), Croley Jr. <i>et al.</i> (1976), Tinsley <i>et al.</i> (1986), jacchia77 (Jacchia, 1977), msis90 (Hedin <i>et al.</i> , 1991), Anderson Jr. <i>et al.</i> (1987). | 126 |
| 3.4 | Função fonte de antiprótons secundários magnetosférico. | 130 |
| 3.5 | Variação do coeficiente de difusão radial com o parâmetro de altitude L e o momento magnético da partícula. | 134 |
| 3.6 | Taxa de perdas de energia dos antiprótons devido às interações de Coulomb, ionização e excitação na região magnetosférica. | 137 |

| | | |
|------|---|-----|
| 3.7 | Taxa de perdas de antiprótons por interações inelásticas e de aniquilação. | 139 |
| 3.8 | Condição de contorno $f(\mu, L_{\max})$ definida pelo espectro de antiprótons secundários interestelares. | 141 |
| 3.9 | Parâmetro de adiabaticidade em campo dipolar e valores limiares críticos para o caráter adiabático do movimento das partículas em um campo dipolar. | 143 |
| 3.10 | Probabilidade de escape não-adiabático da região de captura geomagnética | 147 |
| 3.11 | Fluxo de antiprótons magnetosférico versus parâmetro de altitude L , para energias cinéticas dos antiprótons representativas de entre 0,019 até 1,85 GeV. Fluxos máximos são estimados em camadas de $L \sim 1, 2$. | 150 |
| 3.12 | Fluxo de antiprótons magnetosférico versus energia cinética, para camadas de altitude representativas de 1,162 até 1,506. Fluxos máximos são estimados para energias de $\sim 0,5$ GeV. | 152 |
| 3.13 | Representação simultânea no parâmetro de altitude L e energia cinética do fluxo de antiprótons da região magnetosférica. Fluxos $> 10^2$ ($\text{m}^2 \text{ s sr GeV}^{-1}$) são estimados para energias cinéticas de 0,1 e 1 GeV, em uma camada estreita em redor de $L \sim 1, 2$. | 153 |
| 3.14 | Fluxo de antiprótons da região magnetosférica como função da energia cinética e parâmetro de altitude L . | 154 |
| 4.1 | Fluxo antiprótons interestelares. (<i>linha preta</i>) fluxo de antiprótons secundários interestelares (LIS), (<i>linha vermelha</i>) para época de máxima atividade solar, (<i>linha azul</i>) mínimo solar. Dados: (solar máximo) MASS(91) Basini (1999), IMAX(92) Mitchell. <i>et al.</i> (1996), BESS(99)-(00) Asaoka <i>et al.</i> (2002), BESS(02) Haino <i>et al.</i> (2005); (solar mínimo) BESS(98) Maeno <i>et al.</i> (2001), CAPRICE(98) Boezio <i>et al.</i> (2001), BESS(97+95) Orito <i>et al.</i> (2000), BESS(95) Matsunaga. <i>et al.</i> (1998), CAPRICE(94) Boezio <i>et al.</i> (1997), BESS(93) Moiseev <i>et al.</i> (1997). | 159 |
| 4.2 | Fluxo antiprótons secundários interestelares para uma época de atividade solar máxima. Dados: ver Figura 4.1. | 160 |

| | | |
|-----|---|-----|
| 4.3 | Fluxo antiprótons secundários interestelares para uma época de atividade solar mínima. Dados: ver Figura 4.1. | 161 |
| 4.4 | Razão dos fluxos \bar{p}/p . (<i>Linha preta</i>) razão LIS, (<i>linha vermelha</i>) solar máximo, (<i>linha azul</i>) solar mínimo. Dados: (solar máximo) MASS(91) Hof <i>et al.</i> (1996), IMAX(92) Mitchell. <i>et al.</i> (1996), BESS(99)-(00) Asaoka <i>et al.</i> (2002), HEAT-pbar(00) Beach <i>et al.</i> (2001), BESS(02) Haino <i>et al.</i> (2005); (solar mínimo) BESS(93) Yoshimura <i>et al.</i> (1995), CAPRICE(94) Boezio <i>et al.</i> (1997), BESS(95) Matsunaga. <i>et al.</i> (1998), BESS(97+95) Orito <i>et al.</i> (2000), CAPRICE(98) Boezio <i>et al.</i> (2001), BESS(98) Maeno <i>et al.</i> (2001). | 163 |
| 4.5 | Razão \bar{p}/p calculado para um periodo de ativida solar máxima. Dados: ver Figura 4.4. | 164 |
| 4.6 | Razão \bar{p}/p calculado para um periodo de ativida solar mínima. Dados: ver Figura 4.4. | 165 |
| 4.7 | Fluxo de antiprótons interestelares para uma época de atividade solar mínima. (<i>Linha azul</i>) antiprótons secundários, (<i>linha ciano</i>) provenientes da aniquilação neutralinos (Bottino <i>et al.</i> , 1995), (<i>linha vermelha</i>) privenientes da evaporação de BNP (Maki <i>et al.</i> , 1996). Dados: ver Figura 4.1. . . | 170 |
| 4.8 | Fluxo de antiprótons magnetosféricos, interestelar e observações experimentais para uma época de baixa intensidade de modulação solar. | 175 |
| A.1 | Densidade numérica da ionsfera-plasmasfera da Terra como função do parametro de altitude L . Modelos: Farley e Walt (1971), Cornwall (1972), Croley Jr. <i>et al.</i> (1976), Gallagher <i>et al.</i> (1988), Carpenter e Anderson (1992), Sheldon e Hamilton (1993), Daniell <i>et al.</i> (1995)e IRI (Bilitza, 2001).215 | |
| A.1 | Representação gráfica da descrição da modulação com a solução de força de campo (<i>linha horizontal</i>) e solução convecção-difusão (<i>linha vertical</i>). A linha inclinada representa a modulação real como uma combinação da redução de intensidade e perdas de energias | 220 |

| | | |
|-----|--|-----|
| A.2 | (<i>Linha preta</i>) fluxo de antiprótons secundários interestelares, (<i>linha vermelha</i>) modulação solar do fluxo aplicando a equação completa de Parker (1965), (<i>linha azul</i>) segundo a aproximação de força de campo e (<i>linha ciano</i>) segundo a aproximação de convecção-difusão. | 222 |
| B.1 | Trajectoria de um grupo de partículas no espaço de fases unidimensional. O perímetro que encerra o grupo de partículas é distorcido, mas permanece a mesma área. | 225 |

LISTA DE TABELAS

| | <u>Pág.</u> |
|--|-------------|
| 2.1 Parâmetros do espectro de prótons LIS para uma lei de potências. | 77 |
| 2.2 Composição do gás interestelar | 78 |
| 2.3 Melhores ajustes dos parâmetros ajustando as razões secundária/primária para os modelos considerados. Para a reaceleração estocástica não há o parâmetro R_0 ; antes, a intensidade de aceleração é dada pelo parâmetro adimensional α | 98 |
| 3.1 Comprimentos de atenuação atmosférica dos raios cósmicos. | 127 |
| 3.2 Escalas de tempo característico para os três tipos de movimento de partículas capturadas. | 131 |
| 4.1 Resumo da procura experimental de antiprótons dos raios cósmicos. Valores médios para: (FG) fator geométrico, (TI) tempo de integração, (CG) <i>cut-off</i> geomagnético, (AR) atmosfera residual, (E) experimentos com capacidade de determinar o espectro, (R) experimentos que somente determinam a razão dos fluxos \bar{p}/p , (*) limite superior. | 157 |
| 4.2 Transformação entre as coordenadas GEO (geográficas) GMC (geomagnética corrigida) e modelagem dos parâmetros do campo geomagnético. (AM) Altitude média, (PM) parâmetro de modulação, (DA) data de aquisição de dados, (LA) lugar de aquisição de dados, B intensidade do campo magnético, L parâmetro de altitude. | 173 |
| 4.3 Propriedades da próxima geração de experimentos de espectrômetros e objetivos físicos com as sensibilidades esperadas. MRD (máxima rigidez detectável). | 178 |

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

| | | |
|----------|---|--|
| AMS | – | <i>Alpha Magnetic Spectrometer</i> |
| BESS | – | <i>Balloon Borne Experiment with a Superconducting Spectrometer</i> |
| BNP | – | Buracos Negros Primordiais |
| CAE | – | Chuveiro Atmosférico Extenso |
| CAPRICE | – | <i>Cosmic AntiParticle Ring Imaging Cherenkov Experiment</i> |
| CM | – | Centro de Massa |
| CMH | – | Campo Magnético Heliosférico |
| CMI | – | Campo Magnético Interplanetario |
| CT | – | Choque Terminal |
| ELP | – | Elementos Leves Primordiais |
| GUT | – | <i>Grand Unified Theory</i> |
| HEAT-bar | – | <i>High-Energy Antimatter Telescope</i> |
| IMAX | – | <i>Isotope Matter-Antimatter Experiment</i> |
| ISS | – | <i>International Space Station</i> |
| LIS | – | Local Interestelar |
| MASS | – | <i>Matter Antimatter Superconducting Spectrometer</i> |
| MBL | – | Modelo <i>Leaky Box</i> |
| MDC | – | Modelo de Difusão-Convecção |
| ME | – | Matéria Escura |
| MIE | – | Meio Interestelar |
| MMG | – | Meio Magnetosférico |
| MS | – | Modulação Solar |
| PAMELA | – | <i>Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics</i> |
| PES | – | Partículas Energéticas Solares |
| RC | – | Raios Cósmicos Ordinários |
| RCA | – | Raios Cósmicos Anômalos |
| RCFM | – | Radiação Cósmica de Fundo em Microondas |
| RCG | – | Raios Cósmicos Galácticos |
| TDA | – | Topo Da Atmosfera |
| WIMP | – | <i>Weakly Interacting Massive Particles</i> |
| UA | – | Unidade Astronômica |

LISTA DE SÍMBOLOS

| | | |
|------------------------|---|--|
| D | – | coeficiente de difusão de partículas no meio interestelar |
| b | – | taxa de mudança de energia |
| B | – | intensidade do campo magnético |
| E | – | energia total |
| j_i | – | fluxo de raios cósmicos de tipo i |
| K | – | coeficiente de difusão na heliosfera |
| m | – | energia em repouso do próton |
| m_0 | – | massa em repouso do próton |
| N_i | – | densidade numérica de partículas de raios cósmicos de tipo i |
| n_B | – | densidade numérica de bárions |
| n_j | – | densidade numérica para partículas de tipo j |
| Q | – | função fonte |
| p_i | – | taxa de perdas de partículas de tipo i |
| R | – | rigidez |
| R_L | – | raio de Larmor |
| T | – | energia cinética |
| t_{esc} | – | escala de tempo de escape |
| \mathbf{u} | – | velocidade de convecção |
| \mathbf{V} | – | velocidade do vento solar |
| \mathbf{v}_D | – | velocidade de deslocamento |
| $Y_{\bar{p}}$ | – | espectro de produção de antiprótons |
| βc | – | velocidade da partícula |
| Γ | – | taxa de interação |
| γ | – | índice espectral |
| λ | – | matéria média atravessada pelo raios cósmicos |
| λ_{esc} | – | comprimento médio de escape |
| η | – | assimetria bariônica |
| Φ | – | intensidade de modulação solar |
| ρ | – | densidade do meio |
| σ | – | seção de choque |
| τ | – | tempo de vida dos raios cósmicos na Galáxia |

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

“Com os experimentos atuais se demoraria 15 bilhões de anos em média para encontrar um único antihélio produzido por colisões dos raios cósmicos.”

P. Barry (2007)

Um dos desafios da física contemporânea envolve o entendimento da aparente ausência de antimatéria no Universo. A física de partículas elementares estabelece que matéria e antimatéria são criadas simultaneamente. Assim, é plausível pensar que o Universo primordial consistiu de matéria e antimatéria. Antipartículas dos raios cósmicos seriam indicadores diretos da existência de domínios de antimatéria. Este capítulo é dedicado à descrição das características gerais dos raios cósmicos e à questão do problema da aparente ausência de antimatéria no Universo.

1.1 Raios Cósmicos

A primeira evidência da presença de uma radiação ionizante de origem extraterrestre vem da pioneira medida a bordo de balão do incremento da taxa de ionização com a altitude (Hess, 1912; Kohlhörster, 1913). Posteriormente, Bothe e Kolhörster (1929) usando contadores Geiger e a técnica de coincidência, fizeram a primeira medida de um evento particular de raios cósmicos e provaram que estes são compostos de partículas carregadas. Desde então, os raios cósmicos desempenharam um papel importante no descobrimento e no estudo das partículas elementares, dando origem à física de partículas de altas energias. Com o advento de aceleradores de partículas, o interesse pelos raios cósmicos como uma fonte de partículas de alta energia rapidamente caiu, embora direcionou-se para o domínio astrofísico com questões como a sua origem, natureza e história de propagação de suas fontes até a Terra. Raios cósmicos que penetram na atmosfera da Terra são observados em um amplo intervalo de energia, que se estende por ~ 12 ordens de magnitude. A natureza e origem destas partículas dependem do intervalo de energia considerado.

Até energias da ordem de ~ 100 MeV/núcleon, o fluxo observado dos raios cósmicos tem origem heliosférico. O vento solar, um fluxo contínuo de plasma quente ejetado

pelo sol, leva consigo um campo magnético que impede que raios cósmicos extra-solares com energias abaixo deste limite atinjam a vizinhança da Terra. A maioria dos raios cósmicos observados com energias < 100 MeV são compostos por partículas energéticas solares (PES). Estas partículas presentes no vento solar são átomos completamente ionizados, os quais são aceleradas pelas ondas de choque no fluxo do vento solar. Estas ondas de choque estão relacionadas aos eventos energéticos solares. A maioria das PES são produzidas durante eventos de fulgurações solares. Estas fulgurações podem acelerar partículas até energias da ordem de alguns GeV (Debrunner *et al.*, 1988; Steinacker; Schlickeiser, 1989). A composição elementar das PES está associada à composição do vento solar. Dados coletados nos anos 80 pela missão Pionner-10 (Pyle *et al.*, 1984) sustentam a hipótese sobre sua origem.

Outra componente das PES que contribui para o fluxo no intervalo de energias de $10-50$ MeV/núcleon são os denominados raios cósmicos anômalos (RCA). Acredita-se que os RCA representam átomos neutros interestelares que se deslocaram para dentro da heliosfera, onde são ionizados pelo vento solar ou pela radiação UV. Estes novos íons, posteriormente acelerados até energias > 10 MeV/núcleon provavelmente no choque terminal do vento solar (Fisk *et al.*, 1974), se difundem para dentro da heliosfera em forma de RCA. O espectro de energia dos RCA revela informações sobre as abundâncias de elementos neutros no meio interplanetário, aceleração dos raios cósmicos em ondas de choque e seu transporte através da heliosfera.

Raios cósmicos extra-solares, usualmente chamados raios cósmicos galácticos (RCG), representam a componente dominante do fluxo de raios cósmicos na vizinhança da Terra. Acredita-se que os RCG são partículas aceleradas em fontes distantes, e sua propagação na Galáxia estaria governada pelos irregulares campos magnéticos interestelares relativamente fracos, e interações eletromagnéticas e nucleares com fótons e matéria nuclear no meio interestelar. Desta maneira, a informação sobre a direção de suas trajetórias são perdidas durante a propagação desde suas fontes e, conseqüentemente, atingem a Terra isotropicamente. Até energias de $\sim 10^{15}$ eV, as fontes dos raios cósmicos primários (RC) estão localizados na Galáxia (Barwick *et al.*, 1998), enquanto raios cósmicos de altíssimas energias são considerados, por alguns autores, como tendo origem extragaláctica. A Figura 1.1 mostra o fluxo diferencial como função da energia cinética por núcleon das componentes nucleares dos RC.

A dependência da energia do fluxo diferencial para uma espécie dada i é bem descrita por uma lei de potências, da forma

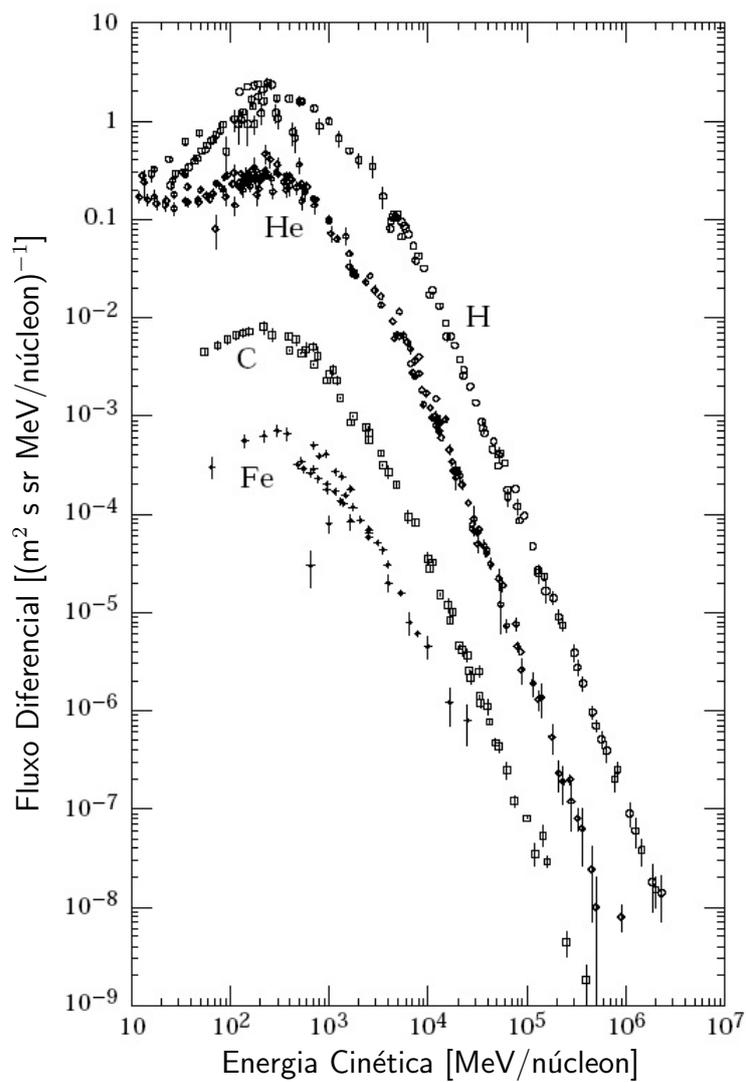


FIGURA 1.1 - Espectro dos raios cósmicos para as espécies H, He, C, e Fe.
 FONTE: [Simpson \(1983\)](#).

$$j_i(T_k) = K_i T_k^{-\gamma_i}, \quad (1.1)$$

em que T_k é a energia cinética por núcleon, K_i é um fator de normalização, e γ_i é o índice espectral, com valores entre 2,5 e 3,1 para diferentes espécies de RC e diferentes intervalos de energia, a qual estende-se sobre mais de 11 décadas.

O desvio desta lei de potências observado para RC abaixo de 10 GeV é uma consequência da anteriormente citada influência do vento solar chamada de modulação solar (MS). A intensidade para estas energias está anti-correlacionado à atividade solar e segue o ciclo de 11 anos. A [Figura 1.2](#) mostra o espectro de energias do H, He, C+O, e Fe em diferentes condições da atividade solar. As intensidades são máximas em condições de mínima atividade solar e em energias acima de 10 GeV/núcleon, a modulação solar é relativamente pequena. A correlação entre a atividade solar e a modulação do fluxo de raios cósmicos foi estudada monitorando-se o fluxo de nêutrons atmosféricos. De fato, o fluxo de nêutrons de baixa energia ($T \sim \mathcal{O}(10^8 - 10^9)$ eV) é produzido nas interações dos RC (principalmente aqueles com energias de 1–20 GeV) com a atmosfera. Devido à diminuição da intensidade do fluxo primário para energias $\lesssim 20$ GeV, durante épocas de máxima atividade solar, a produção de nêutrons atmosféricos diminui. A anti-correlação das intensidades de nêutrons atmosféricos (observados por experimentos chamados de monitores de nêutrons) com a atividade solar inferida através do número de manchas solares coletados nos últimos 50 anos, são mostradas na [Figura 1.3](#).

1.1.1 Composição e Fontes dos Raios Cósmicos Interestelares

Observações precisas da composição química dos RC são exequíveis somente abaixo de 100 TeV, região de energias onde as partículas dos RC podem ser diretamente identificados por experimentos operados fora da atmosfera. A [Figura 1.4](#) apresenta um resumo das medidas da composição para diferentes intervalos de energia se comparado com a composição do sistema solar. Em forma geral, eles são similares. No entanto, existem algumas diferenças importantes:

- a) hidrogênio e hélio são sub-abundantes nos raios cósmicos quando comparado ao material estelar;
- b) núcleos do grupo-(Li, Be, B) e o sub-grupo-(Sc, Ti, V, Cr, M) são sobre-abundantes por algumas ordens de magnitude.

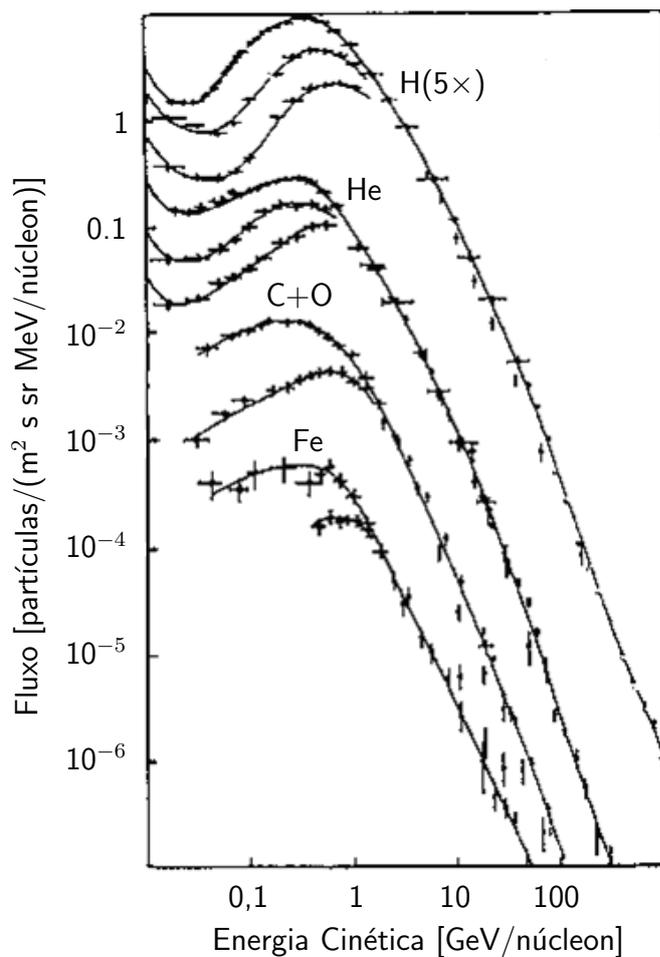


FIGURA 1.2 - Espectro de energia do H e He para mínima, intermediária e máximo efeito da modulação solar. O espectro do hidrogênio foi multiplicado por um fator 5 para uma melhor leitura. O espectro de energia C+O e Fe para máxima e mínima efeito da modulação solar.

FONTE: Longair (1994).

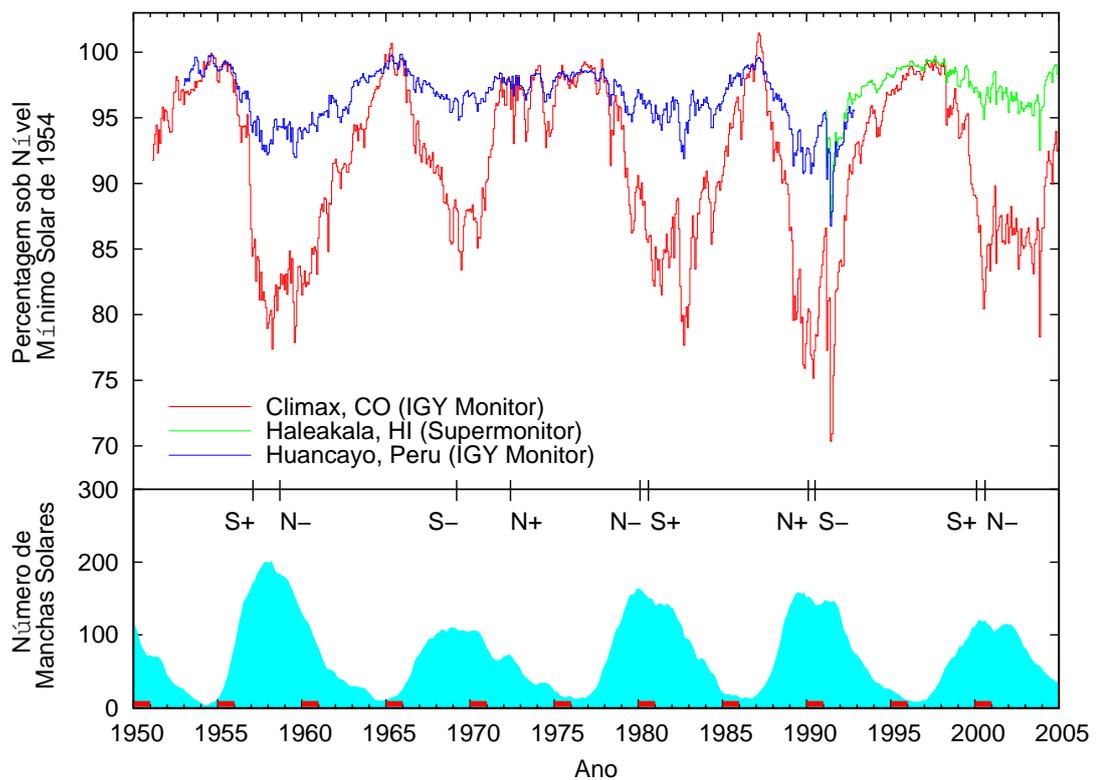


FIGURA 1.3 - Variação temporal da intensidade de nêutrons atmosféricos (plano superior), e atividade solar representada pelo número de manchas solares (plano inferior). Dados: <http://ulysses.sr.unh.edu/NeutronMonitor/Misc/neutron2.html>, <http://sidc.oma.be>.

Para os elementos normalizados ao hidrogênio conclui-se que as abundâncias de elementos pesados ($Z > 2$) nos raios cósmicos se encontram significativamente acima das abundâncias estelares (Schlickeiser, 2003). As abundâncias do sistema solar e dos raios cósmicos mostram o efeito ímpar-par, com núcleos de Z par sendo mais abundantes. Também observam-se picos em C, N, O e Fe. Isto sugere uma origem estelar para muitos dos raios cósmicos, conhecida como componente primária dos raios cósmicos. Os dois grupos de elementos (Li, Be, B) e (Sc, Ti, V, Cr) sobreabundantes nos raios cósmicos, porém, essencialmente ausentes como produtos finais da nucleossíntese estelar, são produtos dos espalhamentos no meio interestelar (MIE) dos núcleos de C+O e de Fe. Do conhecimento das seções de choque de espalhamentos pode-se aprender sobre a quantidade de matéria atravessada pelos raios cósmicos entre a produção e observação.

Os raios cósmicos, provenientes do exterior da heliosfera solar, estão compostos de 98 % de núcleos (com a contribuição principal vindo desde H (87 %) e He (12 %) e uma pequena fração de núcleos pesados) e 2 % de outras espécies como léptons, raios- γ e antiprótons. A tendência geral das abundâncias mostra um decréscimo com a carga nuclear. Para energias altíssimas, a composição pode ser pesquisada somente com métodos indiretos, *i.e.*, a partir de medidas com chuviros atmosféricos, sendo que os resultados derivados são completamente problemáticas.

O espectro de energia em função da energia cinética por núcleon de todas as componentes primárias dos RC, em forma geral, são similares (Figura 1.1). Em energias acima de 10 GeV/núcleon, o espectro se aproxima a uma lei de potências (1.1) com inclinação $\gamma \simeq 2,7$. Entre $10^9 - 10^{12}$ GeV/núcleon, o espectro muda na inclinação o que, acredita-se, reflete uma mudança na propagação dos RC no meio interestelar ou na fonte e nos mecanismos de aceleração. Acima de 10^{12} GeV/núcleon, se supõe que os RC têm origem extragaláctica, já que a composição muda de predominantemente pesada para núcleos leves.

1.1.2 Aceleração e Propagação

Os modelos para a aceleração de raios cósmicos classificam-se em aceleração estatística e direta. No caso da aceleração estatística, a energia final é atingida lentamente. O protótipo desta espécie de aceleração é o modelo de aceleração de Fermi (1949). Fermi originalmente propôs que as partículas são aceleradas por colisões com nuvens magnéticas na Galáxia; esta descrição pode também ser estendida para a aceleração

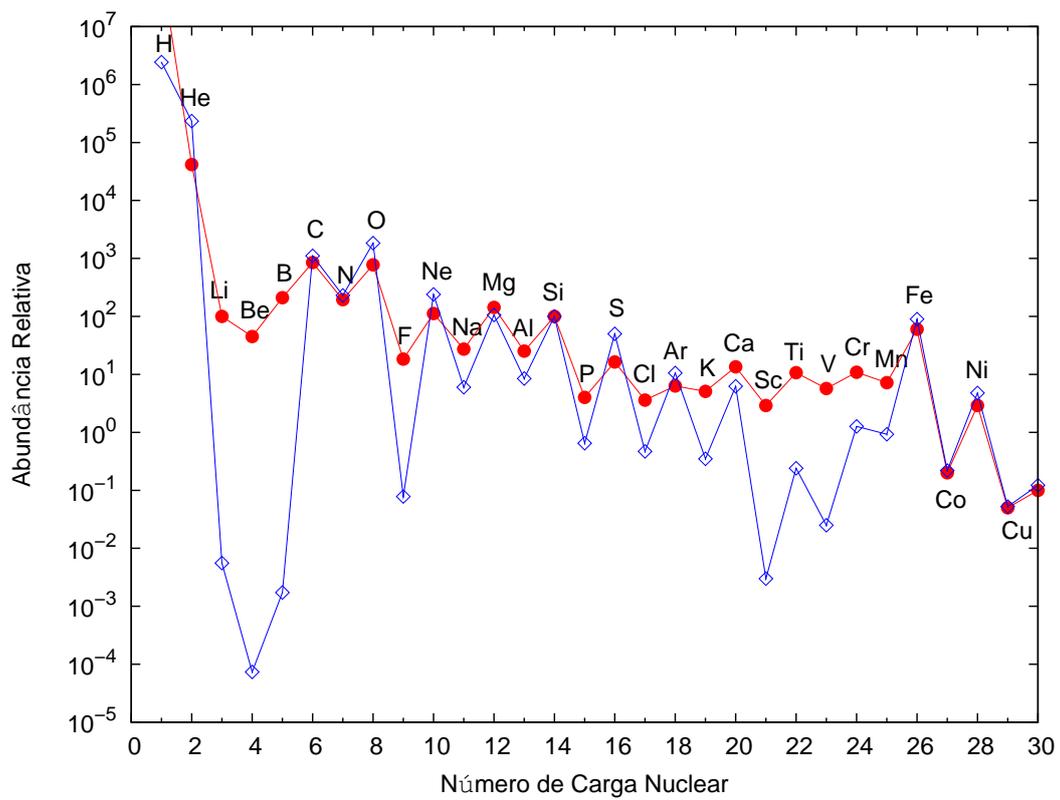


FIGURA 1.4 - Abundâncias dos elementos nos raios cósmicos medidos na Terra se comparado às abundâncias do sistema solar, todos relativo ao silício: (*círculos sólidos*) raios cósmicos com energias de 70-280 MeV/núcleon; (*diamantes*) do sistema solar. Dados: [Simpson \(1983\)](#) e [Meyer \(1985\)](#)

por ondas de choque de supernovas, tanto como núcleos galácticos e *hot spots* de rádio-galáxias. Uma vantagem dos modelos de aceleração estatística é que o espectro de lei de potências dos raios cósmicos (1.1) é obtido de forma natural. Esta aceleração lenta ocorre sobre uma região estendida de espaço. Isto restringe possíveis regiões do espaço onde tal aceleração pode acontecer para um número muito pequeno de candidatos.

A aceleração direta, por outro lado, assume a existência de campos eletromagnéticos intensos. A aceleração é rápida, particularmente aplicável para sistemas tais como pulsares em rotação com campos magnéticos intensos, produzindo uma força elétrica induzida. Porém, o resultado de lei de potências do espectro deste mecanismo de aceleração não é óbvia. O maior problema com todos os mecanismos de aceleração é a perda de energia experimentada pelas partículas aceleradas em regiões densas do espaço, particularmente perto de supernovas e núcleos galácticos. Não há ainda uma descrição satisfatória para um mecanismo de aceleração em energias altíssimas. No entanto, muitos progressos foram feitos na região $\lesssim 10$ PeV. Aqui, pulsares binários e buracos negros com discos de acreção aparecem como bons candidatos.

Uma vez que as partículas aceleradas consigam sair da região fonte dentro da Galáxia, devem atravessar o meio interestelar para chegar à Terra. Se a partícula tem origem extragaláctica, deve atravessar o meio interestelar da galáxia na qual foi acelerada, o meio intergaláctico, além do meio interestelar da nossa Galáxia para, finalmente, alcançar a Terra.

O meio interestelar é composto de nuvens de gases neutros e ionizados, predominantemente hidrogênio. Outras componentes incluem o campo magnético galáctico (caótico e regular) e a radiação cósmica de fundo de 2,7 K. Estima-se que o campo galáctico regular tem uma intensidade de $1-3 \mu\text{G}$, encontra-se no plano galáctico e está dirigido para latitude galáctica de 90 graus. Os campos caóticos são produzidos em nuvens magnéticas devido aos movimentos de gás ionizado e sua magnitude é da mesma ordem daqueles dos campos regulares.

As trajetórias das partículas dos raios cósmicos são curvadas e dispersas pelos campos caóticos e regulares. Isto produz um movimento difusivo dos raios cósmicos na Galáxia. O comprimento característico para a deflexão magnética está dado pelo raio de Larmor

$$R_L = E/300(BZ),$$

em que R_L é dada em centímetros, E é a energia da partícula em eV, B é a intensidade do campo magnético em G, e Z é a carga da partícula. Uma partícula passando através de uma nuvem magnética de comprimento l experimentará uma deflexão angular da ordem de l/R_L radianos (Sokolsky, 2004). Para uma nuvem com $l = 0,1$ parsec, $B = 1 \mu\text{G}$ e $E = 1 \text{ PeV}$, l/R_L é de uma ordem de magnitude. Raios cósmicos de energias sub-PeV, portanto, podem sofrer grandes deflexões nas nuvens magnéticas e seu fluxo torna-se isotrópico. Em altíssimas energias, as deflexões angulares são pequenas.

Em energias sub-PeV, a difusão é importante. Isto significa que o tempo que o raio cósmico permanece na galáxia (sua idade) é maior que o esperado para uma propagação não-difusiva. A teoria de difusão relaciona estes dois tempos por

$$t_D/t \simeq 1/2(r/\lambda),$$

em que r é a distância desde a fonte até a borda da região de difusão, e λ é a trajetória livre média. A quantidade total de gás cósmico atravessado por um raio cósmico é, assim, proporcional a r/λ . Se a partícula origina-se no centro galáctico e se difunde até a Terra ($r = 10^{22}$ cm) com uma trajetória livre média por colisão com nuvens magnéticas de 3 parsecs, através do gás de densidade média $10 - 24 \text{ g/cm}^3$, esta atravessa $\lesssim 10 \text{ g/cm}^2$ de material. Já que o comprimento de interação para prótons nestas energias é 70 g/cm^2 , o espectro do próton não será afetado pela difusão. A trajetória livre média por espalhamentos de núcleos pesados é muito pequena, porém $> 10 \text{ g/cm}^2$. Então, espera-se que a composição química do fluxo de raios cósmicos seja alterada pelo seu movimento difusivo. De fato, pode-se trabalhar em sentido contrário, medindo-se a composição para obter uma estimativa do tempo de difusão.

As abundâncias observadas em alguns GeV/núcleon de núcleos secundários estáveis (Li, Be, B ou Sc, Ti, V, Cr, M) produzidos por espalhamento de C, B, O e Fe são bem descritos, assumindo-se $\lambda = 5 - 10 \text{ g cm}^{-2}$. Uma dependência com a rigidez em altas energias é esperada para λ , que pode ser medida pela dependência com a energia da razão secundária com a primária (Figura 1.5). Da dependência observada da razão secundária-primária, pode-se inferir que a quantidade média de matéria atravessada pelos RC antes de escapar da galáxia decresce com a energia (para valores $\lesssim 10 \text{ g/cm}^2$). Por definição $\lambda \equiv \rho\beta c\tau$ é a quantidade de matéria média atravessada por um raio cósmico, em que ρ é a densidade média, βc é a velocidade da partícula,

e τ é o tempo de vida dos RC na Galáxia. Para $\rho \approx 1$ núcleon/cm³, o correspondente tempo de escape é $\tau = 3-6 \times 10^6$ anos. A propagação envolve outros processos atuando simultaneamente, tais como: convecção; variações de energia (perdas de energia ou ganhos de energia em processos de reaceleração); perdas de partículas devido às suas interações ou decaimentos; criação de partículas nas fontes, entre outros.

1.1.3 Medidas Experimentais dos Raios Cósmicos

As técnicas de detecção dependem da intensidade típica esperada e do intervalo de energia dos RC que se deseja observar. Em geral, podem ser divididas em medidas diretas e indiretas. Medidas diretas devem ser realizadas fora da atmosfera para evitar alguma contaminação desde secundárias produzidas nas interações atmosféricas. A tecnologia coloca severas dificuldades sobre o peso e tamanho dos aparatos experimentais e sobre os tempos de exposição do detector. Em altas energias somente detecção indireta é viável. As interações dos RC na atmosfera produzem uma cascata de partículas secundárias, que são detectados sobre uma base grande de detectores. A energia, a direção de chegada e a natureza dos RC são, portanto, derivadas indiretamente a partir das características da cascata.

1.1.3.1 Medidas Diretas

Devido ao relativamente grande fluxo em baixas energias, o espectro de raios cósmicos pode ser medido diretamente com detectores pequenos passivos e/ou ativos, conduzidos a bordo de balões, satélites orbitando em redor da Terra ou viajando através do espaço interplanetário.

Detectores passivos: emulsões nucleares são extensamente usadas para estudos do espectro e composição química. Dois recentes experimentos nesta categoria são JACEE ([Asakimori et al., 1998](#)) e RUNJOB ([Derbina et al., 2005](#)). Por exemplo, a câmara de emulsão JACEE é uma pilha de: 1) placas de emulsão e plásticos CR39 para a determinação da carga; 2) cinquenta placas de emulsão finas intercalados com material de baixo Z como alvo para maximizar a probabilidade de interação nuclear; 3) um espaço de deslocamento permite os raios- γ vindos dos decaimentos dos píons neutros para separar um dos outros antes de induzirem uma cascata eletromagnética; 4) uma seção do calorímetro com placas de chumbo intercalados com placas de emulsão e filmes de raios-X. Com esta técnica, uma câmara de emulsão com relativamente peso leve mas com alta precisão posicional e aceitação grande,

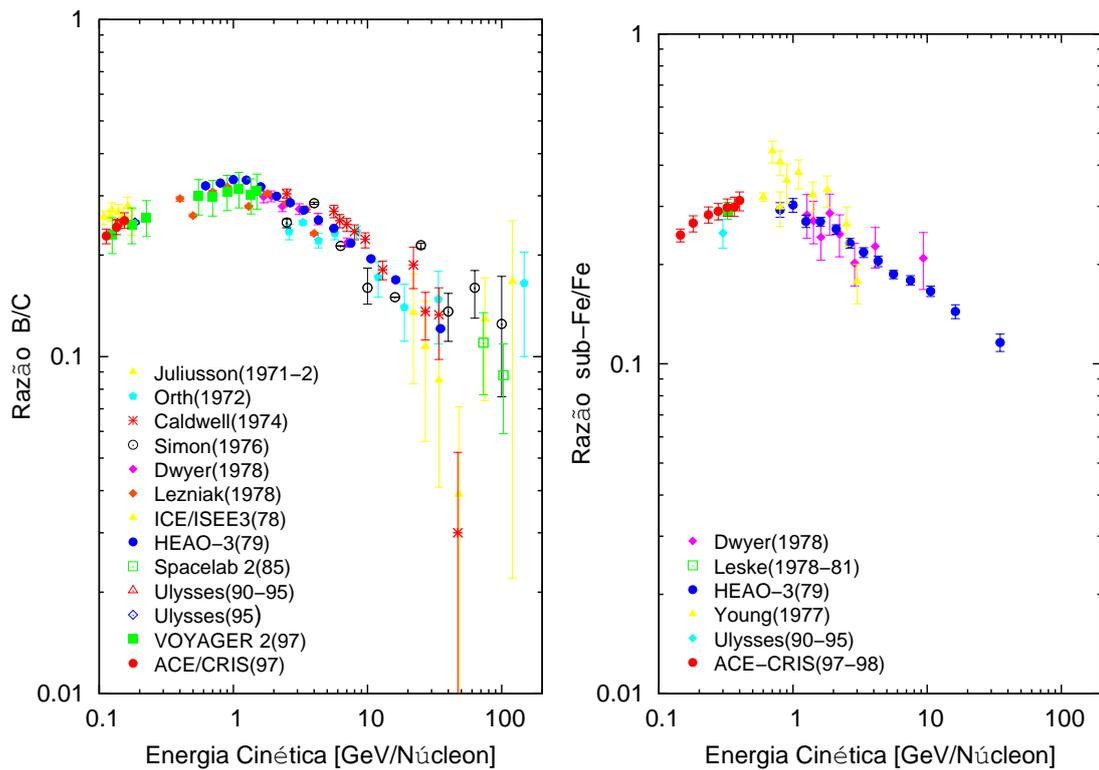


FIGURA 1.5 - Dependência com a energia da razão dos fluxos dos raios cósmicos; B/C e sub-Fe/Fe. Dados: Juliusson(1971-2) (Juliusson, 1974), Orth(1972) (Orth *et al.*, 1978), Caldwell(1974) (Caldwell, 1977), Simon(1976) (Simon *et al.*, 1980), Young(1977) (Young *et al.*, 1981), Dwyer(1978) (Dwyer; Meyer, 1987), Lezniak(1978) (Lezniak; Webber, 1978), ICE/ISSE3(78) (Krombel; Wiedenbeck, 1988), Leske(1978-81) (Leske, 1993), HEAO-3(79) (Engelmann *et al.*, 1990), Spacelab 2(85) (Swordy *et al.*, 1990), Ulysses(90-95) (Duvernois *et al.*, 1996), Ulysses(95) (DuVernois; Thayer, 1996), VOYAGER 2(97) (Webber *et al.*, 2003), ACE/CRIS(97) (Davis *et al.*, 2000).

pode ser configurado. O controle simples e requerimentos de telemetria fazem esta técnica ideal para um vôo de balão de longa duração.

Detectores ativos: um moderno instrumento ativo consiste de um complexo de vários detectores para medir a energia e identificar a partícula. Alguns detectores típicos usados em experimentos a bordo de balões e satélites incluem:

- Espectrômetros magnéticos: o rastro de uma partícula em um campo magnético, B criado, é acompanhado por detectores sensíveis à posição, *e.g.* câmaras de deslocamentos, rastreadores de silicone, entre outros. O momento p da partícula medido perpendicular ao campo B determina o raio da curvatura do rasto ρ através da relação $p = Ze\rho B$, em que Ze é a carga da partícula. Já que o número de carga Z necessita ser medido independentemente, é conveniente introduzir a rigidez magnética $R \equiv pc/Ze$ da partícula. A incerteza de R é determinada pela resolução finita do detector de rastreamento e o comprimento do rastro da amostra.
- Calorímetro: a partícula incidente é parada por um material de número atômico alto, tal como chumbo ou tungstênio. Aqui inicia-se o desenvolvimento de uma cascata que pode ser observada com células ou placas sensitivas. Uma configuração alternativa usa cintiladores de alta densidade como bismuto-germânio-óxido (BGO), ou absorvedores como material sensitivo. O chuveiro tipo hadrônico ou eletromagnético pode ser identificado, e a energia total e direção de incidência da partícula pode ser reconstruída.
- TOF (*Time-Of-Flight*): um detector TOF consiste de diversos plásticos de cintilação rápido colocados acima, abaixo ou entre outros detectores para: 1) fornecer o sinal principal de *trigger*; 2) medir a velocidade e direção de entrada (acima ou para baixo) da partícula; 3) determina a carga da partícula com medidas de dE/dx .
- Detectores aerogel de Cherenkov: aerogel de silicone é um material usado, como detector do tipo contador limiar Cherenkov, para identificar partículas.
- RICH (*Ring Imaging Cherenkov Counter*): em um RICH, as partículas passam através de um radiador, e os fótons irradiados são usualmente enfocados sobre um detector de fótons sensível à posição por um dispositivo para focalizar (espelho). A velocidade β é determinada com uma exatidão de até 0,1% por uma medida do raio r da imagem de anel formado, sobre o qual os fótons são detectados.
- TRD (*Transition Radiation Detector*): detectores de radiação de transição são usados para determinar o fator de Lorentz γ e para a identificação de partículas altamente relativísticas quando um contador Cherenkov não é aplicado.

- Detectores anti-coincidência: para reduzir o fundo, partículas que não passam através da janela de aceitação podem ser ativamente rejeitadas com sinais desde cintiladores plásticos que cercam o sistema de detectores.

Para buscar componentes de antipartículas nos raios cósmicos, o uso de espectrômetros magnéticos é necessário. Não obstante, o uso de espectrômetros magnéticos são desfavorecidos na detecção de RC de altas energias pelas dificuldades na construção de um magneto com poder para curvar as trajetórias das partículas e satisfazer os requerimentos dos pesos de vãos e baixo consumo de potência impostos para a operação de balões ou naves espaciais. Estas circunstâncias, juntamente com o tempo de exposição limitado dos experimentos, tem restringido o uso dos espectrômetros na medida da componente nuclear dos RC. Medidas espectroscópicas são até hoje aproveitáveis principalmente para fluxos de H e He, e até uma rigidez máxima de ~ 200 GV/c.

Medidas do espectro do hidrogênio

O hidrogênio representa a principal componente do fluxo de raios cósmicos e medidas exatas do seu fluxo são de fundamental importância para o entendimento da física dos RC. Ademais, eles são necessários para a avaliação de produtos secundários vindos desde a interação dos RC no MIE, e para estudos de neutrinos atmosféricos.

As medidas disponíveis podem ser divididas em dois grupos, aqueles de até ~ 200 GeV obtidos com espectrômetros magnéticos e aqueles acima deste limite realizados com detectores calorímetros. A [Figura 1.6](#) mostra as medidas até ~ 1000 TeV, multiplicado por um fator que depende da energia, na forma $E^{2,5}$, com o objetivo de avaliar melhor os diferentes resultados sobre 2 ordens de magnitude na intensidade do fluxo; a precisão diferente dos dois grupos é evidente. No intervalo de 0,1 – 200 GeV, as medidas foram realizadas por experimentos a bordo de balão usando diferentes implementações do NASA/NMSU do BBMF (*Ballon Borne Magnet Facility*) ([Boezio et al., 1999](#); [Menn et al., 2000](#); [Bellotti et al., 1999](#); [Seo et al., 1991](#); [Sanuki et al., 2000](#)), e a bordo do veículo espacial Discovery do espectrômetro AMS-01 ([Alcaraz et al., 2000](#)).

Abaixo de ~ 10 GeV a concordância é possível só entre experimentos que tomam dados em períodos de comparável atividade solar. Uma boa concordância é observada entre AMS-01, BESS(98), e CAPRICE(94), que tomaram dados sob períodos

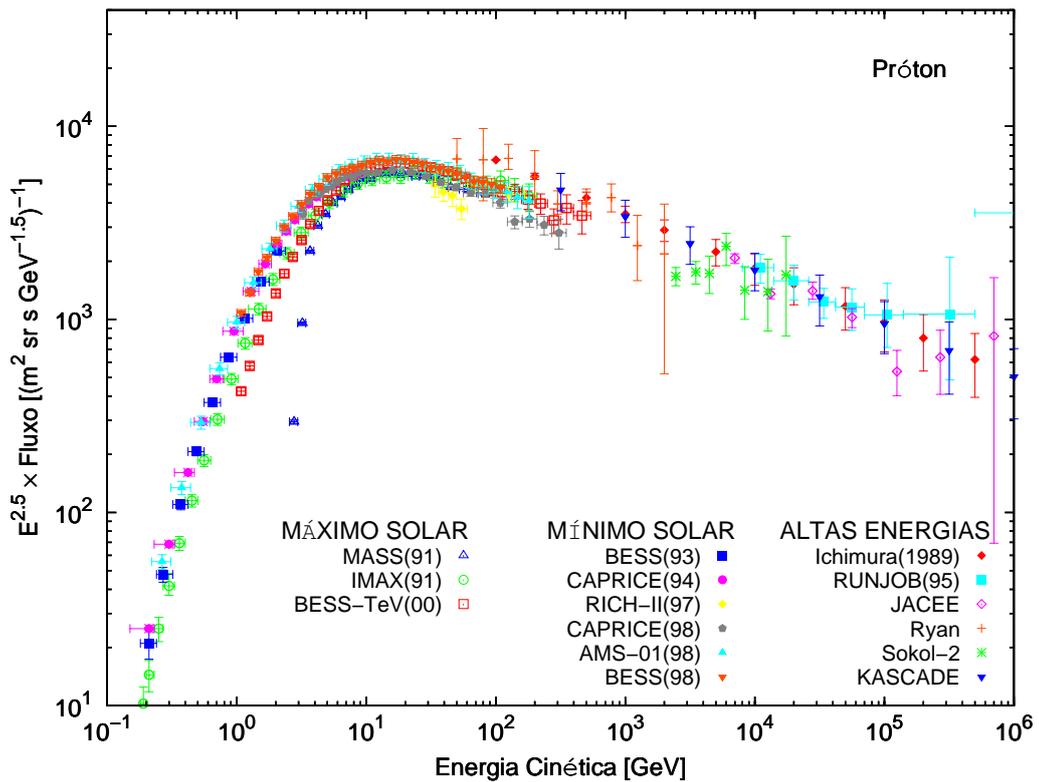


FIGURA 1.6 - Medida do fluxo diferencial de prótons. Dados: durante época de máxima atividade solar, MASS(91) (Bellotti *et al.*, 1999), IMAX(91) (Ichimura *et al.*, 1993), BESS-TeV(00) (Haino *et al.*, 2004); mínima atividade solar, BESS(93) (Wang *et al.*, 2002), CAPRICE(94) (Boezio *et al.*, 1999), RICH-II(97) (Diehl *et al.*, 2003), CAPRICE(98) (Boezio *et al.*, 2003), AMS-1(98) (Alcaraz *et al.*, 2000), BESS(98) (Sanuki *et al.*, 2000); e para altas energias, Ichimura(1989) (Ichimura *et al.*, 1993), RUNJOB(95) (Apanasenko *et al.*, 2001), JACEE (Asakimori *et al.*, 1998), Ryan (Ryan *et al.*, 1972), Sokol-2 (Ivanenko, 1993), KASCADE (Antoni *et al.*, 2004).

de mínimo solar, enquanto um fluxo menor esperado foi observada por IMAX(92) (intermediária atividade solar), e MASS(91) (solar máximo). Acima de ~ 10 GeV observa-se uma boa concordância (de $\sim 5\%$) entre as medidas do AMS e BESS, apesar de operarem em diferentes ambientes. Ambas têm uma amostra estatística significativa e, atualmente, são consideradas como as medidas mais confiáveis (Gaisser *et al.*, 2001). Experimentos prévios (Pappini, 1993; Bellotti *et al.*, 1999; Boezio *et al.*, 1999; Menn *et al.*, 2000) têm uma concordância limitada, parcialmente explicada pela amostra estatística pobre. Em altas energias a situação não é tão boa, medidas foram realizadas por calorímetros a bordo de balões de várias espécies (Ryan *et al.*, 1972; Asakimori *et al.*, 1998; Ivanenko, 1993; Apanasenko *et al.*, 2001; Kawamura *et al.*, 1989). Estes calorímetros não capturam toda a energia da primária e, conseqüentemente, a determinação da energia não é precisa.

Medidas do espectro de hélio

O hélio é o segundo elemento mais abundante nos raios cósmicos, representa $\sim 10\%$ do fluxo total de RC observados na Terra. Tal contribuição, não desprezível, deve ser considerada quando são calculadas estimativas dos fluxos secundários tais como neutrinos atmosféricos, antiprótons e léptons, tanto como da radiação- γ . Não se encontra diferenças significativas nos espectros de prótons e hélio, o que sugere que a fonte e história de propagação são as mesmas para estas espécies.

Os mesmos experimentos que medem o espectro de H também medem o espectro de He. A Figura 1.7 mostra as medidas disponíveis até ~ 100 TeV/núcleon. Neste caso, também a separação em dois grupos é evidente: as medidas mais precisas feitas com espectrômetros magnéticos até energias ~ 100 GeV/núcleon, e as medidas de calorímetros acima deste limite. Na região de altas energias, as medidas desde o JACCE (Asakimori *et al.*, 1998), Sokol (Ivanenko, 1993), Ichimura *et al.* (1993) são afetados por erros estatísticos muito grandes.

As medidas do hélio mostram discrepâncias de até um fator de 2 em 50 GeV. Sanuki *et al.* (2000) cita incertezas na identificação dos núcleos de hélio nas medidas do BESS(98), que conduz a uma indeterminação no nível de 10% , e observa fluxos menores daqueles previamente assumidos, por exemplo, para o cálculo de neutrinos atmosféricos, especialmente acima de dezenas de GeV. Dados desde o CAPRICE, MASS e IMAX, parecem indicar um fluxo inferior comparado aos dados do AMS e BESS (neste caso a concordância entre os dois conjunto de dados está no nível

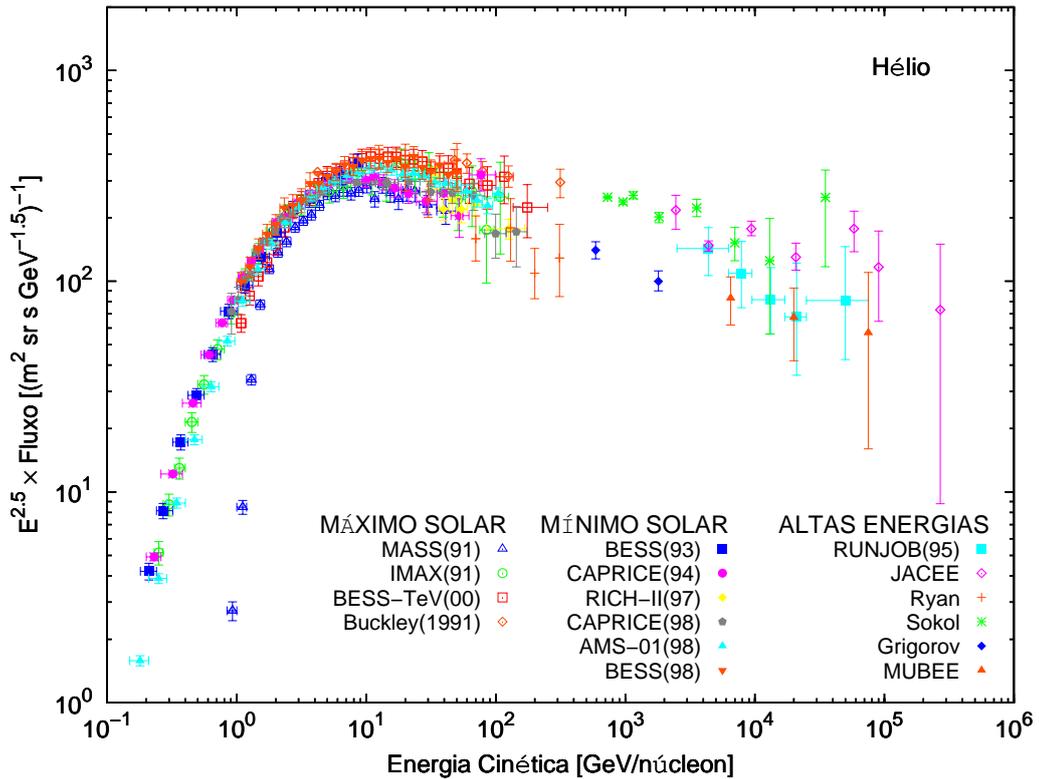


FIGURA 1.7 - Comparação do fluxo diferencial de He. Dados: durante época de máxima atividade solar, MASS(91) (Bellotti *et al.*, 1999), IMAX(91) (Ichimura *et al.*, 1993), BESS-TeV(00) (Haino *et al.*, 2004), Buckley(1991) (Buckley *et al.*, 1994); mínima atividade solar, BESS(93) (Wang *et al.*, 2002), CAPRICE(94) (Boezio *et al.*, 1999), RICH-II(97) (Diehl *et al.*, 2003), CAPRICE(98) (Boezio *et al.*, 2003), AMS-1(98) (Alcaraz; AMS Collaboration., 2000a), BESS(98) (Sanuki *et al.*, 2000); e para altas energias, Ichimura(1989) (Ichimura *et al.*, 1993), RUNJOB(95) (Apanasenko *et al.*, 2001), JACEE (Asakimori *et al.*, 1998), Ryan (Ryan *et al.*, 1972), Sokol-2 (Ivanenko, 1993), Grigorov (Grigorov *et al.*, 1971), MUBEE (Zatsepin *et al.*, 1994).

de $\sim 10\%$ (Gaisser *et al.*, 2001), e os grandes erros estatísticos não permitem uma comparação em detalhe. A composição isotópica do hélio mostra uma predominância de ^4He , enquanto que uma pequena fração, menos do que 10% de ^3He , está presente.

Medidas do espectro de Núcleos com $Z > 2$

Devido a seu pequeno fluxo, 2 ordens de magnitude menor do que o fluxo de H, os espectros de núcleos de alto Z foram medidos só por experimentos de longa duração e alta eficiência. As melhores medidas até ~ 10 GeV/núcleon foram coletos nos anos 80 por dois experimentos em satélite de Engelmann *et al.* (1990) e Mueller *et al.* (1991). Em energias altas, estão disponíveis medidas apenas de calorímetros, entre eles os detectores de emulsões nucleares RUNJOB (Apanasenko *et al.*, 2001) e JACEE (Asakimori *et al.*, 1998), calorímetros BGO ATIC (Wefel, 2001), calorímetro de fibra de centelheo TIGER (Link *et al.*, 2001), e detectores TRD TRACER (Gahbauer, 1999).

Os RC contém também elementos leves tais como Li-Be-B e Sc-V-Ti-Mn. Como já foi mencionado, estes podem ser explicados em termos da fragmentação de alguns núcleos pesados primários, diretamente produzidos pelas fontes dos RC, tais como C-N-O ou Si-Fe. Assim, medidas precisas das razões dos espectros secundária/primária de, por exemplo, B/C e sub-Fe/Fe permitem determinar a quantidade de matéria atravessada, relacionada ao tamanho do volume de confinamento, onde os RC se movem antes deles escaparem da Galáxia. Outra característica do estudo detalhado do espectro de núcleos pesados indica um aplanamento com a energia. É difícil extrair conclusões definitivas para isto porque o espectro em altas energias contém uma mistura de núcleos primários e secundários, e os dados contém somente um número pequeno de eventos.

1.1.3.2 Medidas Indiretas

Quando um raio cósmico de alta energia penetra na atmosfera até uma dada profundidade, interage com os núcleos atmosféricos, dando origem ao desenvolvimento de chuva atmosférica extensa (CAE). O número de partículas, a princípio, multiplica-se, até alcançar um máximo e se atenuam quando cada vez mais partículas caem abaixo do limiar para a posterior produção de partículas. Para energias primárias de 10^{15} eV, algo como 10^6 partículas atingem o nível do mar, principalmente fótons e elétrons dispersos sobre uma área de alguns hectares, mais uma fração de múons e hádrons de alta energia. Os detectores tipicamente cobrem 1% desta área para re-

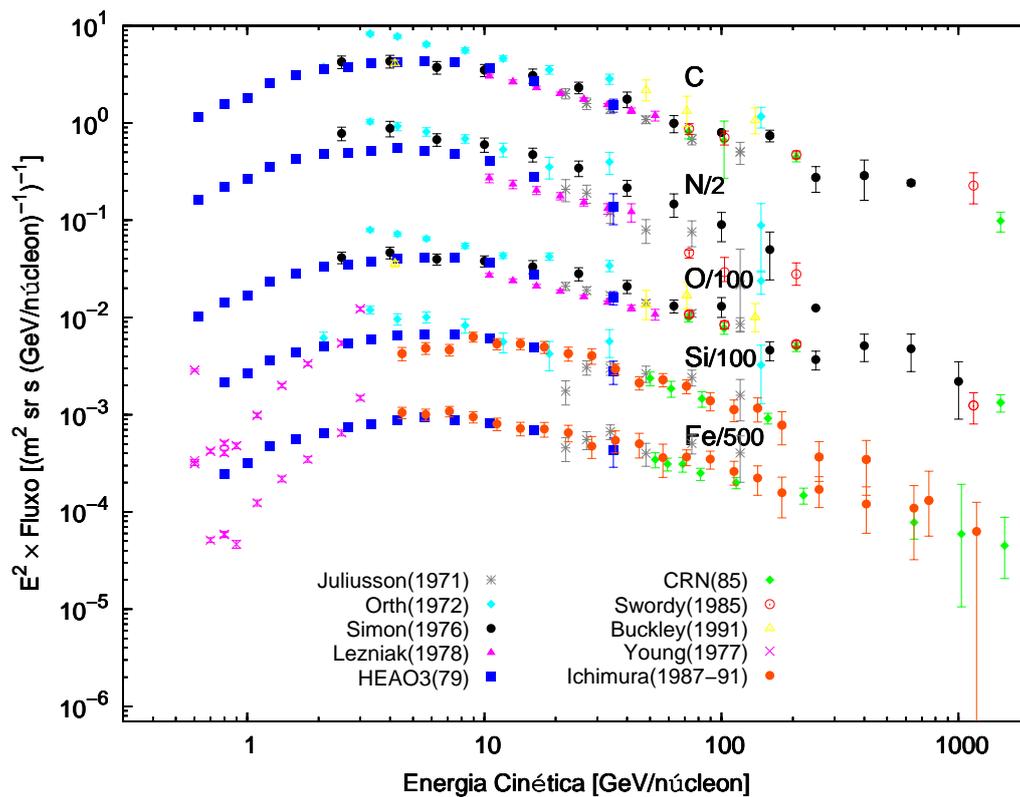


FIGURA 1.8 - Observação experimental do espectro de C, N, O, Si e Fe. Os espectros são multiplicados por E^2 . Dados: Juliusson(1971) (Juliusson, 1974), Orth(1972) (Orth *et al.*, 1978), Simon(1976) (Simon *et al.*, 1980), Lezniak(1978) (Lezniak; Webber, 1978), HEAO3(79) (Engelmann *et al.*, 1990), CRN(85) (Mueller *et al.*, 1991), Swordy(1985) (Swordy *et al.*, 1990), Buckley(1991) (Buckley *et al.*, 1994), Young(1977) (Young *et al.*, 1981), Ichimura(1987-91) (Ichimura *et al.*, 1993)

construir a direção (dado pelo eixo do chuveiro), a energia e a natureza (ou massa) da partícula primária. A reconstrução é feita, *e.g.*, baseada em simulações Monte Carlo do desenvolvimento de CAE na atmosfera.

A técnica experimental mais usada para detectar RC de altíssimas energias consiste em construir um arranjo de sensores (cintiladores, tanques de água Cherenkov, detectores de múons) dispersos sobre uma área grande. Os detectores determinam as densidades de partículas do CAE que bate no arranjo. A partir da distribuição lateral do chuveiro em uma dada profundidade atmosférica, pode-se deduzir a direção, a energia e possivelmente a identidade do RC primário que origina o CAE. A superfície do arranjo é escolhida de acordo com o fluxo incidente e intervalo de energia que se deseja explorar. Arranjos de detectores desenhados para detectar raios cósmicos na região de energias $10^{15} - 10^{19}$ eV têm dimensões típicas de algumas centenas de m^2 (KASCADE (Klages *et al.*, 1997), EAS-TOP (Aglietta *et al.*, 1999), CASA (Borione *et al.*, 1994), HEGRA (Arqueros *et al.*, 2000)), enquanto para detectar raios cósmicos com energias acima deste intervalo são da ordem de alguns km^2 (AGASA (Takeda *et al.*, 1998), SUGAR (Bell *et al.*, 1974), Yakutsk (Afanasiev *et al.*, 1996)). O experimento AUGER (Dova; The Pierre AUGER Observatory Collaboration, 2001), em fase final de construção na Argentina, combina duas técnicas: está composto de um arranjo de tanques de água Cherenkov cobrindo em redor de $3000 km^2$ e alguns detectores de fluorescência incrustados na grande superfície do arranjo. Estes métodos indiretos de detecção apresentam sérias dificuldades na interpretação dos dados. A confiabilidade das medidas depende da fração do chuveiro visto pelo arranjo de detectores, respostas dos detectores e modelo de desenvolvimento do CAE usado. Particularmente devem ser considerados efeitos sistemáticos causados pelos modelos de interação de alta energia empregados e pelas flutuações intrínsecas no CAE.

A Figura 1.9 mostra o espectro de raios cósmicos observados em altas energias. O fluxo cai desde aproximadamente uma partícula/ $m^2 s MeV$ em energias baixas para uma partícula/ $km^2 século$ em altíssimas energias. A primeira quebra do espectro em 1 PeV é chamada “joelho”, enquanto o segundo corte em redor de 10 EeV é chamada de “tornozelo”. A continuação ou *cut-off* do espectro além de 50 EeV pode então ser considerado o “pé”. As características do espectro podem dar indícios da natureza e origem dos raios cósmicos. A característica mais notável é a dependência de lei de potências sobre muitas décadas de energia. Algum mecanismo de aceleração aceitável deve poder produzir este comportamento. Note que a mudança na inclinação em

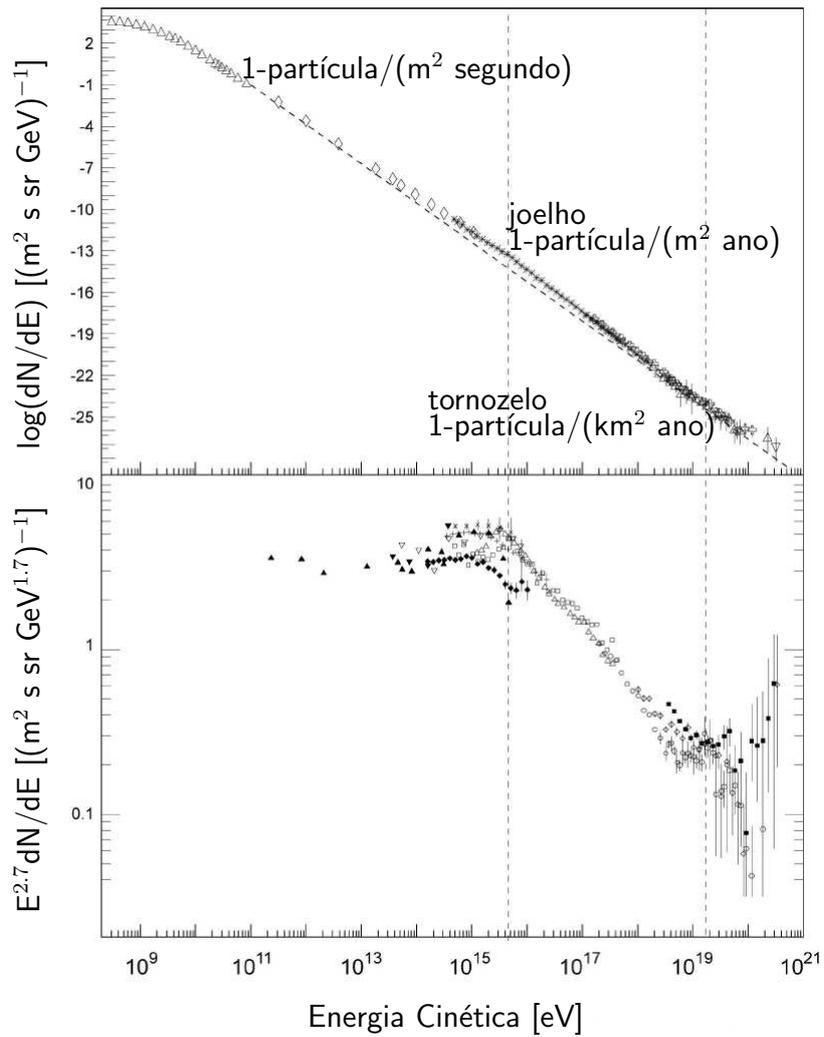


FIGURA 1.9 - Espectro de raios cósmicos de altas energias.
 FONTE: [Eidelman e Particle Data Group \(2004\)](#).

1 PeV não necessariamente implica uma mudança na fonte de aceleração, vazamentos de partículas desde a Galáxia podem produzir tal mudança. Na região de energias do tornozelo, a composição se faz novamente leve (Bird *et al.*, 1995) e o tornozelo pode ser interpretado como uma transição para uma componente principalmente de núcleos de Hidrogênio e Hélio. A outra característica geral do espectro é seu comportamento acima de 10 EeV. A existência ou não-existência do *cut-off* GZK (Greisen, 1966; Zatsepin; Kuz'min, 1966) devido à interação dos prótons dos raios cósmicos com a radiação de fundo 2,7 K pode dar informação valiosa da distância das fontes destas partículas desde a Terra.

1.2 Antimatéria no Universo

O modelo padrão da física de partículas estabelece que cada partícula tem uma antipartícula, para o qual cada número quântico aditivo tem o valor negativo daquela da partícula normal da matéria. A reversão do sinal aplica-se somente aos números quânticos que são aditivos, como a carga, mas não para a massa, por exemplo. O pósitron tem a carga oposta, mas a mesma massa que o elétron. Para as partículas cujos números quânticos aditivos são todos nulos, a partícula pode ser sua própria antipartícula; tais partículas incluem o fóton e nêutron. Dirac (1928) previu a existência do pósitron e a confirmação experimental veio do descobrimento nos raios cósmicos (Anderson, 1933). Posteriormente, o antipróton foi descoberto em experimentos de aceleradores (Chamberlain *et al.*, 1955).

A noção de simetria é agora um dos fundamentos da física. As leis da física são simétricas. Na mecânica clássica, para cada simetria –o qual comuta com a evolução temporal– associa-se uma quantidade conservada: a simetria translacional dá origem à conservação do momento linear; as simetrias rotacionais correspondem à conservação do momento angular; e a quantidade conservada que corresponde à translação temporal é a energia. A física de partículas descobriu novos tipos de simetria: conservação da paridade (P) como uma consequência da invariância da inversão de coordenadas; a simetria da inversão de carga (C); e a simetria de inversão temporal (conservação da paridade T).

Depois da observação do antipróton, a simetria partícula-antipartícula das interações de partículas elementares foi estabelecida completamente. A simetria partícula-antipartícula não significa que unicamente a paridade P e carga elétrica C são conservadas, mas também o número bariônico B (prótons e nêutrons) e o número leptônico

(elétrons, múons, tau e neutrinos) que distingue dos bárions. Isto significa, de fato, que partículas são produzidas sempre em pares de partícula-antipartículas tais como elétron-pósitron, próton-antipróton, etc. Eles são produzidos desde estados neutros ($B = 0$, $C = 0$, $L = 0$), como os fótons.

Aproximadamente na mesma época a cosmologia moderna foi desenvolvida. Baseada na relatividade geral (Einstein, 1917; Friedmann, 1922) e algumas observações como: ‘afastamento’ de galáxias (Hubble, 1929); origem e abundância relativa de elementos leves (Gamow, 1946); e a radiação cósmica de fundo em microondas (RCFM) (Penzias; Wilson, 1965). Segundo esta teoria, o Universo foi criado em tempos primordiais. Se assumimos que as leis da física descobertas no micro-mundo são válidas no macrocosmos, concluímos, seguindo Dirac, que quantidades iguais de matéria e antimatéria seriam produzidas nos primórdios do Universo. Estes são argumentos fortes a favor de um Universo com simetria matéria-antimatéria. No entanto, não foram observadas, até agora, indícios de antimatéria primordial. Sendo assim, a questão óbvia é: o que aconteceu com a simetria matéria-antimatéria durante o estágio final do *Big Bang* para chegar à forte assimetria bariônica do universo atualmente observado?

1.2.1 Simetria das Interações das Partículas Elementares e Antimatéria Primordial

A simetria partícula-antipartícula é uma combinação das operações da conjugação de carga C, paridade P e inversão temporal T. A não-conservação da paridade P foi sugerida por Lee e Yang (1956) e foi quase imediatamente provada em um número de experimentos. Em seguida, foi descoberta a não-conservação da paridade C (Wu *et al.*, 1957). Foi impressionante descobrir que a natureza pode distinguir a direita da esquerda de uma maneira absoluta, e que da reflexão espacial das coordenadas obtem-se um objeto diferente. O restabelecimento da simetria veio da idéia de que ainda que P e C não sejam conservadas, a paridade combinada CP é (Lee *et al.*, 1957). A máxima violação P é compensada por uma máxima violação C. Assim, a reflexão de simetria é preservada, se quando refletindo coordenadas, a partícula é substituída pela sua antipartícula. Isto foi sustentado por medidas até que no famoso experimento de Cronin-Fitch, uma muito pequena violação CP no decaimento de káons foi descoberto (Christenson *et al.*, 1964). O resultado de Cronin-Fitch implicado com a invariância CPT, que é um teorema muito mais geral, mostra que há interações que não são invariantes T. Assim, “passado” pode ser distinguido do “futuro” no nível das interações elementares. Desde então, a teoria de física de partículas tornou-se,

em essência, no entendimento das quebras de simetrias. Quando surge a Teoria da Grande Unificação (GUT por suas siglas em inglês) (Georgi; Glashow, 1974; Pati; Salam, 1974), que tenta unificar todas as interações das partículas e postula a não-conservação do número bariônico (Pati; Salam, 1973), as quebras de simetria foram aceitas sem muita dificuldade apesar da óbvia questão da “estabilidade” do próton. Desta discussão superficial precisamos lembrar duas coisas:

- Em energias muito altas ($\gtrsim 10^{14}$) GeV, para a GUT, o mundo é simétrico. Isto significa que, se no estado inicial do Universo o número bariônico total foi zero, ainda seria zero depois que as partículas foram criadas, *i.e.*, com quantidades iguais de bárions e antibárions. Esta descrição conduz a um universo simétrico;
- Em baixas energias, as simetrias são quebradas uma após a outra. Aqui, a não-conservação do número bariônico provê uma maneira dinâmica de criar nosso universo com assimetria bariônica, ainda se globalmente $B = 0$, no estado inicial. Esse é agora o cenário mais popular e várias teorias de bariogênese tentam desenvolver esta idéia.

O princípio cosmológico afirma que o universo é homogêneo. O universo é o mesmo em todo lugar, independente da posição do observador. Este princípio útil, sustentado por observações, permite o estudo de uma parte (bastante grande) do universo, e a extrapolação dos resultados para o universo inteiro. Os adeptos da, agora impopular, Cosmologia do Estado Estacionário (Bondi; Gold, 1948; Hoyle, 1948) vão mais além e dizem que o universo é o mesmo em qualquer momento do tempo. Neste caso não há “começo” do universo. Isto é certamente atrativo desde o ponto de vista teórico tanto como estético. Porém, para incorporar a expansão do universo experimentalmente observada, deve-se introduzir a criação permanente de matéria, mais ou menos em todo lugar do universo. Isto parece não ter sustentação observacional direta.

A teoria cosmológica padrão do *Big Bang* assume: a validade do princípio cosmológico; que as leis da física não dependem do tempo e que o universo foi criado em algum momento no passado desde algo descrito como singularidade. Posteriormente, o Universo se expande. As leis da física permitem a extrapolação do desenvolvimento do universo no passado, mas não muito próximo à singularidade. As condições físicas tais como temperatura, pressão e, especialmente, campo gravitacional tornam-se tais que não se conhece como a matéria se comporta, já que nesta época não há formas conhecidas de matéria. A cosmologia do *Big Bang* tem alguns maiores suces-

so: começando pela incorporação natural da expansão do universo, tem explicado as abundâncias de elementos (nucleossíntese), e a sua mais espetacular façanha foi prever a RCFM, originada no universo primordial (Alpher *et al.*, 1948; Gamow, 1946). Porém, há algumas questões às quais a teoria do *Big Bang* não responde.

O Universo tem uma fração muito pequena de bárions se comparado aos fótons, sendo a razão das densidades de bárions/fótons de $\sim 10^{-10}$. Esta razão é um dos parâmetros de entrada da teoria do *Big Bang* necessários para explicar as abundâncias dos elementos observados. A questão ainda em aberto é: *Qual é a origem da pequena densidade de bárions e qual é a origem da assimetria bariônica observada?*

1.2.2 Matéria-Antimatéria no Universo

A aproximação simples de um modelo de Universo com simetria bariônica parece cada vez menos promissora pela confrontação com as observações. Por outro lado, a criação dinâmica da assimetria bariônica através dos cenários de bariogênese torna-se mais teoricamente atrativa. Embora, também, com conflitos teóricos intrínsecos.

1.2.2.1 Universo Simétrico

O descobrimento do antipróton tem confirmado as idéias de Dirac sobre a simetria partícula-antipartícula e imediatamente iniciado a discussão de se o universo contém uma considerável quantidade, ainda a metade, de antimatéria, e se sim, por que não é observado? (Burbidge; Hoyle, 1956; Goldhaber, 1956; Alpher; Herman, 1958).

É conveniente definir a assimetria bariônica pela quantidade (*e.g.* ver Riotto (1998)):

$$\eta \equiv \frac{n_B}{n_\gamma}, \quad (1.2)$$

em que $n_B = (n_b - n_{\bar{b}})$ é a diferença entre o número de bárions e antibárions por unidade de volume, e $n_\gamma = 411, 4 / (T_\gamma / 2, 725 \text{K})^3 \text{ cm}^{-3}$, $T_\gamma = 2, 736 \text{ K}$ é a temperatura da RCFM. A densidade numérica de bárions é

$$n_B = \frac{\rho_B}{m_B} = \frac{\Omega_B \rho_c}{m_B}, \quad (1.3)$$

$\Omega_B \equiv \rho_B / \rho_c$, com ρ_B e ρ_c sendo as densidades bariônica e crítica, $\rho_c = 1, 88 \times 10^{-29} h^2 \text{ g cm}^{-3}$, em que $0, 5 < h < 0, 9$ corresponde ao presente valor H_0 do parâmetro de

Hubble, $h \equiv H_0/100 \text{ K m Mpc}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Então,

$$n_B = 1,1 \times 10^{-5} h^2 \Omega_B \text{ cm}^{-3}, \quad (1.4)$$

e

$$\eta = 2,65 \times 10^{-8} \Omega_B h^2 \left(\frac{T_\gamma}{2,736\text{K}} \right)^3. \quad (1.5)$$

O valor consistente com as abundâncias de elementos leves primordiais é

$$\eta \simeq 4 \times 10^{-10}. \quad (1.6)$$

Na [Figura 1.10](#) é mostrada como a razão da densidade de bárions/fótons, η , influencia as abundâncias de elementos leves primordiais. O maior sucesso da teoria do *Big Bang* foi obter o mesmo valor de η a partir das abundâncias dos elementos leves. Recentemente a assimetria bariônica foi independentemente estimada em $\eta = 6,5 \times 10^{-10}$, determinada através dos espectro de potências da RCFM pelo experimento WMAP ([Spergel et al., 2003](#)). Valores próximos foram obtidos por experimentos a bordo de balão ([de Bernardis et al., 2002](#); [Stompor et al., 2001](#); [Pryke et al., 2002](#)).

Se o universo for simétrico, os bárions e antibárions foram quase igualmente abundantes em altas temperaturas ($T > m_B \sim 1 \text{ GeV}$), e quando a temperatura caiu, esses teriam-se eficientemente aniquilado e a densidade de bárions que sobreviveram seria ([Dolgov; Zeldovich, 1981](#)),

$$n_B = n_{\bar{B}} \simeq \frac{n_\gamma}{\sigma_{\text{ann}} m_B m_{\text{Pl}}} \approx 10^{-19} n_\gamma, \quad (1.7)$$

em que σ_{ann} é a seção de choque de aniquilação, m_B e m_{Pl} são, respectivamente, a massa do bárion ($\simeq 1 \text{ GeV}$) e a massa de Planck ($= 1.2 \times 10^{19} \text{ GeV}$). Este valor é muito baixo por nove ordens de magnitude. Por conseguinte, esta simples aproximação não pode explicar o valor de η .

Assim, para evitar a catástrofe de aniquilação, a matéria e antimatéria devem, de qualquer maneira, estar separadas sobre uma escala grande. [Steigman \(1976\)](#) infere que, se domínios de matéria e antimatéria existem, eles devem estar separados por, ao menos 10 Mpc, ou em algum caso por distâncias maiores do que aglomerados de galáxias. Algumas cosmologias de simetria bariônica foram consideradas ([Hoyle; Narlikar, 1966](#); [Harrison, 1968](#); [Omnès, 1969](#)), mas nenhuma sustenta as evidências observacionais. [Cohen et al. \(1998\)](#) tem calculado o espectro de raios- γ originados em

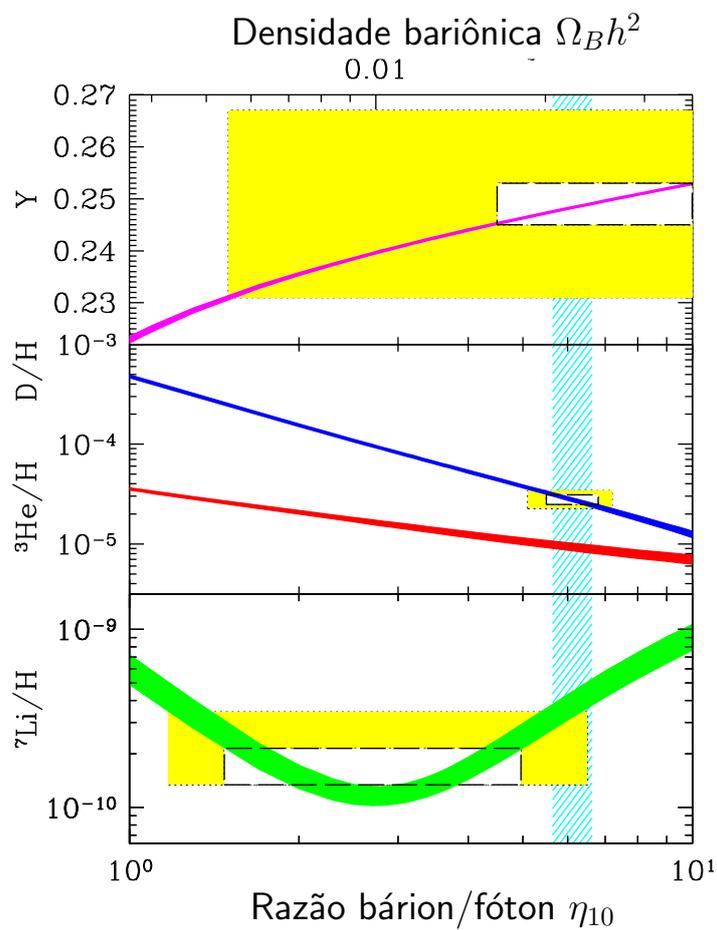


FIGURA 1.10 - As abundâncias dos elementos leves primordiais ^4He , D , ^3He e ^7Li como predito pelo modelo padrão de big bang nucleosíntese. As caixas indicam as abundâncias de elementos leves observados (*caixas pequenas*: 2σ de erro estatístico; *caixas maiores*: $\pm 2\sigma$ de erro estatístico e sistemático). A banda vertical estreita indica a medida da RCFM da densidade bariônica cósmica.
 FONTE: [Fields e Sarkar \(2004\)](#).

aniquilações e comparado com as medidas do espectro de raios- γ difuso observados por [Kappadath et al. \(1996\)](#), [Sreekumar et al. \(1998\)](#), e concluem que os tamanhos dos domínios devem ser 1000 Mpc para marginalmente concordar com os dados, comparável com a parte observável do universo (~ 3000 Mpc).

1.2.2.2 Universo Livre de Antimatéria (Bariogênese)

A forma mais promissora para resolver o problema de assimetria bariônica observada, postula que: desde um estado de simetria bárion-antibárion no Universo primordial próximo da época do *Big Bang* e com a expansão esfriando o Universo, em alguns estágios de temperatura as simetrias foram quebradas, uma a uma. A assimetria bariônica (η) começa a desviar-se de zero para finalmente atingir o valor atualmente observado. A geração do valor observado de η neste contexto refere-se como bariogênese.

Condições de Sakharov para a bariogênese

A idéia de que a assimetria bariônica do Universo origina-se na não-conservação bariônica nas interações de partículas foi primeiro formulada por [Sakharov \(1967\)](#) em uma forma explícita com três critérios necessários:

- 1) **não conservação B:** o número bariônico total B (número de bárions menos o número de antibárions no Universo) deve ser violado. Isto é uma condição óbvia, mas completamente difícil satisfazer – não foram observados processos que violam B até hoje. No entanto, tanto a teoria eletrofraca e GUT predizem a não-conservação da carga bariônica;
- 2) **não conservação das paridades C e CP:** a operação combinada da conjugação de carga (C) e inversão de paridade (P) transforma uma partícula em sua antipartícula. A violação CP significa que o processo de criação de partículas tem uma taxa diferente daquela da produção de antipartículas, por exemplo, na taxa de decaimento $\Gamma(X \rightarrow \dots \rightarrow p) \neq \Gamma(\bar{X} \rightarrow \dots \rightarrow \bar{p})$. Fora das inicialmente iguais abundâncias de partículas e antipartículas (X e \bar{X}), para alcançar um excesso de partículas precisamos de uma alta taxa de decaimento para partículas do que para antipartículas, *i.e.* violação CP;
- 3) **afastamento do equilíbrio térmico:** a única propriedade intrínseca das partículas da qual as distribuições em equilíbrio dependem é a massa da partícula. Não temos nenhuma evidência experimental para acreditar que as

massas da partícula e da antipartícula diferem. O teorema CPT garante estrita igualdade de massas de partículas e antipartículas e, assim, para valores iguais do momento da partícula, suas energias também devem ser iguais. Correspondentemente as suas distribuições são iguais e, em equilíbrio térmico, as densidades das partículas e antipartículas são iguais. Para fazer as partículas mais abundantes do que as antipartículas, requiere-se um afastamento do equilíbrio térmico.

Das três condições de Sakharov, a violação do número bariônico e violação C e PC podem ser investigados somente dentro de um dado modelo da física de partículas, enquanto a terceira condição pode ser discutida de uma maneira mais geral. Os diferentes cenários de bariogênese no período inicial foram baseados principalmente no decaimento de partículas pesadas nas diferentes versões da GUT. Todos eles tem a particularidade que a escala de energia característico para os processos com a não-conservação B seja extremamente alta, próximo da escala de Planck, $M_{\text{GUT}} = 10^{16}$ GeV. Posteriormente, outros cenários de bariogênese foram desenvolvidas com a não-conservação bariônica em energias muito mais baixas. Os cenários de bariogênese na escala eletrofraca onde os processos físicos essencialmente ocorrem na escala de energia em torno de 100 GeV, são certamente atrativos porque podem ser testados nas experiências de aceleradores atuais e futuras. As teorias de bariogênese representam um bom exemplo da conexão entre a física de partículas e a cosmologia. Até agora, muitos mecanismos para a geração do assimetria bariônica foram propostos, para um resumo geral ver, *e.g.*, [Dolgov \(1992\)](#), [Riotto e Trodden \(1999\)](#) e [Dine e Kusenko \(2003\)](#)

1.2.3 Busca Experimental da Antimatéria

Experimentalistas têm procurado arduamente indícios de antimatéria no Universo sem sucesso até agora. Antimatéria pode-se manifestar através dos produtos de aniquilação que contribuiriam ao espectro de raios- γ difuso. Por outro lado, alguns objetos de antimatéria distantes (*e.g.*, antiestrelas e antigaláxias) contaminariam o espaço com partículas de antimatéria, as quais se manifestariam nos raios cósmicos. No entanto, antipartículas também são produzidas nas interações dos RC com o gás do MIE (daqui em diante referida como produção secundária). Tais fluxos secundários relativo ao fluxo de prótons dos RC são da ordem de: e^+ $\mathcal{O}(10^{-3})$, \bar{p} $\mathcal{O}(10^{-4})$, \bar{D} $\mathcal{O}(10^{-8})$, $\bar{\text{He}}$ $\mathcal{O}(10^{-12})$.

Embora a maioria dos antiprótons e pósitrons dos RC tem origem secundária, um forte desvio dos seus espectros de produção secundária esperada, indicaria um sinal de antimatéria. No entanto, explicações alternativas são possíveis, tais como efeitos de propagação na galáxia ou hipotéticas fontes “exóticas” de antipartículas. [Hagedorn \(1970\)](#) estima a taxa de produção de antihélio em 15 ordens de magnitude menor do que a taxa de produção de antiprótons, enquanto que estimativas recentes de [Chardonnet *et al.* \(1997\)](#) das abundâncias relativas ${}^3\bar{\text{He}}/p$ não excedem 4×10^{-13} . Esta quantidade é totalmente desprezível. Por conseguinte, a detecção de um antihélio nos RC seria uma prova convincente da existência de uma antiestrela, não muito afastada da Terra ([Stecker, 1985](#)).

Antipartículas com fontes distantes necessariamente passariam através dos campos magnéticos extragalácticos. Se os campos, por sua vez, forem muito altos, isto limitaria a distância desde a qual as antipartículas podem alcançar a Terra. Os campos magnéticos na periferia da galáxia tipicamente têm valores de alguns μG . Campos extragalácticos são desconhecidos e só podem colocar-se limites superiores ([Kronberg, 1994](#); [Achterberg *et al.*, 1999](#)). Com tal pobre conhecimento dos campos magnéticos do universo, não é muito sensato tentar estimar as distâncias desde as quais as antipartículas podem alcançar a Terra. A faixa varia desde uma fração de megaparsec até a distância do horizonte do universo, especialmente se consideramos a dependência com a energia da partícula. Não é surpreendente que alguns experimentalistas acham problemático detectar sinais de antimatéria nos raios cósmicos, ainda que se eles existam em alguma parte ([Ormes *et al.*, 1997](#)).

Depois das antipartículas alcançarem a Terra, o problema é detectá-las. A probabilidade de uma antipartícula passar através da atmosfera sem interagir é muito pequena. Por sua vez, se os produtos das suas interações são detectados, a informação da natureza da partícula primária é praticamente perdida. Detectores a bordo de balão são ainda afetados pela atmosfera residual, mas o problema principal é a duração dos vôos, máximo de algumas semanas, que limita severamente a estatística experimental. Seria muito mais eficiente instalar detectores sobre satélites completamente fora da atmosfera por alguns anos. Para identificar a carga elétrica da partícula, um espectrômetro magnético deve ser usado, o que limita a carga útil das naves espaciais.

Desconsiderando a existência de “anti-objetos” macroscópicos no sistema solar, há duas maiores manifestações das antipartículas para sua observação: direta e indireta.

1.2.3.1 Evidência Direta

Se objetos distantes de antimatéria existem, eles poluem o espaço com antipartículas. Estas antipartículas se difundiriam através do espaço e, eventualmente, atingiriam a vizinhança da Terra em forma de RC.

Observações de pósitrons

Embora elétrons e pósitrons secundários sejam produzidos em pares, a fração de pósitrons $e^+/(e^+ + e^-)$ medida é da ordem de $\sim 10\%$, o que indica uma substancial componente de elétrons primários. Em energias altas espera-se que a fração de pósitrons secundários decline lentamente com a energia por causa do declínio dos prótons primários. Em energias abaixo de alguns GeV, a modulação solar tem um impacto significativo sobre a forma do espectro. Este efeito pode ter significativa dependência do sinal de carga e alterar a fração de pósitrons durante um ciclo solar.

Uma compilação de medidas recentes da fração de pósitrons é mostrada na [Figura 1.11](#), bem como a predição teórica. O cálculo mais recente de [Moskalenko e Strong \(1998\)](#), baseado em um modelo de difusão auto-consistente da propagação dos RCG com um espectro de prótons interestelares moderadamente duro ($\gamma = 2$), reproduz bem a fração de pósitrons observados sobre um amplo intervalo de energias. O efeito da modulação solar não é mostrada aqui.

Os dados seguem a tendência geral das predições teóricas: a fração de pósitrons decresce suavemente com a energia. Mas, uma característica é observada em energias acima de 7 GeV, os dados mostram uma fração de pósitrons maior que não podem facilmente ser explicados em termos do mecanismo convencional de produção secundária. Isto incitou um número de interpretações desde uma ineficiente produção de elétrons primários em altas energias ([Boulares, 1989](#)) até hipotéticas fontes “exóticas” de pósitrons ([Tylka, 1989](#); [Turner; Wilczek, 1990](#); [Kane *et al.*, 2002](#); [Baltz *et al.*, 2002](#); [Coutu *et al.*, 1999](#)).

Observações de antiprótons

Desde a época quando os experimentalistas decidiram usar as medidas das abundâncias de antiprótons nos raios cósmicos para procurar antimatéria ([Ahlen *et al.*, 1982](#)), tanto as medidas como os cálculos teóricos foram aperfeiçoados dramaticamente, conduzindo praticamente à confirmação de sua origem secundária. Devido à

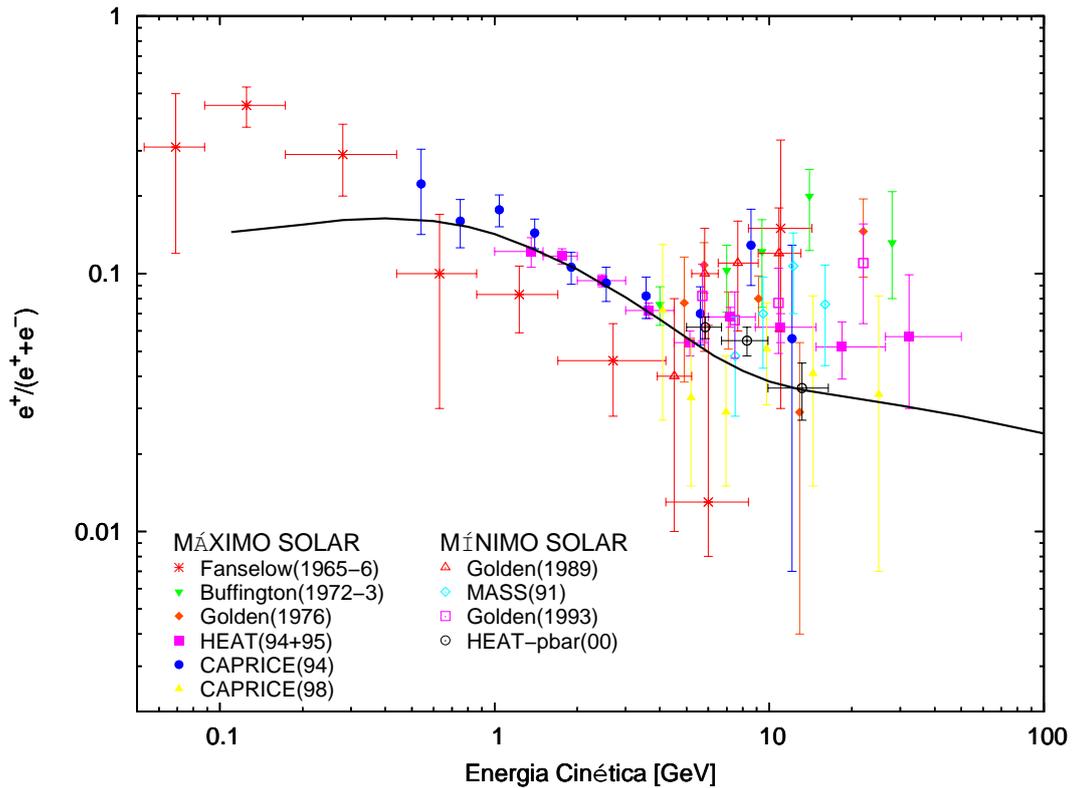


FIGURA 1.11 - Fração de pósitrons $e^+/(e^+ + e^-)$ como função da energia. Dados: durante época de atividade solar mínima, Fanselow(1965-6) (Fanselow *et al.*, 1969), Buffington(1972-3) (Buffington *et al.*, 1975), Golden(1976) (Golden *et al.*, 1987), HEAT(94+95) (Barwick *et al.*, 1997), CAPRICE(94) (Boezio *et al.*, 2000), CAPRICE(98) (Boezio, 1999); e atividade solar máxima, Golden(1989) (Golden *et al.*, 1994), MASS(91) (Grimani *et al.*, 2002), Golden(1993) (Golden *et al.*, 1996), HEAT-pbar(00) (Beatty *et al.*, 2004). Modelo (linha sólida): para uma produção puramente secundária de pósitrons (Moskalenko; Strong, 1998).

cinemática do processo de produção, o espectro de antiprótons dos RC tem um pico claro em ~ 2 GeV, decrescendo rapidamente tanto para energias altas como baixas (confirmado pelas observações experimentais, ver [Figura 4.1](#)).

A [Figura 1.12](#) mostra as observações experimentais da razão dos fluxos \bar{p}/p realizadas por vários experimentos e em diferentes épocas. Nesta razão, muitas fontes de erros sistemáticos, tais como aceitação do detector ou eficiências de *triggers*, cancelam-se automaticamente. Neste espectro da razão \bar{p}/p , a forma e posição da ascensão característica em energias acima de ~ 5 GeV podem estar associadas ao efeito de aceleração dos antiprótons, depois deles serem produzidos por colisões no MIE. Dados experimentais adicionais são necessários para resolver esta potencialidade.

Uma recente análise dos dados colecionados pelo experimento a bordo de balão BESS durante os últimos anos tem providenciado informação mais detalhada do espectro de antiprótons de baixa energia, os quais, mostram um excesso quando comparado aos modelos atuais. Esta discrepância estimulou um interesse grande na procura de explicações alternativas, sendo também motivo de projetos de experimentos futuros. Especulações teóricas sugerem que esta discrepância pode revelar a existência de antiprótons nos raios cósmicos de origem exótica (devido à aniquilação de pares de partículas relíquias no halo galáctico ([Silk; Srednicki, 1984; Stecker et al., 1985; Hagelin; Kane, 1986; Ellis et al., 1988; Bottino et al., 1995; Jungman et al., 1996](#)), evaporação de buracos negros primordiais ([Kiraly et al., 1981; Turner, 1982; MacGibbon; Carr, 1991; Maki et al., 1996, 1996](#)), cordas cósmicos ([Witten, 1985; Starkman; Vachaspati, 1996](#)) ou oscilação $n\bar{n}$ ([Sivaram; Krishan, 1982](#)) entre outros) ou estas medidas estariam contaminadas por antiprótons produzidos no ambiente bem próximo da Terra, já que as atuais medidas foram realizadas no topo da atmosfera ([Gusev et al., 2003; Pugacheva et al., 2003; Huang et al., 2003; Fuki, 2005](#)). O estudo desta última possibilidade é o objetivo principal da presente tese de doutorado.

Procura de antinúcleos

Antidêuterons secundários nos raios cósmicos \bar{D} podem se formar quando um antipróton e um antinêutron secundários se fundem juntos. Os dois antinúcleons devem estar em repouso mutuamente, afim de que a fusão aconteça com sucesso. O fluxo interestelar de \bar{D} secundário estima-se ter um máximo de $2-5 \times 10^{-8} (\text{m}^{-2} \text{sr GeV})^{-1}$ para uma energia cinética de ~ 4 GeV/núcleon. Desafortunadamente, o fluxo de antidêuterons é completamente pequeno com respeito aos antiprótons. Núcleos de

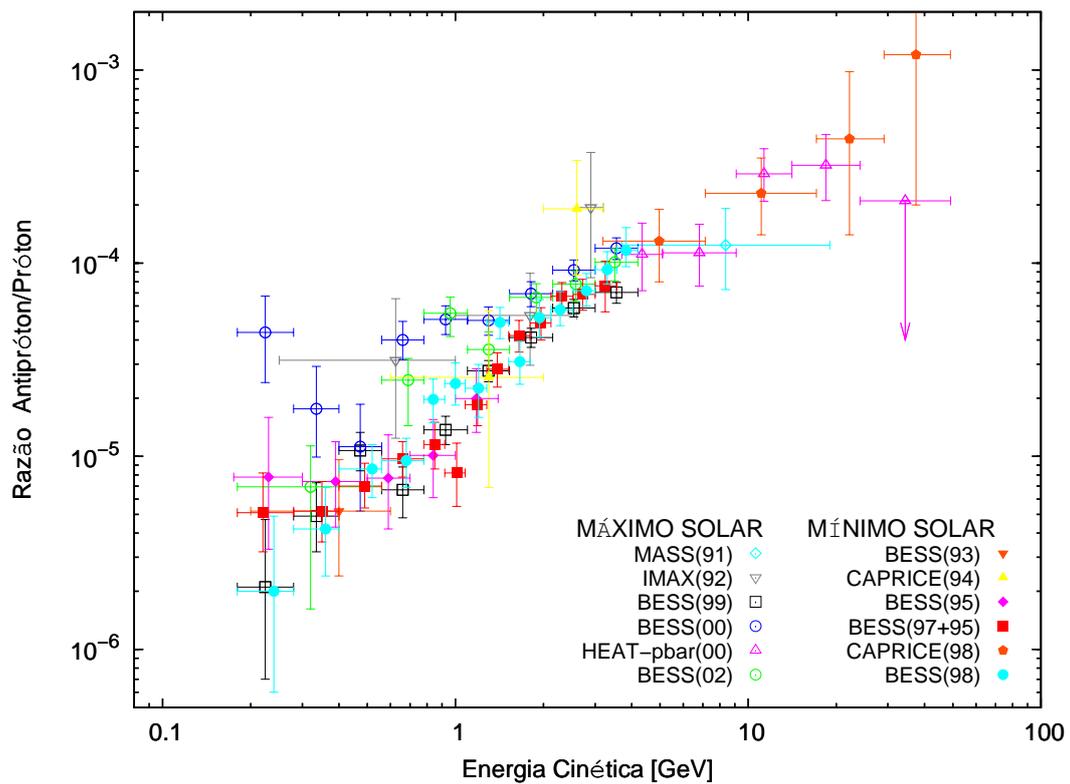


FIGURA 1.12 - Fluxo de \bar{p} no topo da atmosfera. Dados experimentais medidos durante o período de mínima atividade solar: BESS(93) (Moiseev *et al.*, 1997), CAPRICE(94) (Boezio *et al.*, 1997), BESS(95) (Matsunaga. *et al.*, 1998), BESS(97+95) (Orito *et al.*, 2000), CAPRICE(98) (Boezio *et al.*, 2001), BESS(98) (Maeno *et al.*, 2001); e máxima atividade solar: MASS(91) (Hof *et al.*, 1996), IMAX(92) (Mitchell. *et al.*, 1996), BESS(99) (Asaoka *et al.*, 2002), BESS(00) (Asaoka *et al.*, 2002), HEAT-pbar(00) (Beach *et al.*, 2001), BESS(02) (Haino *et al.*, 2005).

antideutério nunca foram detectados nos raios cósmicos até agora. Por outro lado, se antimatéria primordial existe, antihélio é a forma mais promissória a ser detectado nos raios cósmicos devido ao fato de que nas predições cosmológicas da composição primordial do universo e na composição estelar, o hélio é o elemento mais abundante depois do hidrogênio.

A procura de antipartículas nos raios cósmicos que foram realizadas até aqui tem produzido somente limites superiores de uma parte em $\sim 10^4$ para núcleos ($Z > 2$) e uma parte em $\sim 10^5$ para o hélio (Smoot *et al.*, 1975; Ormes *et al.*, 1997). Na fase AMS-01, 2.86×10^6 núcleos de hélio foram observados no intervalo de rigidez de 1 até 140 GV e nenhum evento de antihélio foi encontrado (Cristinziani, 2002). O PAMELA procurará antinúcleos com sensibilidade sobre a razão $\bar{H}e/He$ melhor do que 10^{-7} . A procura de antimatéria é um dos principais propósitos do experimento AMS. A ausência de atmosfera na altura de vôos espaciais e na órbita da ISS, como a relativa grande aceitação e longos tempos de exposição fazem do AMS um instrumento proeminente para esta finalidade. A detecção de antinúcleos nos raios cósmicos proverá evidência direta da existência de antimatéria no Universo (Steigman, 1976).

1.2.3.2 Evidência Indireta

Raios- γ podem ser interpretados como produtos das aniquilações vindos desde as interfases de domínios de matéria e antimatéria. Desafortunadamente, aniquilação não é a única fonte de raios- γ . Ainda se uma fonte intensa inusual de raios- γ for observada, é difícil excluir explicações alternativas. Assim, unicamente pode-se estabelecer, e em uma forma altamente dependente do modelo, se o espectro de raios- γ observado é consistente com a aniquilação. No entanto, as medidas do espectro de raios- γ galácticos podem limitar a quantidade de antimatéria que pode existir na nossa galáxia (Steigman, 1976).

Raios- γ desde aniquilações distantes

O espectro de raios- γ difuso foi medido a bordo do satélite Compton em um intervalo de energia desde 0,8 até 30 MeV pelo experimento COMPTEL (Kappadath *et al.*, 1996) e para fótons de energia desde 30 MeV até 100 GeV pelo experimento EGRET (Sreekumar *et al.*, 1998). Estas medidas são mostradas na Figura 1.13.

A primeira tentativa para procurar regiões de antimatéria no contexto de um uni-

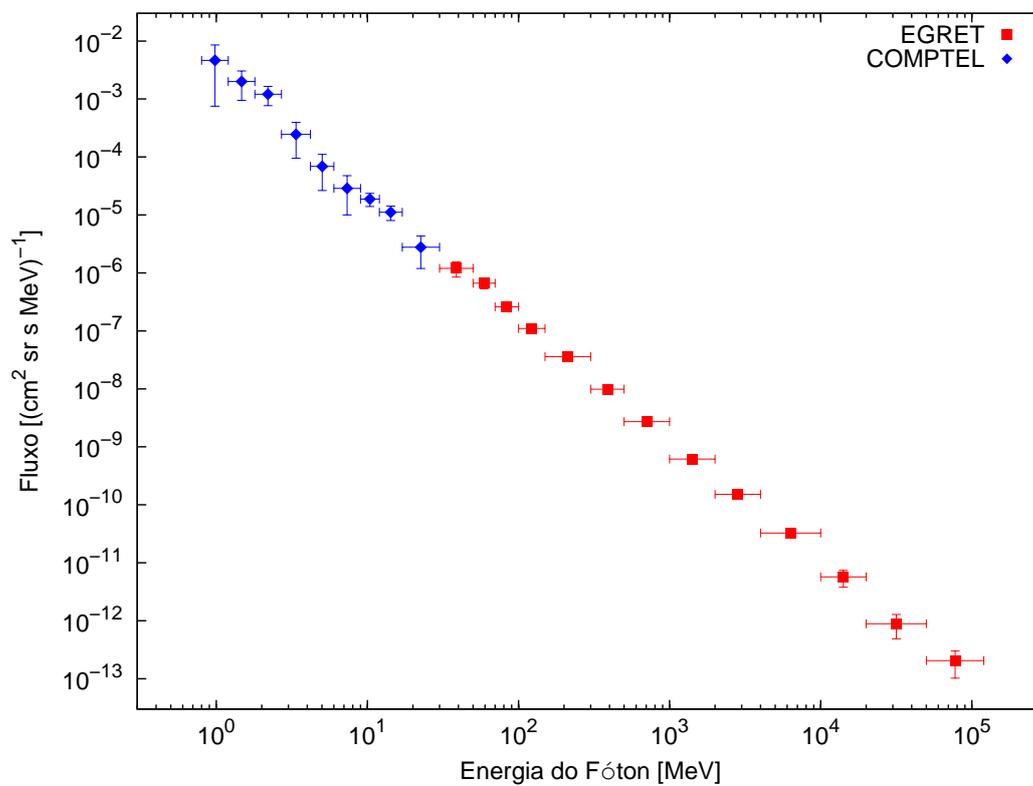


FIGURA 1.13 - Espectro de raios- γ difuso medidos pelo COMPTEL ([Kappadath et al., 1996](#)) e EGRET ([Sreekumar et al., 1998](#))

verso com simetria bariônica usando aniquilações distantes (com deslocamento para o vermelho $z \sim 100$) foi realizada por [Stecker et al. \(1971\)](#). A idéia é que se espera que o espectro de raios- γ apresente irregularidades em ~ 1 MeV, região que corresponde ao espectro originado desde o decaimento dos π^0 produzidos nas aniquilações bárion-antibárion em $z \sim 100$. Então, em ~ 100 MeV, o espectro tornaria-se íngreme e apresentaria um *cut-off* em ~ 1 GeV, e excluiria quantidades significativas de antimatéria até distâncias em escalas de aglomerados de galáxias ([Stecker et al., 1971](#)). O espectro na [Figura 1.13](#) não mostra indicação de tal comportamento. Não tem irregularidades e pode ser descrita por uma lei de potências sobre cinco ordens de magnitude na energia e dez ordens de magnitude no fluxo. Assim, não foi observado sinal de aniquilação.

Outras assinaturas observacionais de antimatéria são as distorções do espectro de energia da RCFM e variações espaciais das abundâncias de elementos leves primordiais (ELP). A isotropia da RCFM exclui grandes vazios entre regiões de matéria e antimatéria durante épocas primordiais. O ELP satisfatoriamente restringe a quantidade de aniquilação em épocas primordiais e, coloca limites estritos sobre a fração de antimatéria ([Rehm; Jedamzik, 1998](#); [Chechetkin et al., 1982](#)).

1.3 Esboço

Visando entender a aparente discrepância em baixas energias do fluxo de antiprótons medidos a bordo de balão comparado com a predição teórica baseado no mecanismo de produção secundária para os antiprótons interestelares indicado acima e, independentemente, estudar o complexo de populações de partículas no ambiente magnetosférico. A seguir, o presente trabalho está estruturado da seguinte forma:

No capítulo 2, a modelagem do fluxo de antiprótons secundários interestelares, no modelo padrão de propagação *Leaky Box* é realizada.

No capítulo 3, calculamos o fluxo de antiprótons na região magnetosférica adotando uma fonte ‘local’, no modelo de difusão radial para regiões equatoriais.

No capítulo 4, comparações das estimativas para os antiprótons interestelares e magnetosféricos com as observações experimentais, são realizadas.

No capítulo 5, resultados dos cálculos dos espectros dos antiprótons interestelares e magnetosféricos são discutidos, para realizar, as conclusões e considerações finais.

CAPÍTULO 2

ANTIPRÓTONS SECUNDÁRIOS INTERESTELARES

“... o desenvolvimento da teoria quântica de campos fez uma interpretação desnecessária das antipartículas como vácuos, não obstante infelizmente permanecem em muitos livros.”

S. Weinberg (1995)

Acredita-se que colisões dos raios cósmicos com o gás interestelar são a principal fonte de antiprótons interestelares. Nos últimos anos, novos dados com estatísticas altas sobre o fluxo de antiprótons estão disponíveis. Para enlaçar estes dois aspectos, cálculos precisos da fonte e transporte no meio interestelar e heliosférico dos antiprótons secundários são necessários, pois, se comparado com os fluxos observados, são a única forma para entender e distinguir as possíveis fontes de antiprótons.

2.1 Antiprótons nos Raios Cósmicos

O estudo do espectro de antiprótons dos RC foi um grande desafio desde que as primeiras medidas foram feitas nos finais dos anos setenta. Há um consenso geral sobre a origem secundária da maioria dos antiprótons dos CR observados perto da Terra. Em anos recentes, novos dados com estatísticas altas dos fluxos de antiprótons no intervalo de energia de 0,2–40 GeV estão disponíveis (Hof *et al.*, 1996; Grimani *et al.*, 2002; Orito *et al.*, 2000; Bergström *et al.*, 2000; Sanuki *et al.*, 2000; Maeno *et al.*, 2001; Asaoka *et al.*, 2002) graças principalmente aos contínuos aperfeiçoamentos do instrumento BESS e seus lançamentos sistemáticos a cada 1 ou 2 anos. Estes dados permitem testar modelos da propagação de CR e de modulação heliosférica. Adicionalmente, o cálculo exato do fluxo secundário de antiprótons como “fundo” serve para a procura de sinais de fontes primárias de antiprótons, se eles existirem.

No contexto teórico, a modelagem do espectro de antiprótons secundários foi refinada e melhorada. Progressos qualitativamente significativos foram possíveis tão logo os dados do *Intersecting Storage Rings* do CERN conseguiram uma representação exata da produção de antiprótons nas colisões *pp* sobre um intervalo grande das energias de interação. A modelagem do fluxo de antiprótons secundários dos RC (algumas vezes referido como fluxo de fundo de antiprótons) evoluiu progressivamente

desde muitas direções, tais como: (i) o uso da seção de choque inelástica de não-aniquilação para \bar{p} (Tan; Ng, 1982; Tan; Ng, 1983), que deu origem a assim chamada contribuição terciária; (ii) consideração da contribuição da $pHe_{\text{MIS}} \rightarrow \bar{p}X$ por meio de uma simples aproximação geométrica (Gaisser; Schaefer, 1992); (iii) consideração da reaceleração (Simon; Heinbach, 1996); (iv) modelagem de propagação em um modelo de difusão mais realista de duas zonas disco-halo (Halm *et al.*, 1993; Chardonnet *et al.*, 1996); (v) re-estimação das reações $(p; He)(H; He)_{\text{MIS}}$ em um mais sofisticado código de simulações de reações nucleares (Simon *et al.*, 1998); (vi) tratamento mais coerente tomando em consideração todos os ingredientes mencionados (Moskalenko *et al.*, 2002); (vii) cálculo do espectro de produção de antiprótons desde o decaimento de antinêutrons produzidos nas mesmas interações daqueles que produz antiprótons secundários (Talavera *et al.*, 2005).

2.2 Propagação de Raios Cósmicos na Galáxia

Para partículas com escalas de tempo de aceleração, perdas de energia, espalhamentos e escape desde a Galáxia, todos menores se comparado à idade da Galáxia, é razoável assumir que os raios cósmicos são descritos por uma distribuição como uma solução da equação de propagação da forma

$$\frac{dN_i(E, r, t)}{dt} = 0, \quad (2.1)$$

em que $N_i(E, r, t)dE$ é a densidade numérica de partículas de tipo i na posição r no tempo t com energia no intervalo $[E, E + dE]$. No formalismo padrão, Ginzburg e Syrovatskii (1964) escreveram a equação de transporte dos RC para (2.1) na forma geral

$$-\nabla \cdot (D_i \nabla N_i - \mathbf{u}_c N_i) - \frac{\partial}{\partial E} [b_i(E) N_i] - p_i N_i + Q_i(E, t) = \frac{\partial}{\partial t} N_i. \quad (2.2)$$

Nesta equação a produção de RC na Galáxia descreve-se pelo termo fonte $Q_i(E, t)$, definido como o número de partículas de tipo i produzidos (ou acelerados) por cm^3 no tempo t com energia E em alguma posição na Galáxia. Estas partículas difundem-se na Galáxia e seu número muda com o tempo. A evolução temporal da densidade de RC, $N_i(E, t)$, quando se propaga na Galáxia, é uma função dos seguintes processos:

- Difusão de raios cósmicos, caracterizado pelo coeficiente de difusão $D = \beta c \lambda_{\text{dif}}/3$ em que λ_{dif} é o comprimento de trajetória livre de difusão e $v = \beta c$ é a velocidade;

- Convecção de raios cósmicos, caracterizado pela velocidade de convecção \mathbf{u}_c ;
- A taxa de mudança de energia da partícula $b \equiv dE/dt$. A mudança de energia pode ser positiva ou negativa. Negativa, b_{perdas} , atribuída a todas as formas de perdas de energia. Ganhos de energia, b_{reac} , podem acontecer em processos de “reaceleração”, formas adicionais de aceleração durante a propagação nos campos magnéticos galácticos, longe do lugar original de aceleração;
- Termo de perdas de partículas, por causa das interações ou decaimentos. Partículas de tipo i transformam-se em partículas de tipo j e seu número deve ser subtraído da densidade $N_i(E, t)$. A taxa de perdas $p = v\rho/\lambda_{\text{int}} + 1/\gamma\tau$ pode ser expresso como uma função da velocidade da partícula v , comprimento de interação λ_{int} e densidade do alvo ρ para o caso de perdas, e por sua dilatação de Lorentz do tempo de vida, τ , no caso de decaimento.

Todos estes processos afetam o termo fonte $Q_i(E, t)$ e dão a densidade de partículas $N_i(E, t)$ como uma função do tempo e energia. A propagação de raios cósmicos está estreitamente relacionada à estrutura de nossa Galáxia. Métodos analíticos para sua descrição incluem o assim chamado modelo *Leaky Box* (MLB), modelo de difusão-convecção (MDC), modelo de halo com vento dinâmico, modelo de difusão turbulenta, modelo de reaceleração, entre outros.

Uma aproximação simplificada amplamente usada para a descrição da propagação de raios cósmicos é o MLB, preferida por décadas pela sua simplicidade (Berezinskii *et al.*, 1990). Este modelo assume que os raios cósmicos propagam-se livremente na Galáxia, que contém as suas fontes distribuídas homoganeamente, com uma probabilidade constante por unidade de tempo de escape, τ_{esc}^{-1} . Para a difusão, é introduzido o termo $-N/\tau_{\text{esc}}$, em que τ_{esc} é interpretado como o tempo médio gasto pelos raios cósmicos no volume do confinamento, e $\lambda_{\text{esc}} \equiv \rho\beta c\tau_{\text{esc}}$ como a quantidade média de matéria atravessada por uma partícula com velocidade βc . A resolução da equação de transporte sob estas suposições descreve satisfatoriamente, *e.g.*, a razão dos fluxos de núcleos secundário/primários.

As extensões do MLB, incluindo a possibilidade de “reaceleração” durante a propagação e a dependência com a energia de λ_{esc} , são completamente compatíveis com os dados. Medidas das abundâncias de núcleos radioativos com um tempo de vida apropriada como ^{10}Be e ^{26}Al fornecem informação valiosa sobre o tempo de residência τ_{esc} dos raios cósmicos. Enquanto a razão secundárias/primárias estáveis facilita determinar λ_{esc} , a razão de um isótopo instável/estável permite determinar o tempo

de escape. As medidas de Be sugerem que os raios cósmicos propagam-se durante uma parte significativa de sua vida no halo galáctico (Gaisser, 1990). Há um número de variações do MLB, que procura descrever muito melhor as razões e abundâncias de raios cósmicos observados. Entre eles está o modelo *Nested Leaky Box* (Cowsik; Wilson, 1973), que presume que os raios cósmicos são capturados por um período curto perto das suas fontes, mas com uma probabilidade de escape finita, antes de impregnar a Galáxia. Modelos de aceleração contínua (Fermi, 1954; Blandford; Ostriker, 1978) postulam que os raios cósmicos são gradualmente acelerados na sua passagem através do meio interestelar antes do que nas suas fontes.

A concorrente mais forte do MLB é o MDC (Ptuskin, 1974). Os modelos nos quais a equação de transporte (2.2) resolve-se sem tratar o operador da difusão como uma constante são mais realísticos em um sentido físico do que os vários modelos *Leaky Box*. No MDC, a densidade dos raios cósmicos não está distribuída homogeneamente e decresce como função da distância desde o plano galáctico. Além disso, o disco galáctico e o halo são considerados distintos, cada um com diferentes distribuições de fontes e características de propagação. Assim, estudos de gradientes de densidade e anisotropia de RC são possíveis neste modelo. Incertezas nos fluxos medidos e nas seções de choque nuclear relevantes não permitem determinar qual modelo deve ser preferido (Baring, 2000). Para muitos propósitos eles são equivalentes. Daí a persistência do uso dos modelos *Leaky Box*.

2.2.1 Produção de Antiprótons

Muitas partículas são criadas em colisões nucleares (sendo muitas delas instáveis). Dependendo da energia envolvida no processo, apresentam-se vários canais de interação, *e.g.*, no processo de colisão de prótons,

$$pp \rightarrow pp\pi^0,$$

em que o próton incidente deve ter uma energia cinética mínima, chamada energia limiar, de 280 MeV para criar um pión neutro. Aumentando cada vez mais a energia do próton incidente, mais partículas podem ser produzidas, incluindo o antipróton. Resulta experimentalmente que um antipróton só pode ser produzido acompanhado pela criação de um novo próton,

$$pp \rightarrow pp\bar{p}. \quad (2.3)$$

É um fato experimental que a conservação do número bariônico (neste processo, número total de prótons) deva ocorrer. Isto é generalizado em altas energias para incluir antipartículas com número bariônico -1. Novas partículas podem ser produzidas em energias cada vez mais altas, mas a nova carga total e o novo número bariônico total são iguais a zero (há outras leis de conservação importantes quando mais partículas exóticas são produzidos).

Consideremos uma partícula de energia E e momento \mathbf{p} , o quadri-vetor energia momento dado por

$$P^\mu = \left(\frac{E}{c}, \mathbf{p} \right). \quad (2.4)$$

Disso podemos determinar o invariante de massa

$$P_\mu P^\mu = \frac{E^2}{c^2} - \mathbf{p}^2 = M_{\text{inv}}^2, \quad (2.5)$$

o que é válido também quando \mathbf{p} é a soma dos quadri-vetores de muitas partículas. Esta relação é uma ferramenta muito útil para calcular muitas quantidades cinemáticas. Para o processo $pp \rightarrow pp\bar{p}p$, o quadri-momento do próton alvo, são dados, respectivamente, por:

$$P_{\text{incid}} = \left(\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}, \mathbf{p} \right)$$

$$P_{\text{alvo}} = (m, 0)$$

em que m denota a energia em repouso do próton. Aplicando a Equação (2.5) para o processo da Equação (2.3) temos:

$$M_{\text{inv}}^2 = (4m)^2 = (P_{\text{incid}} + P_{\text{alvo}})^2$$

$$16m^2 = \left(\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2} + m \right)^2 - (\mathbf{p}, 0)^2$$

$$= \mathbf{p}^2 + m^2 + m^2 + 2m\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2} - \mathbf{p}^2$$

$$7m = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2} = E.$$

Assim, um próton incidente de energia $E = T + m$, para produzir um antipróton no processo $pp \rightarrow pp\bar{p}p$, deverá ter uma energia cinética,

$$T_{\text{limiar}} = 6m. \quad (2.6)$$

Para uma colisão do próton incidente com um núcleo de massa A , a energia limiar para a reação pA é levemente diferente daquela esperada pelo canal mínimo pp (Kennedy, 2000),

$$T_{\text{limiar}} = \left(2 + \frac{4}{A}\right) m. \quad (2.7)$$

Outras relações importantes podem ser obtidas a partir da transformação de Lorentz de um sistema colisional de um referencial do centro de massa (CM) para o referencial do laboratório:

$$E = \gamma \left(E^* + \beta \sqrt{(E^*)^2 - m^2} \cos \theta^* \right), \quad (2.8)$$

em que E^* é a energia total da partícula secundária e o θ^* é o ângulo no qual esta é produzida no referencial CM. A energia da partícula secundária no laboratório está limitada por $\cos \theta^* = \pm 1$. Um antipróton produzido quase em repouso no CM segundo a Equação (2.8) terá uma energia no laboratório,

$$E_{\bar{p}} \sim \gamma m. \quad (2.9)$$

No meio interestelar, os raios cósmicos constituídos majoritariamente por prótons (e núcleos pesados em proporções muito menores), têm um espectro de energia desde alguns MeV até energias muito maiores do que o limiar de produção de antiprótons (Equação (2.6)). Estes prótons dos raios cósmicos podem colidir com os núcleos do gás interestelar, gerando muitas partículas secundárias. Estas partículas secundárias difundem-se no turbulento campo magnético interestelar.

2.2.1.1 Fonte de Antiprótons Secundários Interestelares

Examinando a composição das partículas incidentes e alvos, presume-se que a principal contribuição ao fluxo de antiprótons vem das colisões dos prótons dos raios cósmicos com átomos de hidrogênio interestelares, através da reação mínima $pp \rightarrow pp\bar{p}p$. Estas reações também produzem píons, cujo decaimento radiativo são a principal fonte da emissão galáctica de raios- γ difuso. O espectro de produção de antiprótons por colisão está definido como

$$Y_{\bar{p}}(T_i \rightarrow T_{\bar{p}}) \equiv \frac{dN_{\bar{p}}}{dT_{\bar{p}}}, \quad (2.10)$$

em que $N_{\bar{p}}$ é o número de antiprótons com energias cinéticas no intervalo $[T_{\bar{p}}, T_{\bar{p}}+dT_{\bar{p}}]$, e T_i representa a energia cinética do raio cósmico incidente. A taxa de produção de antiprótons (em uma posição r) no meio interestelar envolve uma convolução sobre

o fluxo de raios cósmicos e o espectro de produção de antiprótons

$$Q_{\bar{p}}^{\text{sec}}(r, T_{\bar{p}}) = \sum_i^{\text{RC}} \sum_j^{\text{MIE}} \int_{\text{limiar}}^{+\infty} \Gamma_{ij}(T_i) [4\pi j_i(r, T_i)] dE_i Y_{\bar{p}}(T_i \rightarrow T_{\bar{p}}). \quad (2.11)$$

O índice j representa a partícula alvo, i o projétil raio cósmico. j_i representa o fluxo de partículas dos raios cósmicos de tipo i com energia T_i , que colide com o material interestelar em uma taxa de

$$\Gamma_{ij}(T_i) = \sigma_{ij}(T_i) \beta_i c n_j(r), \quad (2.12)$$

em que σ_{ij} é a seção de choque inelástica total do raio cósmico incidente projétil, $\beta_i c$ denota sua velocidade, e n_j denota as densidades numéricas alvo das constituintes do material do gás interestelar em repouso. Na continuação se descreve as quantidades envolvidas para estimar (2.11). Isto inclui o fluxo de raios cósmicos, a probabilidade de interação dos RC com o gás do MIE e, finalmente, o espectro de produção de antiprótons secundários.

Fluxo de Raios Cósmicos Interestelares

Os raios cósmicos estão constituídos majoritariamente por prótons, com uma componente inferior de 10% de hélio e núcleos mais pesados. Assim, a contribuição por parte dos núcleos pesados à produção de antiprótons é mínima, mas não desprezível. Os espectros dos RC na literatura são citadas de diferentes maneiras, alguns como lei de potências na energia cinética, outras na rigidez ou energia total. Para a componente de prótons do fluxo dos raios cósmicos interestelares assume-se aqui uma lei de potências na energia da forma

$$j_p^{\text{LIS}}(T_p) = A\beta(T_p + m)^{-\alpha}, \quad (2.13)$$

em que T_p representa a energia cinética, e m a energia em repouso do próton. Os parâmetros A e α são determinados a partir dos dados observacionais do fluxo realizados pelos experimentos BESS-TeV (Haino *et al.*, 2004), Ichimura *et al.* (1993), RUNJOB (Apanasenko *et al.*, 2001) e KASKADE (Antoni *et al.*, 2004) medidos em diferentes intervalos de energia. O intervalo de energia $23 - 5 \times 10^5$ GeV foi usado para determinar os valores dos parâmetros de (2.13) para energias acima de 23 GeV, onde a influência da modulação solar é desprezível e, conseqüentemente, reflete o espectro fora da heliosfera (freqüentemente denominado como interestelar local –LIS, desde a

sua sigla em inglês). Os valores encontrados são $A = 1647,9 \pm 339.3 \text{ (m}^2 \text{ sr s GeV)}^{-1}$ e $\alpha = 2.76 \pm 0.006$, valores que reproduzem a inclinação assintótica do espectro localmente observado. Estes valores estão em concordância com aqueles listados para diferentes experimentos na [Tabela 2.1](#).

Em energias dos RC cada vez menores do que $T \lesssim 10 \text{ GeV}$, o efeito da modulação solar dificulta a determinação do espectro de RC interestelares. Para determinar a influência da modulação solar, uma aproximação da equação de transporte dos raios cósmicos na heliosfera, chamada aproximação “campo de força” ([Gleeson; Axford, 1968](#)), é usada (para uma descrição detalhada ver [Apêndice A](#)). A receita deste tratamento simples consiste em inferir o fluxo interestelar local na borda da heliosfera (LIS), a partir do fluxo observado no topo da atmosfera (TDA) – nominalmente 1 UA– ou vice-versa, por meio da aproximação

$$j^{\text{TDA}}(T_{\text{TDA}}) = \frac{T_{\text{TDA}}(T_{\text{TDA}} + 2m_p)}{T_{\text{LIS}}(T_{\text{LIS}} + 2m_p)} j^{\text{LIS}}(T_{\text{LIS}}), \quad (2.14)$$

onde a energia na borda da heliosfera está determinada por aquela medida no topo da atmosfera através de um único parâmetro que mede a magnitude da intensidade de modulação heliosférica $\Phi = |Ze|\phi$, em forma geral

$$\frac{T^{\text{LIS}}}{A} = \frac{T^{\text{TDA}}}{A} + \frac{|Ze|\phi}{A}, \quad (2.15)$$

em que A e Z são a massa e número de carga do raio cósmico.

Para determinar o valor da intensidade da modulação solar Φ , um ajuste por mínimos quadrados é realizada usando a Equação (2.14), para os dados dos experimentos BESS(98) ([Samuki et al., 2000](#)) e MAS-01 ([Alcaraz et al., 2000](#)) medidos durante uma época de mínima atividade solar, e BESS-TeV medidos durante a máxima solar. Os valores obtidos deste ajuste, no intervalo de energias de $0,22 - 5 \times 10^5 \text{ GeV}$, são $\Phi_{\text{min}} = 0,668 \pm 0,015 \text{ GeV}$ e $\Phi_{\text{max}} = 0,964 \pm 0,015 \text{ GeV}$ no mínimo solar e máximo solar, respectivamente. Estes valores estão em concordância com aquele obtido por diferentes experimentos listados na [Tabela 2.1](#). A [Figura 2.1](#) mostra as observações do fluxo de prótons observados por experimentos a bordo de balões junto com o fluxo de prótons interestelares interpolado (2.13) e sua respectiva diminuição por efeito da modulação solar para épocas de máxima e mínima atividade solar estimada aplicando a aproximação (2.14).

TABELA 2.1 - Parâmetros do espectro de prótons LIS para uma lei de potências.

| Experimento | Intervalo de Ajuste [GeV] | A | α | Potencial | Qualidade | Referência |
|----------------|---------------------------|-------------------------------|-----------------|-----------|-----------|--------------------|
| | | | | | | |
| LEAP..... | 20-100 | | 2.69 ± 0.04 | 550 | 0.80 | 1987 Agost. 21 1 |
| MASS2..... | 20-100 | $(1.93 \pm 0.15) \times 10^4$ | 2.82 ± 0.03 | 1200 | 0.53 | 1991 Setem. 23 2 |
| IMAX..... | 20-200 | $(1.08 \pm 1.15) \times 10^4$ | 2.66 ± 0.04 | 750 | 0.26 | 1992 Julho 16-17 3 |
| CAPRICE..... | 20-200 | $(1.55 \pm 0.19) \times 10^4$ | 2.80 ± 0.03 | 600 | 2.54 | 1994 Agosto 8-9 4 |
| AMS..... | 20-200 | $(1.82 \pm 0.21) \times 10^4$ | 2.79 ± 0.03 | 550 | 0.13 | 1998 Junho 5 |
| BESS..... | 20-120 | $(1.61 \pm 1.13) \times 10^4$ | 2.75 ± 0.03 | 550 | 0.05 | 1998 Julho 29-30 6 |
| média por peso | | $(1.58 \pm 0.08) \times 10^4$ | 2.76 ± 0.01 | | | |

REFERÊNCIAS: (1) Seo *et al.* (1991), (2) Bellotti *et al.* (1999), (3) Menn *et al.* (2000), (4) Boezio *et al.* (1999), (5) Alcaraz *et al.* (2000), (6) Sanuki *et al.* (2000).

TABELA 2.2 - Composição do gás interestelar

| gás | n_j [cm ⁻³] |
|---------|---------------------------|
| H..... | 1 |
| He..... | 0.1 |
| C..... | 5×10^{-4} |
| N..... | 8×10^{-5} |
| O..... | 8×10^{-4} |

FONTE: [Simon et al. \(1998\)](#).

Probabilidade de Interação dos Raios Cósmitos Com o Gás Interestelar

Os raios cósmicos viajam centenas de kpc antes de nos alcançar, sendo que estruturas locais, tais como o *bubble* ou *superbubble*, têm dimensões características bem menores do que isto. Então os raios cósmicos são insensíveis às estruturas locais, mas somente às propriedades médias do MIE. Desse ponto de vista grosseiro, considere-se o MIE como um todo antes uma mistura homogênea de hidrogênio, hélio neutro, núcleos neutros mais pesados, hidrogênio molecular, gás ionizado e de poeira situados em um disco estreito. A densidade total da matéria apresenta gradientes, mas, por simplicidade, assume-se uma densidade constante de 1 partícula cm⁻³.

[Simon et al. \(1998\)](#) compila valores da densidade numérica dos elementos mais abundantes do gás interestelar normalizados para o átomo de hidrogênio a partir dos resultados observacionais de [Meyer \(1985\)](#). Proporções similares são encontradas por [Gordon e Burton \(1976\)](#) para os elementos mais abundantes, consistentes com as medidas da densidade da coluna de hidrogênio derivados desde inspeções de HI e CO (para uma revisão sob as abundâncias ver [Ferrière \(2001\)](#)). A composição do gás interestelar dos elementos mais abundantes e suas respectivas densidades numéricas médias são listadas na [Tabela 2.2](#).

Quando os raios cósmicos atravessam o disco galactico, podem interagir com núcleos do material interestelar e iniciar uma reação nuclear –espalhamento. Estes espalhamentos são descritos pelas seções de choque correspondentes ao tipo de interação entre partículas. A necessidade do conhecimento rigoroso das seções de choque, não somente tem importância na determinação da taxa de destruição de uma espécie de RC, mas também na relação de ramificações em um canal particular, que delimita a taxa de criação de novas partículas.

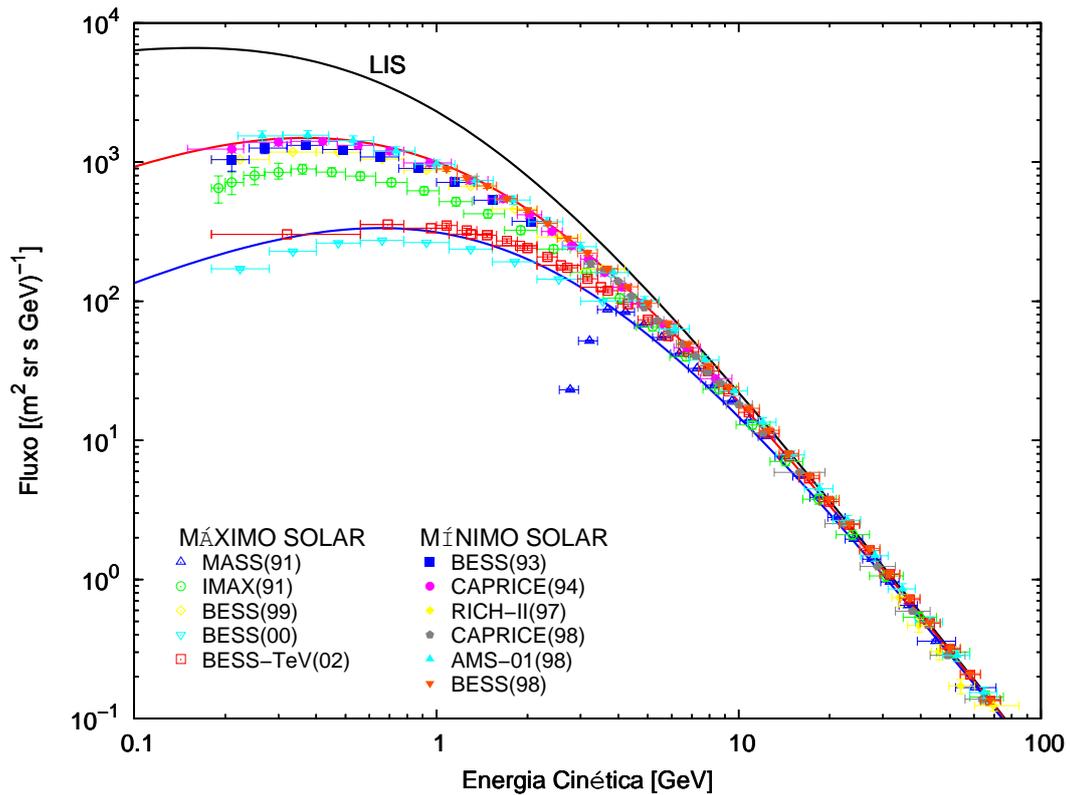


FIGURA 2.1 - Fluxo local interestelar de prótons (*linha preta*), junto com com o fluxo modulado na órbita da Terra, em condições de mínima atividade solar (*linha vermelha*), e máxima atividade solar (*linha azul*). Dados: durante época de máxima atividade solar, MASS(91) (Bellotti *et al.*, 1999), IMAX(91) (Ichimura *et al.*, 1993), BESS(99) e BESS(00) (Asaoka *et al.*, 2002), BESS-TeV(02) (Haino *et al.*, 2004); e mínima atividade solar, BESS(93) (Wang *et al.*, 2002), CAPRICE(94) (Boezio *et al.*, 1999), RICH-II(97) (Diehl *et al.*, 2003), CAPRICE(98) (Boezio *et al.*, 2003), AMS-1(98) (Alcaraz *et al.*, 2000), BESS(98) (Sanuki *et al.*, 2000).

A seção de choque inelástica próton-próton foi parametrizada por [Tan e Ng \(1983\)](#) na forma

$$\sigma_{pp}^{\text{inel}} = 32,2[1 + 0,0273U + 0,01U^2\theta(U)] \begin{cases} 0, & T_p < 0,3, \\ (1 + 2,62 \times 10^{-3}T_p^{-C})^{-1}, & 0,3 \leq T_p < 3, \\ 1, & T_p \geq 3, \end{cases} \quad (2.16)$$

$$U = \ln \left(\frac{E_p}{200} \right),$$

$$C = 17,9 + 13,8 \ln T_p + 4,41 \ln^2 T_p,$$

em que $\theta(U)$ é função de passo de Heaviside [$\theta(U > 0) = 1$, em outros casos igual a 0], E_p e T_p são a energia total e cinemática do próton incidente (em GeV), respectivamente.

A seção de choque inelástica próton núcleo de carga ≥ 2 , segundo a parametrização de [Letaw *et al.* \(1983\)](#), está dada por

$$\sigma_{pA}^{\text{inel}} = 45A^{0,7}\delta(T_p)[1 + 0,016\text{sen}(5,3 - 2,63 \ln A)]\zeta(T_p) \quad (2.17)$$

$$\delta = \begin{cases} 1 + 0,75 \exp\left(-\frac{T_p}{0,075}\right), & \text{para o berílio,} \\ 1, & \text{em outro caso,} \end{cases}$$

$$\zeta = \begin{cases} 1 - 0,62e^{T_p/0,2}\text{sen}\left[\frac{1}{(10^3T_p)}\right]^{0,28}, & T_p \leq 3, \\ 1, & T_p > 3, \end{cases}$$

em que A é o número atômico do núcleo alvo. No caso da seção de choque $p\text{He}$, [Moskalenko *et al.* \(2002\)](#) tem ajustado os dados até uma energia de ~ 50 GeV na forma

$$\sigma_{p\text{He}}^{\text{inel}} = 111(1 - \exp[-3,84(T_p - 0,1)]) \{1 - \text{sen}[9,72 \log^{0,319}(10^3T_p) - 4,14]\}, \quad (2.18)$$

para $T_p > 0,01$ GeV.

Com a informação da composição e densidades do gás interestelar, bem como das seções de choque inelásticas acima descritas, pode-se calcular a probabilidade de interação do próton do RC com o MIE através da relação [\(2.12\)](#).

Espectro de Produção de Antiprótons Secundários

Até agora, a parametrização de Tan e Ng (1983) da seção de choque para a produção de antiprótons na reação pp tem sido usada por todos os estudos sobre antiprótons dos RC. Desafortunadamente, para os processos próton-núcleos ou núcleos-núcleos em geral, muitos poucos dados experimentais das seções de choque de produção de antiprótons estão disponíveis. Uma avaliação baseada em modelos empírico-teóricos é, portanto, necessária. Usamos o código Monte-Carlo para simulações de interações de hádrons de alta energia com alvos macroscópicos complexos –SHIELD.

O código SHIELD considera interações de partículas de alta energia com a matéria, incluindo interações hádron-núcleos dentro do alvo, geração e transporte de partículas secundárias, deposição de energia e produção de radionuclídeos no alvo. A versão inicial do código foi elaborada por N. Sobolevsky no JINR (Dudna) em 1970-72. A versão moderna do código SHIELD (Dementyev; Sobolevsky, 1999) permite realizar simulações da transferência dos núcleons (incluindo nêutrons de energias baixas), píons, káons, antinúcleons e múons em energias que variam até 1 TeV em configurações e composição química (A, Z) arbitrárias dos alvos. Recentemente, transferência dos íons foi adicionada. As perdas por ionização e dispersão (opcionalmente) são tomados em consideração, assim como os principais modos de decaimento de mésons. Transferência dos nêutrons ($E_n < 14.5$ MeV) é simulada sob a base do sistema de dados de seções de choque de nêutrons BNAB do grupo-28 (Abagyan *et al.*, 1981). Uma interface especial permite usar o conhecido código EGS4¹ (Nelson *et al.*, 1985) para simulações de chuviros eletromagnéticos iniciados pelos produtos do decaimento de mésons. Para obter uma descrição das interações do hádron-núcleos, o gerador MSDM (*Many Stage Dynamical Model*) do código SHIELD inclui os geradores hádron-núcleos bem conhecidos: uma versão modificada do modelo intranuclear-cascata-ebulção Dubna (Barashenkov *et al.*, 1973); assim como um gerador baseado no QGSM (*Quark-Gluon String Model*) desenvolvido por Amelin *et al.* (1990) (para energias altas da partícula); um gerador inclusivo do código MARS (Mokhov, 1989) é alternativamente incluído.

O método de Monte Carlo é usado para simular processos de interações. Simulações diretas são empregadas como regra geral. Modos de simulações por pesagem provesse também no código. Aproximações excelentes para modelagem de interações hádron-núcleos são realizadas. A única restrição concerne ao transporte de nêutrons abaixo

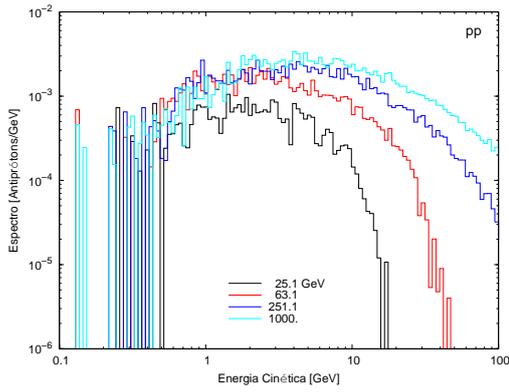
¹disponível em: www.irs.inms.nrc.ca/irs.html

de 14,5 MeV, a biblioteca de dados do nêutron BNAB, usada no SHIELD, inclui quase 40 elementos químicos. Durante seu tempo de uso de 25 anos, o código SHIELD tem sido aplicado com sucesso em estudos: de processos de espalhamento em alvos sob uma irradiação de feixe de prótons; simulação de instalações em profundidades subterrâneas e outros ambientes; blindagem de radiação para satélites; estudo de danos em materiais por radiação, entre outros. O código SHIELD é o análogo russo dos conhecidos códigos HETC e FLUKA, visados para resolverem a mesma classe de problemas de interações nucleares.

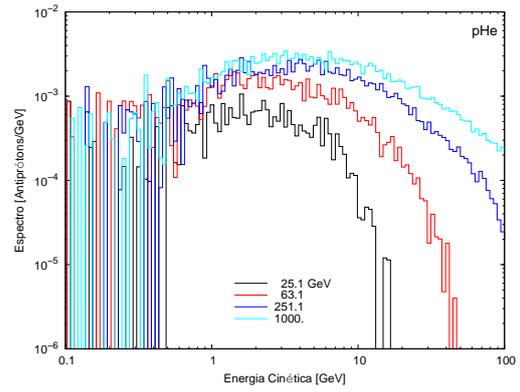
O gerador de interações inelásticas hádron-núcleos MSDM código SHIELD permite como parâmetros de entrada o tipo de partícula projétil, sua energia até um máximo de 1 TeV, o núcleo alvo, e o número de simulações de eventos de colisões com estas características –denominada como estatística. Como saída da simulação, temos um registro de todas as partículas criadas, o número de um tipo particular de partículas criadas em um intervalo de energia e em um intervalo de ângulo com respeito à direção da partícula projétil.

Para as nossas simulações, foi usado o próton como projétil com energias no intervalo de 1 GeV até 1 TeV, divididos em 150 intervalos (em uma escala logarítmica). Os alvos usados, conforme a [Tabela 2.2](#), foram hidrogênio, hélio e oxigênio. A estatística usada para cada caso particular, definida segundo os parâmetros de entrada, foi de 10^5 eventos de colisões. Assim, um total de $150 * 3 * 10^5 = 4,5 \times 10^7$ eventos de colisões simulados foi usado para o estudo das secundárias produzidas em particular, antiprótons e antinêutrons produzidos nos processos pH , pHe , e pO . O estudo da produção de partículas secundárias, seu espectro de energia e distribuições angulares são realizados a partir dos resultados das simulações com o código SHIELD.

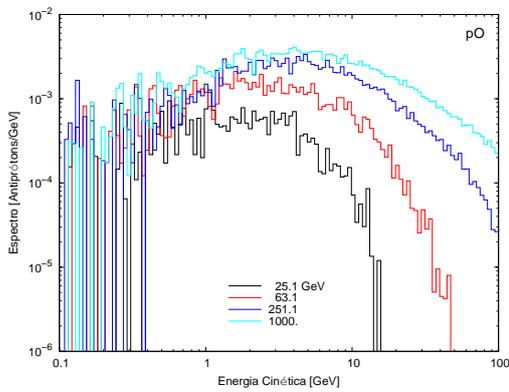
A [Figura 2.2\(a,b,c\)](#) mostra exemplos dos espectros de produção de antiprótons normalizados ao número de colisões para as reações pp , pHe , e pO para energias perto do limiar para sua produção, em energias intermediárias e energia máxima permitida pelo código. Segundo os resultados do código SHIELD, a distribuição de energia mostra um pico entre $\sim 2-5$ GeV. Este pico desloca-se para energias maiores quando se incrementa a energia do próton incidente. Também a produção é incrementada para energias maiores. Uma produção ligeiramente maior de antiprótons, especialmente visível em energias $\lesssim 2$ GeV, nas colisões de prótons com núcleos de $Z > Z_H$ pode ser observada na [Figura 2.2\(d\)](#), quando comparamos os espectros nas colisões de um próton incidente com energia de 1 TeV em núcleos de H, He e O.



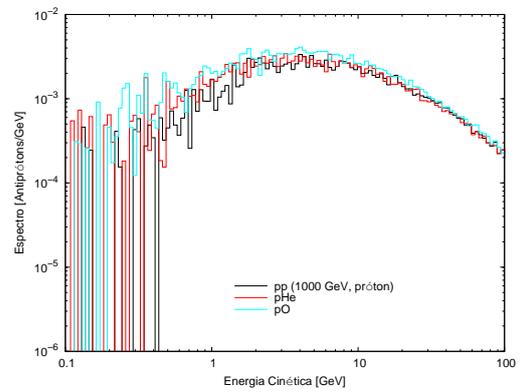
(a) pp



(b) $p\text{He}$



(c) pO



(d) p incidente com $E_p = 1000$ GeV

FIGURA 2.2 - Espectro de antiprótons, resultado das simulações usando o código computacional de interações nucleares SHIELD, para energias representativas do próton incidente em alvos de H, He, e O.

Conhecido o espectro de produção de antiprótons nas interações de prótons incidentes em alvos escolhidos, e conhecidas as quantidades de raios cósmicos no espaço exterior, bem como as densidades numéricas do material do meio interestelar, é possível estimar a densidade espectral da fonte de antiprótons integrando a Equação (2.11). O resultado deste cálculo é mostrado na Figura 2.3. Como se esperava, a produção de antiprótons nas interações dos prótons dos RC com o hidrogênio neutro interestelar é majoritária se comparada com aquelas interações com outros átomos do gás interestelar. O perfil do espectro de produção de antiprótons mostrado na Figura 2.2 certamente é refletido no espectro da fonte de antiprótons secundários interestelares mostrado na Figura 2.3. Com um pico em redor de ~ 2 GeV devido à cinemática de produção secundária decresce rapidamente para ambos os lados. Este espectro de antiprótons tem uma única forma distinguível dentre outras espécies secundárias de raios cósmicos.

2.2.1.2 Antiprótons Produzidos nos Decaimentos de Antinêutrons

Nas mesmas interações nas quais são produzidos os antiprótons, também são produzidos antinêutrons quase na mesma proporção. Estes antinêutrons, com tempo de vida de 885.7 s, decaem em antiprótons através do canal $\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^+ + \nu_e$. Devido à diferença de massa dos produtos do decaimento, a maior parte da energia do antinêutron é transferida para o antipróton. O código VENUS, usado por Takahashi *et al.* (1990) não encontra diferença estatística entre o espectro de antiprótons e antinêutrons. Para considerar a produção de antiprótons nos decaimentos dos antinêutrons, todos os autores têm usado um fator de 2 na Equação (2.11), assumindo, assim, uma produção de antiprótons e antinêutrons na mesma ordem e na mesma forma. Na modelagem do espectro de antiprótons secundários interestelares, assiduamente foi usada a parametrização de (Tan; Ng, 1983) das seções de choque inclusiva para a produção de antiprótons nas interações pp e simulações usando o código DTUNUC (Simon *et al.*, 1998) para as interações pA .

Nas simulações para determinar o espectro de antiprótons produzidos em interações de prótons em alvos como H, He e O, segundo o código SHIELD, encontrou-se uma produção de antinêutrons ligeiramente maior do que a produção de antiprótons. A Figura 2.4(a,b,c) mostra este acréscimo na produção de antinêutrons. Outras características também são observadas: a produção de antiprótons e antinêutrons é possível somente acima da energia limiar dada em (2.7); o perfil das multiplicidades de antiprótons e antinêutrons são similares; a multiplicidade de antinêutrons é maior

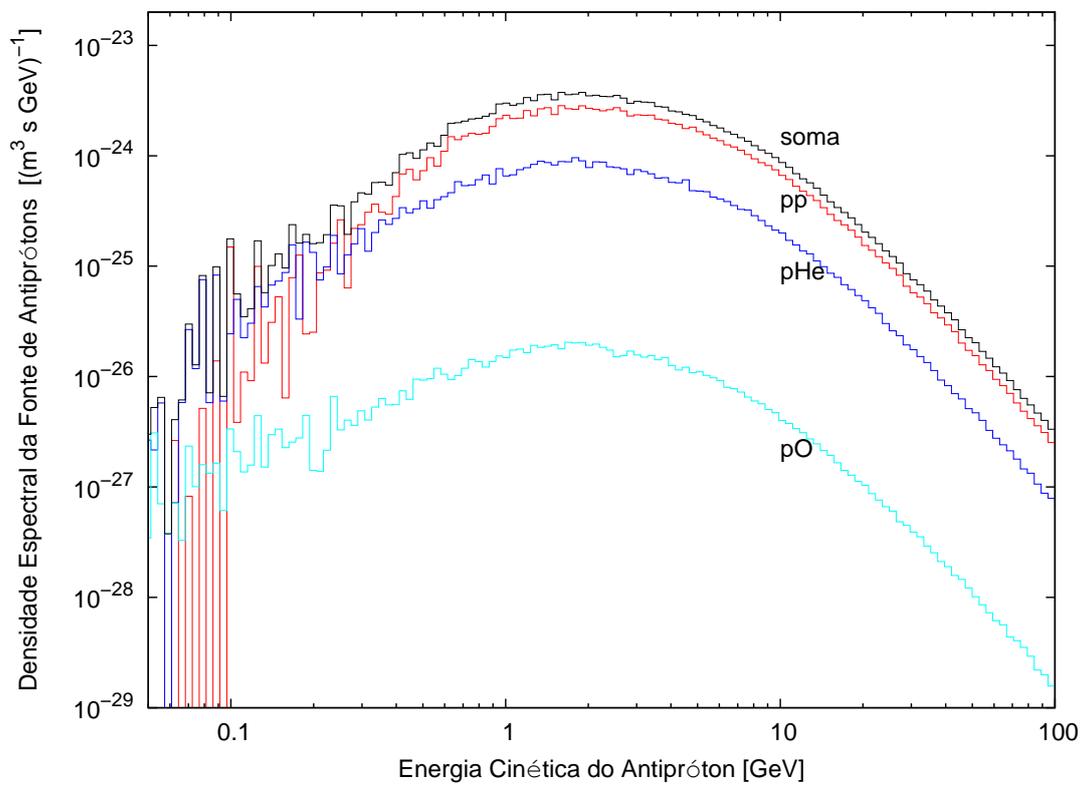
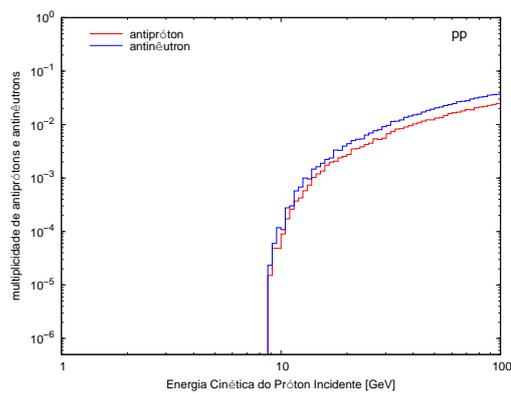
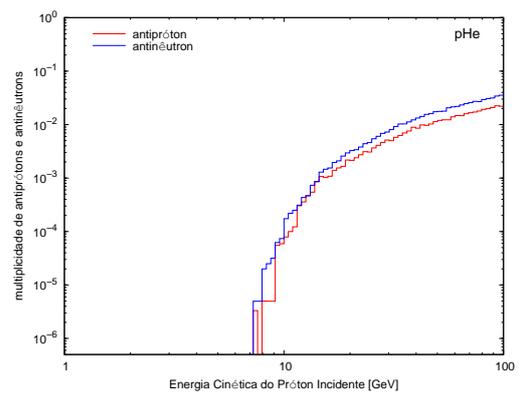


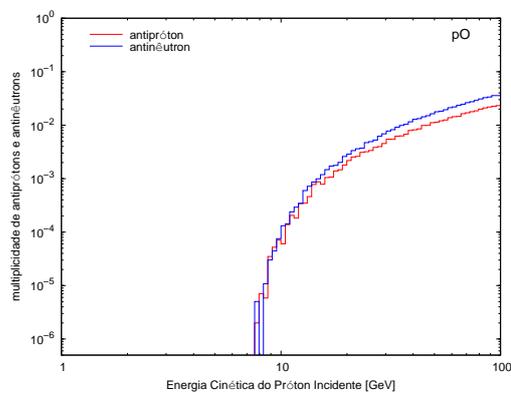
FIGURA 2.3 - Densidade espectral da fonte de antipróttons resultado das diferentes interações entre os raios cósmicos prótons e partículas alvo do gás interestelar.



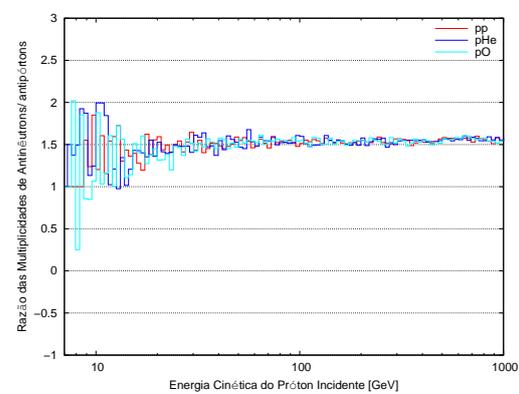
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURA 2.4 - (a,b,c) multiplicidade de antipr3tons e antin3utrons, (d) raz3o das multiplicidades antin3utron/antipr3ton. Resultado das simula33es com o c3digo SHIELD.

se comparada com as multiplicidades de antiprótons nos três casos de interações pH , pHe , e pO . A Figura 2.4(d) exibe um valor de $\sim 1,6$ para as razões das multiplicidades \bar{n}/\bar{p} no intervalo de energias considerado. Assim, para incluir a contribuição de antiprótons provenientes dos decaimentos de antinêutrons, segundo os resultados do código SHIELD, deve ser usado um fator de $\sim 2,6$ na função fonte (2.11) no lugar do valor de 2 usado até hoje.

A Figura 2.5(a,b,c) mostra o resultado das simulações com o código SHIELD para o espectro de produção de antinêutrons, que tem origem nas mesmas interações daquelas que produzem antiprótons. Pode-se observar um perfil de seu espectro similar àquela de antiprótons, mas com uma produção de antinêutrons maior em um fator relativamente pequeno de $\sim 1,6$. As comparações do espectro de produção de antinêutrons para prótons incidentes com energias de 1000 GeV (como referência) mostradas na 2.5(d) não apresentam diferenças substanciais.

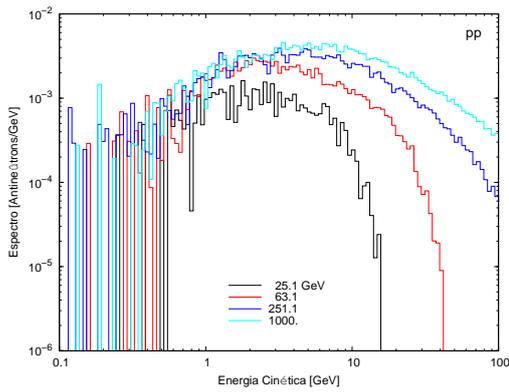
Em forma similar ao método usado para calcular a função fonte de antiprótons secundários interestelares, representada na Equação (2.11), calculamos a função fonte de antiprótons provenientes desde o decaimento de antinêutrons. O resultado é exibido na Figura 2.6. A contribuição dos decaimentos dos antinêutrons em antiprótons vindos das interações dos prótons dos RC com o gás interestelar de He e O devido às suas abundâncias menores é mínima, mas não desprezível.

A produção secundária total de antiprótons no meio interestelar atribuídos aos produtos dos prótons dos raios cósmicos com as principais constituintes do gás do meio interestelar é resumida na Figura 2.7. Um exame em detalhe revela que, para energia cinética de $\gtrsim 0,8$ GeV, tanto o perfil do espectro de antiprótons produzidos “diretamente” como daqueles provenientes do decaimento dos antinêutrons são similares. Mas, com uma contribuição maior por um fator de $\sim 1,6$ do decaimento dos antinêutrons. Para energias menores, são essencialmente iguais.

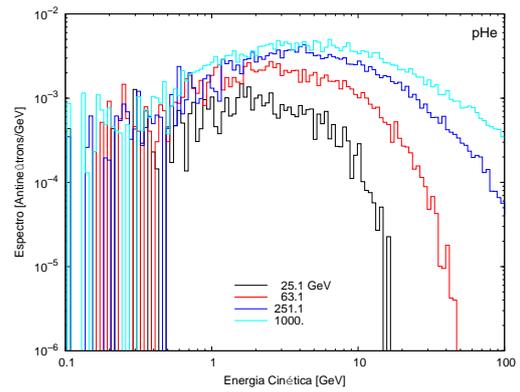
2.2.1.3 Antiprótons Terciários

Na sua propagação, os antiprótons podem interagir com o material interestelar em três maneiras diferentes:

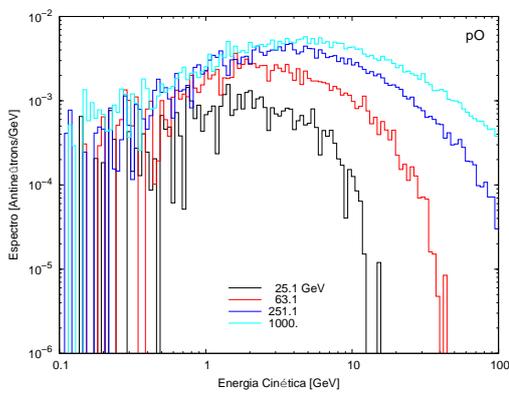
- 1) podem sofrer espalhamentos elásticos no material galáctico, mas a seção de choque é desprezível neste contexto (Eisenhandler *et al.*, 1976) de modo que a perda de energia correspondente do antipróton é insignificante;



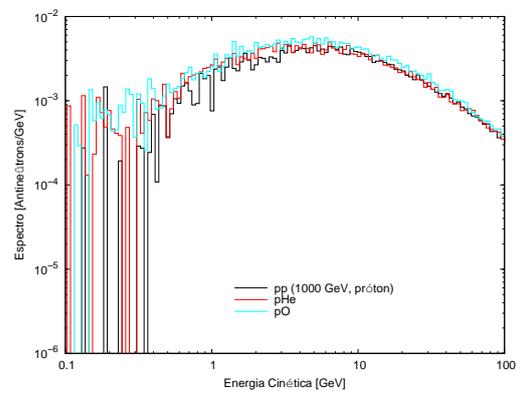
(a) pp



(b) $p\text{He}$



(c) $p\text{O}$



(d) p incidente com $E_p = 1000$ GeV

FIGURA 2.5 - Espectro de antinêutrons, resultado das simulações usando o código computacional de interações nucleares SHIELD, para energias representativas do próton incidente em alvos de H, He, e O.

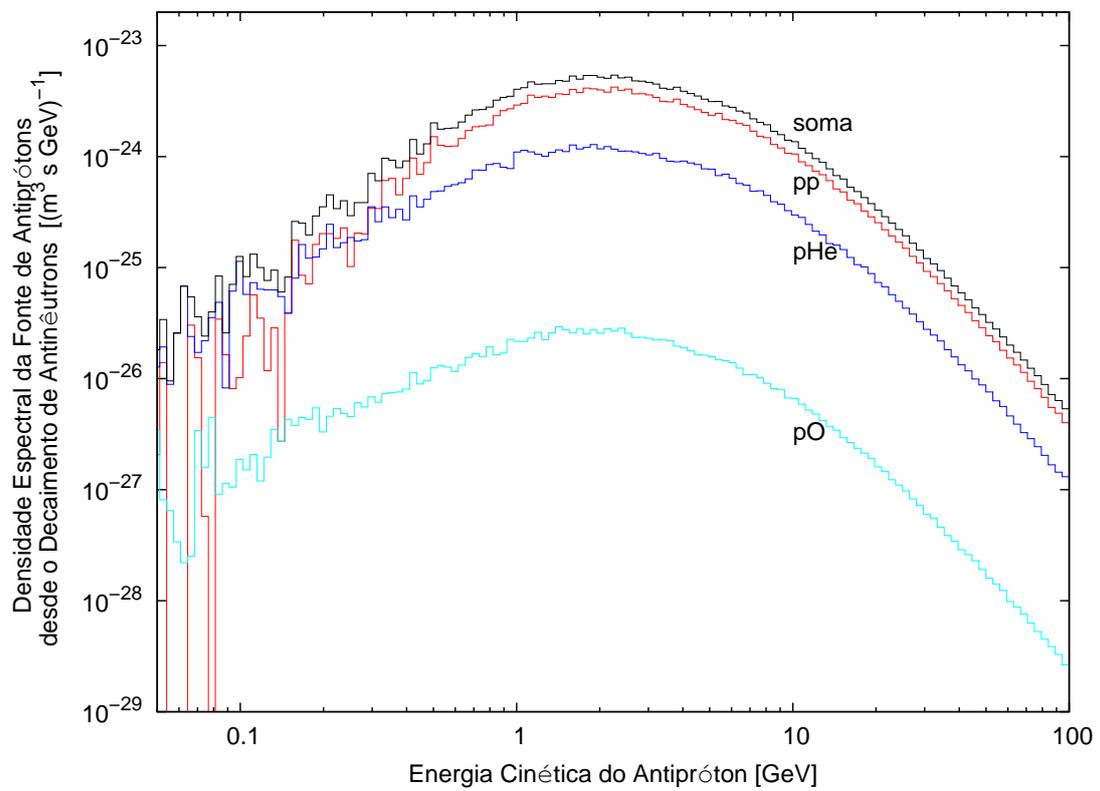


FIGURA 2.6 - Densidade espectral da fonte de antipróttons resultado do decaimento dos antinêutrons produzidos em diferentes interações entre os raios cósmicos prótons e partículas alvo do gás interestelar.

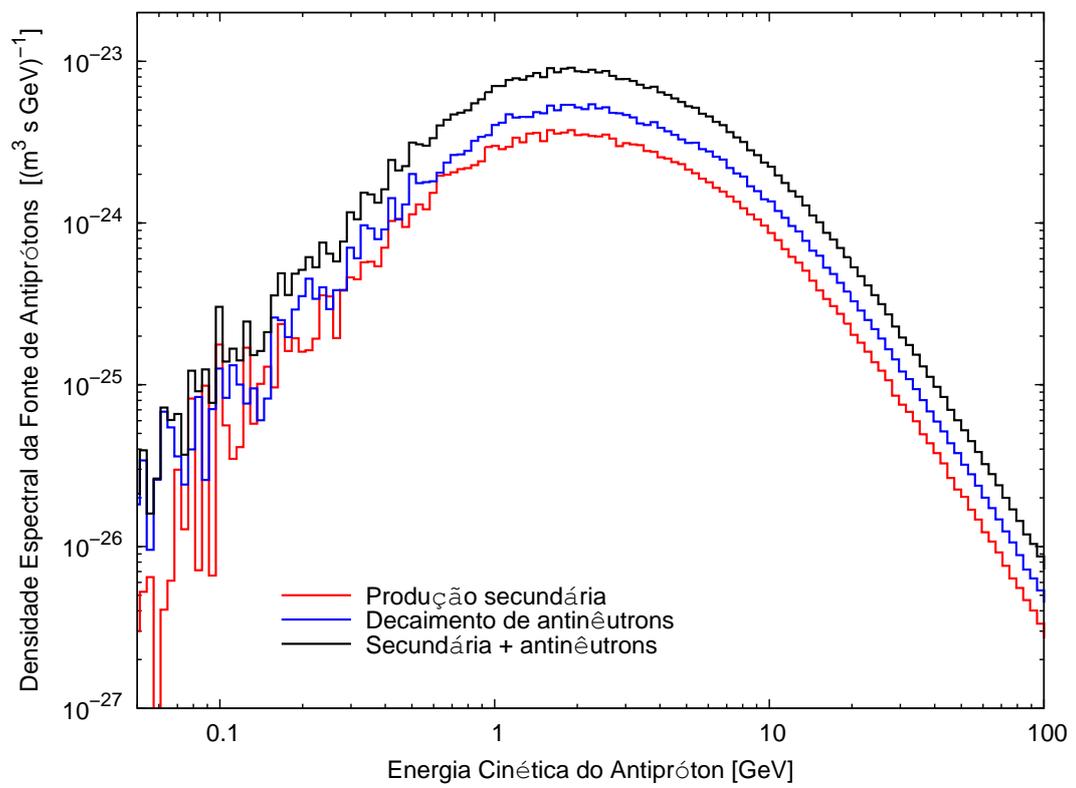


FIGURA 2.7 - Densidade espectral da fonte de antipróttons secundários.

- 2) podem também aniquilar-se com os prótons interestelares. Este processo domina em energias baixas;
- 3) antiprótons podem sobreviver aos espalhamentos inelásticos $\bar{p}A \rightarrow \bar{p}A'$. O processo de não-aniquilação permite aos antiprótons emergir desde uma interação inelástica.

As interações tanto de aniquilação como não-aniquilação contribuem à seção de choque inelástico do antipróton, de modo que

$$\sigma_{\bar{p}A}^{\text{n-aniq}} = \sigma_{\bar{p}A}^{\text{inel}} - \sigma_{\bar{p}A}^{\text{aniq}}. \quad (2.19)$$

A distribuição de energia de antiprótons que tem experimentado uma interação inelástica de não-aniquilação não foi medida. Presume-se ser similar à distribuição de energia do próton depois de um espalhamento inelástico pp . Um antipróton incidente com energia cinética T'_p tem, então, uma probabilidade diferencial de

$$\frac{dN_{\bar{p}}}{dE_{\bar{p}}} = \frac{1}{T'_p}, \quad (2.20)$$

para terminar com a energia final $E_{\bar{p}}$. Daqui segue a seção de choque diferencial:

$$\frac{d\sigma_{\bar{p}A \rightarrow \bar{p}X}}{dE_{\bar{p}}} = \frac{\sigma_{\bar{p}A}^{\text{n-aniq}}}{T'_p}. \quad (2.21)$$

O termo correspondente da fonte para estes antiprótons que sofrem interações inelásticas de não-aniquilação –chamada componente terciária– pode ser expresso da forma (Tan; Ng, 1983)

$$Q_{\bar{p}}^{\text{ter}}(r, T_{\bar{p}}) = n_A \int_{E_{\bar{p}}}^{+\infty} \frac{\sigma_{\bar{p}A}^{\text{n-aniq}}}{T'_p}(T'_p) [4\pi j_{\bar{p}}(r, T'_p)] dE'_{\bar{p}}. \quad (2.22)$$

Isto não é um mecanismo de produção real de antiprótons, mas um intercâmbio de energia entre os antiprótons propagando-se e o ambiente de prótons do meio interestelar. Os antiprótons perdem uma quantidade significativa de sua energia cinética. Este processo de interação inelástica de não-aniquilação tende a trazer para energias baixas os antiprótons de energias relativamente altas, tornando plano seu espectro. Todas as modelagens dos antiprótons interestelares realizadas têm usado a aproximação (2.22) para avaliar a contribuição da componente terciária. Aqui, usam-se resultados das simulações com o código SHIELD de colisões de antiprótons.

O código SHIELD permite simular colisões de antiprótons com alvos de (aqui escolhido) H, He, e O com energias entre 0,01–100 GeV. Este intervalo foi dividido em 200 bandas (em uma escala logarítmica). A estatística usada para cada caso particular foi de 10^5 eventos de colisões. Um total de $200 * 3 * 10^5 = 6 \times 10^7$ eventos de interações de antiprótons foram simulados. Exemplos demonstrativos das distribuições de antiprótons terciários são mostrados nas Figuras 2.8(a,b,c). Certamente os antiprótons terciários têm energias menores que aquelas das secundárias, com uma contribuição da componente secundária para a componente terciária significativa particularmente em energias menores. Em forma geral, o espectro dos antiprótons terciários tem um perfil complexo. Nas comparações dos espectros das componentes terciárias nas interações $\bar{p}p$, $\bar{p}\text{He}$ e $\bar{p}\text{O}$, mostradas na 2.8(d) para uma energia de $\sim 15,8$ GeV, não se encontram diferenças significativas.

Para estimar a densidade espectral da fonte de antiprótons terciários interestelares, aplicamos o procedimento usado para calcular a componente secundária a partir da convolução do espectro de antiprótons terciários e o fluxo de antiprótons secundários

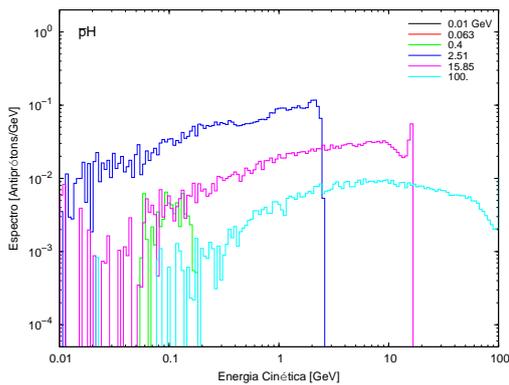
$$Q_{\bar{p}}^{\text{ter}}(r, T_{\bar{p}}^{\text{ter}}) = \sum_j^{\text{MIS}} \int_{E_{\bar{p}}}^{+\infty} \Gamma_{\bar{p}j}(T_{\bar{p}}^{\text{sec}}) [4\pi j_{\bar{p}}^{\text{sec}}(r, T_{\bar{p}}^{\text{sec}})] dE_{\bar{p}}^{\text{sec}} Y_{\bar{p}j}^{\text{ter}}(T_{\bar{p}}^{\text{sec}} \rightarrow T_{\bar{p}}^{\text{ter}}). \quad (2.23)$$

O índice j representa a partícula alvo, $j_{\bar{p}}^{\text{sec}}$ é o fluxo de antiprótons secundários. Deste modo, a equação de transporte (2.2) torna-se numa equação integro-diferencial. A taxa de colisão dos raios cósmicos de antiprótons secundários com o gás interestelar está dada por,

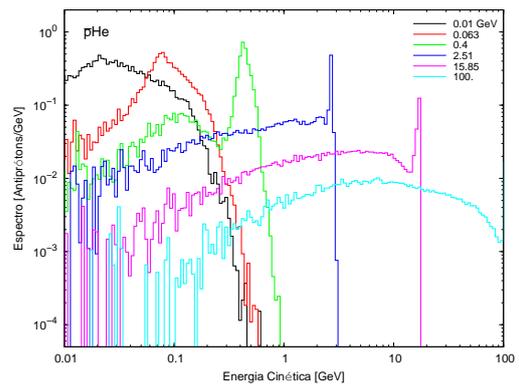
$$\Gamma_{\bar{p}j}(T_{\bar{p}}^{\text{sec}}) = \sigma_{\bar{p}j}(T_{\bar{p}}^{\text{sec}}) \beta_{\bar{p}}^{\text{sec}} c n_j, \quad (2.24)$$

em que $\sigma_{\bar{p}j}$ é a seção de choque inelástica total do raio cósmico incidente antipróton secundário, $\beta_{\bar{p}}^{\text{sec}}$ denota sua velocidade, e n_j denota as densidades numéricas das constituintes do material do gás interestelar em repouso. Nas mesmas interações inelásticas dos antiprótons secundários, alguns antinêutrons são criados (isto resultado das simulações das colisões de antiprótons com alvos de H, He e O com o código SHIELD), que posteriormente decaem em antiprótons. A Figura 2.9 mostra a densidade espectral da fonte de antiprótons terciários.

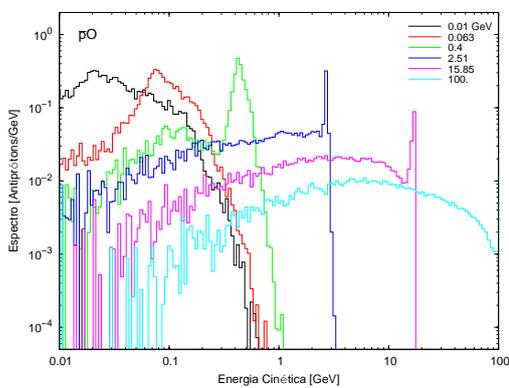
A Figura 2.10 mostra simultaneamente as densidades espectrais da fonte de antiprótons secundários e terciários. A componente secundária envolve as contribuições de antiprótons secundários mais aqueles provenientes dos decaimentos de antinêutrons.



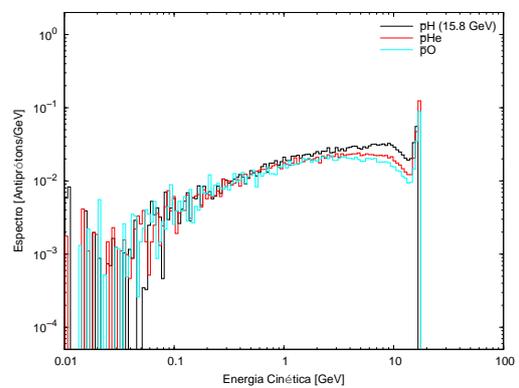
(a) $\bar{p}p$



(b) $\bar{p}He$



(c) $\bar{p}O$



(d) \bar{p} incidente com $E_p = 15.85$ GeV

FIGURA 2.8 - Espectro de antiprótons terciários, resultado das simulações usando o código computacional de interações nucleares SHIELD, para energias representativas do antipróton incidente em alvos de H, He, e O.

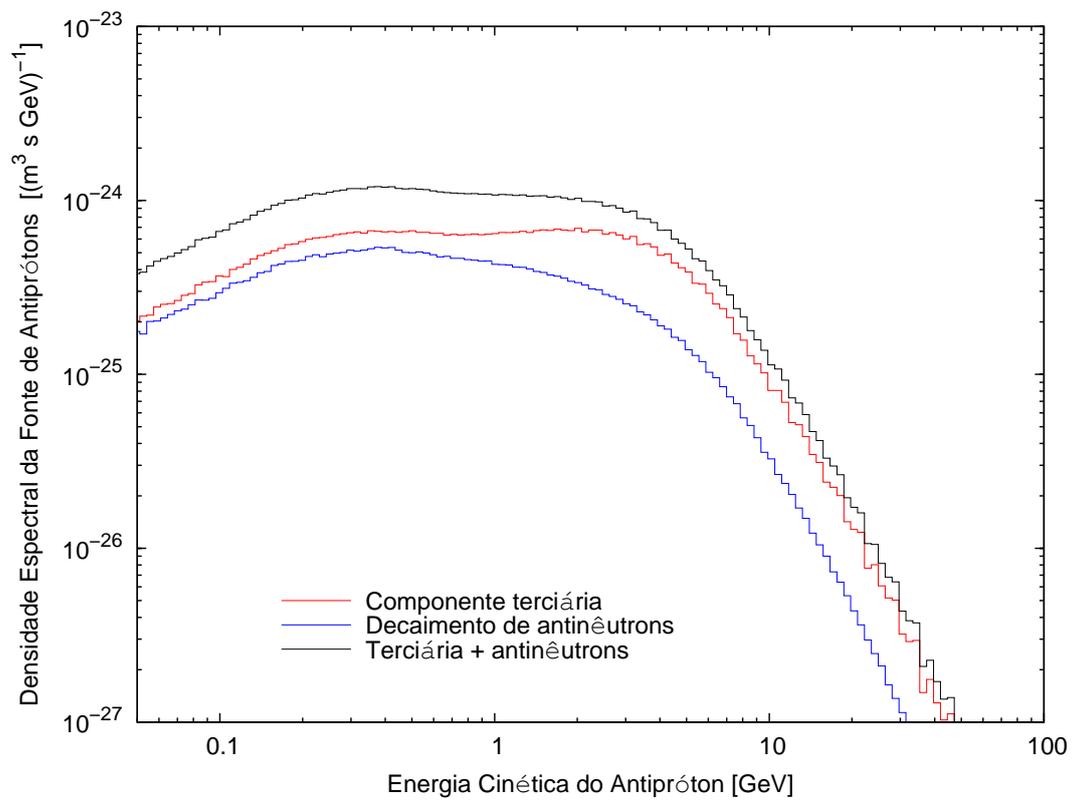


FIGURA 2.9 - Densidade espectral da fonte de antipróttons terciários. (*linha vermelha*) provenientes das interações inelásticas de não-aquilação $\bar{p}A \rightarrow \bar{p}X$, (*linha azul*) de $\bar{p}A \rightarrow \bar{n}X$, e (*linha preta*) soma das componentes terciárias de antipróttons e antinêutrons.

No caso da componente terciária, uma contribuição maior para energias $\lesssim 0,1$ GeV é obtido na aproximação (2.22) de Tan e Ng (1983) se comparado com os resultados do código SHIELD. Mas, para energias maiores do que esta a situação é inversa. Em todo caso, a contribuição terciária resulta ser importante para antiprótons com energias $\lesssim 0,3$ GeV.

2.2.2 Difusão Espacial e Escape

A propagação dos raios cósmicos pode ser estudada dentro de diferentes modelos teóricos, sendo os mais populares o Modelo *Leaky Box* e o Modelo de Difusão. Há uma equivalência matemática entre estas duas aproximações, válida sob circunstâncias especiais. O modelo de difusão, certamente, tem uma aproximação mais física, no sentido que se acredita que os raios cósmicos se difundem no disco e halo da Galáxia de maneiras diferentes, e os parâmetros que entram nos modelos de difusão estão relacionados às quantidades físicas mensuráveis, como campo magnético galáctico. Conseqüentemente, seu valor pode ser verificado com medidas independentes (ver discussão em Maurin *et al.* (2001)).

As equações de transporte no seu formalismo geral são muito complicadas para se manejar e é muito difícil comparar suas predições com os dados observacionais de raios cósmicos. A galáxia, em um estado de regime estacionário, contém partículas energéticas capturadas dentro de um volume de confinamento galáctico por um tempo que permite às partículas atravessar o volume de confinamento muitas vezes antes deles escaparem. A esta descrição de vazamento galáctico dá-se o nome de aproximação *Leaky Box*. Pode-se mostrar que este modelo é equivalente ao modelo de difusão com um halo suficientemente grande, maior do que o disco galáctico, onde as partículas são presumivelmente aceleradas.

No modelo *Leaky Box*, substitui-se o termo difusão por um termo de escape (aqui a convecção não é significativa),

$$-\nabla \cdot (D_i \nabla N_i) \leftrightarrow \frac{N_i}{\tau_{\text{esc}}}. \quad (2.25)$$

De maneira redundante, lembramos aqui que τ_{esc} é interpretado como o tempo gasto pelos raios cósmicos no volume de confinamento, relacionado à quantidade de matéria atravessada $\lambda_{\text{esc}} \equiv \rho \beta c \tau_{\text{esc}}$, em que ρ é a densidade do meio, βc a velocidade da partícula. Este modelo simplificado reproduz muitas observações sobre núcleos está-

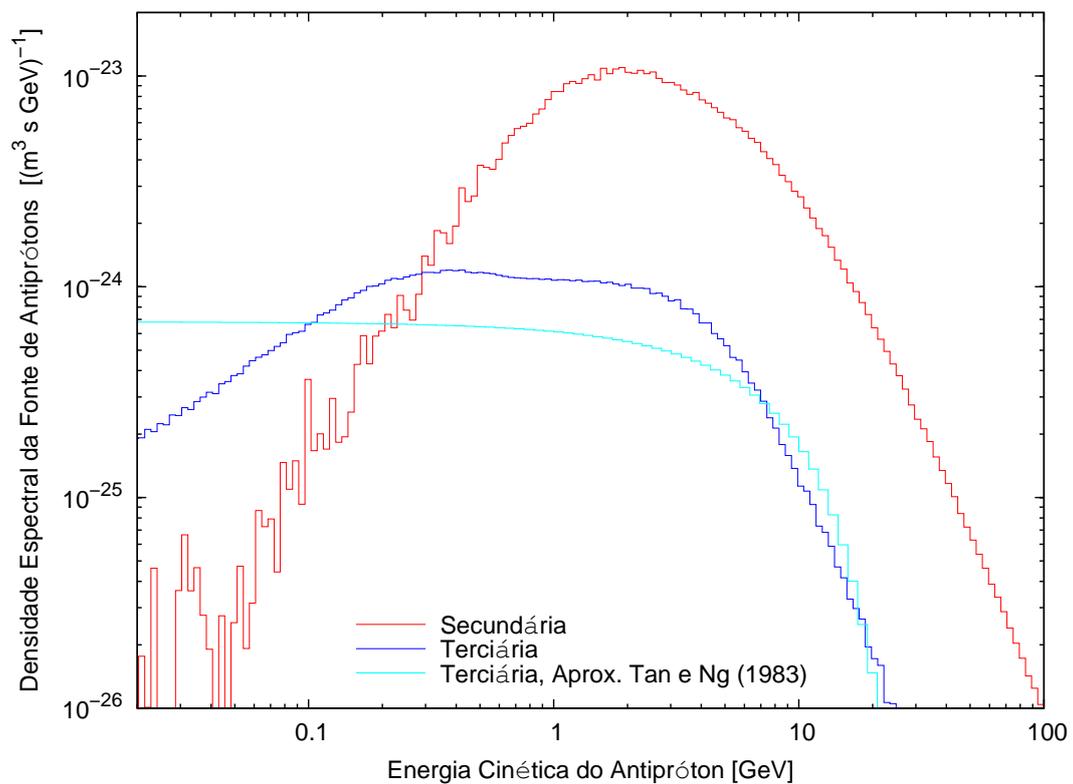


FIGURA 2.10 - Densidade espectral da fonte de antiprótons secundários interestelares. Componente secundária (*linha vermelha*) e terciária (*linha azul*) calculadas com os resultados do código SHIELD para o espectro de produção de antiprótons e antinêutrons, (*linha ciano*) componente terciária segundo a aproximação de [Tan e Ng \(1983\)](#).

veis dos raios cósmicos. O modelo *Leaky Box* e o modelo de Difusão estão conectados pela relação

$$\lambda_{\text{esc}}(E) = \frac{n_g m_g \beta c h_g h_h}{D(E)}, \quad (2.26)$$

em que $D(E)$ denota o coeficiente de difusão média, n_g a densidade numérica uniforme de gás com a massa média m_g da galáxia, h_g é a altura do disco da galáxia, h_h a altitude média do halo (Berezinskii *et al.*, 1990). Para uma extensão radial R , a Equação (2.26) é válida se $h_h \ll R$. A quantidade $\lambda_{\text{esc}}(E)$ pode ser derivada ajustando às razões das medidas das abundâncias secundárias/primárias na aproximação *Leaky Box*. Assim, uma dependência com a energia de λ_{esc} traduz-se em uma dependência com a energia do coeficiente de difusão D^2 . A distribuição de comprimentos de trajetória (2.26) tem uma dependência com a energia modelada na forma

$$\lambda_{\text{esc}} = \begin{cases} \lambda_0 \beta & R < R_0 \text{ GV} \\ \lambda_0 \beta (R/R_0)^a & R \geq R_0 \text{ GV}, \end{cases} \quad (2.27)$$

em que R é a rigidez da partícula. Esta parametrização é válida para partículas com energias da ordem de GeV, onde a identificação experimental de núcleos secundários é possível. É importante notar que o mesmo comprimento de escape (Equação (2.27)) reproduz satisfatoriamente tanto as razões B/C como sub-Fe/Fe. No entanto, este modelo de difusão não prediz a mudança súbita de λ_{esc} em R_0 GV. Isto é uma construção *ad hoc* (bem amplamente aceita) restrito pelos dados. Na tentativa de entender a propagação dos raios cósmicos galácticos para diferentes modelos, Jones *et al.* (2001), usando a técnica *weighted slab*, tem derivado expressões para o comprimento de escape ajustando os parâmetros para uma coleção de dados observacionais das razões B/C e sub-Fe/Fe compilados por Stephens e Streitmatter (1998). Os parâmetros encontrados para cada modelo estão dados na Tabela 2.3. Estes ajustes são exibidos na Figura 2.11.

O modelo de Vento Galáctico considera as fontes dos raios cósmicos e gás interestelar concentrados em um fino disco e assume a existência de um vento com velocidade constante com direção para fora do plano galáctico, e no limite externo do halo os raios cósmicos saem livremente da Galáxia. No modelo de difusão turbulenta, o fluxo é considerado turbulento, sendo o transporte das partículas mais randômica.

²O modelo de Difusão com disco galáctico relativamente fino (com espessura média $h_g \ll h_h$) e com halo plano (raio do disco galáctico $R \gg h_h$) é quase equivalente ao modelo *Leaky Box* para cálculos de abundâncias de núcleos estáveis nos raios cósmicos (Ptuskin, 1997).

TABELA 2.3 - Melhores ajustes dos parâmetros ajustando as razões secundária/primária para os modelos considerados. Para a reaceleração estocástica não há o parâmetro R_0 ; antes, a intensidade de aceleração é dada pelo parâmetro adimensional α .

| Modelo | λ_0 [g cm ⁻²] | R_0 [GV] | a | χ^2 (normalizado) |
|-------------------------------|--------------------------------------|-------------------------------|------|---------------------------|
| Leaky Box | 11.8 | 4.9 | 0.54 | 1.3 |
| Vento Galáctico | 12.5 | 11.8 | 0.74 | 1.5 |
| Difusão Turbulenta | 14.5 | 15.0 | 0.85 | 1.8 |
| Reaceleração Estocástica | 9.4 | $\alpha = 2.6 \times 10^{-3}$ | 0.30 | 1.8 |

FONTE: Jones *et al.* (2001).

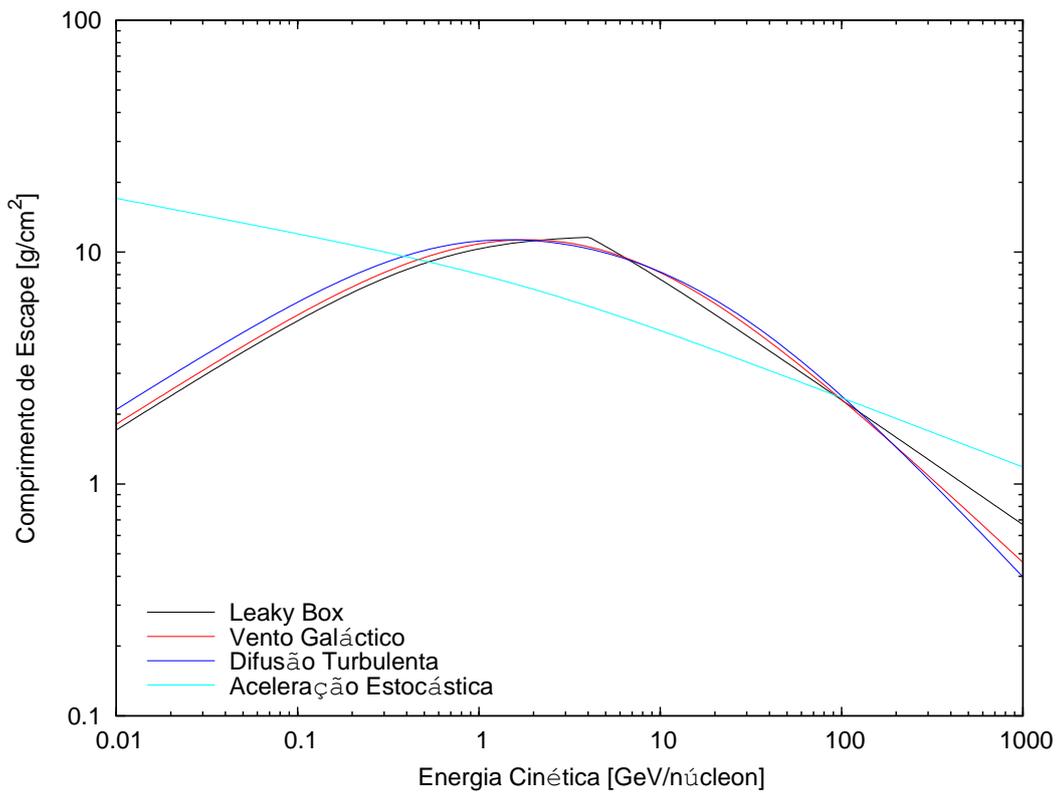


FIGURA 2.11 - Dependência com energia do comprimento de trajetória de escape.

O modelo de reaceleração estocástica (Seo; Ptuskin, 1994) não assume movimento convectivo. Antes, a difusão espacial é provida por espalhamento sobre ondas hidrodinâmicas randômicas com um espectro que resulta em $D \approx vR^a$. Para o espectro de Kolmogorov de turbulência $a=1/3$, mas considera-se o valor de a como um parâmetro livre, o que determina o comportamento do comprimento de escape $\lambda_{\text{esc}} = \lambda_0 R^{-a}$ em todas as energias. Até aqui não difere do modelo de difusão, mas aqui consideramos o fato de que a turbulência não é estática; antes, as flutuações magnéticas se movem com a velocidade de Alfvén, produzindo uma difusão no momento tanto como no espaço. Aceleração estocástica com um coeficiente de difusão no momento $K \sim p^2 v_A^2 / D$ (sendo v_A a velocidade de Alfvén) essencialmente modifica o espectro abaixo em redor de 10 GeV/núcleon e pode reproduzir o pico característico na razão B/C em alguns GV. A aceleração se faz ineficiente em altas energias e o modelo reduz-se a um modelo simples de difusão sem reaceleração e com comprimento de escape $\lambda_{\text{esc}} = \lambda_0 R^{-a}$ em $E > 20-30$ GeV/núcleon.

2.2.3 Perdas por Colisões Inelásticas e de Aniquilação

O quarto termo na equação de transporte (2.2) representa as perdas “catastróficas” de antiprótons nas suas interações com o gás interestelar –o número total de antiprótons não é conservado–. Estas perdas acontecem principalmente nas interações inelásticas e de aniquilação dos antiprótons no disco da Galáxia, em uma taxa determinada por

$$p = \frac{1}{\tau_{\bar{p}}^{\text{inel}}} + \frac{1}{\tau_{\bar{p}}^{\text{aniq}}}. \quad (2.28)$$

Os tempos de característicos de interações inelásticas e de aniquilação para os antiprótons estão dadas em função das suas correspondentes seções de choque

$$\tau_{\bar{p}}^{\text{inel}} = \frac{1}{\sum_j^{\text{MIE}} n_j \beta c \sigma_{\bar{p}A}^{\text{inel}}}, \quad \tau_{\bar{p}}^{\text{aniq}} = \frac{1}{\sum_j^{\text{MIE}} n_j \beta c \sigma_{\bar{p}A}^{\text{aniq}}}. \quad (2.29)$$

As perdas devido à interação inelástica devem ser parcialmente compensadas por termos que salvam os antiprótons envolvidos nas interações inelásticas de não-aniquilação. Isto foi incluso no termo de fonte terciária (2.22), que depende da seção de inclusiva de não-aniquilação respectiva.

Para determinar a taxa de perdas (2.28) são necessários os conhecimento das seções de choque e composição e densidades do gás interestelar. A seção de choque inelástica

total antipróton-próton está dada por (Tan; Ng, 1983)

$$\sigma_{\bar{p}p}^{\text{tot}} = \begin{cases} 24,7 (1 + 0,584T_{\bar{p}}^{-0,115} + 0,856T_{\bar{p}}^{-0,566}), & T_{\bar{p}} \leq 14 \text{ GeV}, \\ \sigma_{pp}^{\text{inel}} + \sigma_{\bar{p}p}^{\text{aniqu}}, & T_{\bar{p}} > 14 \text{ GeV}. \end{cases} \quad (2.30)$$

Em energias muito baixas, abaixo de $\sim 0,01$ GeV, é válida a aproximação $\sigma_{\bar{p}p}^{\text{aniqu}} = \sigma_{\bar{p}p}^{\text{tot}}$. A seção de choque $\sigma_{pp}^{\text{inel}}$ foi formulada na Equação (2.16). A parametrização da seção de choque inelástica total de \bar{p} sobre um alvo nuclear arbitrário foi obtida por Moiseev e Ormes (1997), baseada nos dados das seções de choque sobre alvos de C, Al e Cu

$$\sigma_{\bar{p}p}^{\text{tot}} = A^{2/3} [48,2 + 19T_{\bar{p}}^{-0,55} + (0,1 - 0,18T_{\bar{p}}^{-1,2}) Z + 0,0012T_{\bar{p}}^{-1,5} Z^2], \quad (2.31)$$

em que Z é a carga do núcleo alvo. O segundo termo entre colchetes foi modificado desde a versão original de $19(T_{\bar{p}} - 0,02)^{-0,55}$ para coincidir melhor com os dados abaixo de ~ 100 MeV. Esta modificação não afeta a concordância com os dados em altas energias. Outra modificação, no caso de ${}^4\text{He}$, é usar $A = 3,3$ para escalar o valor ligeiramente baixo e ser consistente com os dados de seção de choque tanto em energias baixas como altas (Balestra *et al.*, 1985).

A seção de choque de aniquilação antipróton-próton em energias baixas foi parametrizada por Tan e Ng (1983). Em energias altas, é calculada como a diferença entre as seções de choque total de $\bar{p}p$ e pp usando a teoria de Regge (Yao; *et al.*, 2006):

$$\sigma_{\bar{p}p}^{\text{aniqu}} = \begin{cases} 661 (1 + 0,0115T_{\bar{p}}^{-0,774} - 0,948T_{\bar{p}}^{0,0151}), & T_{\bar{p}} \leq 10 \text{ GeV}, \\ 2 \times 35,43s^{-0,56}, & T_{\bar{p}} > 10 \text{ GeV}, \end{cases} \quad (2.32)$$

em que s representa o quadrado da energia total no referencial do centro de massas das partículas colidindo definida como $s = 2m(E_{\bar{p}} + m) = \text{inv}$, m é a energia da massa em repouso do próton. A seção de choque de aniquilação $\bar{p}A$ é calculada desde $\sigma_{\bar{p}A}^{\text{aniqu}} = \sigma_{\bar{p}A}^{\text{tot}} - \sigma_{\bar{p}A}^{\text{n-aniqu}}$, em que $\sigma_{\bar{p}A}^{\text{n-aniqu}} = \sigma_{pA}^{\text{inel}}$, para a seção de choque $\sigma_{pA}^{\text{inel}}$ adotamos a parametrização de Letaw *et al.* (1983). A seção de choque inelástica de não-aniquilação $\bar{p}p$ é calculada como a aproximação $\sigma_{\bar{p}p}^{\text{n-aniqu}} = \sigma_{\bar{p}p}^{\text{tot}} - \sigma_{\bar{p}p}^{\text{aniqu}}$. A seção de choque inelástica de não aniquilação antipróton-núcleo assume-se ser igual à seção inelástica próton-núcleo, $\sigma_{\bar{p}p}^{\text{n-aniqu}} = \sigma_{pA}^{\text{inel}}$.

A Figura 2.12 mostra as taxas de perdas antiprótons nas interações inelásticas e de aniquilação, considerando como constituintes mais abundantes do gás interestelar

aqueles dados na [Tabela 2.2](#). Observe que estas perdas dependem tanto das seções de choque de interação correspondentes e as densidades numéricas das constituintes do gás interestelar. Se comparado com a interação inelástica à aniquilação é menos importante em energias altas aqui consideradas e as perdas nas interações com o hidrogênio é um processo determinante.

2.2.4 Perdas de Energia

Existem dois tipos de perdas de energia que são relevantes para antiprótons: perdas por ionização no material neutro do MIE ($\sim 90\%$ de H, $\sim 9\%$ de He, $\sim 0.01\%$ de O, e outras espécies em proporções desprezíveis); e perdas de energia de Coulomb, dominado por dispersão de elétrons térmicos em um plasma completamente ionizado. Outros efeitos como *bremsstrahlung*, radiação síncrotron e Compton inverso são desprezíveis nas condições consideradas aqui.

A expressão relativística para as perdas por ionização está dada por (*e.g.*, ver [Mannheim e Schlickeiser \(1994\)](#))

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{Ion}}(\beta \geq \beta_0) \approx -\frac{4\pi r_e^2 m_e c^4 z^2}{\beta c} \sum_{j=\text{H,He,O}}^{\text{MIE}} n_j \mathcal{B}_j, \quad (2.33)$$

em que

$$\mathcal{B}_j \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\text{max}}}{I_j^2} \right) - \beta^2 - \frac{1}{2} \delta_j; \quad (2.34)$$

$$T_{\text{max}} \equiv \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/m_0 + (m_e/m_0)^2},$$

e $\beta_0 c \sim 0.01c$ é a velocidade típica de elétrons ligados no átomo de hidrogênio. Nestas expressões, r_e e m_e denotam o raio clássico e massa em repouso do elétron, z e m_0 a carga e massa da partícula incidente. Os potenciais de ionização e excitação têm valores médios de $I_{\text{H}} = 19$, $I_{\text{He}} = 44$, e $I_{\text{O}} = 95$ eV. A densidade dos átomos alvo do gás do MIE foram listados na [Tabela 2.2](#). Finalmente, δ representa a correção do efeito de densidade (Cf. *Particle Data Group*³).

Formalmente, para generalizar (2.33), \mathcal{B} inclui termos de ordem maior em Z ,

$$\mathcal{B} = \mathcal{B}^{(0)} + z\mathcal{B}^{(1)} + z^2\mathcal{B}^{(2)}, \quad (2.35)$$

³<http://pdg.lbl.gov>

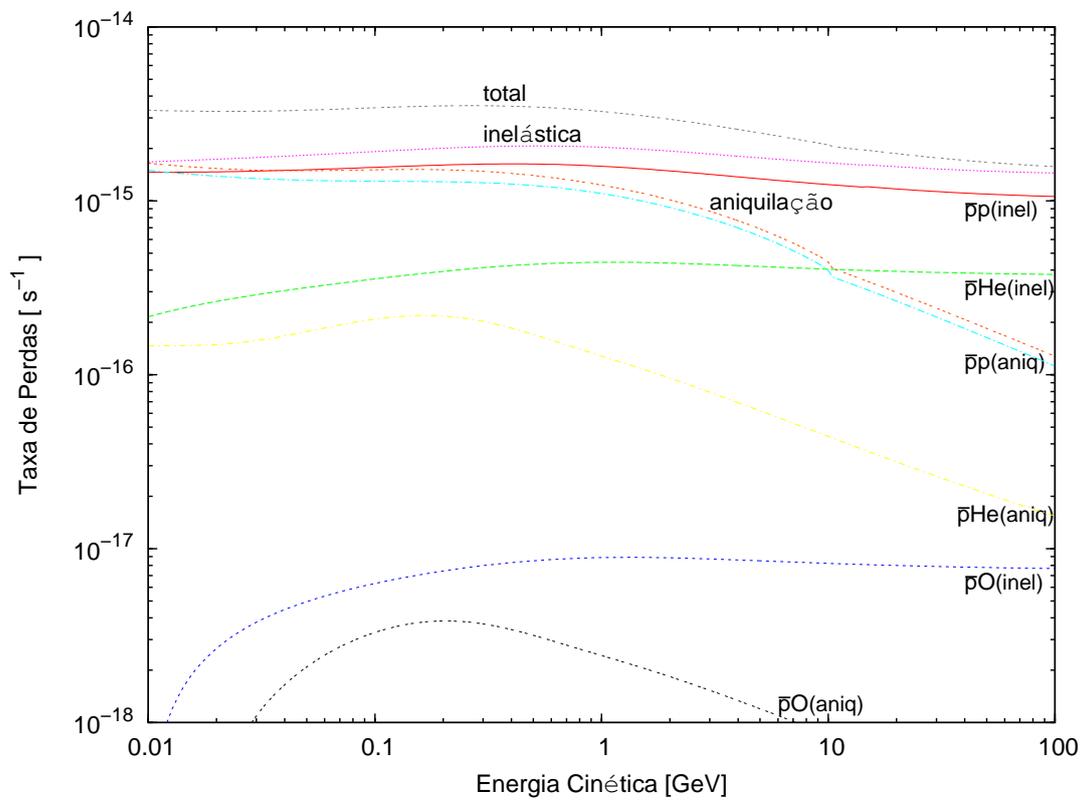


FIGURA 2.12 - Perdas catastróficas: destruição na matéria interestelar.

em que $\mathcal{B}^{(1)}$ e $\mathcal{B}^{(2)}$ são coeficientes independentes de z . $z\mathcal{B}^{(1)}$ é o termo de Barkas e $z^2\mathcal{B}^{(2)}$ inclui a chamada correção de Bloch, que marca a transição para o regime de dispersão clássica. $\mathcal{B}^{(1)} \neq 0$ indica uma dependência com z^3 das perdas de energia. Medidas de perdas de energias de prótons e antiprótons mostram que a dependência com o sinal de carga para partículas torna-se ponderável somente para energias < 3 MeV (Arista; Lifschitz, 1999). Assim, para energias acima de alguns MeV, as perdas de energia por ionização para prótons e antiprótons podem ser consideradas simétricas.

A taxa de perda de energia de Coulomb está dada por

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{Coul}} \approx -\frac{4\pi r_e^2 m_e c^4 z^2}{\beta c} n_e \ln \Lambda \frac{1}{x_m^2/\beta^3 + 1}, \quad (2.36)$$

em que

$$\ln \Lambda \simeq \frac{1}{2} \ln \left(\frac{m_e^2 c^4}{\pi r_e \hbar c^2 n_e} \frac{m \gamma^2 \beta^4}{m + 2\gamma m_e} \right), \quad (2.37)$$

$$x_m \equiv (3\sqrt{\pi}/4)^{1/3} \sqrt{2kT_e/m_e c^2}.$$

A densidade e temperatura de elétrons livres interestelares têm valores estimados de $\langle n_e \rangle \sim 0.033 \text{ cm}^{-3}$ e $T_e \sim 10^4 \text{ K}$ (Nordgren *et al.*, 1992). O termo denominado logaritmo de Coulomb varia pouco com a energia da partícula e tem valores no intervalo de $\ln \Lambda \sim 28 - 34$.

A Figura 2.13 mostra as perdas de energia $b_{\bar{p}}(E_{\bar{p}}) = dE_{\bar{p}}/dt|_{\text{Ion}} + dE_{\bar{p}}/dt|_{\text{Coul}}$ por ionização e de Coulomb. Estes cálculos foram comparados com aqueles da referência de dados físicos PSTAR-NIST ⁴. As perdas de energias no meio interestelar são significativas para energias dos antiprótons $\lesssim 1 \text{ GeV}$, e com uma dependência das densidades numéricas das constituintes do gás interestelar.

2.3 Fluxo Interestelar Local de Antiprótons Secundários

A solução da equação de transporte de raios cósmicos (2.2) para o caso dos antiprótons, no estado de regime estacionário⁵ $\partial N_{\bar{p}}/\partial t = 0$, envolve a sua difusão no meio interestelar (aqui assumimos o modelo de propagação *Leaky Box*), perdas de energias e perdas de antiprótons, e suas fontes. O termo de reaceração não é bem

⁴<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/contents.html> NIST (National Institute of Standards and Technology)

⁵Estado de regime estacionário refere-se à não existência de uma diminuição ou aumento na densidade de raios cósmicos no volume de confinamento, *i.e.*, na Galáxia, ao menos não observado em escalas de tempo de centenas de anos.

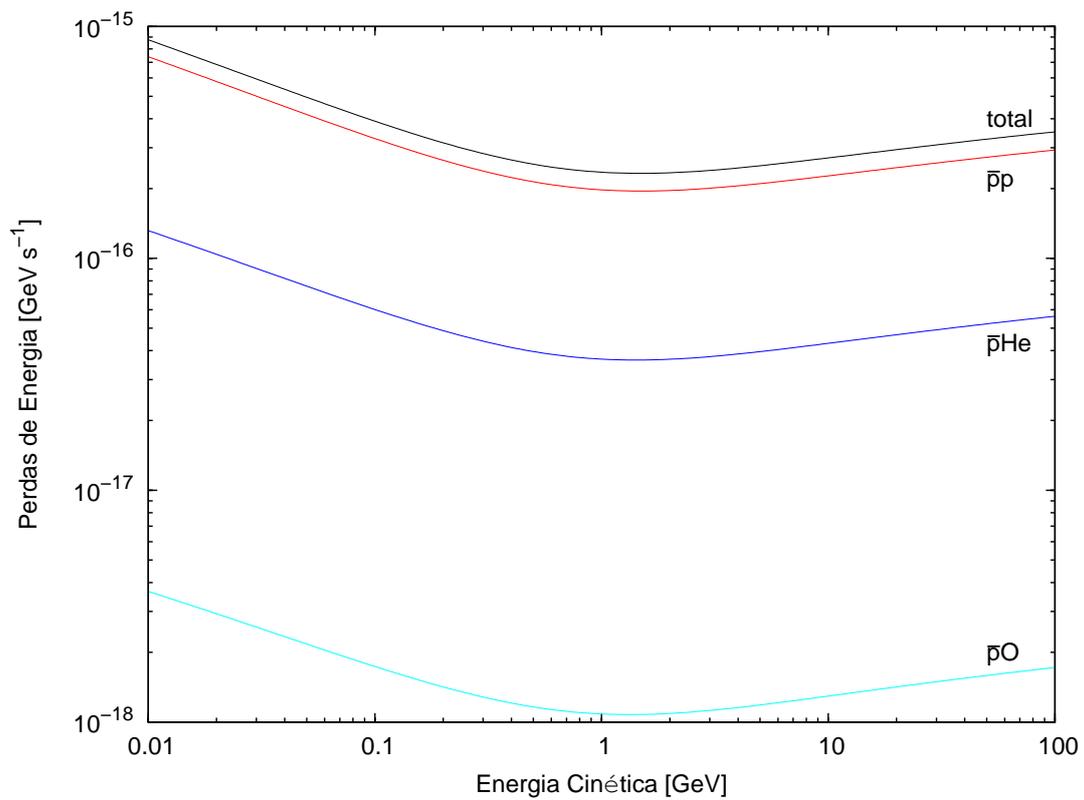


FIGURA 2.13 - A taxa de perdas de energia $b(E) \equiv -dE/dt$ é a soma das perdas por ionização (desde as interações com os átomos e/ou moléculas neutras) e perdas por Coulomb (desde as interações com matéria ionizada).

conhecido e se pensa que tem um efeito desprezível no caso dos antiprótons. Os tempos característicos de cada um destes processos são mostrados na [Figura 2.14](#). O processo de escape é mais importante em altas energias, enquanto as perdas de energias por ionização e interações de Coulomb são significativas em energias baixas. Em forma geral, as perdas em interações inelásticas e aniquilações são menos significativas se comparadas com os processos de escape e perdas de energias. O processo de aniquilação é desprezível para energias $\gtrsim 2$ GeV.

A função fonte inclui a produção direta de antiprótons através das colisões dos prótons dos RC no gás interestelar de hidrogênio, hélio, e oxigênio (Equação (2.11)):

$$Q_{\bar{p}}^{\text{sec}} = \xi \left[Q_{\bar{p}}^{p\text{H}} \Big|_{\text{sec}} + Q_{\bar{p}}^{p\text{He}} \Big|_{\text{sec}} + Q_{\bar{p}}^{p\text{O}} \Big|_{\text{sec}} \right]. \quad (2.38)$$

Introduzimos aqui a contribuição de núcleos de raios cósmicos (incidentes) de outras espécies com $Z \geq 2$ e núcleos do meio interestelar (alvos) com densidades menores do que o oxigênio por meio de um fator multiplicativo de “acrécimo” na produção de antiprótons secundários. Este fator foi convenientemente calculado por [Gaisser e Schaefer \(1992\)](#), que obtiveram um valor de $\xi = 1, 2$. Outros autores têm obtido valores próximos. Os antinêutrons produzidos nas mesmas interações que produzem os antiprótons têm uma contribuição na forma similar a (2.38)

$$Q_{\bar{n}}^{\text{dec}} = \xi \left[Q_{\bar{n}}^{p\text{H}} \Big|_{\text{dec}} + Q_{\bar{n}}^{p\text{He}} \Big|_{\text{dec}} + Q_{\bar{n}}^{p\text{O}} \Big|_{\text{dec}} \right]. \quad (2.39)$$

A contribuição terciária, por efeitos de comparação, foi estimada de duas formas: por simulação de colisões de antiprótons em alvos de H, He e O (através do código SHIELD) (Equação (2.22)) e na aproximação de [Tan e Ng \(1983\)](#) (Equação (2.23)). No primeiro caso, a contribuição terciária é

$$Q_{\bar{p}}^{\text{ter}} = Q_{\bar{p}}^{p\text{H}} \Big|_{\text{ter}} + Q_{\bar{p}}^{p\text{He}} \Big|_{\text{ter}} + Q_{\bar{p}}^{p\text{O}} \Big|_{\text{ter}}. \quad (2.40)$$

Existe uma contribuição muito pequena dos antinêutrons produzidos em algumas interações dos antiprótons no meio interestelar incluída em (2.40). A produção total de antiprótons secundários será a soma:

$$Q_{\bar{p}}(T_{\bar{p}}) = Q_{\bar{p}}^{\text{sec}}(T_{\bar{p}}) + Q_{\bar{n}}^{\text{dec}}(T_{\bar{n}}) + Q_{\bar{p}}^{\text{ter}}(T_{\bar{p}}). \quad (2.41)$$

A componente terciária relacionada diretamente com o fluxo de antiprótons (como

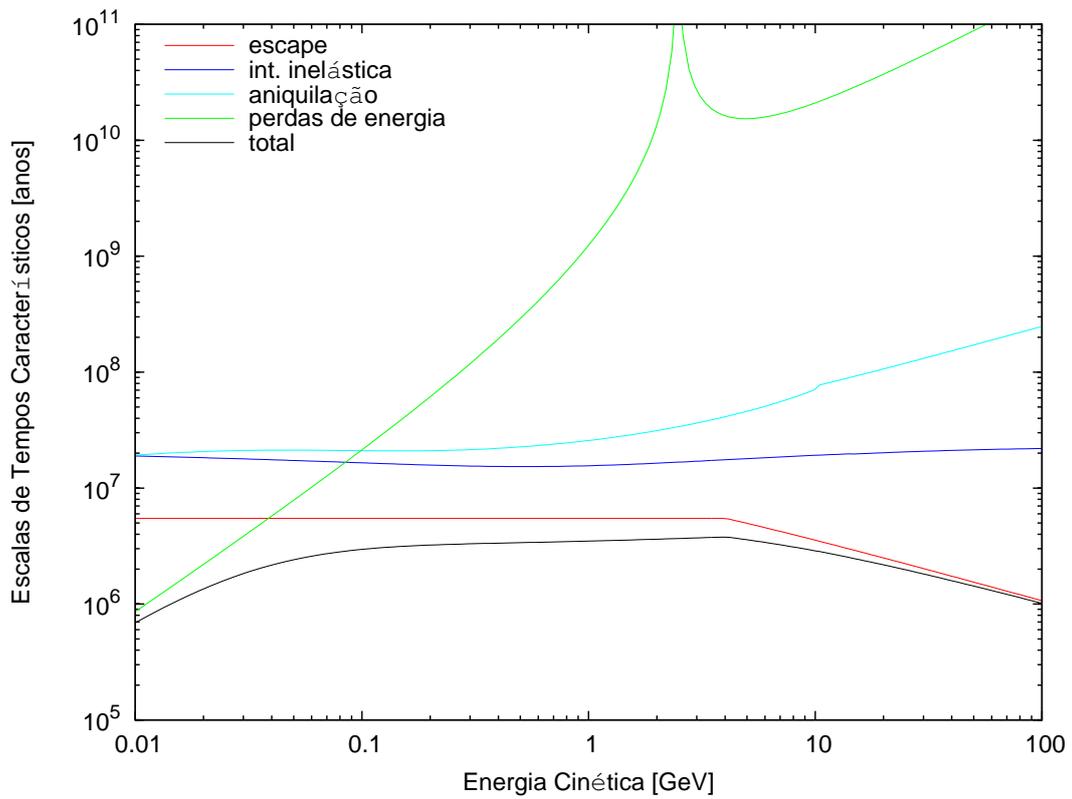


FIGURA 2.14 - Tempos característicos dos processos de propagação dos raios cósmicos antiprótons. O processo dominante em energias maiores do que alguns GeV é escape através do contorno do volume de difusão. Os processos de perdas de energia, e perdas de antiprótons são importantes para energias menores.

foi citada anteriormente) transforma a equação de transporte (2.2) em uma equação integro-diferencial.

Se assumirmos que a história de propagação dos prótons e outros núcleos são análogos, e para a isotropia observada dos raios cósmicos a densidade numérica $N(T)$ está relacionada ou fluxo $j(T)$ [em unidades de $(\text{m}^2 \text{ sr s GeV})^{-1}$] na seguinte forma:

$$N_{\bar{p}}(T_{\bar{p}}) = \frac{4\pi}{\beta c} j_{\bar{p}}(T_{\bar{p}}). \quad (2.42)$$

Para obter o fluxo de antiprótons interestelares, a equação de transporte (2.2) e, subsequentemente, a relação (2.42), são resolvidas numericamente para a variável independente da energia cinética dos antiprótons no intervalo de $T_{\bar{p}}=0,01-100$ GeV. A condição de contorno para determinar a solução completa de (2.2) foi atribuída nominalmente em $N_{\bar{p}}(T_{\text{max}}=100 \text{ GeV})=3 \times 10^{-13} (\text{m}^3 \text{ GeV})^{-1}$, o que corresponde a um fluxo de $j_{\bar{p}} \sim 7 \times 10^{-6} (\text{m}^2 \text{ s sr GeV})^{-1}$.

A resolução numérica foi realizada em forma iterativa nas seguintes etapas:

- 1) inicialmente a solução para o fluxo $j_{\bar{p}}(T_{\bar{p}})$ não considera a função fonte terciária $Q_{\bar{p}}^{\text{ter}}(T_{\bar{p}})$;
- 2) este primeiro fluxo usa-se para calcular $Q_{\bar{p}}^{\text{ter}}(T_{\bar{p}})$;
- 3) para a segunda solução $j_{\bar{p}}(T_{\bar{p}})$, adiciona-se $Q_{\bar{p}}^{\text{ter}}(T_{\bar{p}})$ à função fonte total;
- 4) a etapa 2) e 3) são repetidas para obter uma nova função $Q_{\bar{p}}^{\text{ter}}(T_{\bar{p}})$, até que a solução para $j_{\bar{p}}(T_{\bar{p}})$ converge. Isto é conseguido depois de 4 iterações.

A Figura 2.15 mostra os resultados das modelagens de antiprótons secundários interestelares para o modelo de interações nucleares de partículas SHIELD e aproximação de Tan e Ng (1983) para a componente terciária. Estas duas aproximações mostram resultados similares, com diferenças particulares em energias de 0,1–1,5 GeV. O resultado mostra um fluxo máximo de $\sim 0,035 (\text{m}^2 \text{ s sr GeV})^{-1}$ para uma energia cinética de 2 GeV. Este fluxo cai rapidamente com perfis diferentes, tanto para energias maiores como menores.

O fluxo de antiprótons secundários apresentado na Figura 2.15 representa o espectro de antiprótons fora do domínio da heliosfera. Quando os antiprótons interestelares penetram a heliosfera para alcançar a Terra, eles sofrem a ação do vento estelar que modifica seu espectro particularmente em baixas energias. Já que as medidas do

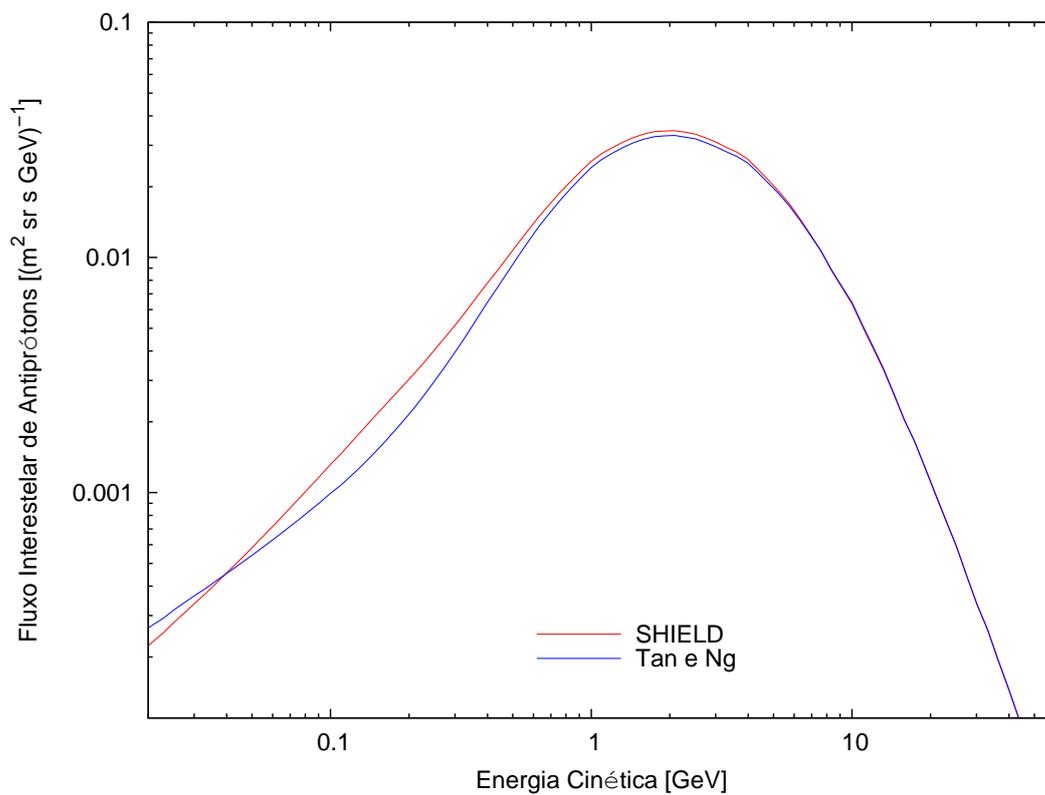


FIGURA 2.15 - Fluxo interestelar local de antiprótons secundários. Produção secundária e componente terciária simulada através do programa computacional de interações nucleares SHIELD e componente terciária segundo a aproximação de Tan e Ng (1982). O modelo de propagação adotada é o modelo padrão *Leaky Box*.

fluxo de antiprótons são realizadas a bordo de balões ou satélites, somente podem ser comparadas se estimarmos a intensidade do efeito do vento solar na propagação dos antiprótons dentro da heliosfera.

2.4 Modulação Solar

Monitoramento desde os inícios dos anos 50 mostram que a intensidade dos raios cósmicos está anti-correlacionada com o nível de atividade solar (ver, [Figura 1.3](#)). Existem vários tipos de atividade solar associados com o ciclo solar, por exemplo, fulgurações solares, ejeções de massa coronal, distúrbios dos campos magnéticos interplanetários (CMI). Assim, é extremamente difícil deduzir o mecanismo global para a modulação solar, apesar de se terem observações contínuas em 1 UA do espectro e intensidades dos raios cósmicos em épocas variadas de atividade solar.

Modelos atuais de modulação heliosférica são baseados sob a solução numérica da equação de transporte de [Parker \(1965\)](#). Não obstante, frequentemente, são usadas soluções simplificadas tais como a aproximação ‘campo de força’ ([Gleeson; Axford, 1968](#)). As missões *Pioneer*, *Voyager* e *Ulysses* têm contribuído significativamente ao entendimento dos aspectos globais da modulação e limitando o número de parâmetros livres nos modelos. Aqui damos uma breve descrição do modelo usado para a modulação de antiprótons interestelares. Para um resumo detalhado da modulação solar ver [Potgieter \(1997\)](#) e [Burger et al. \(2000\)](#).

Seja $f(r, R, t)$ a função de distribuição diferencial de raios cósmicos, r a posição R a rigidez, e t o tempo. A evolução de f é descrita pela equação de [Parker \(1965\)](#),

$$\frac{\partial f(r, R, t)}{\partial t} = -(\mathbf{V} + \langle \mathbf{v}_D \rangle) \cdot \nabla f + \nabla \cdot (\mathbf{K}_s \cdot \nabla f) + \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \frac{\partial f}{\partial \ln R}, \quad (2.43)$$

em que os termos do lado direito representam:

- a) a convecção para o exterior pelo vento solar com velocidade \mathbf{V} ;
- b) deslocamentos de gradiente e curvatura ($\langle \mathbf{v}_D \rangle$) no campo magnético global ([Jokipii et al., 1977](#));
- c) difusão (\mathbf{K}_s) através do campo magnético heliosférico irregular em resposta ao gradiente causado pela desaceleração por convecção: \mathbf{K}_s consiste em um coeficiente de difusão paralelo (κ_{\parallel}), perpendicular na direção radial ($\kappa_{\perp r}$) e polar ($\kappa_{\perp \theta}$);
- d) desaceleração adiabática desde a divergência do vento solar se expandindo esfericamente.

O elemento anti-simétrico \mathbf{K}_A descreve os deslocamentos de gradiente e curvatura no campo magnético heliosférico (CMH) de escala grande. A velocidade de deslocamento médio para uma distribuição quase isotrópica dos RC está dada por $\langle \mathbf{v}_D \rangle = \nabla \times \mathbf{K}_A \mathbf{e}_B$, com $\hat{\mathbf{e}}_B = \mathbf{B}/B$ e B a magnitude do campo magnético de fundo. As expressões básicas para os coeficientes κ_{\parallel} , κ_{\perp} , e κ_A foram formulados por Burger *et al.* (2000). O coeficiente de difusão radial efetivo está dado por $\kappa_{rr} = \kappa_{\parallel} \cos^2 \psi + \kappa_{\perp} \sin^2 \psi$, com ψ o ângulo entre a direção radial e a direção média do campo magnético. Na difusão perpendicular à direção polar assume-se que $\kappa_{\perp\theta} > \kappa_{\perp r}$ nas regiões polares heliosféricas (Potgieter, 2000).

Devido aos diferentes deslocamentos de gradientes de escala grande, curvatura e corrente laminar que as partículas carregadas experimentam no CMH, a modulação heliosférica tem dependência com o sinal de carga. Como resultado, os antiprótons deslocaram-se principalmente para dentro através das regiões polares da heliosfera durante ciclos de polaridade $A < 0$, quando o CMH está dirigido em direção ao Sol no hemisfério do norte. Prótons, por outro lado, então se deslocaram para dentro, principalmente através das regiões equatoriais da heliosfera, encontrando as ondas de corrente laminar heliosférica no processo. Durante ciclos de polaridade $A > 0$, as direções de deslocamentos para as duas espécies se invertem, de modo que um claro ciclo de 22 anos é produzido (Potgieter, 2000).

A estrutura do CMH tem uma geometria espiral padrão de Parker no plano equatorial, mas, nas regiões polares, assume-se o CMH modificado de Jokipii e Kota (1989). A dependência latitudinal global da velocidade solar assume-se que varia desde 400 km s^{-1} no plano equatorial para 800 km s^{-1} nas regiões polares para condições de mínimo solar (Phillips *et al.*, 1995). Assume-se que a posição do limite exterior para a modulação encontra-se em 120 UA (localização da heliopausa).

Para calcular a intensidade da modulação solar para uma distância radial de $r = 1$ UA, usamos a solução numérica da Equação (2.43) implementada por Moskalenko no programa computacional para propagação dos RC GALPROP⁶ (Moskalenko e Talavera, comunicação pessoal), para a condição de contorno

$$f(r = 120\text{UA}, R) = f^{\text{LIS}}(R), \quad (2.44)$$

em que $f^{\text{LIS}}(R)$ é função de distribuição de antiprótons secundários interestelares

⁶<http://galprop.stanford.edu>

no limite da influência da heliosfera estimado em $r = 120$ UA. Calcula-se a condição (2.44) a partir do fluxo ($j_{\bar{p}}$), representada na Figura 2.15, segundo a relação $f = j/p^2$. O momento do antipróton, p , pode ser mudado para a rigidez, R , ou para a energia cinética, T , com $R = pc/q = (A/Z)\sqrt{T(T + 2m)}$, em que m é a energia de massa em repouso do antipróton, A e Z são os números de massa e carga, respectivamente. O efeito da modulação solar do fluxo de antiprótons secundários interestelares para épocas de mínima e máxima atividade solar é mostrada na Figura 2.16. A diminuição no fluxo por efeito da modulação solar é significativa para energias $\lesssim 20$ GeV, sendo maior para épocas de máxima atividade solar.

Simultaneamente foi realizada o cálculo da modulação solar usando a aproximação de ‘campo de força’ (ver, Anexo A) com os parâmetros de modulação solar encontrados no caso da modulação dos prótons dos raios cósmicos aplicando a Equação (2.14). Os resultados encontrados segundo esta aproximação, em forma geral, concorda com aquele do GALPROP, particularmente para energias dos antipróton > 1 GeV. Encontram-se resultados discordantes para energias menores, atribuídos tanto à simplificação da aproximação campo de força como à magnitude da intensidade da modulação heliosférica, obtida ajustando aos dados observacionais do fluxo de prótons realizados em épocas de mínima e máxima atividade solar por distintos experimentos.

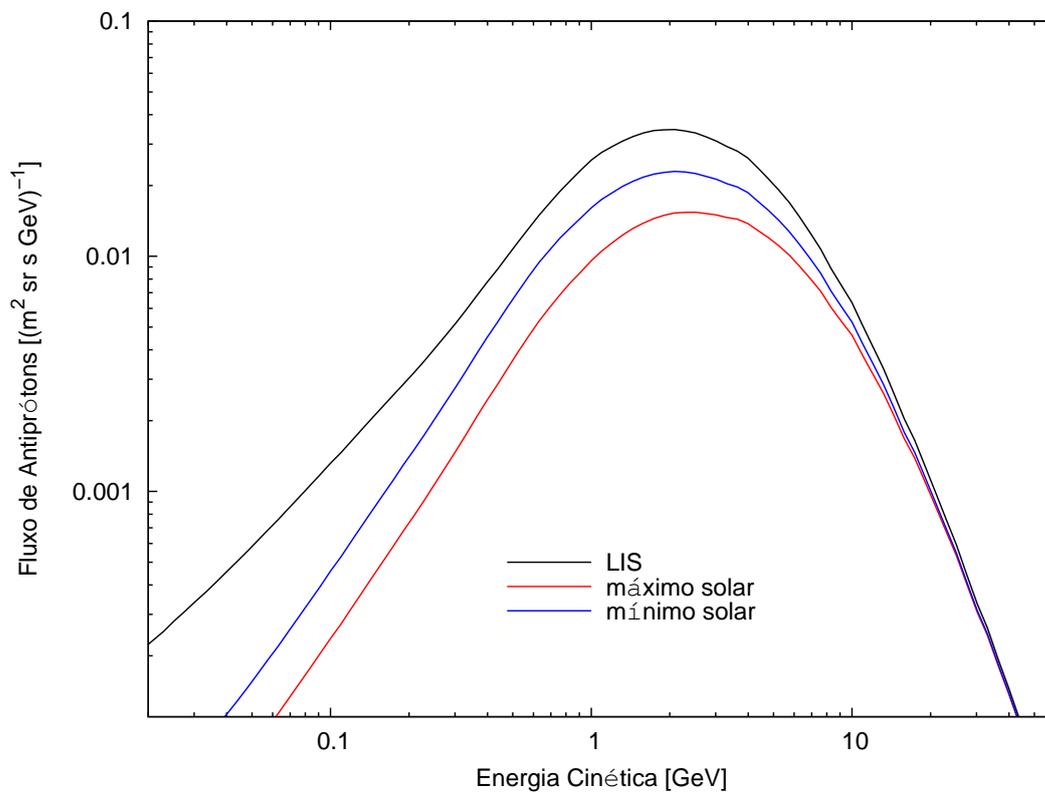


FIGURA 2.16 - Fluxo interestelar local de antiprótons secundários (LIS) e sua modulação solar em distância de 1 UA para épocas de mínima e máxima atividade solar.

CAPÍTULO 3

ANTIPRÓTONS NA MAGNETOSFERA TERRESTRE

“... Se aceitamos a idéia da completa simetria entre carga elétrica negativa e positiva tanto quanto concerne as leis fundamentais da Natureza, devemos considerar antes como um acidente que a Terra (e presumivelmente sistema solar inteiro), contem uma predomínio de elétrons negativos e prótons positivos. É completamente possível que para algumas das estrelas seja de outra maneira, estas estrelas seriam formadas principalmente de pósitrons e prótons negativos...”

Leitura de prêmio Nobel, P. A. M. Dirac (1933)

Além dos já bem conhecidos cinturões de partículas energéticas de van Allen, recentemente, a Colaboração AMS tem reportado observações de populações de pósitrons muito mais abundantes do que os elétrons em altitudes de ~ 300 km. É natural pensar que populações de antiprótons podem existir na região da magnetosfera interior. Neste capítulo, inicialmente argumentamos sobre esta possibilidade e, posteriormente, estimamos o fluxo e distribuição espacial de antiprótons secundários.

3.1 Partículas Energéticas na Região Magnetosférica Terrestre

Átomos eletricamente neutros deslocam-se livremente para dentro da heliosfera, onde alguns deles são ionizados pela radiação UV solar ou pelo intercâmbio de carga com o vento solar. Estes novos íons experimentam convecção para o exterior da heliosfera e, posteriormente, são acelerados no choque terminal da heliosfera (Pesses *et al.*, 1981). Alguns destes íons difundem-se e se deslocam para dentro da heliosfera em forma de raios cósmicos anômalos (RCA). Este modelo proposto por Fisk *et al.* (1974) explica a singular composição dos RCA porque ele seleciona somente aqueles elementos neutros do meio interplanetário (MIP) com potencial alto de ionização. Durante a atividade solar mínima de 1987, a missão *Voyager-2*, em uma distância de ~ 23 UA, tem medido incrementos nas intensidades do He e O em energias $\lesssim 50$ MeV/núcleon. Agora é aceito que estes incrementos são devidos aos RCA.

Se os RCA são de fato átomos ionizados, eles podem ser capturados na magnetosfera, formando um cinturão de radiação de RCA (Blake, 1989). Uma série de observações iniciado pela missão Skylab em 1973 (Biswas *et al.*, 1975) e posteriormente pelos

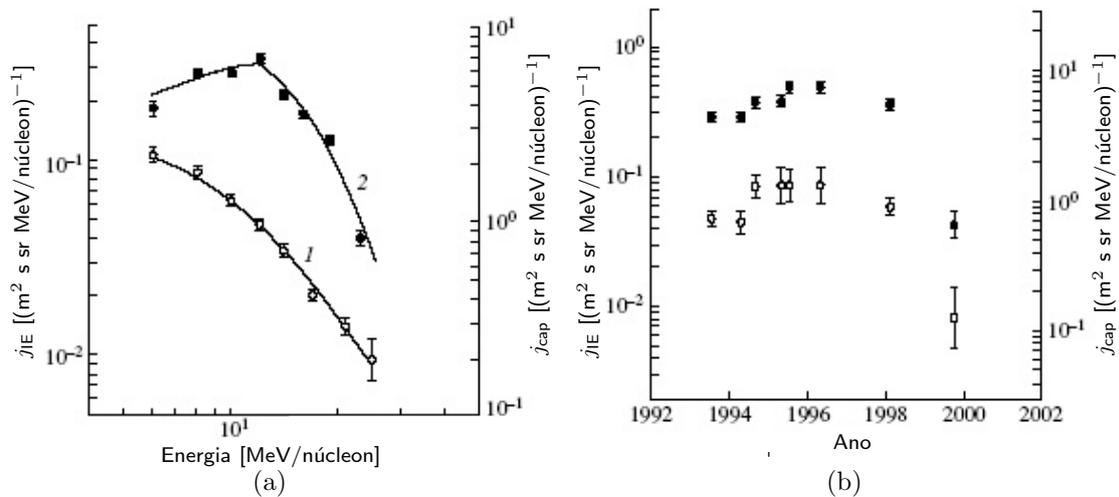


FIGURA 3.1 - (a) Espectro de energia de íons dos RCA (1) interplanetário e capturados (2), medidos pelo satélite Kosmos em altitudes de 200–400 km. (b) Variações temporais da intensidade de íons dos RCA interplanetários (*círculos, coordenada esquerda*) e capturada (*pontos, coordenada direita*)
 FONTE: [Bobrovskaya et al. \(2001\)](#).

satélites COSMOS 1985-8 mediram as intensidades de íons dos RCA ([Figura 3.1](#)). Em 1992, SAMPEX confirmou a existência de outra componente de radiação dentro do cinturão interno de Van Allen, composto principalmente de átomos ionizados de O com pequenas quantias de N, Ne e C, cujas abundâncias têm correlação com aqueles dos RCA interplanetários ([Jayanthi, 1979](#); [Cummings et al., 1993](#)). A intensidade do O observado é por volta de 100 vezes maior do que no espaço interplanetário, e para um ciclo solar estima-se que a intensidade varie por um fator de 1000 ([Selesnick et al., 2000](#)).

Acredita-se que pions e káons carregados produzidos nas colisões dos RC com o gás interestelar são as fontes dominantes de e^+ via a cadeia dos decaimentos $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$, $K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^\pm$, e $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e (\bar{\nu}_\mu)$. No espaço interestelar, todos os pions, múons e káons decaem. No entanto, suas interações são desprezíveis porque $\sim 10 \text{ g/cm}^2$ de material interestelar significa só 8% do caminho livre médio do pión. A predição do fluxo de pósitrons baseada na produção secundária é consistente com as medidas feitas durante os últimos 30 anos ([Moskalenko; Strong, 1998](#)). Um exame detalhado da fração $e^+/(e^+ + e^-)$ abaixo de $\sim 1 \text{ GeV}$ e acima de $\sim 10 \text{ GeV}$ indica um excesso de pósitrons em relação à predição padrão citada.

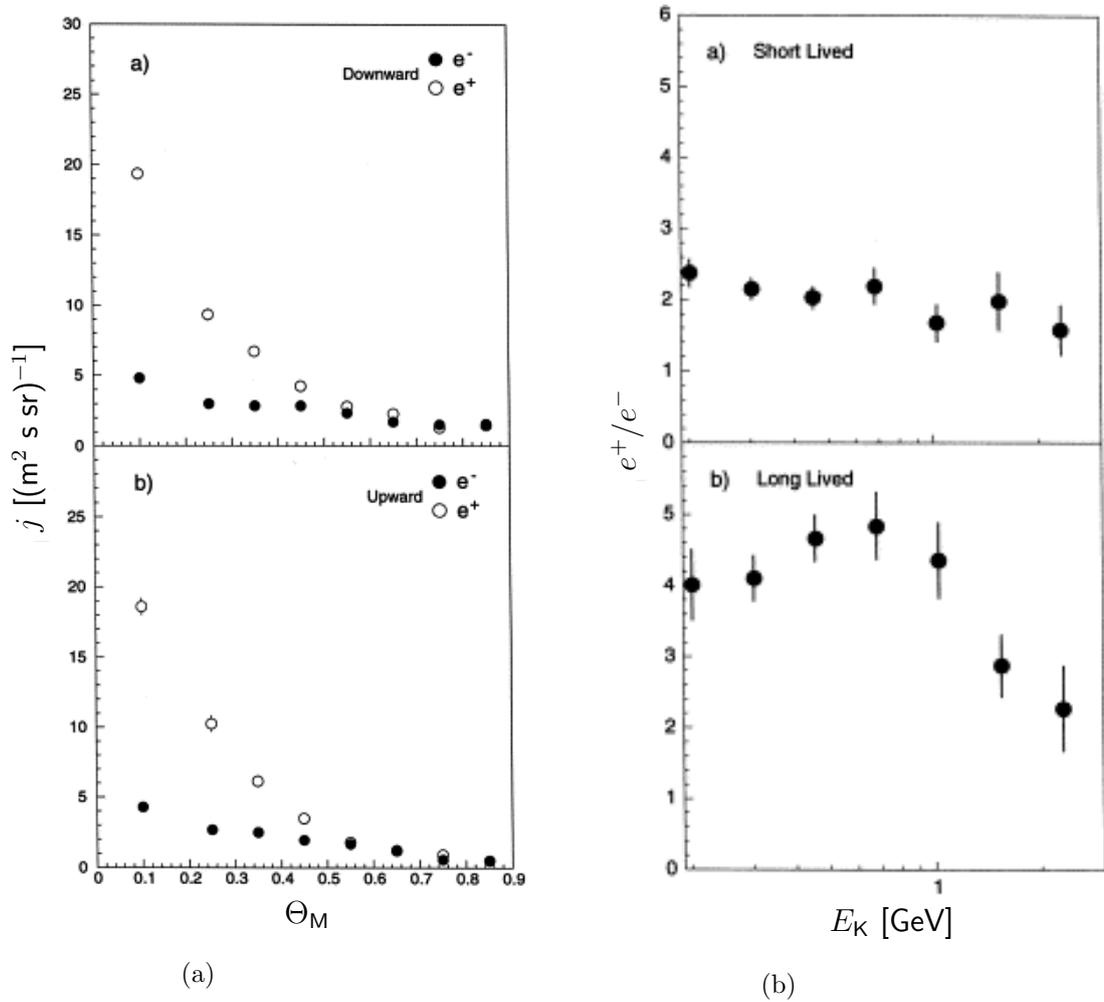


FIGURA 3.2 - (a) Dependência com latitude geomagnética do fluxo de léptons. (b) Razão e^+/e^- mostra quantidades maiores de pósitrons do que elétrons no ambiente magnetosférico. FONTE: Alcaraz e AMS Collaboration. (2000b).

O espectrômetro AMS, durante seu vôo espacial de 1998, em altitude de ~ 380 km – como já foi mencionado – mediu o espectro de e^\pm nas faixas de energia de 0, 2–40 GeV. Nestas medidas, dois espectros diferentes foram observados: um espectro de alta energia, espalhada uniformemente; outro com pósitrons muito mais abundantes que os elétrons. As razões e^+/e^- para os léptons de curta e longa vida (definidos pelo grupo AMS em termos do tempo de vôo dos léptons) têm diferenças. Para léptons de vida curta, a razão e^+/e^- tem um valor ~ 3 , e esta razão não depende da energia da partícula na faixa de 1, 2–3 GeV. Para léptons de longa vida (interpretados como léptons quase capturados) a razão $e^+/e^- \gtrsim 4$ com uma suave dependência com a latitude geomagnética (Alcaraz; AMS Collaboration, 2000b). Estas observações, mostradas na Figura 3.2, indicam a existência de populações de pósitrons no domínio magnetosférico. Gusev *et al.* (2001) explica este fenômeno como resultado da captura geomagnética dos produtos do decaimento de píons positivos, as quais são produzidos (em uma taxa maior dos píons negativos) nas colisões nucleares entre os prótons do cinturão de radiação interno e átomos de He e O da atmosfera superior da Terra.

Também são bem conhecidos os cinturões de radiação de van Allen como regiões de intensos fluxos de prótons e elétrons energéticos capturados no campo magnético terrestre, tendo como fonte o processo conhecido como CRAND¹ e a injeção de elétrons desde o vento solar e ionosfera, respectivamente. Desta breve análise fenomenológica, podemos concluir que, em um contexto geral, existem vários cinturões de radiação como diferentes espécies de partículas e faixas de energia que se gostaria distinguir; as fontes de partículas que fornecem os cinturões de radiação podem ser tanto externas quanto locais. Deste raciocínio, infere-se que populações de antiprótons de baixas energias possivelmente existem em determinadas regiões da magnetosfera. As possíveis fontes podem ser a produção secundária na mesma região, bem como a injeção de antiprótons interestelares. Naturalmente, seu fluxo deve ter alguma dependência com os parâmetros geomagnéticos e apresentar uma rápida queda para energias acima do “*cut-off*” geomagnético. Sob estas suposições e no contexto teórico para a estimativa dos fluxos de partículas no ambiente magnetosférico, nas seguintes seções estuda-se esta possibilidade.

¹ *Cosmic Ray Albedo Neutron Decay* - CRAND: nêutrons energéticos produzidos por colisões dos raios cósmicos com núcleos atmosféricos escapam da atmosfera e passam através do campo geomagnético. Uma pequena fração destes nêutrons decai ainda dentro do campo geomagnético, e os produtos carregados do decaimento podem ser capturados.

3.2 Movimento de Partículas em um Campo Magnético: Aproximação Adiabática

O movimento de uma partícula carregada de carga q e com momento \mathbf{p} em um campo eletromagnético é descrito pela equação de Lorentz

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3.1)$$

em que \mathbf{v} é a velocidade da partícula. Esta equação descreve a força exercida sobre uma partícula carregada por campos elétricos e magnéticos externos, \mathbf{E} e \mathbf{B} . Para partículas movendo-se em campos magnéticos de configuração arbitrária, usualmente é impossível resolver analiticamente esta equação para dar uma solução completa para suas trajetórias. No entanto, para o campo geomagnético interno (na aproximação dipolar), sob certas condições de intensidades das forças externas e energia da partícula, o movimento da partícula apresenta periodicidades que permitem, neste caso, uma solução simplificada. Nesta descrição apresentam-se três tipos distintos de movimentos periódicos: giro, oscilação e deriva.

Sob a suposição que o raio de giro da partícula é menor se comparado às escalas do gradiente de campo e se a força do campo elétrico for pequeno com relação ao magnético, o movimento da partícula pode ser descrito pelo assim chamado aproximação “*guiding center*”, que conduz a uma aproximação adiabática para o movimento da partícula. Estas aproximações são comuns em física de plasmas e são úteis na descrição das órbitas de partículas no ambiente espacial.

Sistemas mecânicos com movimentos periódicos tem associados invariantes adiabáticas. No formalismo de Hamilton-Jacobi, uma invariante adiabática é uma quantidade proporcional à integral de ação canônica

$$J_i = \oint \left(\mathbf{p} + \frac{q}{c} \mathbf{A} \right) \cdot d\mathbf{s}_i, \quad (3.2)$$

em que $\mathbf{p} + (q/c)\mathbf{A}$ denota o momento canônico (com \mathbf{A} como o vetor potencial), $d\mathbf{s}$ é elemento de comprimento de arco. No caso de partículas carregadas no campo magnético terrestre, $i = 1, 2, 3$ correspondem aos movimentos quase periódicos de giro em redor da linha do campo magnético, oscilação ao longo da linha do campo e de deriva da partícula em redor do eixo magnético da Terra. A conservação de uma invariante adiabática está relacionada à invariância dos elementos de volume

no espaço de fases na mecânica Hamiltoniana (teorema de Liouville). Em particular, a integral de ação (3.2) representa um elemento de área (cercado pela trajetória de uma partícula no espaço de fases) sobre um espaço bi-dimensional embutido no espaço de fases. Na continuação descreve-se brevemente os movimentos periódicos.

O movimento de giro da partícula em redor de uma linha de campo magnético segue uma trajetória localmente helicoidal de raio

$$\rho = \left| \frac{p_{\perp} c}{qB} \right|, \quad (3.3)$$

em que $p_{\perp} \equiv |\mathbf{p} \times \hat{\mathbf{B}}| = p \sin \alpha$. O ângulo α entre $\hat{\mathbf{p}}$ e $\hat{\mathbf{B}}$ é conhecida como “pitch angle” da partícula. A escala de tempo para o giro-período é $\tau_g = 2\pi m_0 / qB$.

Se a variação do campo magnético for pequena durante um período de Larmor ou dentro um giro-raio, *i.e.* $|\nabla B/B| \ll 1/\rho$, ou $dB/dt \ll B/\tau_g$, o primeiro termo de (3.2) define a primeira invariante de movimento

$$J_1 = \pi p_{\perp}^2 \left| \frac{c}{qB} \right|, \quad (3.4)$$

equivalente à quantidade (exceto pelos fatores constantes) frequentemente chamado momento magnético da partícula

$$\mu \equiv \frac{p_{\perp}^2}{2m_0 B} = \text{constante}, \quad (3.5)$$

em que m_0 é a massa em repouso da partícula. Já que a energia é conservada, de (3.5) $p^2 \sin^2 \alpha / B = \text{constante}$, podemos definir a relação de espelho $B/B_m = \sin^2 \alpha$. Quando a partícula se move em direção ao campo convergente (*i.e.*, aumento do B), α aumenta até 90° onde a partícula inverte a direção de seu movimento (ponto de espelho) e retorna.

A componente paralela do momento pode ser escrito como $p_{\parallel} = p \cos \alpha = p \sqrt{1 - \frac{B}{B_m}}$. A partícula pode-se mover ao longo de uma linha de campo até que $B = B_m$ ($p_{\parallel} = 0$). Então retornará e, assim, oscilará entre dois pontos de espelho (m_1 e m_2). O período deste movimento de oscilação está dado por

$$\tau_b = 2m_0 \int_{m_1}^{m_2} \frac{ds}{p_{\parallel}} = \frac{2}{v} \int_{m_1}^{m_2} \frac{ds}{\sqrt{1 - B(s)/B_m}}, \quad (3.6)$$

em que s é o comprimento de arco sobre uma linha de campo entre o equador aos pontos de espelho.

Se as variações do campo são pequenas durante um período de oscilação, *i.e.* $Bdt/dB \ll \tau_b$, uma segunda invariante pode ser definida desde a integral de ação associada com a oscilação

$$J_2 = \oint p_{\parallel} ds \equiv J. \quad (3.7)$$

A integral de linha de $(q/c)\mathbf{A}$ em (3.2) desaparece neste caso, já que o movimento do *guiding center* move-se ao longo da direção de \mathbf{B} e assim não encerra o fluxo magnético no curso de seu movimento de oscilação. Frequentemente é introduzida a quantidade invariante

$$K \equiv (8m_0\mu)^{-1/2}J, \quad (3.8)$$

que é independente da energia da partícula. Partículas com $K=0$ são aqueles refletidos no equador magnético.

Uma partícula experimenta uma força associada com os gradientes e inhomogeneidades do campo. A deriva de gradiente é causado por uma força de Lorentz perpendicular a \mathbf{B} , em direção do gradiente normal ao campo, $\nabla_{\perp}\mathbf{B}$, dada por

$$\mathbf{v}_{dg} = \frac{mv_{\perp}^2\mathbf{B} \times \nabla\mathbf{B}}{2qB^3}. \quad (3.9)$$

O movimento do *guiding center* ao longo da linha de campo causa uma força centrífuga devido à curvatura da linha de campo, que produz uma velocidade de deriva

$$\mathbf{v}_{dc} = \frac{mv_{\parallel}^2\mathbf{B} \times \nabla\mathbf{B}}{qB^3}. \quad (3.10)$$

Note que a velocidade de deriva depende tanto da energia como da carga. Portanto, elétrons e prótons se deslocaram em direções opostas. Isto gera uma corrente, conhecida como corrente anular. Um campo elétrico externamente imposto resulta na deriva elétrica da partícula com velocidade

$$\mathbf{v}_{de} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (3.11)$$

A deriva elétrica é independente da carga e massa da partícula. Assim, partículas de carga positiva e negativa deslocam-se na mesma direção, sob a ação de E . A velocidade de deriva total é então $\mathbf{v}_d = \mathbf{v}_{dg} + \mathbf{v}_{dc} + \mathbf{v}_{de}$. O período de deriva média em

uma determinada distância radial r pode ser definida como $\tau_d = 2\pi r/v_d$.

Se $Bdt/dB \ll \tau_d$, a terceira integral de ação é definida como

$$J_3 = \frac{q}{c} \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s} = \frac{q}{c} \Phi, \quad (3.12)$$

em que Φ denota o fluxo magnético constante através da superfície encerrada pela trajetória de deriva. Isto é conhecido como terceira invariante adiabática da partícula. O fluxo magnético é conservado em ausência das forças ou se o campo magnético não varia significativamente durante o período de deriva da partícula. É conveniente definir o valor sem dimensões L de uma camada de deriva especificando

$$L \equiv 2\pi \left| \frac{\mathcal{M}}{R_E \Phi} \right|, \quad (3.13)$$

Em que \mathcal{M} é o momento magnético da Terra e R_E é seu raio. A definição de L para uma camada de deriva se reduz ao parâmetro de McIlwain se a camada de deriva e o modelo magnetosférico são axi-simétricos².

Segundo [McIlwain \(1966\)](#), um sistema de coordenadas particular para descrever o movimento de uma partícula carregada capturada no campo magnético terrestre, pode ser definido usando invariantes adiabáticas. Pelo desempenho dos três tipos de movimento adiabático, partículas que pertencem aos cinturões de radiação são distinguidas desde uma variedade de outras partículas encontradas dentro da magnetosfera. Por exemplo, partículas dos raios cósmicos solares tendo energias apropriadas para os cinturões de radiação entram na cauda geomagnética e descem aos pólos. Já que a cauda não sustenta o movimento de oscilação, estas partículas devem tanto precipitar através da atmosfera em regiões polares ou refletir magneticamente e retornar ao espaço interplanetário. Partículas que povoam regiões de quase-captura são similarmente excluídas desde os cinturões de radiação pela sua inabilidade para completar um período de deriva.

A validade de (J_1, J_2, J_3) como variáveis cinemáticas requer essencialmente que as correspondentes integrais de ação (3.2) sejam movimentos separáveis. Isto requer, por sua vez que $\tau_3 \ll \tau_2 \ll \tau_1$ sobre uma camada de deriva completa. Desigualdades

²A equação de uma linha de campo dipolar é $r = LR_E \sin^2 \theta$, em que a distância radial r é medida desde o ponto do dipolo e a latitude θ é medida desde o eixo do dipolo. L representa o parâmetro de McIlwain.

entre as frequências de deriva, oscilação, e giro (equatorial) ($\tau_i/2\pi$) são controlados pelo parâmetro (Northrop, 1963)

$$\varepsilon \equiv \left(\frac{pc}{qB_0} \right) \max \left(\left| \frac{\partial B}{\partial s} \right|, |\nabla \ln B| \right), \quad (3.14)$$

em que a subscrição 0 denota a avaliação no equador magnético. A condição para o requisito de separabilidade dos movimentos pode ser expresso como $\varepsilon \lesssim \varepsilon_c$, em que ε_c é o parâmetro crítico de adiabaticidade. O comportamento não-adiabático será tratado mais adiante.

3.3 Modelo de Partículas Capturadas

A estrita conservação de (J_1, J_2, J_3) (ou suas equivalentes μ, J, Φ) é somente uma idealização cinemática que provê uma estrutura para o entendimento da dinâmica dos cinturões de radiação. Fenômenos dinâmicos de interesse envolvem violação de uma ou mais das invariantes. Violação de uma invariante associada com a integral de ação J_i requer a aplicação de uma força que varie abruptamente sobre uma escala de tempo comparável à correspondente periodicidade do movimento adiabático (τ_i). Variações espaciais do campo de forças abruptas sobre uma escala de comprimento comparável ao giro-raio podem violar invariantes adiabáticas, independente da escala temporal.

Uma variedade de processos geofísicos podem violar as invariantes do movimento adiabático. Colisões, *e.g.*, agem sobre uma escala que é abrupta tanto espacial como temporalmente com respeito ao giro, e todas as três invariantes adiabáticas juntas de uma partícula podem ser violadas. Micro-pulsões geomagnéticas tipicamente tem frequências comparáveis às frequências de oscilação e deriva das partículas e, assim, podem violar J e/ou Φ . Em muitos exemplos, a violação de Φ não é diferente se comparado com aquele induzido por súbitos impulsos geomagnéticos e outros distúrbios associados com tormentas e sub-tormentas, mas geralmente com conservação das invariantes μ e J .

Processos que violam uma ou mais das invariantes adiabáticas inerentemente conduzem ao transporte das partículas em cinturões de radiação descritos canonicamente

(Haerendel, 1968) por uma equação geral (de Fokker-Planck) da forma

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial}{\partial J_i} \left[\left\langle \frac{dJ_i}{dt} \right\rangle f \right] = \sum_{ij} \frac{\partial}{\partial J_i} \left(D_{ij} \frac{\partial f}{\partial J_j} \right) - \frac{f}{\tau_q} + Q. \quad (3.15)$$

em que f representa a densidade de partículas no espaço de fases, com média sobre as três fases φ_i (giro, oscilação e deriva) canonicamente conjugado, respectivamente, às três integrais de ação adiabaticamente invariantes J_i ($i = 1, 2, 3$). O coeficiente de arraste $\langle dJ_i/dt \rangle$ em (3.15) toma em consideração os processos friccionais (*e.g.* perdas de energia por ionização e Coulombianas na atmosfera superior e na plasmafera) não descritos por uma Hamiltoniana de uma partícula única. O tensor de difusão D_{ij} toma em consideração tanto a difusão³ de *pitch angle* como difusão radial. O tempo de vida τ_q caracteriza algum processo de perda súbita, tais como as interações inelásticas e/ou aniquilações, e a função fonte Q representa a contribuição local para $\partial f/\partial t$ desde, por exemplo, decaimento de nêutrons dos raios cósmicos albedo, ou outros produtos de interações nucleares.

Pode-se transformar convenientemente o conjunto de coordenadas (J_i) para outro conjunto de coordenadas pretendidas (U_i). Neste caso, (3.15) torna-se

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{G} \sum_i \frac{\partial}{\partial U_i} \left(G \left\langle \frac{dU_i}{dt} \right\rangle f \right) = \frac{1}{G} \sum_{ij} \frac{\partial}{\partial U_i} \left(G \bar{D}_{ij} \frac{\partial f}{\partial U_j} \right) - \frac{f}{\tau_q} + Q. \quad (3.16)$$

em que

$$G \equiv \det \left(\frac{\partial J_i}{\partial U_j} \right), \quad (3.17)$$

é o Jacobiano de transformação desde (J_i) para (U_j). Os coeficientes de transporte transformados são formalmente expressos como

$$\left\langle \frac{dU_j}{dt} \right\rangle = \sum_i \frac{\partial U_j}{\partial J_i} \left\langle \frac{dJ_i}{dt} \right\rangle, \quad \text{e} \quad \bar{D}_{ij} = \sum_{kl} \frac{\partial U_i}{\partial J_k} D_{kl} \frac{\partial U_j}{\partial J_l}, \quad (3.18)$$

mas é usualmente fácil calcular $\langle dU_j/dt \rangle$ e \bar{D}_{ij} diretamente antes do que via (3.18). De fato, os (U_j) são tipicamente escolhidos com a finalidade de simplificar a descrição matemática da equação (3.15) tanto como para sua relação com parâmetros observáveis.

³As partículas podem ter movimentos de giro, oscilação e deriva em redor da Terra sem realmente se difundir. No contexto de partículas capturadas, somente quando um ou mais dos invariantes adiabáticos das partículas são alterados pode ser dito que as partículas se difundem.

Os cinturões de radiação devem a sua existência à ação simultânea dos processos de, injeção de partículas carregadas na região de captura geomagnética, aceleração, difusão e perdas. Esta cadeia opera em uma taxa na qual, sobre um longo período de tempo, a injeção e perdas estão em equilíbrio. Enquanto a difusão de *pitch angle* (move as partículas aos pontos de reflexão magnética ao longo das linhas de campo) é usualmente considerada como um mecanismo de perda para os cinturões de radiação, a difusão em Φ (radial, que desloca as partículas através das camadas de derivas) é habitualmente associada com a criação de cinturões. A difusão radial com μ e K constantes tem um rol dual de injeção de partículas na região de captura geomagnética e aceleração em direção de campos mais intensos.

Com fins aplicativos, para o qual a difusão de *pitch-angle* é considerada desprezível, é conveniente transformar (3.15) das variáveis ‘canônicas’ (J_1, J_2, J_3) para as novas variáveis cinemáticas (μ, K, L), em que $J_1 = \pi p_{\perp}^2 |c/qB| = 2\pi m_0 c |q|^{-1} \mu$, $J_2 \equiv J = (8m_0\mu)^{1/2} K$, e $J_3 = (q/c)\Phi = |2\pi\mathcal{M}q/cLR_E|$. O Jacobiano para esta transformação está dado por

$$G \equiv \frac{\partial(J_1, J_2, J_3)}{\partial(\mu, J, L)} = -(8m_0)^{1/2} \left(\frac{2\pi\mathcal{M}}{R_E} \right) \frac{M^{1/2}}{L^2}, \quad (3.19)$$

isto, inserindo em (3.16) (os fatores constantes em G não são importantes) e excluindo termos, cruzados conduz à equação de transporte:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{\mu^{1/2}} \frac{\partial}{\partial \mu} \left(\mu^{1/2} \left\langle \frac{d\mu}{dt} \right\rangle f \right) = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left(\frac{1}{L^2} D_{LL} \frac{\partial f}{\partial L} \right) - \frac{f}{\tau_q} + Q. \quad (3.20)$$

Os processos realmente essenciais que contribuem na construção de modelos de ambientes de radiação são a injeção de partículas (Q), mudanças de energia ($d\mu/dt$), perdas de partículas ($1/\tau_q$) e difusão radial (L^2/D_{LL}). Com objetivo de estudar a possibilidade da existência de povoamentos de antiprótons no ambiente magnetosférico, no que segue, descreveremos cada um dos processos incluídos na equação de transporte (3.20).

3.3.1 Fonte ‘Local’ de Antiprótons Secundários

Como foi visto na subseção 2.2.1.1, a taxa de produção de antiprótons secundários interestelares depende tanto do fluxo de RC como da densidade de material interestelar. Em forma análoga, uma hipotética fonte local de antiprótons secundários na região magnetosférica dependerá do fluxo de RC e densidade do material do meio magnetosférico.

Atmosfera superior

A atmosfera da Terra, em geral, divide-se em três regiões distintas: a homosfera constituída pela troposfera (0 – 12 km de altitude), a estratosfera (12 – 50 km) e a mesosfera (50 – 90 km); a termosfera, que se estende desde em redor de 90 km de altitude até 250 km ou 400 km (dependendo dos níveis de atividade solar e geomagnética); a exosfera, que começa no topo da termosfera e se estende no espaço.

A homosfera tem uma composição quase uniforme em torno de 78 % de N_2 , 21 % de O_2 , e 0,9 % de Ar, com perfis de gradientes de temperatura alternados. Na termosfera, o processo de mistura vertical –importante na homosfera– se faz menos significativo, e difusão sob a influência da gravitação e gradientes de temperatura determinam os perfis das concentrações com a altitude das maiores constituintes N_2 , N, O_2 , O, He, H, e Ar. O perfil da temperatura apresenta um limite assintótico na termopausa (entre 250 e 400 km, chamada ‘exobase’). Abaixo da exobase, a atmosfera é suficientemente densa que colisões dominam o movimento das moléculas de gás e átomos; acima da exobase, as colisões são pouco freqüentes, o comprimento de trajetória livre médio das moléculas aumentam até um nível que a constituinte leve H (maior constituinte nestas altitudes) pode exceder a velocidade de escape da Terra e sair para o meio interplanetário (aqui o termo de exosfera). Átomos escapando constituem só uma porção da exosfera, há também uma componente gravitacionalmente ligada que consiste tanto de átomos seguindo trajetórias balísticas e de átomos que orbitam a Terra por algum tempo antes de retornar à densa atmosfera.

Os primeiros modelos da termosfera e seus descendentes Jacchia-71, CIRA-72, e Jacchia-77 (Jacchia, 1977), baseados na resolução numérica das equações de difusão para cada espécie, obtêm perfis de altitude da densidade numérica dependente da magnitude da temperatura exosférica, T_∞ . Esta quantidade é usada para acomodar todos os efeitos diurnos e relativos à atividade geomagnética, enquanto variações semi-anuais, sazonal/latitude são introduzidas via funções de correções empíricas. O modelo MET-87 (*Marshall Engineering Thermosphere model*) (Hickey, 1992) baseado no primeiro modelo atmosférico Jacchia-71, inclui os cálculos de pressão, escala de altitude de pressão, e razões de calor específicos.

Outra linha dos modelos da atmosfera aplica soluções analíticas da equação de difusão simplificadas para derivar os perfis de concentrações. O mais proeminente e continuamente aperfeiçoado destes modelos é chamado MSIS (*Mass Spectrometer and*

Incoherent Scatter) (Hedin *et al.*, 1991). Na termosfera (acima de 100 km), CIRA-86⁴ provê modelos empíricos das temperaturas e densidades atmosféricas recomendados pelo COSPAR (*Committee on Space Research*)⁵. A última versão de MSIS-90 calcula as densidades e perfil de temperatura até o nível do chão. O modelo DTM-77 (*Density and Temperature Model*) de Barlier *et al.* (1978) tem uma estrutura similar ao MSIS-77, embora, limita-se as constituintes N₂, O₂, O e He (Koehnlein, 1980).

Croley Jr. *et al.* (1976) representam analiticamente perfis densidades das componentes neutras H, He e O em concordância com as densidades tabuladas usadas por Farley e Walt (1971), que dá valores das densidades numéricas das principais constituintes atmosféricas com média sobre as trajetórias dos prótons para valores de L entre 1,15 e 2,5 para condições de atividade solar máximo e mínimo e para uma média sobre atividade solar.

Para o hidrogênio, Tinsley *et al.* (1986) usam um modelo Monte Carlo baseado na transferência radiativa para calcular a concentração e distribuição de velocidades (não-Maxwellianas) na exosfera terrestre para condições de mínima, média, máxima atividade solar que se estendem até $L=3,4$. Anderson Jr. *et al.* (1987) estendem o modelo de Tinsley *et al.* para abaixo da exobase com apropriados modelos termosféricos e comparam cálculos de brilho em Balmer- α e temperaturas derivadas desde linhas de perfis com observações selecionadas.

Uma compilação de alguns modelos das densidades numéricas das principais constituintes da atmosfera superior em função do parâmetro de altitude L para a região equatorial são mostrados na Figura 3.3. No caso do H e He, para a dependência da densidade numérica com L , os diferentes modelos não apresentam grandes diferenças, exceto para o O, especialmente em altitudes inferiores. Visto que os modelos têm aplicabilidade em determinados intervalos de L , é necessário fazer uma extrapolação para extremas altitudes inferior ($L=1$, a superfície da Terra) e exterior ($L=7$, borda externa), e entre intervalos aplica-se a interpolação de Lagrange. O resultado da extrapolação e interpolação dos diferentes modelos também é mostrado na figura.

Na comparação simultânea para as três constituintes de interesse aqui, observa-se uma queda rápida da densidade do oxigênio com o incremento da altitude. Porém, sua contribuição à densidade total é preponderante em $L \sim 1,18-1,2$. Esta altitude,

⁴CIRA (*The COSPAR International Reference Atmosphere*)

⁵<http://badc.nerc.ac.uk/data/cira>

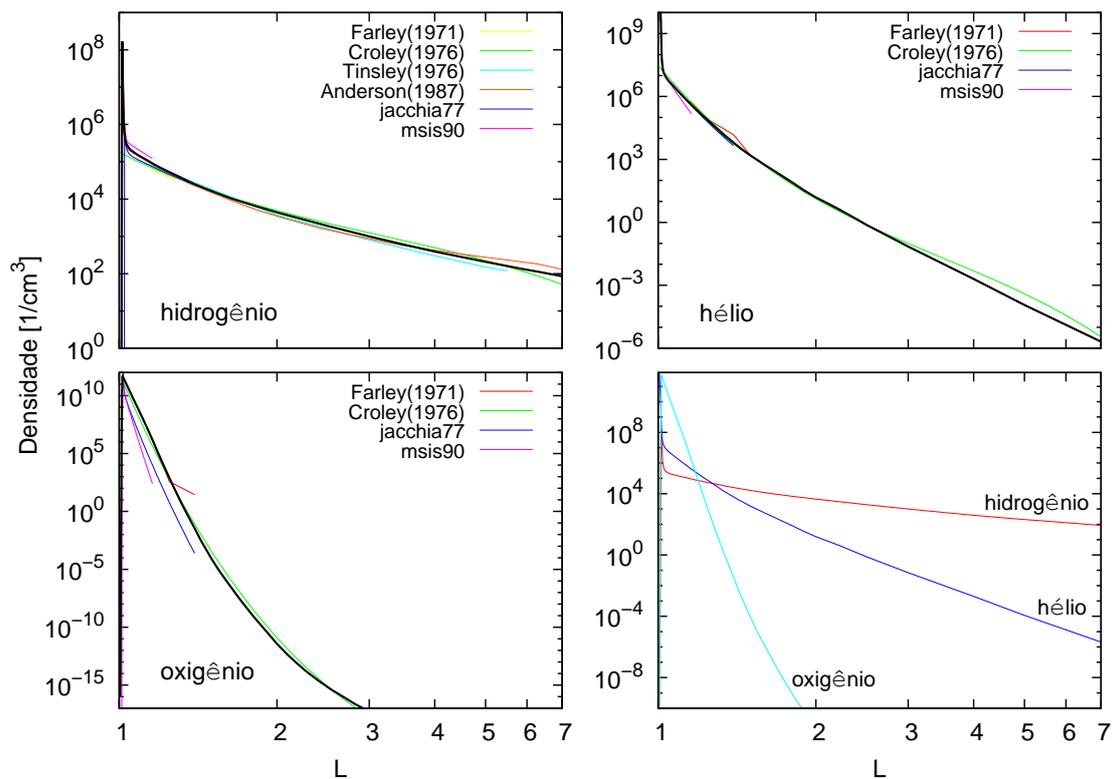


FIGURA 3.3 - Dependência com o parâmetro da altitude das densidades numéricas da atmosfera superior dos constituintes hidrogênio, hélio, e oxigênio. Modelos: Farley e Walt (1971), Croley Jr. et al. (1976), Tinsley et al. (1986), jacchia77 (Jacchia, 1977), msis90 (Hedin et al., 1991), Anderson Jr. et al. (1987).

TABELA 3.1 - Comprimentos de atenuação atmosférica dos raios cósmicos.

| partícula | Λ [g/cm ²] |
|--------------|--------------------------------|
| prótons..... | 126 |
| hélio..... | 50 |

FONTE: [Circella \(1999\)](#).

particularmente interessante, contém densidades suficientemente altas para induzir interações nucleares dos raios cósmicos incidentes e, conseqüentemente, produzir partículas secundárias.

Raios cósmicos em altitudes terrestres

A equação básica para o fluxo de raios cósmicos de tipo i em uma profundidade atmosférica X é ([Gaisser, 1990](#))

$$J_i(T, X) \approx J_i(T, 0)e^{-X/\Lambda_i}, \quad (3.21)$$

em que $J_i(T, 0)$ é o fluxo de partículas de tipo i no topo da atmosfera (no caso dos prótons, está dada pela lei de potências (2.13) e sua modulação solar (2.14)). O comprimento de atenuação, Λ_i , que governa o decaimento exponencial do fluxo com o incremento da profundidade, representa o efeito total de perdas nas suas interações, é dado por

$$\Lambda_i = \frac{\lambda_i}{1 - Z_{i-A}}. \quad (3.22)$$

O comprimento de interação, λ_i , representa a trajetória livre média de núcleons na atmosfera (dada em g/cm²) e está relacionado à seção de choque inelástica total para colisões de núcleons (i) com núcleos atmosféricos (A), através da relação

$$\lambda_i = \frac{Am_0}{\sigma_{i-A}^{\text{inel}}}. \quad (3.23)$$

O número atômico médio dos núcleos alvo para um núcleo de ar é $A \approx 14.5$, m_0 é a massa do próton. Para as seções de choque inelásticas $\sigma_{i-A}^{\text{inel}} \approx 300$ mb (apropriado para núcleons interagindo com o ar na faixa de TeV) $\lambda_i \approx 80$ g/cm². O termo Z_{i-A} em (3.22) expressa o espectro-pesado de momento da produção de partículas (*e.g.*, núcleons re-gerados, nêutrons mais prótons), cujos valores no intervalo de energia de 100 GeV são listados na [Tabela 3.1](#).

A profundidade atmosférica é medida desde o topo da atmosfera para baixo, ao longo da direção do RC incidente. Para uma atmosfera isotérmica a profundidade atmosférica vertical, X_v , pode ser expressa como

$$X_v = X_0 e^{-h/h_0}, \quad (3.24)$$

em que $X_0 \cong 1030 \text{ g/cm}^2$. A constante da escala de altitude no nível do mar é $h_0 \cong 8.4 \text{ km}$, e para $X_v < 200 \text{ g/cm}^2$, $h_0 \cong 6.4 \text{ km}$. Uma parametrização útil da relação entre altitude e profundidade vertical (devido a M. Shibata, ver [Gaisser \(1990\)](#)) é

$$h_v(\text{km}) = \begin{cases} 47.05 - 6.9 \ln X_v + 0.299 \ln^2(X_v/10), & X_v < 25 \text{ g/cm}^2; \\ 45.5 - 6.34 \ln X_v, & 25 < X_v < 230; \\ 44.34 - 11.861(X_v)^{0.19}, & X_v > 230 \text{ g/cm}^2. \end{cases} \quad (3.25)$$

A relação entre o parâmetro de altitude particular da região equatorial e para RC verticalmente incidentes pode ser expressa na forma, $L \approx 1 + h_v/R_E$. O fator de atenuação $e^{-X/A_{RC}}$ em (3.21), em função de L para os prótons dos raios RC primários é fortemente dependente para $L < 1.016$ ($h_v \approx 110 \text{ km}$). Para altitudes maiores que isto, a atenuação na atmosfera superior dos RC é desprezível.

Função fonte de antiprótons secundários magnetosféricos

A função fonte pode ser representada por uma convolução do fluxo de raios cósmicos primários e o espectro de produção de antiprótons secundários em função do parâmetro de altitude L e energia cinética do antipróton $T_{\bar{p}}$,

$$Q_{\bar{p}}(L, T_{\bar{p}}) = \sum_i^{\text{RC}} \sum_j^{\text{MMG}} \int_{T_i^{\text{limiar}}}^{+\infty} \Gamma_{ij}(L, T_i) [4\pi j_i(L, T_i)] dT_i Y_{\bar{p}}(T_i \rightarrow T_{\bar{p}}). \quad (3.26)$$

O índice j representa a partícula alvo do meio magnetosférico (MMG) e, i o projétil raio cósmico. O espectro de produção de antiprótons por colisão foi definido em (2.10). Exemplos representativos destes espectros como resultado das simulações de colisões de prótons incidentes em alvos em repouso de núcleos de hidrogênio, hélio, e oxigênio usando o código computacional SHIELD foram mostrados na [Figura 2.2](#). O fluxo de RC incidentes de tipo i com energia cinética T_i em uma altitude L (relacionada com a profundidade atmosférica penetrada) está determinada por (3.21).

A taxa de colisão dos raios cósmicos com material do ambiente próximo da Terra esta dado por,

$$\Gamma_{ij}(L, T_i) = \frac{1}{p_i^2 \tau_{ij}}, \quad (3.27)$$

$$\tau_{ij} = \frac{1}{\sigma_{ij}(T_i) \beta_i c n_j(L)}, \quad (3.28)$$

em que p_i é o momentum do raio cósmico incidente e τ_{ij} o tempo característico para uma colisão dos RC com o material do ambiente magnetosférico de densidade numérica $n_j(L)$, que varia fortemente com a altitude L , como mostrada na [Figura 3.3](#), para os elementos mais abundantes na região exosférica. A seção de choque inelástica total σ_{ij} estão dadas por (2.16) para a interação pp , (2.18) para $p\text{He}$ e (2.17) para $p\text{O}$.

O resultado da integração numérica para a função fonte (3.26) para a região equatorial⁶ é mostrada na [Figura 3.4](#) em função do momento magnético $\mu_{\bar{p}} = T_{\bar{p}}(T_{\bar{p}} + 2m)/(2mB)$, em que o campo magnético experimentado pelo antipróton é $B = B_0/L^3$. O campo magnético médio sobre o equador na superfície da Terra tem um valor médio de $B_0 = 0,312$ G.

A função fonte da [Figura 3.4](#) considera produção de antiprótons secundários nas colisões dos prótons dos raios cósmicos primários com as principais constituintes na atmosfera superior de H, He e O. Então,

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{fonte}} = Q_{\bar{p}} = \xi \left[Q_{\bar{p}}^{pp} + Q_{\bar{p}}^{p\text{He}} + Q_{\bar{p}}^{p\text{O}} \right], \quad (3.29)$$

em que $\xi = 1, 2$ representa a correção para ponderar a contribuição de núcleos dos raios cósmicos de outras espécies com $Z \geq 2$ na produção de antiprótons. Estes núcleos representam $< 10\%$ do fluxo total dos raios cósmicos. Este fator foi usado no caso da produção de antiprótons secundários interestelares.

Devido ao tempo de vida de $\tau = 885,7$ min ($c\tau = 2,655 \times 10^8$ km) o antinêutron pode sair da região de captura geomagnética antes de decair. A contribuição desde o decaimento de antinêutrons produzidos nas mesmas interações que produzem antiprótons pode ser ignorada neste contexto. A taxa de produção de antiprótons segue

⁶Típicas distribuições de *pitch angle* de outras espécies capturadas apresentam fluxos máximos na região equatorial

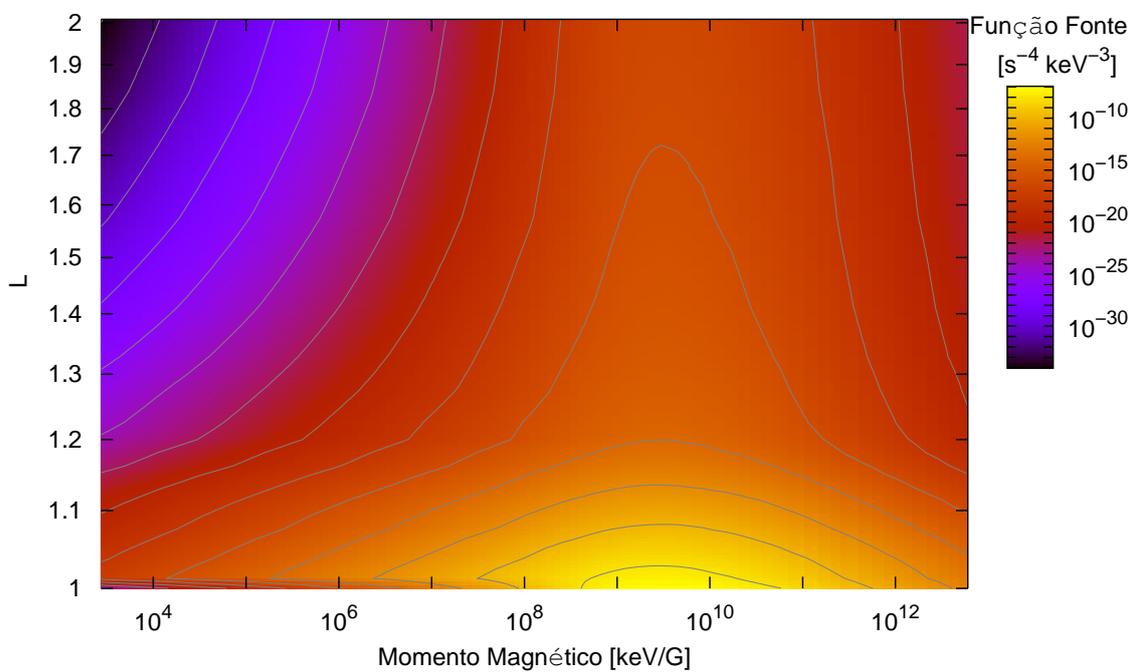


FIGURA 3.4 - Função fonte de antiprótons secundários magnetosférico.

TABELA 3.2 - Escalas de tempo característico para os três tipos de movimento de partículas capturadas.

| Invariante, movimento | escalas de tempo [s] | |
|-----------------------|----------------------------|-------------------------------|
| | elétron (1 MeV, $L=5$) | próton (0,1 GeV, $L=1,5$) |
| μ , giro | 10^{-3} | 10^{-2} |
| J , oscilação | 1 | 1 |
| Φ , deriva | 10^3 | 10^2 |

a dependência da densidade numérica das constituintes exosféricas. De modo que se observa uma maior produção em regiões de alta densidade numérica do meio. O espectro dos antiprótons tem um pico entre o momento magnético de 10^9 – 10^{10} keV/G, o que equivale a uma energia cinética em redor de 2 GeV.

3.3.2 Difusão Radial

A difusão radial é crucial na formação de cinturões de radiação porque provê um mecanismo para as partículas se transportarem radialmente na magnetosfera. Também conduz à redistribuição das partículas injetadas desde fora da magnetosfera. Já que o terceiro invariante Φ é proporcional a L^{-1} , a difusão radial deve proceder por flutuações no terceiro invariante. Variações no terceiro invariante das partículas capturadas requerem mudanças mais rápidas nos campos elétrico e magnético do que a frequência de deriva da partícula.

A [Tabela 3.2](#) indica as escalas de tempo relevantes para cada um dos três tipos de movimento de partículas capturadas na magnetosfera, tanto para elétrons como para prótons (por simetria, também para antiprótons). Para as escalas de tempo dos períodos de derivas, perturbações dos campos sobre um amplo intervalo de frequências podem alterar o terceiro invariante. O primeiro e segundo invariante, por terem períodos muito mais curtos, são menos prováveis de serem afetadas por muitas destas perturbações dos campos.

A aproximação de difusão radial para o transporte de partículas está descrita pelo termo de difusão radial de [\(3.20\)](#)

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{rad-dif}} = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left(\frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial f}{\partial L} \right), \quad (3.30)$$

em que D_{LL} denota o coeficiente de difusão radial. Devido ao limitado conhecimento

atual das variações dos campos magnéticos e elétricos, modelos idealizados e simplificados da geometria das perturbações são assumidos para determinar D_{LL} . Espera-se que D_{LL} dependa das propriedades estatísticas gerais de múltiplos distúrbios, antes do que sobre detalhes de alguma única flutuação. Em cada evento, as partículas serão movidas para dentro ou para fora, dependendo da sua localização no momento das mudanças dos campos. Somado sobre muitos eventos, o movimento acumulado de uma partícula individual representa a sua difusão radial.

Difusão radial por flutuações magnéticas

A difusão radial pode ser acionada por distúrbios da magnetosfera. Estes distúrbios são flutuações assimétricas no campo geomagnético devido à compressão súbita da magnetosfera por incrementos na pressão do vento solar. Depois deste impulso compressivo, a pressão do vento solar decresce gradualmente, seguido do relaxamento da magnetosfera para sua configuração original. Durante esta compressão inicial, as partículas capturadas são levadas para campos magnéticos mais intensos. Este transporte acontece antes das partículas terem oportunidade para se deslocar apreciavelmente na longitude. A supressão súbita mudará os valores da terceira invariante, mas não os valores de μ e J . Partículas sobre o lado diurno sofrerão mudanças grandes em Φ e, conseqüentemente, grandes incrementos na sua energia. Após esta compressão, o campo geomagnético relaxa lentamente, mantendo todas as invariantes adiabáticas constantes. O efeito total da compressão súbita e lenta relaxação é mover algumas partículas para dentro (aqueles inicialmente sobre o lado diurno da Terra) e transportar algumas partículas para fora (aqueles inicialmente sobre o lado noturno). Muitos eventos deste tipo, como efeito total, conduzirão para uma difusão das partículas na coordenada L .

A aproximação geral usada para encontrar D_{LL} consiste em construir um modelo idealizado do distúrbio do campo e computar deslocamentos radiais de uma partícula capturada que experimenta muitos distúrbios que ocorrem em tempos aleatórios. Nesta forma, obtém-se um coeficiente de difusão em função das características estatísticas dos distúrbios. A derivação completa de D_{LL} foi realizada para partículas capturadas equatorialmente por Fälthammar (1965) expresso segundo Walt (1994) na forma

$$D_{LL}^M = \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{5}{7}\right)^2 \frac{R_E^2 L^{10}}{B_0^2} \nu_d^2 P_A(\nu_d), \quad (3.31)$$

em que P_A representa a densidade espectral de potências da variação do campo

magnético avaliado na frequência de deriva longitudinal (ν_d). Assim, o coeficiente de difusão radial será grande quando as flutuações aconteçam em frequências próximas da frequência de deriva da partícula. No caso especial em que $P_A(\nu)$ varia como ν^{-2} , D_{LL}^M não terá dependência com ν_d , e as partículas de todas as energias se difundirão na mesma taxa. Se o espectro de potências varia com ν^{-n} , e para partículas não relativísticas em que $\nu_d \propto \mu/L^2$, D_{LL}^M será proporcional a $L^{6+2n}\mu^{2-n}$. Cálculo similar para partículas fora do equador é mais complexo, mas segue os mesmos princípios.

Difusão radial induzido por potenciais de campos elétricos

Potenciais de campos elétricos de grande escala são impostos na magnetosfera pelo vento solar e pela circulação de plasma dentro da magnetosfera. No entanto, a magnitude e geometria destes campos não são bem conhecidas atualmente, e estimativas da difusão deste mecanismo são um tanto especulativas. Contudo, é importante estimar a magnitude da difusão desde os potenciais dos campos elétricos com o objetivo de avaliar a importância deste mecanismo.

O cálculo da difusão pelo campo elétrico procede da mesma forma daquela difusão por perturbações magnéticas. Para o desenvolvimento inicialmente restrito para partículas equatoriais, o coeficiente de difusão pode ser expresso em termos do espectro de potências das componentes de Fourier do campo elétrico, na forma (Walt, 1994)

$$D_{LL}^E(L, \nu_d) = \frac{L^6}{8R_E^2 B_0^2} \sum_{n=1}^N P_n(L, n\nu)_{\nu=\nu_d}, \quad (3.32)$$

em que, $P_n(L, n\nu)$ é o espectro de potências da densidade do n^{is} harmônico das flutuações do campo elétrico avaliado na mesma harmônica da frequência de deriva. Já que ν_d depende de L , e para ν_d constante, a variação total de D_{LL}^E com L dependerá sobre a dependência de $P_n(L, \nu)$ tanto quanto sobre o termo L^6 . Por exemplo, se $P_n \propto L^0 \nu^{-m}$ (como reportado por Mozer (1971) para um período típico de calma-ria) então $D_{LL}^E \propto L^{6+2m}/\mu^m$. Como no caso da difusão dirigida magneticamente, o processo é muito mais rápido em grandes valores de L .

De fato, tanto as flutuações elétricas como magnéticas acontecem na magnetosfera, e o coeficiente de difusão total resulta da soma $D_{LL}^M + D_{LL}^E$, expresso como

$$D_{LL} = A_M L^{6+2n} \mu^{2-n} + A_E L^{6+2m} \mu^{-m}, \quad (3.33)$$

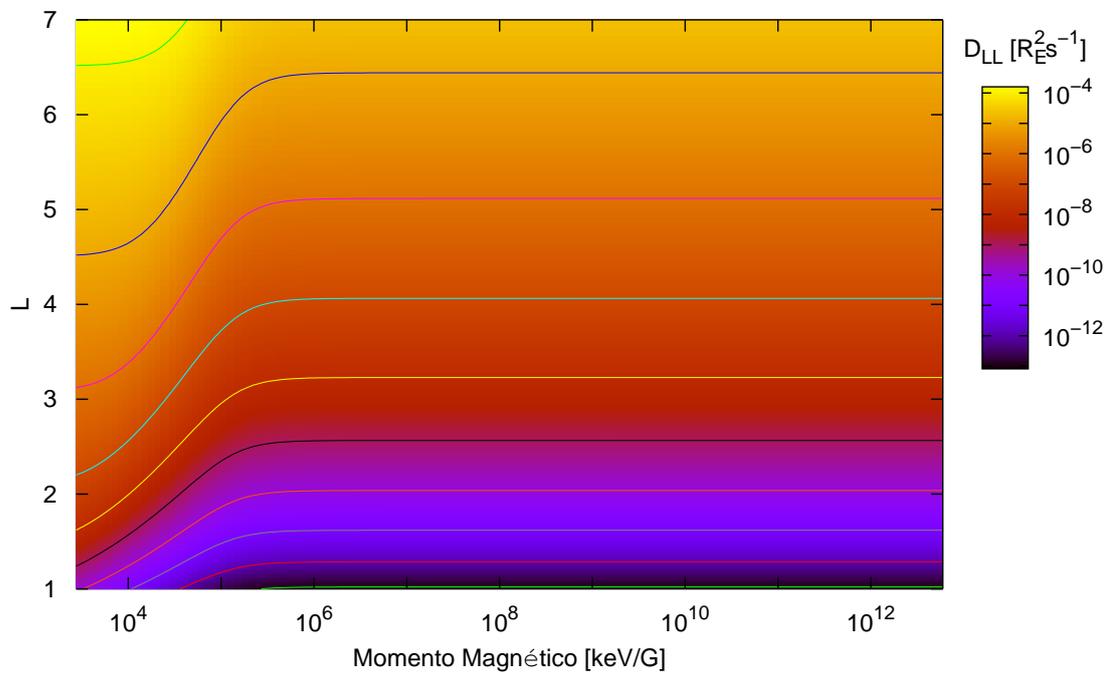


FIGURA 3.5 - Variação do coeficiente de difusão radial com o parâmetro de altitude L e o momento magnético da partícula.

em que A_M e A_E são constantes proporcionais ao quadrado das flutuações dos respectivos campos. Depois de um resumo na literatura, [Schulz \(1991\)](#) dá valores típicos. A validade destes valores é estudada por [Albert *et al.* \(1998\)](#)

$$A_M = 7 \times 10^{-9}, \quad n = 2, \quad A_E = 10^{-4}, \quad m = 2, \quad (3.34)$$

em que A_M e A_E estão dados em R_E^2/dias , e μ está dado em MeV/Gauss . A [Figura 3.5](#) mostra o coeficiente de difusão radial $D_{LL}(L, \mu)$ (em R_E^2/s). Observa-se uma forte dependência com L e uma dependência com a energia para baixos momentos magnéticos das partículas.

3.3.3 Perdas de Energia

Antiprótons produzidos na região magnetosférica são muito mais energéticas do que átomos exosféricos, de modo que as suas energias são transferidas para os elétrons atômicos ligados ou elétrons livres da ionosfera superior. Por causa da razão de massa em repouso m_p/m_e ser grande, os antiprótons (com $\mu \lesssim 4 \text{ GeV}/\text{Gauss}$) não experimentam dispersão (ou difusão de *pitch angle*) significativa quando viajam no meio. O *pitch angle* equatorial permanece constante enquanto μ e J decresce sistematicamente por virtude da transferência de energia.

A média estocástica $\langle \Delta\mu/\Delta t \rangle$ avaliada sobre um intervalo de tempo muito maior do que o tempo livre médio entre encontros colisionais, usando o procedimento de [Nakada e Mead \(1965\)](#) e [Cornwall \(1972\)](#) pode ser escrito na forma

$$\left\langle \frac{\Delta\mu}{\Delta t} \right\rangle = \left(\frac{\partial\mu}{\partial E} \right) \left(\frac{dE}{dt} \right), \quad (3.35)$$

em que $\partial\mu/\partial E = L^3/B_0$ na região equatorial, e a taxa de transferência de energia é a soma das perdas de energia de Coulomb [\(2.36\)](#) e ionização [\(2.33\)](#)

$$\frac{dE}{dt} \approx -\frac{4\pi r_e^2 m_e c^4}{\beta c} \left[n_e(L) + \sum_j n_j(L) \mathcal{B}_j \right], \quad (3.36)$$

em que $n_e(L)$ e $n_j(L)$ são as densidades numéricas em função do parâmetro de altitude L dos elétrons livres da ionosfera superior e elétrons ligados que é, de fato, a mesma daquela dos átomos neutros mais abundantes exosféricos de hidrogênio, hélio, e oxigênio representados na [Figura 3.3](#). O modelo para a densidade numé-

rica correspondente aos elétrons livres foi determinado através da interpolação de diferentes modelos da plasmasfera em regiões definidas. O resultado está representado na [Figura A.1](#). Para uma detalhada descrição dos modelos de densidades da ionosfera superior, ver [Apêndice A](#).

Os valores numéricos de $\ln \Lambda$ segundo (2.37) permanecem aproximadamente constante no intervalo de energia de $T_{\bar{p}}=0,01-10$ GeV ($\ln \Lambda \approx 28-34$). Para uma energia referencial $T_{\bar{p}}=0,5$ GeV e para uma região representativa de altitude $L=1,18-1,2$ com densidade ionosférica $n_e \sim 10^5$ cm⁻³ (ver [Figura 3.3](#)), temos $\ln \Lambda \approx 32$. Seguindo este critério, os valores representativos para as razões $\mathcal{B}_j/\ln \Lambda$ correspondentes as constituintes exosféricas H, He e O são respectivamente 0,054, 0,040 e 0,029. Nesta aproximação, o termo de perdas de energia para os antiprótons da Equação (3.20) toma a forma

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ion-coul}} = \frac{1}{\mu^{1/2}} \frac{\partial}{\partial \mu} \left(\mu^{1/2} \left\langle \frac{d\mu}{dt} \right\rangle f \right) = \frac{G(L)}{\mu^{1/2}} \frac{\partial f}{\partial \mu}, \quad (3.37)$$

em que o fator de perdas de energia está dado por

$$G(L) \approx 2\sqrt{2}(32)\pi r_e^2 m_e c^4 m^{1/2} \frac{L^{9/2}}{B_0^{3/2}} n(L), \quad (3.38)$$

$$n(L) \simeq n_e(L) + 0,054 n_{\text{H}}(L) + 0,04 n_{\text{He}}(L) + 0,029 n_{\text{O}}(L).$$

A [Figura 3.6](#) a mostra variação da relação $G(L)/\mu^{1/2}$ da Equação (3.37). Obviamente a taxa de perdas de energias por ionização e interações de Coulomb são dependentes das densidades do meio que, por sua vez, variam com a altitude. Assim, as perdas de energia dos antipróton em altitudes menores são maiores. Porém, a sua variação com o momento magnético é monotônico no intervalo de energias considerado.

3.3.4 Perdas Catastróficas de Antiprótons

Partículas energéticas que residem na região de captura geomagnética estão sujeitas às interações colisionais com os núcleos das populações de partículas coexistentes. O mais importante destas são as constituintes da exosfera e da plasmasfera. Próximo da Terra (em camadas- L muito baixos), tais colisões constituem um mecanismo de perdas de partículas dominante. A importância das colisões de perda está governada pela sua correspondente seções de choque. Aqui é importante conhecer as seções de choque que determinam a taxa de destruição catastrófica de antiprótons.

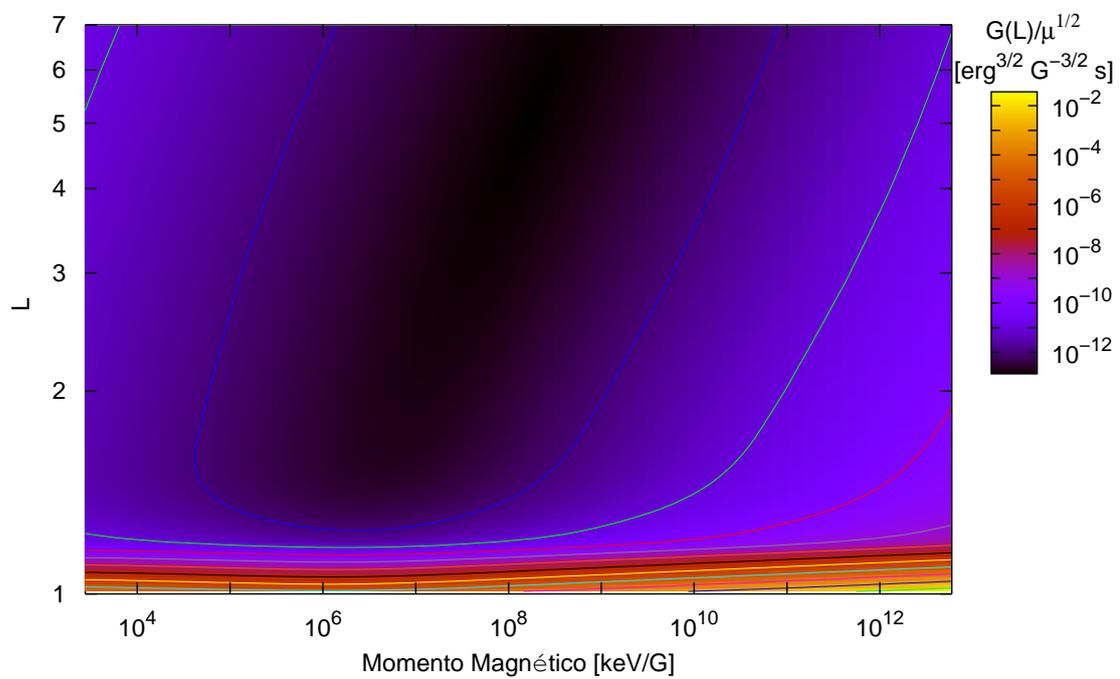


FIGURA 3.6 - Taxa de perdas de energia dos antiprótons devido às interações de Coulomb, ionização e excitação na região magnetosférica.

As perdas mais importantes vêm das interações inelásticas e de aniquilação dos antiprótons com o conteúdo do material da exosfera. A descrição matemática dos efeitos dos processos de perdas sobre a função de distribuição de antiprótons incluída na equação de transporte (3.20)

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{perdas}} = -\frac{f}{\tau_q}, \quad (3.39)$$

representa as perdas do número antiprótons (ou mais precisamente, a função de distribuição f), em uma taxa inversamente proporcional aos tempos característicos dos processos de interação catastrófica similar à relação (2.28)

$$\frac{1}{\tau_q} = \frac{1}{\tau_{\bar{p}}^{\text{inel}}} + \frac{1}{\tau_{\bar{p}}^{\text{aniq}}}, \quad (3.40)$$

que correspondem às interações inelásticas e de aniquilação para os antiprótons dadas por

$$\tau_{\bar{p}}^{\text{inel}} = \frac{1}{\sum_j^{\text{MMG}} n_j(L) \beta c \sigma_{\bar{p}A}^{\text{inel}}(T_{\bar{p}})}, \quad \tau_{\bar{p}}^{\text{aniq}} = \frac{1}{\sum_j^{\text{MMG}} n_j(L) \beta c \sigma_{\bar{p}A}^{\text{aniq}}(T_{\bar{p}})}, \quad (3.41)$$

em que $n_j(L)$ são as densidades numéricas das constituintes da exosfera (H, He e O) dependentes da altitude, mostradas na Figura 3.3 (no caso do meio interestelar para o modelo de propagação *Leaky Box*, as densidades das constituintes do meio interestelar foram consideradas constantes em (2.29)). As seções de choque de interações inelásticas e aniquilação foram expressas na subseção 2.2.3. Embora estas seções de choque tenham uma formulação semi-empírica, estas reproduzem completamente todos os dados existentes sobre reações nucleares.

A Figura 3.7 mostra a taxa de “destruição” de antiprótons, $1/\tau_q$. O primeiro ingrediente na determinação dos valores da taxa de perda é a seção de choque inelástica $\sigma_{\text{inel}}(T_{\bar{p}})$ e de aniquilação $\sigma_{\text{aniq}}(T_{\bar{p}})$, sendo que a soma destas é maior para energias maiores. A taxa de perdas será maior com o incremento da energia. O segundo ingrediente é a densidade das constituintes do meio exosférico, $n_j(L)$. Evidentemente a taxa de perdas de antiprótons resulta ser maior em altas densidades do meio, sendo determinante em altitudes baixas. Mas ainda nas partes centrais estas colisões podem ser significativas.

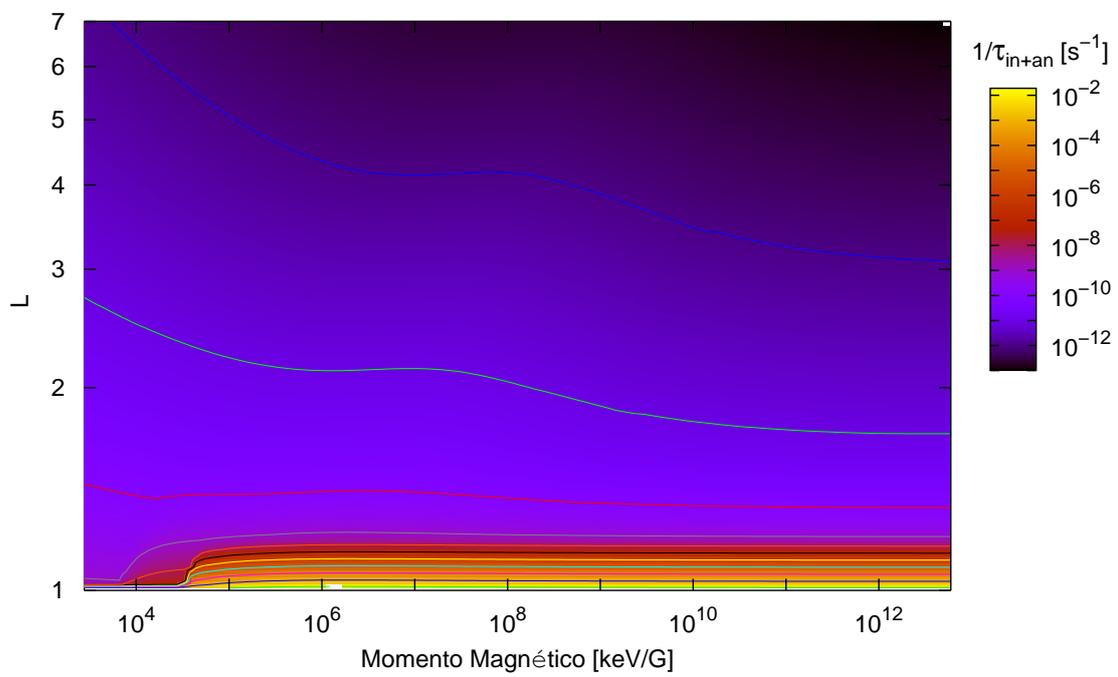


FIGURA 3.7 - Taxa de perdas de antiprótons por interações inelásticas e de aniquilação.

3.3.5 Condições de Contorno

A solução da equação de difusão radial (3.20) requer condições de contornos nas coordenadas μ e L , dentro dos quais se assume que a função de distribuição de partículas f é descrita. Adota-se um amplo intervalo no espaço μ desde $12,75 \times 10^3$ até $5,47 \times 10^{12}$ keV/Gauss (correspondente às energias dos antiprótons de 0,87 MeV até 1868 GeV), e no espaço de L desde 1 até 7. Os pontos iniciais e finais destes intervalos encontram-se muito longe do intervalo de interesse físico neste estudo e foram escolhidos para abranger algum efeito técnico numérico não-físico na resolução numérica de (3.20).

Para as condições de estado de regime estacionário $\partial f/\partial t = 0$ em (3.20) e para partículas da região equatorial, as condições de contorno gerais sobre a função de distribuição de partículas f são:

- (1) em $L = L_{\min} = 1$ (contorno interno constituído pela superfície da Terra), a função de distribuição de partículas desvanece, $f(\mu, L_{\min}) = 0$;
- (2) em $L = L_{\max}$ (contorno externo), especifica o espectro de energia das partículas, que define f no contorno exterior;
- (3) para $\mu > \mu_{\max}$, a captura de partículas pelo campo geomagnético não é mais possível, $f(\mu_{\max}, L) = 0$. O contorno inferior para μ é um limite livre.

Na camada mais interna $L_{\min} = 1$ (condição 1), a função de distribuição deve desaparecer para todas as energias por causa da densa atmosfera. A escolha da camada externa em L é bastante arbitrária. Para incluir várias das regiões de captura na magnetosfera interna, adota-se um valor de $L_{\max} = 7$, valor usualmente aplicado nos estudos dos cinturões de radiação interno de prótons.

O estabelecimento do espectro do fluxo capturado no contorno exterior $L = 7$ equivale à taxa de antiprótons transportados desde o exterior. A especificação direta desta condição de contorno $f(\mu, L_{\max})$ foi determinada a partir do espectro de antiprótons interestelares, para condições de atividade solar mínima e máxima, como mostrada na Figura 3.8 (desde a Figura 2.16). O espectro de antiprótons na região exterior para energias $\lesssim 0,01$ GeV não é bem entendido. Portanto, foi necessário extrapolar a condição de contorno do espectro de prótons em $L = 7$ para baixas energias. Isto foi feito manualmente, prolongando a tendência da curva justo abaixo de 0,01 GeV. Claramente o fluxo de antiprótons secundários vai desaparecendo em

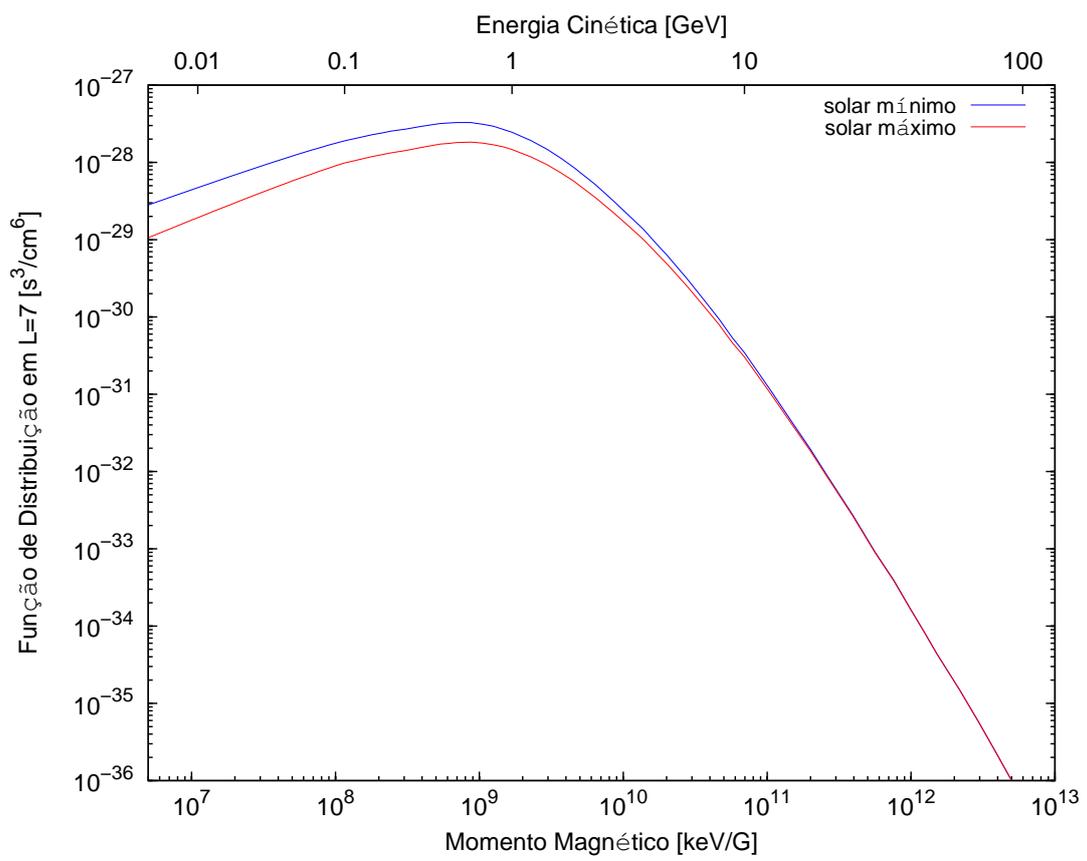


FIGURA 3.8 - Condição de contorno $f(\mu, L_{\max})$ definida pelo espectro de antiprótons secundários interestelares.

baixas energias. Assim, os erros cometidos por este procedimento não podem, possivelmente, ter um efeito significativo sobre a região de principal interesse físico.

Para implementar a condição de contorno $f(\mu_{\max}, L) = 0$ deve-se necessariamente conhecer a máxima energia que uma partícula pode ter para permanecer em órbitas capturadas. O conceito de adiabaticidade caracteriza a estabilidade do movimento de uma partícula carregada na região de captura magnética. Para partículas equatoriais, o parâmetro de adiabaticidade (3.14) se reduz a

$$\varepsilon = \frac{R_L}{R_B}, \quad (3.42)$$

em que R_L é o raio de Larmor da partícula e $R_B = |B/\nabla B|$ é a dimensão característica do campo magnético B . Para um campo dipolar, o parâmetro de adiabaticidade para antiprótons (ou prótons) equatoriais pode ser expresso por (Schulz, 1991)

$$\varepsilon = 5,1497 \times 10^{-5} [T_{\bar{p}}(T_{\bar{p}} + 2m)]^{1/2} L^2, \quad (3.43)$$

em que $T_{\bar{p}}$ é a energia cinética do antipróton em MeV. O movimento da partícula pode mudar qualitativamente desde um movimento de partículas geomagneticamente capturadas –movendo-se adiabaticamente– ($\varepsilon < \varepsilon_c$), para um movimento de escape da região de captura ($\varepsilon > \varepsilon_c$). Para a captura adiabática, Chirikov (1987) estima um valor de $\varepsilon_c = 0,187$, um tanto menor que o valor de $1/3$ dado por Schulz (1991) enquanto Kuznetsov e Yushkov (2002), para um intervalo amplo de energias das partículas capturadas, estabelecem o intervalo $0,1 < \varepsilon_c < 0,75$. Estes valores não são alterados significativamente para *pitch angle* menores do que 45° (Il'in *et al.*, 1993).

A Figura 3.9 mostra tanto a dependência do parâmetro de adiabaticidade em função da energia cinética para diferentes altitudes entre $L = 1-7$, como valores estimados de ε_c . Nas camadas internas, nominalmente perto da superfície da Terra, antiprótons com energias cinéticas acima de ~ 3 GeV não podem ser capturados pelo campo geomagnético. Da mesma forma, somente partículas com energias $T \lesssim 0,05$ GeV podem povoar camadas externas ($L \sim 7$). Para partículas com energias maiores do que isto, o poder de captura geomagnética é considerado desprezível.

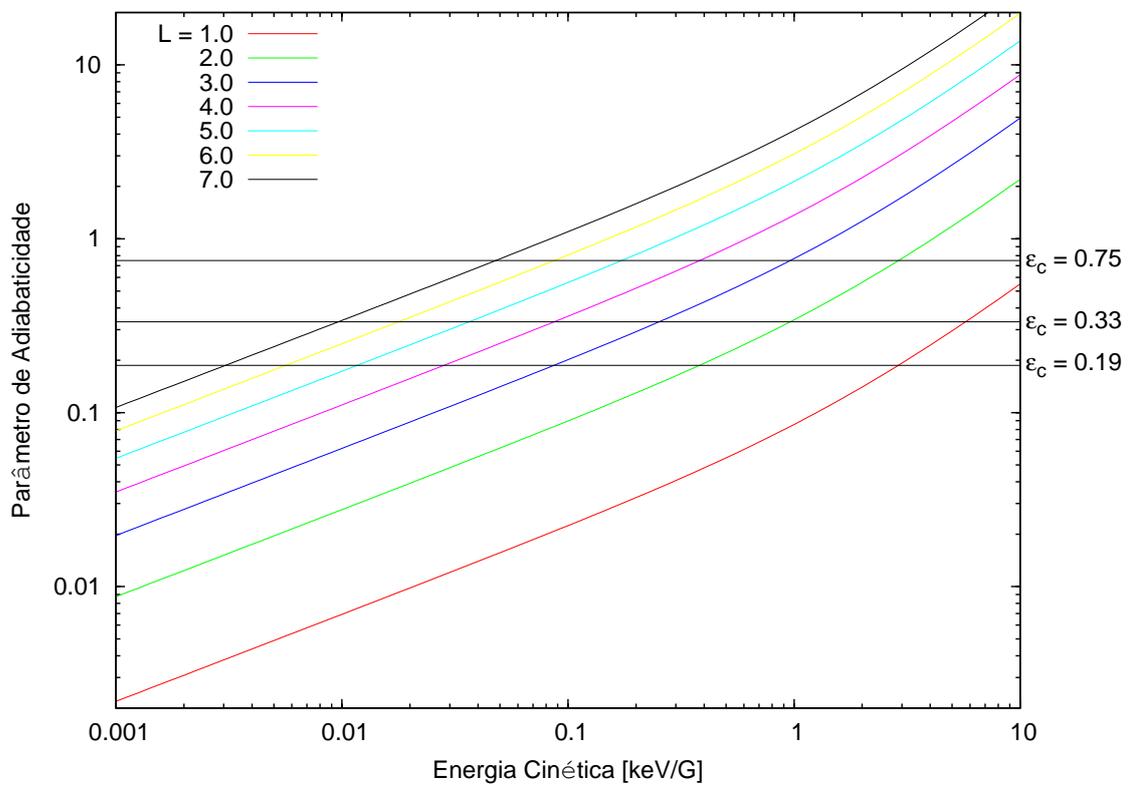


FIGURA 3.9 - Parâmetro de adiabaticidade em campo dipolar e valores limiares críticos para o caráter adiabático do movimento das partículas em um campo dipolar.

3.3.6 Movimento Não-Adiabático de Antiprótons Rápidos

A descrição da captura de partículas carregadas em campos magnéticos na aproximação adiabática surge como consequência da existência da invariância do momento magnético da partícula. A conservação deste invariante é um problema teórico extremamente sutil. A exatidão da conservação do momento magnético aparentemente é um fator decisivo para a natureza do seu movimento. As partículas inicialmente capturadas, depois de um tempo suficientemente longo, por causa do invariante não permanecer mais exato –conseqüentemente violada durante o movimento da partícula–, escaparam da captura adiabática. A natureza desta violação e da conseqüente perda de partículas desde a captura, referida como perdas não-adiabáticas, não são completamente entendidas.

A princípio, o problema da estabilidade do movimento de uma partícula carregada em um sistema de confinamento de espelhos magnéticos axi-simétricos foi resolvido por [Arnold \(1963\)](#). Usando a teoria de perturbações proposta por Kolmogorov e independentemente por Arnold e Moser (teoria KAM), Arnold mostrou rigorosamente que, se o campo magnético for bastante intenso, a partícula carregada será capturada nele por um tempo indefinidamente longo. A prova de Arnold é de fundamental importância para o problema, mas para implicações práticas é importante ter uma estimativa exata do limite da estabilidade. Esta estimativa não pode ser encontrada usando a rigorosa teoria KAM por causa de dificuldades técnicas. [Chirikov \(1978\)](#) sugere uma aproximação diferente para o problema, via uma condição semi-empírica para a estabilidade do movimento em termos da sobreposição de ressonâncias não-lineares ([Chirikov, 1979](#)). Uma descrição detalhada pode se encontrar nos artigos de [Chirikov \(1978\)](#) e [Ilin e Ilina \(1982\)](#).

Em termos gerais, a descrição do movimento no limite adiabático entende-se da seguinte maneira: existe um parâmetro crítico, tal que, para $\varepsilon < \varepsilon_c$, o momento magnético de uma partícula ($\mu = mv_{\perp}^2/2B$) oscilando entre dois espelhos magnéticos muda consideravelmente, mas esta mudança é subseqüentemente compensada; então, a partícula permanece capturada indefinidamente com movimento estável. Na realidade, esta condição indica que uma partícula faz cada revolução de Larmor em um campo uniforme. No entanto, quando a energia da partícula aumenta, esta condição é inevitavelmente violada (*e.g.*, devido ao incremento em R_L , em (3.42)). Para $\varepsilon > \varepsilon_c$, a partícula rapidamente escapa da região de captura geomagnética o que, acontece quando o momento magnético de uma partícula muda estocastica-

mente durante múltiplas reflexões nos espelhos magnéticos. A descrição física do movimento de partículas carregadas em uma região de captura geomagnética sobre períodos longos de tempo ou energias suficientemente altas não está clara ainda. Não obstante, deve-se analisar o limite de aplicabilidade da teoria adiabática e os métodos para descrever os movimentos das partículas próximo deste limite.

Relaxação Não-Adiabática da Função Fonte

O espectro de produção secundária de antiprótons na região exosférica estende-se até energias > 100 GeV (ver [Figura 2.2](#)). Para estas energias, evidentemente $\varepsilon > \varepsilon_c$, antiprótons com estas energias escapam da região de captura e, portanto, seus movimentos não podem ser descritos pela equação de transporte (3.20). Assumimos aqui que a função fonte de antiprótons secundários na região de captura geomagnética relaxa coletivamente devido ao escape não-adiabático. A escala de relaxação depende principalmente da energia do antipróton, onde antiprótons mais rápidos relaxam primeiro.

O comportamento não-adiabático das partículas pode ser interpretado como um vazamento de antiprótons confinados na região de captura geomagnética. A função de relaxamento –usualmente ajustada para uma extensão exponencial– expressaremos aqui na forma $\exp[-\psi\varepsilon]$ com respeito à função fonte de antiprótons secundários $Q_{\bar{p}}(\mu, L)$ (3.26). Escreveremos a função fonte em forma similar aquela usada por [Jentsch \(1981\)](#) para estudar o espectro de prótons no cinturão interno de radiação,

$$Q_{\bar{p}}^{\text{adb}}(\mu, L) = \chi(L)Q_{\bar{p}}(\mu, L) \exp(-\psi(\alpha)\varepsilon(\mu, L)), \quad (3.44)$$

em que $\varepsilon(\mu, L)$ está dada por (3.43) e

$$\psi(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{2}\text{sen}^2\alpha} \left(\frac{1 + \text{sen}^2\alpha}{\text{sen}\alpha} \ln \frac{1 + \text{sen}\alpha}{\cos\alpha} - 1 \right), \quad (3.45)$$

é um fator para determinar o valor efetivo do parâmetro adiabático para um *pitch angle* arbitrário ([Krushkal⁴, 1973](#); [Cohen et al., 1978](#)), e χ é o coeficiente de injeção. Experimentos conduzidos para estudar o comportamento não-adiabático de partículas carregadas mostram um comportamento exponencial no decaimento de partículas ([Bora et al., 1980](#)). A [Figura 3.10](#) representa a taxa de decaimento não-adiabático da função fonte com sua dependência do momento magnético (ou energia) para diferentes camadas de L compreendidas entre 1 e 7. Diferentes frações de partículas, então,

decairão com diferentes taxas correspondendo a diferentes energias. Portanto, pode-se esperar que frações de partículas decaindo sejam grandes para valores grandes do parâmetro de adiabaticidade ε e vice versa.

No caso especial em que os antiprótons (em decorrência do fluxo de prótons progenitores) tem fluxo isotrópico e uniforme sobre a superfície inteira da Terra, o coeficiente de injeção geométrico χ para antiprótons na região equatorial estima-se pela expressão (Lenchek; Singer, 1962; Dragt *et al.*, 1966)

$$\chi(L, \alpha = 90^\circ) = \frac{2}{\pi} \left[\text{sen}^{-1} \frac{1}{L} \right]. \quad (3.46)$$

Este coeficiente de injeção se aproxima para um valor de 1 para camadas próximas da Terra ($L \rightarrow 1$) e tem valores de $\sim 0,09$ para as camadas externas ($L \sim 7$). Em outras palavras, a probabilidade de captura será maior no campo geomagnético interno.

3.4 População de Antiprótons Capturados na Magnetosfera da Terra

Seja dA o elemento de área, $d\Omega$ o elemento de ângulo sólido na direção \hat{e}_θ , e dE o intervalo de energia na energia E sob consideração. O número de partículas com energias entre E e $E + dE$ passando através de dA na direção \hat{e}_θ dentro $d\Omega$ em 1 segundo é

$$dN = dA \cdot j \cdot d\Omega dE = dx dy \cdot j d\Omega \cdot \frac{p}{m} dp. \quad (3.47)$$

em que $j(\theta, E)$ é o fluxo diferencial direcional⁷.

Outro método comum para descrever as distribuições de partículas define o número de partículas por unidade de volume do espaço de fases composto de três dimensões espaciais ortogonais e seus momentos conjugados. Em termos da densidade no espaço de fases, $f(\mathbf{p}, \mathbf{q})$, o número de partículas cruzando dA em um segundo é

$$dN = f \cdot dx dy dz \cdot dp_x dp_y dp_z = f \cdot dx dy v \cdot p^2 d\Omega dp, \quad (3.48)$$

em que $dz = v$ ($\Delta t = 1$ s) é o comprimento da configuração do volume espacial passando através de dA em 1 s. Equacionando (3.47) e (3.48),

$$f(\mathbf{q}, \mathbf{p}) = j(\theta, E)/p^2. \quad (3.49)$$

⁷Nesta definição assume-se que $d\Omega$ é suficientemente pequeno, de tal forma que as velocidades das partículas são quase perpendiculares a dA .

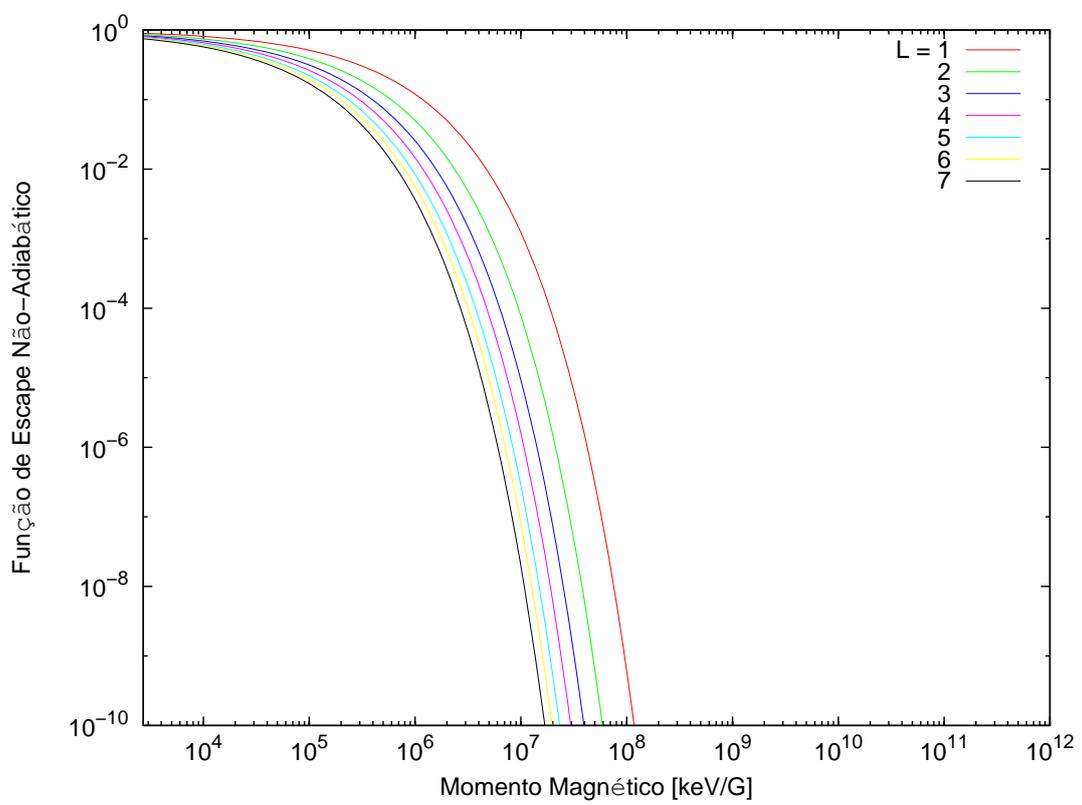


FIGURA 3.10 - Probabilidade de escape não-adiabático da região de captura geomagnética

Sendo o fluxo a quantidade mais próxima relacionada à informação proporcionada pela maioria dos detectores de radiação espacial. Embora a derivação dada aqui seja não relativística, o resultado é correto no caso relativístico. A significância deste resultado combinado com o teorema de Liouville é aparentemente óbvia, já que o teorema de Liouville (Cf. [Anexo B](#)) garante que f permanece constante ao longo de uma trajetória dinâmica no espaço de fases.

A Equação (3.20) é uma equação diferencial parcial parabólica linear com solução analítica praticamente impossível. Na realidade, somente uma pequena proporção de equações diferenciais parciais (EDP) tem soluções analíticas. Técnicas numéricas para resolver EDP são, assim, necessárias. O método de diferenças finitas (MDF) é uma maneira clássica e direta de resolver numericamente as EDP lineares e também não-lineares. O MDF consiste em transformar as EDPs e condições de contorno em um sistema de equações algébricas lineares, sobre domínio de variáveis independentes discretizado.

Supondo que f é função das variáveis independentes μ e L , podemos dividir o plano $\mu - L$ em uma malha retangular de lados $\Delta\mu$ e ΔL . Os domínios de μ e L são discretizados em pequenos elementos em $\log(\mu)$ e $\log(L)$, com μ que varia desde $2,748 \times 10^3$ até $5,968 \times 10^{12}$ keV/Gauss, dividida em 481 partes, com espaçamento logarítmico de $\Delta\mu = 1,31465$ keV/G, e L que varia desde 1 até 7, dividida em 116 partes, com $\Delta L = 1,00406$, requerendo uma malha de 481×116 pontos.

$$\begin{aligned}\mu &= i\Delta\mu, & i &= 0, 1, 2, \dots, 116 \\ L &= j\Delta L, & j &= 0, 1, 2, \dots, 481,\end{aligned}$$

e o valor de f em um ponto (P) dado por

$$f_P = f(i\Delta\mu, j\Delta L) = f_{i,j}, \quad (3.50)$$

Na aproximação de diferenças centrais, as derivadas de f no ponto da malha P são:

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial f}{\partial \mu}\right)_{i,j} &\cong \frac{f_{i+1,j} - f_{i-1,j}}{2\Delta\mu}, \\ \left(\frac{\partial^2 f}{\partial L^2}\right)_{i,j} &\cong \frac{f_{i+1,j} - 2f_{i,j} + f_{i-1,j}}{(\Delta L)^2}.\end{aligned}$$

Na variável L aplicamos a condição de Dirichlet, a equação (3.20) é resolvida pelo

método implícito (neste método, a convergência é sempre garantida). Teremos um sistema de 480 equações lineares simultâneas, mantendo uma linha de μ constante, na malha. Na variável μ , aplicamos o método explícito, com a condição $f(\mu_{\max}, L) = 0$ para energias altas, e livre para energias baixas, neste caso, os elementos desde $f(\mu_{115}, L)$ até $f(\mu_1, L)$ podem ser avaliados diretamente prosseguindo para trás em μ através dos intervalos sobre os elementos $\Delta\mu$ subseqüentes, que são a condição de contorno para μ definidos na subseção 3.3.5. No caso de uma penetração direta dos antiprótons interestelares que define a condição de contorno em $L=7$, o domínio em μ muda (a malha $\Delta\mu - \Delta L$ não é mais retangular). Isto ocorre devido à mudança do momento magnético μ dos antiprótons interestelares quando penetram na região magnetosférica. Uma mudança na definição dos intervalos $\Delta\mu - \Delta L$ é necessária. Neste caso, o contorno para a malha em L_{\max} e μ_{\max} não é mais retangular. Finalmente, os coeficientes para cada um dos processos do transporte são conhecidos para cada ponto da malha obtidos segundo as subseções 3.3.1-4 com valores reais no interior da malha.

Na resolução numérica da equação de transporte (3.20), deve-se ter precaução com a convergência, o que quer dizer que a solução para f deve ter consistência e estabilidade. Os erros na aproximação do operador diferencial desaparecem quando Δt , $\Delta\mu$ e $\Delta L \rightarrow 0$. O comprimento dos intervalos $\Delta\mu$ e ΔL aqui assumidos garantem a noção de consistência. Para comprimentos dos intervalos menores do que isto, a solução não apresenta diferenças. Em vista de a solução ser para um regime estacionário, a noção de estabilidade é óbvia. Depois de obtido $f(\mu, L)$ foi convertido ao fluxo $j(T)$ para diferentes altitudes L computando através da relação (3.49).

Para o modelo de estimativas da população de antiprótons na região magnetosférica exposto, a Figura 3.11 mostra o perfil radial do fluxo diferencial de antiprótons em energias constantes representativas. Um fluxo de $\sim 0,04 \text{ (m}^2 \text{ s sr GeV)}^{-1}$ é observado em uma altitude de $L \sim 1, 2$. Nesta altitude, encontram-se concentrações exosféricas com densidades altas. O fluxo de antiprótons diminui bruscamente em camadas mais internas devido, principalmente, à perda de antiprótons nas suas interações com o material exosférico cada vez mais denso. A queda no fluxo para camadas mais externas de $L \sim 1, 2$ pode ser entendida em termos da alta dependência do coeficiente de difusão radial (Equação (3.33)).

Devido ao processo de difusão radial, os antiprótons magnetosféricos encontram-se dispersos em uma camada bem estreita com fluxos de $\gtrsim 0,001 \text{ (m}^2 \text{ s sr GeV)}^{-1}$ entre

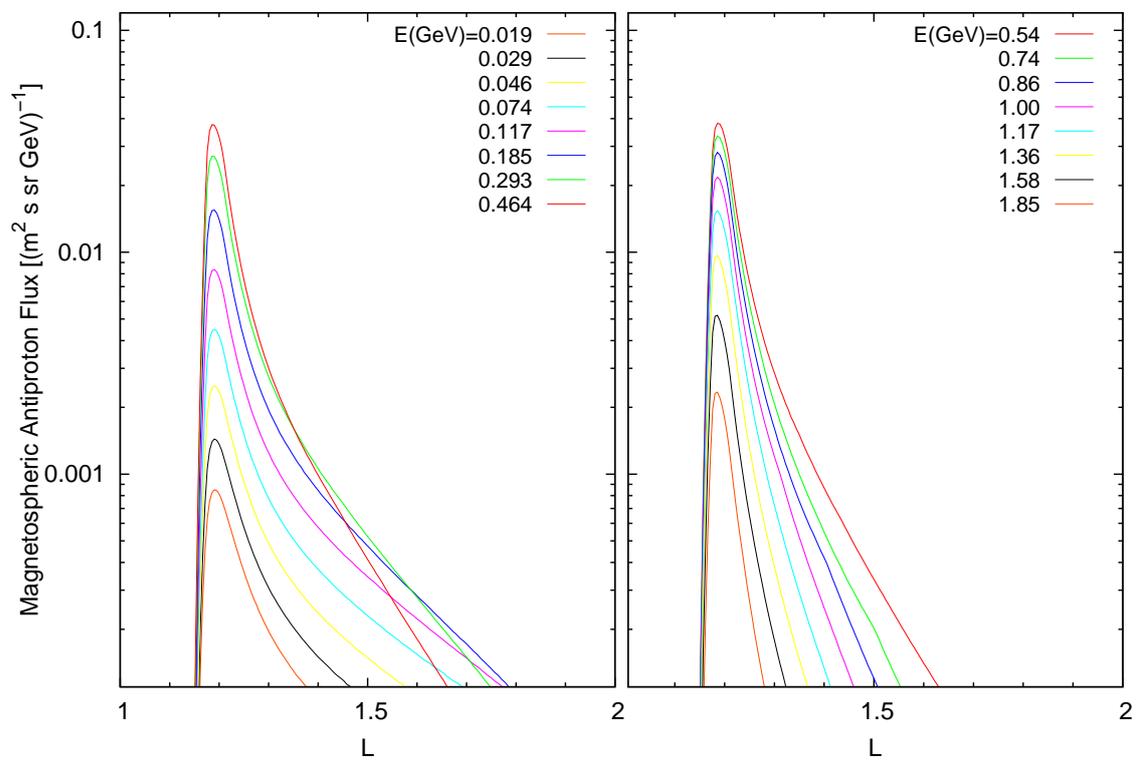


FIGURA 3.11 - Fluxo de antiprótons magnetosférico versus parâmetro de altitude L , para energias cinéticas dos antiprótons representativas de entre 0,019 até 1,85 GeV. Fluxos máximos são estimados em camadas de $L \sim 1,2$.

$L \sim 1,8$ e $2,5$ com máximo em $L \sim 1,2$. Os antiprótons são transportados tanto para dentro como para fora em forma randômica. Neste processo podem acontecer ganhos ou perdas de energia. Assim, o processo de difusão radial está, em parte, associado à aceleração. Abaixo de $L \sim 1,2$, a curva tem uma inclinação positiva, indicando que o transporte radial é sempre para dentro (Roederer, 1970).

A Figura 3.12 mostra o fluxo de antiprótons magnetosféricos como função da sua energia cinética para diferentes exemplos de camadas de L . O modelo de estimativa adotado para calcular o fluxo de antiprótons magnetosféricos mostra um fluxo máximo de $\sim 0,04 \text{ (m}^2 \text{ s sr GeV)}^{-1}$ em uma energia cinética de $\sim 0,5 \text{ GeV}$ (como indicado acima, para a camada $L \sim 1,2$). A diminuição do fluxo para energias $\lesssim 0,5 \text{ GeV}$ está associado principalmente com a queda na produção secundária de antiprótons, segundo o resultado das simulações de produção de antiprótons usando o código SHIELD. Para energias acima de $\sim 0,5 \text{ GeV}$, a queda brusca no fluxo pode ser entendida em termos do *cut-off* geomagnético para partículas capturadas na magnetosfera da Terra. Para energias acima de $\sim 3 \text{ GeV}$, a influência do campo geomagnético torna-se desprezível e os antiprótons energéticos escapam rapidamente da região de captura. Antiprótons com energias entre $0,5$ e 3 GeV permanecem na região de captura por tempo limitado e sua contribuição ao fluxo cai rapidamente.

A Figura 3.13 mostra simultaneamente a dependência do fluxo com a energia cinética e o parâmetro de altitude L . Fluxos maiores do que $0,01 \text{ (m}^2 \text{ s sr GeV)}^{-1}$ somente podem ser observados no intervalo de energia $T = 0,1 - 1 \text{ GeV}$ e altitudes próximas da Terra. Em altitudes externas maiores que $L > 2$, as densidades do meio são bem baixas e, conseqüentemente, a produção secundária de antiprótons é desprezível. Da mesma forma, na Figura 3.14 aprecia-se a concentração bem estreita tanto em energia como em camadas estreitas internas do ambiente magnetosférico.

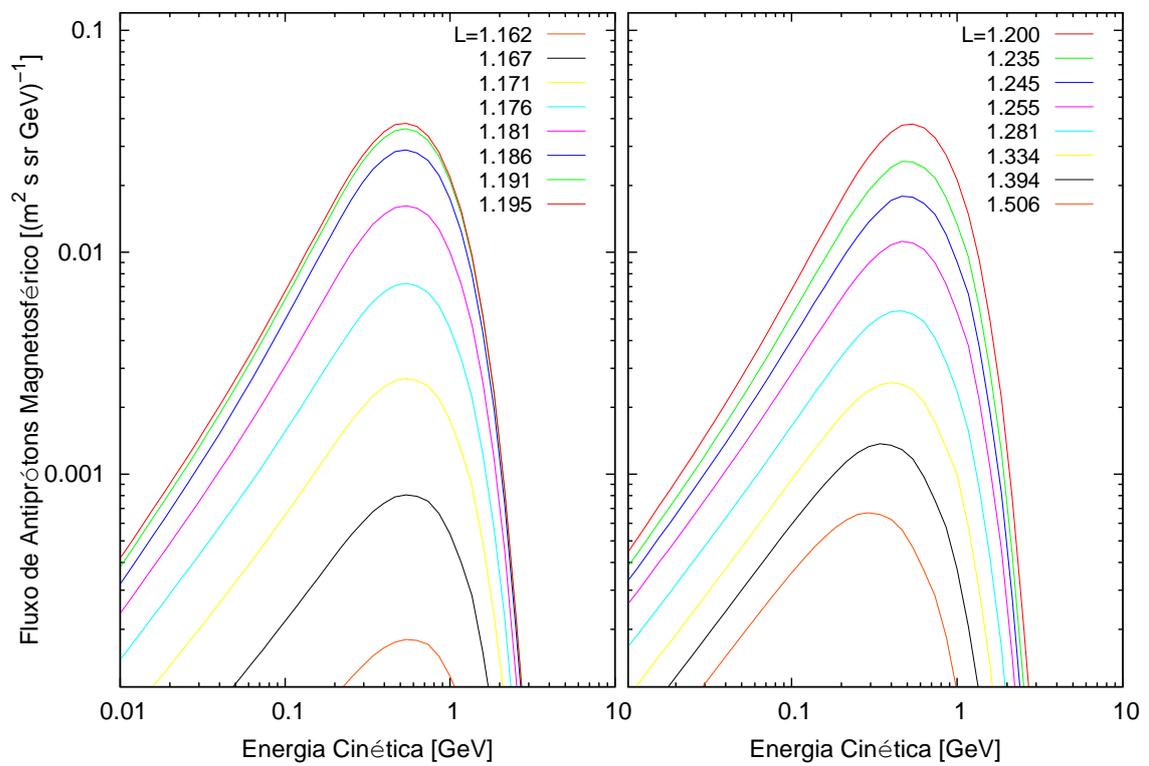


FIGURA 3.12 - Fluxo de antiprótons magnetosférico versus energia cinética, para camadas de altitude representativas de 1,162 ate 1,506. Fluxos máximos são estimados para energias de $\sim 0,5$ GeV.

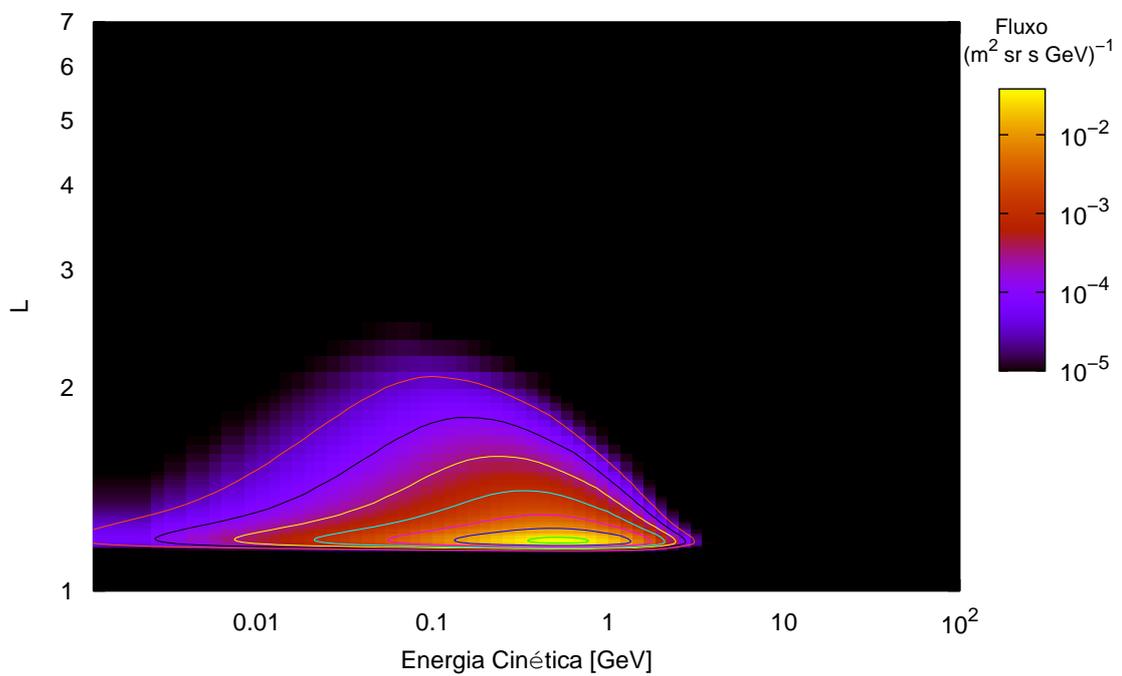


FIGURA 3.13 - Representação simultânea no parâmetro de altitude L e energia cinética do fluxo de antiprótons da região magnetosférica. Fluxos $> 10^2 (\text{m}^2 \text{ s sr GeV})^{-1}$ são estimados para energias cintéticas de 0,1 e 1 GeV, em uma camada estreita em redor de $L \sim 1, 2$.

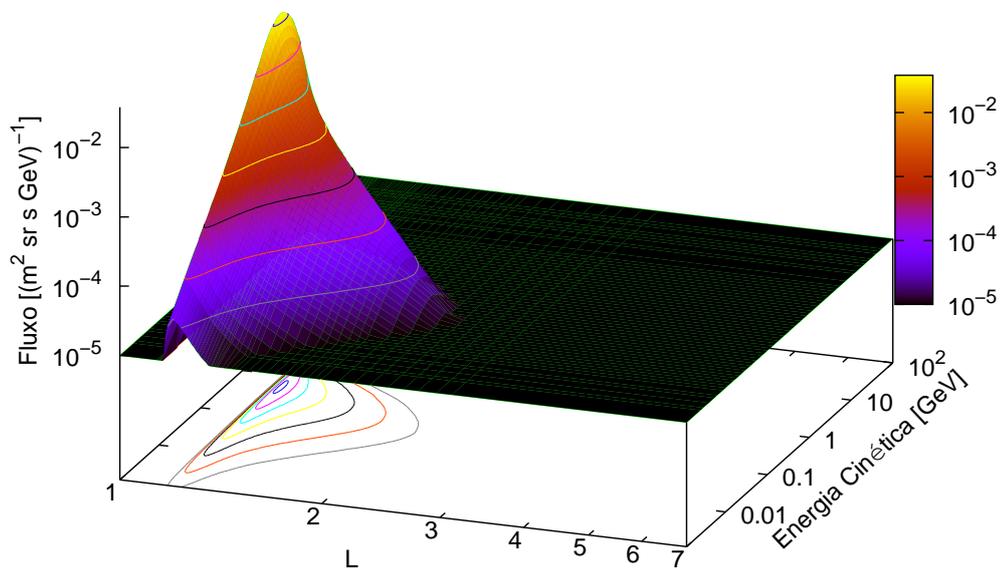


FIGURA 3.14 - Fluxo de antiprótons da região magnetosférica como função da energia cinética e parâmetro de altitude L .

CAPÍTULO 4

COMPARAÇÃO COM OS DADOS OBSERVACIONAIS

“Um resultado nulo na procura de antimatéria pode ser interpretado como a indicação de uma falta de antimatéria. Fracasso para construir uma cosmologia simétrica pode indicar tanto uma falta de antimatéria como uma falta de imaginação.”

G. Steigman (1976)

Os espectros das antipartículas dos raios cósmicos contém informação valiosa das suas fontes e das condições sob as quais propagam-se através da Galáxia. A determinação do verdadeiro fundo das antipartículas nos raios cósmicos é um imperativo, já que facilita a procura de sinais de fontes “primárias”. Neste capítulo, os espectros dos antiprótons secundários interestelares e magnetosféricos são comparados com as observações experimentais. Também é discutida a sua implicância astrofísica.

4.1 Observações dos Antiprótons nos Raios Cósmicos

As primeiras evidências da presença de antiprótons nos raios cósmicos foi reportado em 1979 por [Bogomolov et al. \(1971\)](#) e [Golden et al. \(1979\)](#). Pouco depois, no intervalo de algumas centenas de MeV de energia cinética, [Buffington et al. \(1981\)](#) mediu um inesperado fluxo maior de antiprótons comparado com as atuais medidas. Primeiras medidas dos antiprótons foram severamente comprometidas pelo fundo induzido por espalhamentos nucleares e por uma inadequada identificação de partículas. De fato, a maior dificuldade na medida do fluxo de antiprótons é a sua identificação confiável na presença de um grande fundo, constituído majoritariamente por elétrons, e para experimentos realizados com balões em pequenas profundidades atmosféricas, píons e múons secundários, ambos dos quais são produzidos em interações com atmosfera.

O experimento PBAR ([Salamon et al., 1990](#)) foi o primeiro a utilizar métodos modernos de identificação de partículas (TOF vs. rigidez) para separar antiprótons de μ^- e K^- , e seguimento contínuo do rasto para rejeitar prótons espalhados. Como resultado, antiprótons de baixa energia não foram detectados para níveis mais de uma década abaixo daquele visto por [Buffington et al. \(1981\)](#). A Colaboração LEAP

(Stochaj, 1990) confirmou as medidas do PBAR, melhorando pouco o limite superior da razão de fluxo \bar{p}/p na região sub-GeV.

Experimentos subseqüentes –usualmente chamados de segunda geração– foram desenhados para alcançar uma maior sensibilidade e com isso melhorar a rejeição do fundo. Entre eles, podemos mencionar os experimentos BESS, que, em uma série de vôos de balão, realizaram medidas precisas do espectro de antiprótons abaixo de alguns GeV, e CAPRICE estendeu medidas até 50 GeV.

O experimento a bordo de balão CAPRICE foi o primeiro a usar um espectrômetro magnético, equipado com câmaras proporcionais “multi-armadilhas” e câmaras de deslocamento, combinado com detector RICH, um sistema TOP, e um calorímetro imageador de silicone-tungstênio. Detectores desenhados para a identificação de partículas, para uma discriminação confiável de prótons, e^- , μ^- , K^- em relação aos \bar{p} s. No primeiro experimento CAPRICE(94), o detector RICH utiliza um radiador sólido de NaF, ideal para a identificação de antiprótons na faixa de energia 1–3 GeV. Nove antiprótons foram identificadas na faixa de energia 0,62–3,19 GeV no topo da atmosfera (Boezio *et al.*, 1997). Num seguinte vôo, o detector RICH foi modificado, usando gás C4F10 altamente purificado como radiador, com o objetivo de resolver partículas carregadas de massa leve em energias acima de 5 GeV. Um total de 31 antiprótons, com rigidez entre 4 e 50 GV, foram identificadas com um pequeno fundo dentre outras partículas (Bergström *et al.*, 2000).

O experimento de balão com um espectrômetro superconductor BESS, tem uma ampla geometria aberta com um fator geométrico de $0.3 \text{ m}^2 \text{ sr}$, uma ordem de magnitude maior do que a geração anterior de espectrômetros. A trajetória da partícula, que atravessa um campo magnético uniforme de 1 Tesla gerado por uma bobina fina superconductor, é detectada por uma câmara deslocamento tipo-jato e duas câmaras de deslocamentos internas. A informação do TOF é medida usando cintiladores “hodoscopes” localizados no topo e embaixo do detector. A informação dE/dx é medida usando contadores TOF e pela câmara JET. Um contador Cherenkov com um radiador aerogel de silicone foi instalado, para vetar o fundo de e^- e μ^- . O espectro de energia dos raios cósmicos antiprótons foi determinado no intervalo 0,18 até 3,56 GeV, sob a base de 458 \bar{p} coletados pelo BESS durante um período mínimo solar (Orito *et al.*, 2000). A procura experimental por antiprótons nos raios cósmicos desde seus inícios é resumida na [Tabela 4.1](#).

TABELA 4.1 - Resumo da procura experimental de antiprótons dos raios cósmicos. Valores médios para: (FG) fator geométrico, (TI) tempo de integração, (CG) *cut-off* geomagnético, (AR) atmosfera residual, (E) experimentos com capacidade de determinar o espectro, (R) experimentos que somente determinam a razão dos fluxos \bar{p}/p , (*) limite superior.

| Experimento | Data de vôo | Lugar de obs. | Energia [GeV] | n_0 $\bar{p}s$ | FG [m ² sr] | TI [horas] | CG [GV/c] | AR [g/cm ²] | E/R | Ref. |
|------------------------|-------------|---------------|---------------|---------------------|------------------------|------------|-----------|-------------------------|-----|---------|
| Golden et al. | Jun. 1979 | USA | 4,4-13,4 | 46 | 0,32 | 6,9 | 5,1 | 5,4 | R | (1) |
| Buffington et al. | Jun. 1980 | Canada | 0,13-0,32 | 14 | 0,012 | 12,7 | 0,69 | 9,0 | E/R | (2) |
| LEAP(87)..... | Ago. 1987 | Canada | 0,12-0,35 | 0 | 0,02 | 17,0 | 0,66 | 4,7 | R* | (3) |
| PBAR(87)..... | Ago. 1987 | Canada | 0,1-1,58 | 0 | - | 7,6 | - | 4,8 | R* | (4,5) |
| MASS(91)..... | Sep. 1991 | USA | 3,70-24 | 24 | 0,014 | 9,8 | 4,5 | 5,8 | E/R | (6,7) |
| IMAX(92)..... | Jul. 1992 | Canada | 0,25-3,2 | 16 | 0,014 | 14,8 | - | 5,0 | E/R | (8) |
| BESS(93)..... | Jul. 1993 | Canada | 0,2-0,6 | 6 | 0,4 | 8,61 | 0,39 | 5,0 | E/R | (9,10) |
| CAPRICE(94)..... | Ago. 1994 | Canada | 0,6-3,2 | 9 | 0,018 | 18,0 | - | 3,8 | E/R | (11) |
| BESS(95)..... | Jul. 1995 | Canada | 0,18-1,4 | 43 | 0,31 | 7,6 | 0,4 | 5,0 | E/R | (12) |
| BESS(97)..... | Jul. 1997 | Canada | 0,18-3,56 | 415 | 0,3 | 15,8 | 0,4 | 5,3 | E/R | (13) |
| BESS(98)..... | Jul. 1998 | Canada | 0,18-4,2 | 384 | 0,3 | 16,8 | 0,5 | 5,1 | E/R | (14) |
| CAPRICE(98)..... | Mai. 1998 | USA | 3,2-49 | 31 | 0,016 | 21,0 | 4,3 | 5,5 | E/R | (15,16) |
| AMS-01(1998)..... | Jun. 1998 | Discovery | 0,1-5 | 122 | 0,82 | 184,0 | - | - | E | (17) |
| BESS(99-00)..... | 1999,2000 | Canada | 0,18-4,2 | 1226 | - | 16,2 | 4,2 | 7,2 | E/R | (18) |
| HEAT-pbar(00)..... | Jun. 2000 | USA | 3,7-50 | 78 | 0,3 | 25,2 | 0,4 | 5,0 | R | (19) |
| BESS-TeV(02)..... | Ago. 2002 | Canada | 0,18-4,2 | 147 | 0,3 | 10,6 | 0,5 | 4,8 | E/R | (20) |
| BESS-Polar(04)..... | Dez. 2004 | Antártica | 0,18-4,2 | - | 0,3 | 8,5 | 0,1 | 4,0 | - | (21) |

REFERÊNCIAS: (1) Golden et al. (1979), (2) Buffington et al. (1981), (3) Streitmatter et al. (1989), (4) Salamon et al. (1990), (5) Ahlen et al. (1988), (6) Basini (1999), (7) Hof et al. (1996), (8) Mitchell. et al. (1996), (9) Yoshimura et al. (1995), (10) Moiseev et al. (1997), (11) Boezio et al. (1997), (12) Matsunaga. et al. (1998), (13) Orto et al. (2000), (14) Maeno et al. (2001), (15) Boezio et al. (2001), (16) Bergström et al. (2000), (17) Aguilar e AMS Collaboration (2002), (18) Asaoka et al. (2002), (19) Beach et al. (2001), (20) Haino et al. (2005), (21) Matsuda e et al. (2005).

4.2 Comparação Com os Dados Observacionais

Os resultados segundo a metodologia descrita para calcular o espectro do fluxo de antiprótons secundários interestelares fora do domínio heliosférico (denominada LIS), e em uma distância $r = 1$ UA para épocas de máxima e mínima atividade solar, junto com as medidas observacionais realizadas por vários espectrômetros em diferentes épocas são mostradas na [Figura 4.1](#).

Observa-se que a modulação solar tem efeito para antiprótons com energias $\lesssim 20$ GeV. Também existe uma anti-correlação entre a atividade solar e o influxo de antiprótons interestelares. Durante épocas de atividade solar máxima, o fluxo que entra na heliosfera sofre uma máxima redução em relação às épocas de mínima atividade solar. Em energia cinética de 2 GeV esta diminuição do fluxo é por um fator de $\sim 2,7$ durante máximo solar e de $\sim 1,5$ durante o mínimo solar, sendo estes valores maiores para energias menores. Os dados experimentais bem definidos, particularmente em energias de 2 GeV, confirmam este fenômeno.

A [Figura 4.2](#) mostra uma compilação dos dados experimentais observados pelos experimentos a bordo de balão para épocas de atividade solar máxima. IMAX(92) e MASS(91) usaram técnicas experimentais da segunda geração de espectrômetros, mas, suas medidas têm estatísticas pobres, enquanto as medidas do espectrômetro BESS são mais confiáveis. Em energia de 2 GeV o fluxo médio observado pelo experimento BESS é de ~ 0.015 ($\text{m}^2 \text{ s sr GeV}^{-1}$), valor consistente com o modelo de produção secundária para os antiprótons interestelares. Em geral, o modelo está em concordância com as observações especificamente para energias $\gtrsim 1$ GeV.

O espectro de energia de antiprótons de energia baixa no intervalo de energia de 0,18 até 4,2 GeV foi medido em subseqüentes vôos do espectrômetro BESS, como resumido na [Figura 4.1](#). Estes vôos, até 2002, para tempo de observação de um total de 160 horas, identificaram em redor de 2221 antiprótons dos raios cósmicos. Estas medidas, para o caso de uma época de alta atividade solar, exibem fluxos maiores se comparados com a predição teórica para energias cinéticas $\lesssim 1$ GeV. Particularmente, em energias de $\sim 0,2$ GeV, a discrepância é da ordem de uma década. A figura também mostra as datas de aquisição de dados e o comportamento da atividade solar inferido através do número de manchas solares.

As observações do fluxo de antiprótons dos raios cósmicos em época de atividade

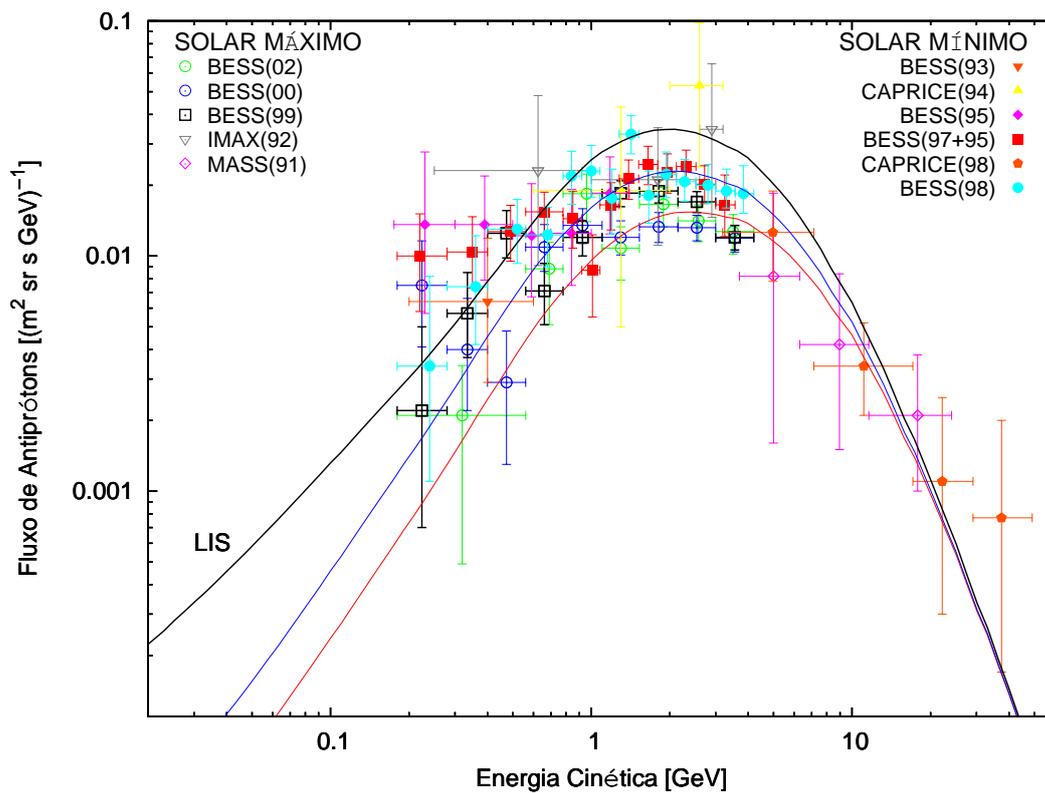


FIGURA 4.1 - Fluxo antiprótons interestelares. (*Linha preta*) fluxo de antiprótons secundários interestelares (LIS), (*linha vermelha*) para época de máxima atividade solar, (*linha azul*) mínimo solar. Dados: (solar máximo) MASS(91) Basini (1999), IMAX(92) Mitchell. et al. (1996), BESS(99)-(00) Asaoka et al. (2002), BESS(02) Haino et al. (2005); (solar mínimo) BESS(98) Maeno et al. (2001), CAPRICE(98) Boezio et al. (2001), BESS(97+95) Orito et al. (2000), BESS(95) Matsunaga. et al. (1998), CAPRICE(94) Boezio et al. (1997), BESS(93) Moiseev et al. (1997).

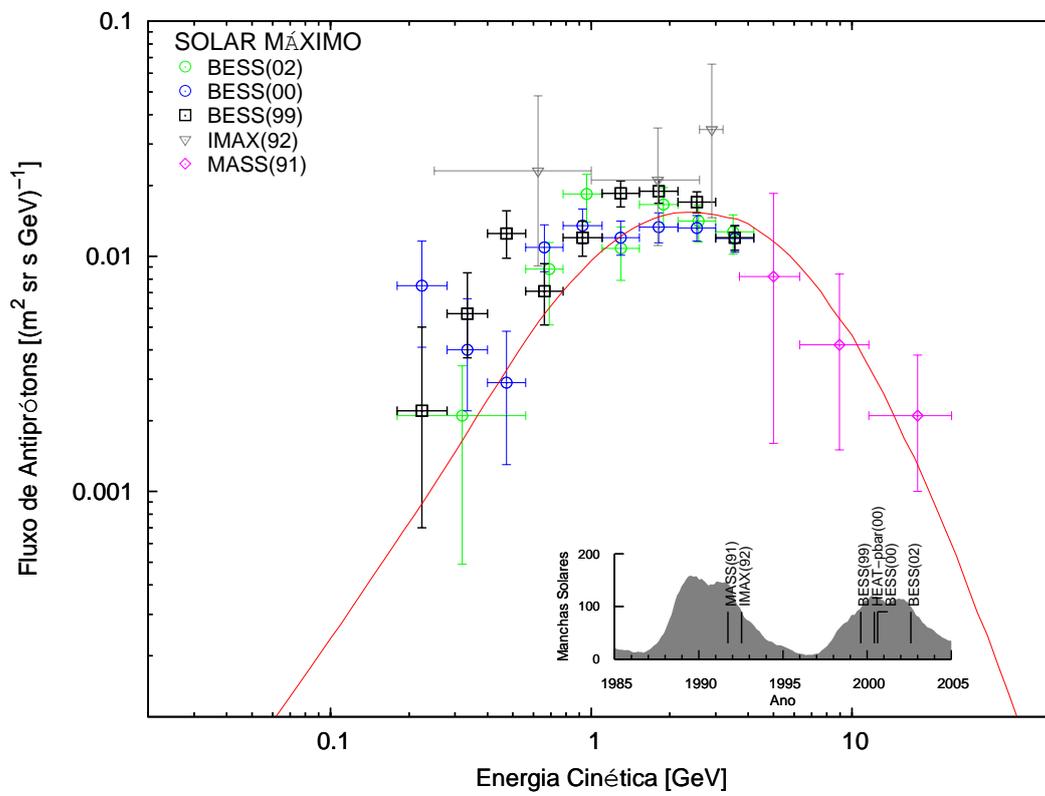


FIGURA 4.2 - Fluxo antiprótons secundários interestelares para uma época de atividade solar máxima. Dados: ver [Figura 4.1](#).

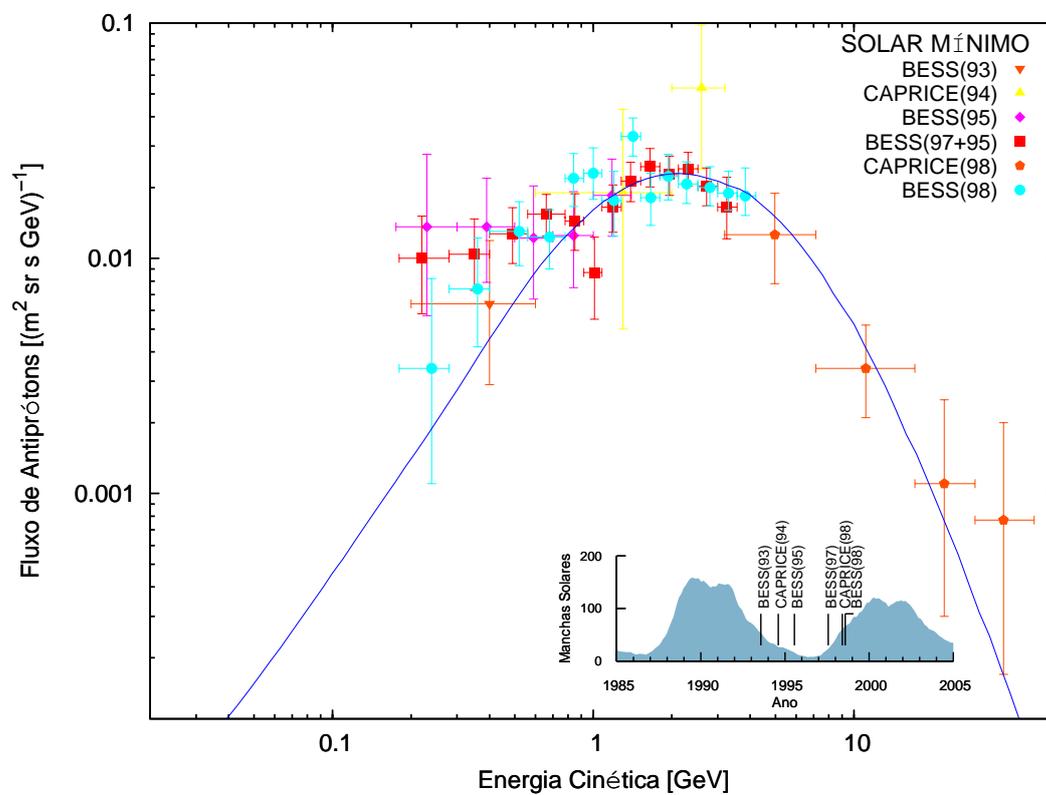


FIGURA 4.3 - Fluxo antiprótons secundários interestelares para uma época de atividade solar mínima. Dados: ver [Figura 4.1](#).

solar mínima, junto com a modelagem para o fluxo secundário são mostradas na [Figura 4.3](#). Os dados CAPRICE(94) são comprometidos pela baixa estatística. Na segunda variante, CAPRICE(96) foi modificado para realizar medidas do fluxo em altas energias. O espectro apresenta um pico característico em energia de ~ 2 GeV com um fluxo observado da ordem $0,023 \text{ (m}^2 \text{ s sr GeV)}^{-1}$, consistente com o modelo de produção secundária, que reproduz o fluxo observado na região do pico com uma exatidão nominal de 15 %. Esta característica do espectro foi primeiramente determinada pelas medidas do BESS(96) e confirmada em medidas posteriores. Esta característica diferencia das outras componentes da radiação cósmica. Assim, está claramente estabelecido que a produção secundária é a principal fonte dos antiprótons nos raios cósmicos, e implica que o modelo de propagação padrão *Leaky Box* adotado está basicamente correto.

Ainda que o mecanismo de produção secundária explica as observações do fluxo de antiprótons para energias $\gtrsim 1$ GeV, para energias menores isto não é conclusivo. Medidas exatas do fluxo de antiprótons do espectrômetro BESS durante o último solar mínimo de 1995-1997 são inconsistentes com o convencional modelo de produção secundária em um fator de ~ 8 em energia de 0,2 GeV. Nestas energias, é observado um excesso do fluxo se comparado com o modelo da ordem de uma década ([Figura 4.2](#)). O modelo de propagação de Reaceleração Estocástica com parâmetros definidos na [Tabela 2.3](#), de uma forma simples, pode reproduzir o espectro para energias sub-GeV, mas a validade deste modelo não está fundamentada pelas evidências observacionais. Assim, medidas exatas do fluxo de antiprótons são também ferramentas para testar modelos de propagação no meio interestelar e heliosférico.

A [Figura 4.4](#) mostra a compilação dos dados observacionais da razão dos fluxos antipróton/próton dos experimentos listados na [Tabela 4.1](#), junto com as previsões teóricas para modelo de produção secundária. No intervalo de energias desde $\sim 0,2$ até ~ 30 GeV observado, esta razão está em concordância com a previsão teórica (qualitativamente falando). Embora as incertezas dos fluxos medidos sejam grandes e com uma dispersão dos dados significativa para energias sub-GeV, uma observação detalhada desta razão tanto em época de máxima atividade solar, [Figura 4.5](#), e mínima atividade solar, [Figura 4.6](#), apresenta excessos se comparado com previsão teórica.

Uma fonte adicional de interesse nos antiprótons surge desde a possibilidade de estudar a dependência com o sinal da carga da modulação dos prótons e antiprótons,

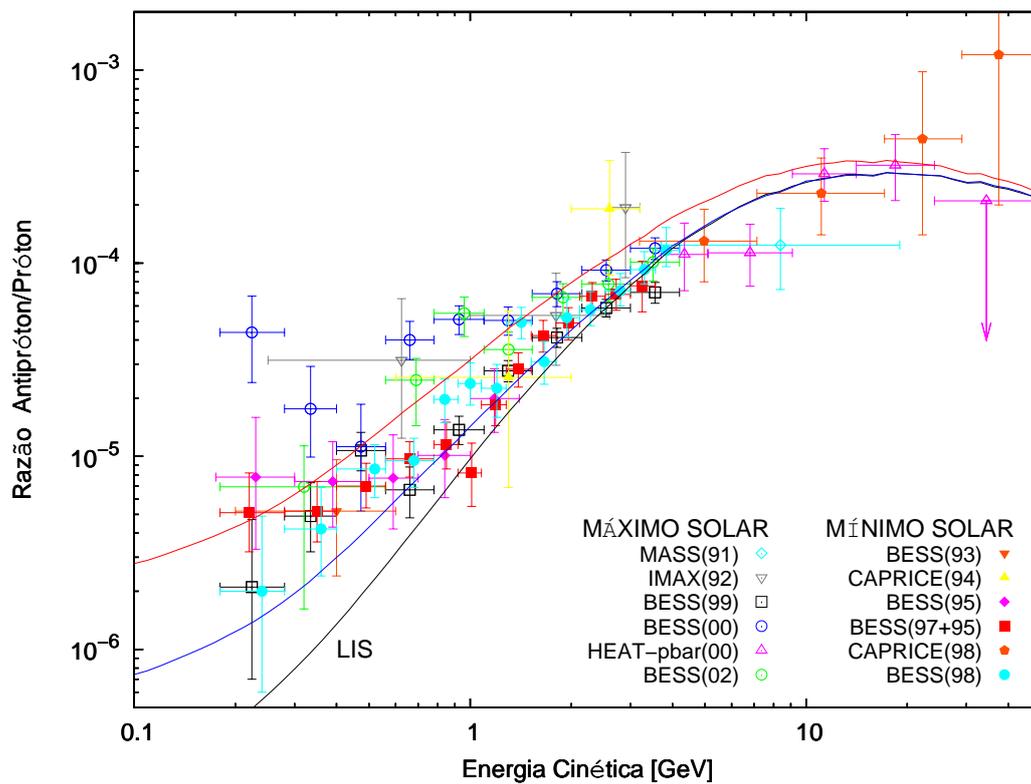


FIGURA 4.4 - Razão dos fluxos \bar{p}/p . (Linha preta) razão LIS, (linha vermelha) solar máximo, (linha azul) solar mínimo. Dados: (solar máximo) MASS(91) Hof et al. (1996), IMAX(92) Mitchell. et al. (1996), BESS(99)-(00) Asaoka et al. (2002), HEAT-pbar(00) Beach et al. (2001), BESS(02) Haino et al. (2005); (solar mínimo) BESS(93) Yoshimura et al. (1995), CAPRICE(94) Boezio et al. (1997), BESS(95) Matsunaga. et al. (1998), BESS(97+95) Orito et al. (2000), CAPRICE(98) Boezio et al. (2001), BESS(98) Maeno et al. (2001).

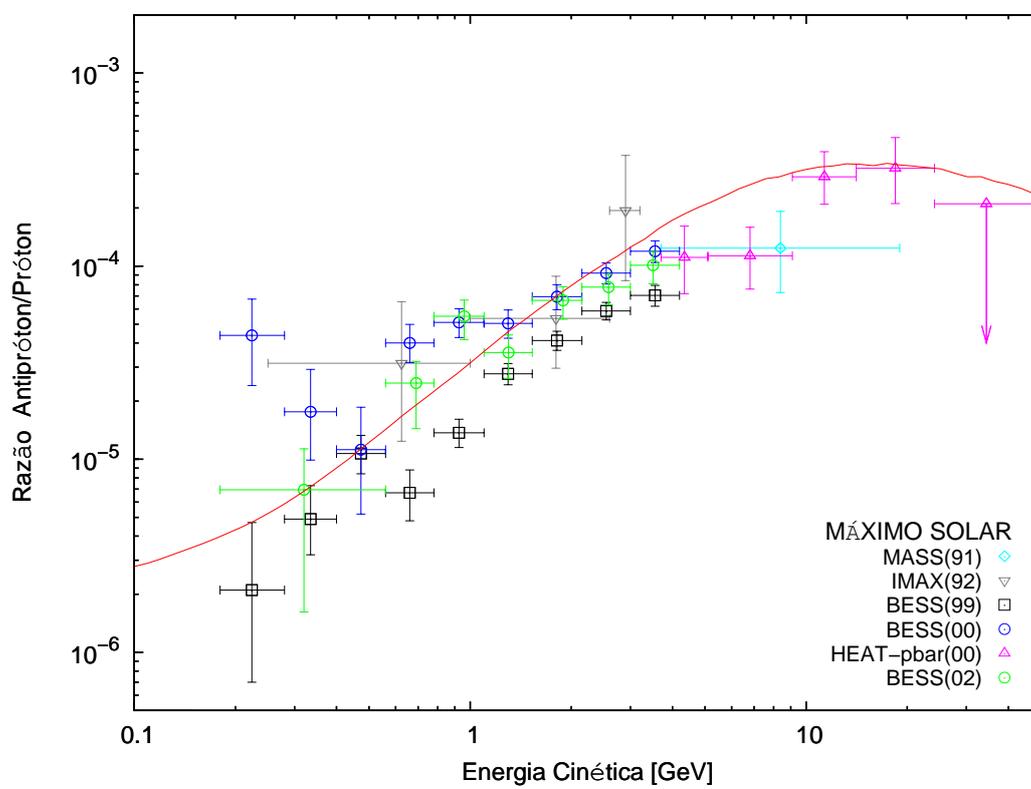


FIGURA 4.5 - Razão \bar{p}/p calculado para um periodo de ativida solar máxima. Dados: ver Figura 4.4.

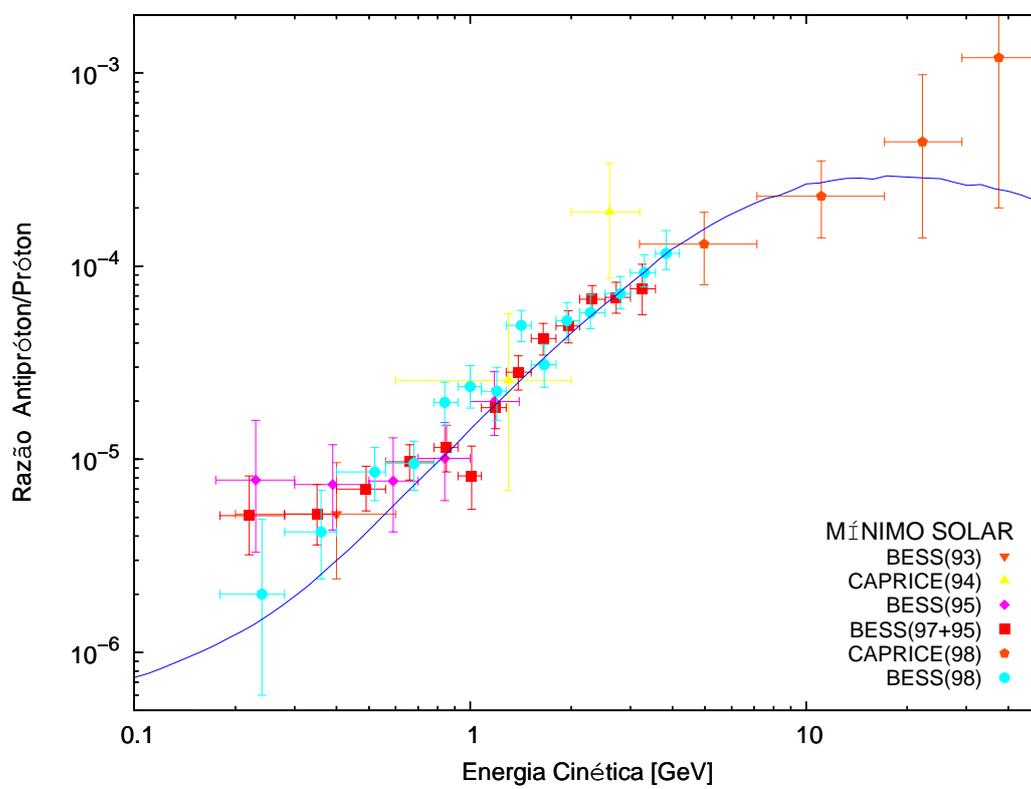


FIGURA 4.6 - Razão \bar{p}/p calculado para um periodo de atvida solar mínima. Dados: ver Figura 4.4.

especialmente quando passamos através do máximo solar, quando se espera que o campo magnético solar inverta de sinal. Existiu uma reversão do campo magnético solar antes do vôo de BESS 2000. Um incremento na atividade solar suprime o espectro de prótons primário, enquanto se espera que o espectro dos antiprótons seja afetado menos intensamente. O incremento na razão antipróton/próton com o incremento da modulação solar resulta principalmente da supressão relativamente grande dos prótons primários. Embora o estudo da modulação solar seja complexa porque envolve vários processos de atividade do ciclo solar, é provável que a discrepância sub-GeV não possa ser entendida exclusivamente por efeitos de modulação solar.

4.3 Explicações Alternativas Para o Espectro de Antiprótons sub-GeV

Primeiras detecções da razão \bar{p}/p nos raios cósmicos (com técnicas ambíguas, consideradas agora somente de importância histórica) (Buffington; Schindler, 1981; Apparao, 1968; Bogomolov *et al.*, 1979; Golden *et al.*, 1979) têm observado fluxos em algumas ordens de magnitude acima daquela predita pela produção secundária. Surgiram muitas sugestões teóricas para explicar estes dados. Por exemplo, Eichler (1982) considerou a produção secundária em colisões de energias muito mais altas, enquanto Kiraly *et al.* (1981) sugeriu a evaporação de buracos negros como fontes de antiprótons. Outra sugestão teórica postula que o fenômeno de oscilação nêutron-antinêutron ($n\bar{n}$) pode operar em fontes astrofísicas ricas em nêutrons tais como supernovas para produzir um fundo de antiprótons galácticos de energia baixa (Sivaram; Krishan, 1982; Sawada *et al.*, 1981). Por sua vez, isso seria uma assinatura das teorias de unificação. Também surgiram especulações de aniquilações de partículas massivas interagindo fracamente (WIMP, sigla em inglês) (Silk; Srednicki, 1984; Stecker *et al.*, 1985).

A segunda geração de espectrômetros (BESS, CAPRICE, HEAT-pbar) tem confirmado o mecanismo de produção secundárias para a maioria dos antiprótons dos raios cósmicos interestelares. No entanto, o aparente excesso de \bar{p} sub-GeV observado pelo experimento BESS tem motivado novamente a procura de explicações alternativas. Duas sugestões minuciosamente estudadas sugerem uma contribuição primária em energias sub-GeV de origem “exótica”: aniquilações de WIMPs no halo galáctico (Ellis *et al.*, 1988; Jungman; Kamionkowski, 1994) e evaporação de buracos negros primordiais (BNP) (Maki *et al.*, 1996).

Pesquisa experimental e teórica de rotação de galáxias, formação de estruturas de grande escala, nucleossínteses no *big bang*, e outros observáveis parecem convergir na necessidade de matéria escura (ME) (Trimble, 1987; Sikivie, 1995), cuja natureza não está resolvida. Candidatos para a ME não-bariônica são as WIMPs, tais espécies –*e.g.*, o chamado neutralino– surgem naturalmente nas teorias supersimétricas como uma combinação de bósons de Higgs e de gauge neutros. Os neutralinos que podem estar povoando o halo galáctico –e serem responsáveis do aplainamento da sua curva de rotação– podem ser detectados via seus produtos de aniquilação (e^+ , \bar{p} , \bar{d} , raios- γ) examinado seus espectros nos RC.

A taxa diferencial de produção por unidade de volume e tempo como função das coordenadas espaciais (r, z) e energia cinética do antipróton $T_{\bar{p}}$, está definida por (Donato *et al.*, 2004)

$$Q_{\bar{p}}^{\text{SUSY}}(r, z, T_{\bar{p}}) = \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle_0 g(T_{\bar{p}}) \left(\frac{\rho_{\chi}(r, z)}{m_{\chi}} \right)^2, \quad (4.1)$$

em que $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle_0$ denota a média sobre a função de distribuição da velocidade galáctica da seção de choque de aniquilação de um par de neutralinos, σ_{ann} , multiplicado pela velocidade relativa v , m_{χ} é a massa do neutralino, e $\rho_{\chi}(r, z)$ representa a função de distribuição de massa dos neutralinos dentro do halo galáctico. Finalmente, o termo $g(T_{\bar{p}})$ representa o espectro diferencial de antiprótons por evento de aniquilação, definido como

$$g(T_{\bar{p}}) \equiv \frac{1}{\sigma_{\text{ann}}} \frac{d\sigma_{\text{ann}}(\chi\chi \rightarrow \bar{p}X)}{dT_{\bar{p}}} = \sum_{\text{T}} \text{BR}(\chi\chi \rightarrow \text{F}) \left(\frac{dN_{\bar{p}}^{\text{F}}}{dT_{\bar{p}}} \right), \quad (4.2)$$

em que F lista as partículas do estado final da aniquilação $\chi\chi$ que pode, subsequentemente, produzir antiprótons tanto diretamente (hadronização quando F = quarks ou glúons), como através de subsequente decaimento de F em quarks ou glúons, $\text{BR}(\chi\chi \rightarrow \text{F})$ é a taxa de ramificando para a produção de F, e $dN_{\bar{p}}^{\text{F}}/dT_{\bar{p}}$ denota a distribuição diferencial de energia de antiprótons gerados por F. A contribuição $Q_{\bar{p}}^{\text{SUSY}}$ deve ser acrescentada às fontes $Q_{\bar{p}}^{\text{sec}}$ e $Q_{\bar{p}}^{\text{terc}}$. Para detalhes do cálculo ver Bottino *et al.* (1995).

Por causa de que a aniquilação de um par de neutralinos $\chi\chi$ ocorre no repouso, a maior parte dos antiprótons deverá ter energias baixas. Estes antiprótons modificariam a magnitude –se não o espectro– do fluxo secundário (Figura 4.7). Mas a fonte

(4.1) contém incertezas nas propriedades da física de partículas, nas quantidades m_χ e $(\sigma v)_{\chi\chi}$ (seção de choque de auto-aniquilação e hadronização em antiprótons dos produtos da aniquilação de neutralinos), como também nos fatores astrofísicos (perfil de distribuição de ME no halo galáctico).

Acredita-se que BNPs foram formados no universo primordial desde flutuações de densidade durante a era dominada pela radiação (Hawking, 1971)¹. Eles evaporariam agora intensamente através do mecanismo de Hawking (Hawking, 1975) se sua massa inicial for $M_* \approx 5 \times 10^{14}$ g. O processo de evaporação de Hawking pode intuitivamente ser entendido como uma criação quântica de partículas desde o vácuo por um campo externo (Frolov; Novikov, 1998).

O número de antiprótons emitido com energia cinética entre T e $T+dT$ por unidade de volume e tempo é proporcional ao número $d^2n/dMdV$ de PBHs por unidade de massa e volume, e ao fluxo individual $d^2N_{\bar{p}}/dEdt$ emitido por cada BNP:

$$Q_{\bar{p}}^{\text{prim}}(r, z, T_{\bar{p}}) = \int \frac{d^2N_{\bar{p}}(M, T_{\bar{p}})}{dEdt} \frac{d^2n(r, z)}{dMdV}. \quad (4.3)$$

O espectro de massa de BNP $d^2n/dMdV$ atual é o resultado da evolução do espectro de massa inicial no tempo, sendo que este valor inicial tem uma escala $M^{-5/2}$ para BNP formados em um Universo dominado pela radiação (Carr, 1975). A taxa de emissão diferencial efetiva de antiprótons define-se da seguinte maneira (Barrau *et al.*, 2002)

$$\frac{d^2N_{\bar{p}}}{dEdt} = \sum_j \int_{E'=E}^{\infty} g_j \frac{\sigma_j(M, E')}{\exp(E'/T_H \pm 1)} \times \left[\frac{dg_{j\bar{p}}(E', E)}{dE} + \frac{dg_{j\bar{n}}(E', E)}{dE} \right] \frac{E'^2}{2\pi^2} dE', \quad (4.4)$$

em que a subscrição $j = q, \bar{q}, g, Z^0, W^\pm$ indica espécies de quark ou bósons de gauge emitidos desde um buraco negro. $dg_{j\bar{X}}/dE$ denota a taxa de fragmentação diferencial em anti-hádrons para uma partícula j , incluído aqui os antinêutrons, já que eles imediatamente decaem em antiprótons.

Espera-se que o perfil de antiprótons da evaporação de BNP (Maki *et al.*, 1996) seja ligeiramente diferente daqueles das aniquilações $\chi\chi$ (Bottino *et al.*, 1995). Embora, estas especulações teóricas de fontes “exóticas” possam contribuir ao fluxo de antiprótons na região sub-GeV (Figura 4.7), o efeito da modulação solar confunde os

¹para outros mecanismos, ver Rubin *et al.* (2000)

seus espectros originais. Portanto, torna-se complicado distinguir uma componente primária da secundária, para provar mais efetivamente o espectro de antiprótons como sinal processos exóticos, seria colocar um espectrômetro de antiprótons no espaço interestelar fora do domínio heliosférico. Embora estudos dos espectros pósitrons e antiprótons nos RC possam revelar indícios de processos físicos “exóticos”, não existe otimismo devido às condições experimentais atuais.

No cenário ‘convencional’, esforços para explicar a discrepância sub-GeV foram realizados nos modelos de propagação. Em energias baixas, a razão B/C parece ser inconsistente com medidas quando são computados em modelos padrões de difusão sem reaceleração. [Moskalenko et al. \(2003\)](#) mostrou que esta discrepância pode ser resolvida se alguma parte dos CRs consistisse de uma componente “fresca” associada com o *bubble* local. Esta componente fresca “não processada” consistiria de prótons adicionais com energias $\lesssim 20$ GeV. Esta energia está acima do limiar para a produção de antiprótons e para efetivamente produzir antiprótons adicionais em $\lesssim 2$ GeV.

O interesse no papel do choque terminal do vento solar (CT) e *heliosheath* no estudo da modulação de raios cósmicos foi incrementado quando as naves espaciais *Voyager* 1 e 2 aproximaram-se da posição estimada do CT e mediram mudanças radiais na velocidade do vento estelar. Esta informação possibilitou o estudo da modulação de prótons e antiprótons com um modelo que inclui o efeito do CT. [Langner e Potgieter \(2004\)](#) demonstraram que a modulação de antiprótons é significativamente diferente da modulação de prótons galácticos, principalmente em um nível que depende claramente do ciclo da polaridade. Estas diferenças aumentam em energias baixas e distâncias radiais maiores. Mas, em forma geral, os efeitos do CT e *heliosheath* na modulação são menos pronunciados e não modificam significativamente o espectro.

Também a possibilidade de uma componente adicional atribuída a uma fonte ‘local’ de antiprótons secundários na região magnetosférica foi inicialmente proposta por [Gusev et al. \(2003\)](#), [Pugacheva et al. \(2003\)](#) (Talavera, 2003, dissertação de Mestrado). Cálculos da taxa de produção de antiprótons secundários nas interações dos RC com as constituintes da matéria exosférica apontam para uma produção significativa de antiprótons na região equatorial em altitudes de ~ 1300 km ($L \sim 1, 2$). Estes antiprótons ‘magnetosféricos’ eventualmente podem ser capturados pelo campo magnético terrestre (particularmente em energias $\lesssim 3$ GeV), formando, deste modo, uma espécie de cinturão de radiação de antiprótons. A produção e distribuição radial de antiprótons secundários magnetosféricos foi calculada no [Capítulo 3](#).

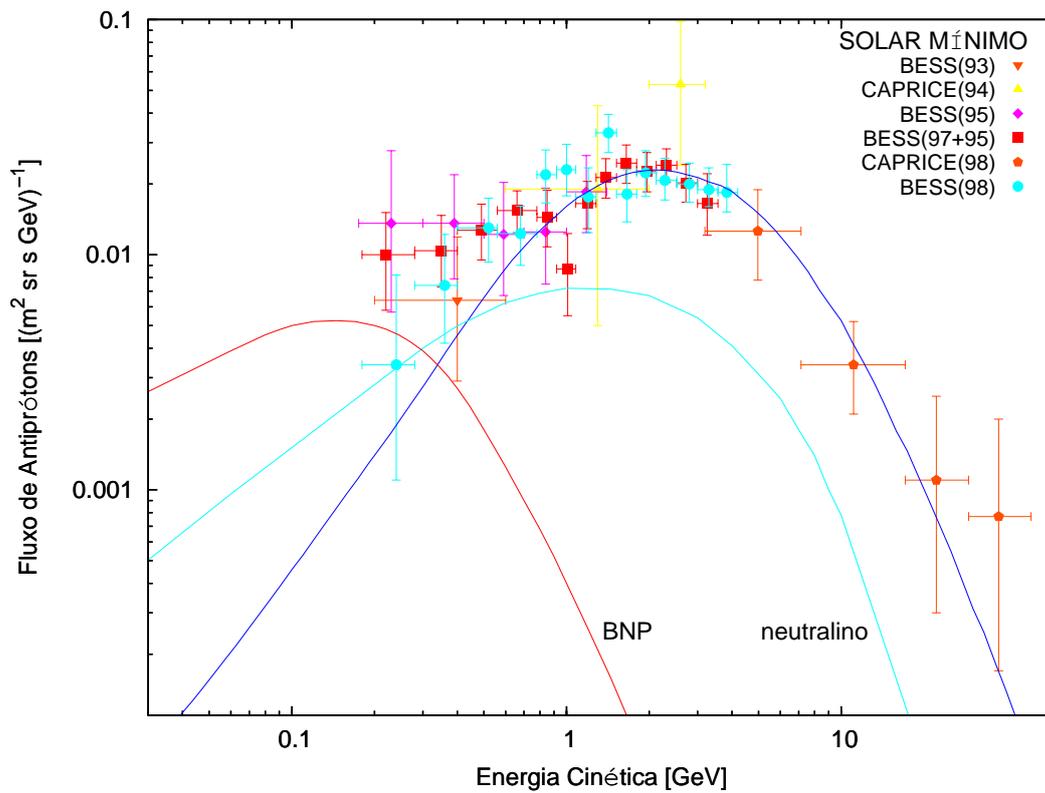


FIGURA 4.7 - Fluxo de antiprótons interestelares para uma época de atividade solar mínima. (*Linha azul*) antiprótons secundários, (*linha ciano*) provenientes da aniquilação neutralinos (Bottino *et al.*, 1995), (*linha vermelha*) provenientes da evaporação de BNP (Maki *et al.*, 1996). Dados: ver Figura 4.1.

Seguindo a idéia original de [Pugacheva et al. \(2003\)](#), [Duperray et al. \(2005\)](#) estimou a produção de antiprótons originados nas interações dos raios cósmicos na atmosfera a fim de comparar com as medidas dos fluxos de antiprótons em diferentes altitudes a bordo de balão pelo experimento BESS e em altitude de montanha ([Sanuki et al., 2003](#)), mas não considera o efeito do campo geomagnético. [Fuki et al. \(2003\)](#) usando simulações Monte Carlo, têm calculado o movimento de prótons e antiprótons em redor da Terra para mostrar as suas concentrações espaciais. Com prótons e antiprótons provenientes do decaimento de nêutrons e antinêutrons albedo, [Fuki et al.](#) concluem que antiprótons se concentram mais do que os prótons particularmente na região AMAS (Anomalia Magnética do Atlântico Sul).

4.4 Contribuição dos Antiprótons Magentoféricos Para o Fluxo de Antiprótons Interestelares sub-GeV

Na metade dos anos 80, desenvolvimentos de protótipos para um espectrômetro para voar a bordo de missões espaciais, conduziram à NASA a desenvolver uma proposta da estação espacial conhecida como Astromag (*Particle Astrophysics Magnet Facility*) ([Ormes et al., 1988](#)), não executada por razões de orçamento, mas que atingiu um alto grau de desenvolvimento conceitual e de engenharia. A influência do estudo do Astromag propiciou o surgimento de uma nova geração de espectrômetros magnéticos equipados com instrumentação sofisticada para o estudo de antimatéria. Para a observação de antipartículas nos raios cósmicos, os espectrômetros pós-Astromag são listados na [Tabela 4.2](#). Estes experimentos com capacidade de determinar tanto a razão dos fluxos de \bar{p}/p como os espectros em energias de 0,18 até 49,1 GeV, têm operado a bordo de balões entre 7,6 até 28 horas, em altitudes com uma atmosfera residual média de $\sim 5 \text{ g/cm}^2$.

A [Tabela 4.2](#) resume a informação básica dos parâmetros dos vôos durante o tempo de coleta de dados. As altitudes alcançadas pelos vôos de balão são, em média, de 37 km. Para as posições geográficas de $56^\circ 48' \text{ N}$, $101^\circ 25' \text{ O}$ de latitude e longitude, onde a maioria dos experimentos tem operado, o campo geomagnético para diferentes épocas tem valores de 0,096 até 0,24 Gauss. Para estas localizações e alturas, o parâmetro de altitude tem valores de $L \simeq 6,15 - 6,37$, exceto para o experimento MASS(91), que tem operado em uma latitude de $34^\circ 30' \text{ N}$ e uma altitude de 36 km, o parâmetro de altitude correspondente é de $L \sim 1,82$. O parâmetro de altitude L (e intensidades do campo magnético B) foi calculado usando o programa computa-

cional do IGRF (*International Geomagnetic Reference Field*)² com os parâmetros de entrada da localização geográfica (latitude e longitude) e altura média atingida pelos balões bem como data de lançamento do experimento³.

Os dados disponíveis para o fluxo de antiprótons dos raios cósmicos medidos pelos experimentos listados na [Tabela 4.2](#), junto com as estimativas do fluxo interestelar de antiprótons secundários para as condições de modulação máxima e mínima estimadas no [Capítulo 2](#), são mostrados na [Figura 4.8](#). Para comparar os resultados das simulações segundo o modelo de difusão radial para as estimativas dos fluxos de antiprótons magnetosféricos também são mostrados. As observações experimentais confirmam a natureza secundária dos antiprótons com um fluxo em redor de $\sim 0,02$ ($\text{m}^2 \text{ s sr GeV}^{-1}$) para ~ 2 GeV. As estimativas são consistentes com estes valores do fluxo para condições de mínima atividade solar. No caso dos antiprótons magnetosféricos, o resultado obtido indica um máximo no fluxo em redor de $0,04$ ($\text{m}^2 \text{ s sr GeV}^{-1}$) em energias cinéticas de $\sim 0,5$ GeV, em uma camada da magnetosfera de $L \sim 1,2$. Para esta energia, o fluxo interestelar é estimado em $0,007$ ($\text{m}^2 \text{ s sr GeV}^{-1}$). Ainda que as comparações sejam para diferentes posições do ambiente magnetosférico, a diferença entre estes fluxos por um fator de ~ 6 é considerável.

A mínima energia de $\sim 0,2$ GeV atingida na medida de antiprótons pelo experimento BESS mostra fluxos maiores por um fator de 10 se comparado com a predição secundária para os antiprótons interestelares. Nesta energia, o fluxo magnetosférico estimado tem valores de $\sim 0,02$ ($\text{m}^2 \text{ s sr GeV}^{-1}$) em altitudes de $L \sim 1,2$, ligeiramente acima dos fluxos observados. Se desconsideramos o nível de modulação solar, os fluxos observados pelo experimento BESS em $0,2$ GeV são da ordem de $\sim 0,007$ ($\text{m}^2 \text{ s sr GeV}^{-1}$). Fluxos de antiprótons magnetosféricos desta ordem, para camadas mais internas de $L \sim 1,18$ e externas de $L \sim 1,25$, são estimados se admitirmos uma fonte local de antiprótons secundários na região exosférica em altitudes de $L \sim 1,2$.

²<http://modelweb.gsfc.nasa.gov/models/igrf.html>

³Breve descrição: O modelo IGRF é uma representação empírica do campo magnético da Terra, sem fontes externas. O modelo emprega a usual expansão de harmônicos esféricos do potencial escalar em coordenadas geocêntricas. Os coeficientes do modelo IGRF são baseados sobre todas as fontes de dados, incluindo medidas geomagnéticas desde observatórios, vôos espaciais e satélites. Em combinação com o conjunto de coeficientes, diferentes sub-rotinas são usadas para determinar as componentes do vetor de campo magnético e o valor de L em uma dada localização.

TABELA 4.2 - Transformação entre as coordenadas GEO (geográficas) GMC (geomagnética corrigida) e modelagem do dos parâmetros do campo geomagnético. (AM) Altitude média, (PM) parâmetro de modulação, (DA) data de aquisição de dados, (LA) lugar de aquisição de dados, B intensidade do campo magnético, L parâmetro de altitude.

| Experimento | AM | | PM | | DA | LA | Latitude | Longitude | B | | L | Ref. |
|--------------------|-------------|------|---------|-----|------------------|--------------|----------|-----------|-------|------|----|------|
| | [km] | | [MV] | | | | | | [nT] | | | |
| MASS(91)..... | 36 | - | - | - | 23 Set 1991 | Fort. Summer | 34°30 N | 110°10 O | 23974 | 1.82 | 1 | |
| IMAX(92)..... | 36 | 750 | - | - | 16 - 17 Jul 1992 | Lynn Lake | 56°48 N | 101°25 O | 9565 | 6.37 | 2 | |
| BESS(93)..... | 36,5 | - | - | - | 26 Jul 1993 | Lynn Lake | 56°48 N | 101°25 O | 9590 | 6.35 | 3 | |
| CAPRICE(94)..... | 36 - 38,1 | 500 | - | - | 8 - 9 Ago 1994 | Lynn Lake | 56°48 N | 101°25 O | 9616 | 6.34 | 4 | |
| BESS(95)..... | 36 | 530 | - | - | 25 Jul 1995 | Lynn Lake | 56°48 N | 101°25 O | 9647 | 6.32 | 5 | |
| BESS(95+97)..... | 38 - 35 | 500 | - | - | 27 Jul 1997 | Lynn Lake | 56°48 N | 101°25 O | 9733 | 6.27 | 6 | |
| CAPRICE(98)..... | - | 600 | 28 - 29 | May | 1998 | Fort. Summer | 34°30 N | 110°10 O | - | - | 7 | |
| BESS(98)..... | 37,4 - 35,7 | 610 | - | - | 29 Jul 1998 | Lynn Lake | 56°48 N | 101°25 O | 9777 | 6.25 | 8 | |
| BESS(99)..... | 34 | 648 | - | - | 1999 | Lynn Lake | 56°48 N | 101°25 O | 9830 | 6.22 | 9 | |
| HEAT-pbar(00)..... | - | - | 3 | Jun | 2000 | Fort. Summer | 34°30 N | 110°10 O | - | - | 10 | |
| BESS(00)..... | 34 | 1344 | - | - | 2000 | Lynn Lake | 56°48 N | 101°25 O | 9874 | 6.20 | 11 | |
| BESS(02)..... | 37 | - | 7 | Ago | 2002 | Lynn Lake | 56°48 N | 101°25 O | 9971 | 6.15 | 12 | |

REFERÊNCIAS: (1) Hof *et al.* (1996), (2) Mitchell. *et al.* (1996), (3) Moiseev *et al.* (1997), (4) Boezio *et al.* (1997), (5) Matsunaga. *et al.* (1998), (6) Orito *et al.* (2000), (7) Boezio *et al.* (2001), (8) Maeno *et al.* (2001), (9) Asaoka *et al.* (2002), (10) Beach *et al.* (2001), (11) Asaoka *et al.* (2002), (12) Haino *et al.* (2005).

Apesar da maioria das observações terem sido realizadas em $L \sim 6$ e as estimativas para o fluxo equatorial de antiprótons magnetosféricos mostrarem fluxos significativamente superiores em $L \sim 1, 2$ se comparado com o fluxo de antiprótons secundários interestelares, parte destes antiprótons magnetosféricos pode contribuir ao fluxo interestelar observado em latitudes de *cut-off* geomagnético mínimo de 0,5 GV (ver [Tabela 4.1](#)), onde a influência do campo geomagnético para o influxo dos antiprótons vindos do espaço exterior é desprezível. Esta contribuição pode ser explicada por vários processos, *e.g.*, a difusão *pitch angle*, que transporta partículas desde regiões equatoriais para regiões polares. Outro processo pode ocorrer devido à precipitação de partículas para regiões polares por distúrbios súbitos da magnetosfera em processos de tempestades e sub-tempestades magnéticas, entre outros.

Segundo o modelo aplicado para estimar o espectro de antiprótons magnetosféricos, o fluxo tem uma diminuição rápida para energias acima de ~ 1 GeV devido a que para estas energias o domínio do campo geomagnético no movimento é desprezível e os antiprótons com energias $\gtrsim 2$ GeV escapam rapidamente da região de captura geomagnética. Parte destes antiprótons, em uma taxa delimitada por $1-\chi$, em que χ representa o coeficiente de injeção de partículas na região de captura geomagnética ([3.46](#)), pode contribuir ao influxo de antiprótons em regiões polares. Ainda, antiprótons de energias baixas produzidos em direções desfavoráveis para a captura (determinada por $1-\chi$) podem deslocar-se para regiões polares.

4.5 Experimentos Atuais e Futuros

A terceira geração de detectores tem como objetivo principal a detecção de anti-hélio, determinar o espectro dos antiprótons e pósitrons em um intervalo de energia ainda mais ampla e com uma estatística maior. Estes futuros experimentos são:

BESS-Polar: O experimento a bordo de balão BESS (*Balloon-borne Experiment with a Superconducting Solenoidal magnet*) tem realizado desde 1993 medidas de partículas-antipartículas dos RC no intervalo de energia de 150 MeV até 4,2 MeV. Em 2002, o espectrômetro foi modificado (BESS-TeV) para estender a medida do espectro dos RC até 1 TeV. Observações do BESS são atualmente as mais confiáveis e servem como referência para os futuros experimentos. Para estudos de antiprótons sub-GeV e a procura de antinúcleos nos RC, o experimento BESS-Polar foi modificado tanto na diminuição do seu peso (ou carga útil), como no sistema de fornecimento de energia, isto para possibilitar medidas de longa duração a bordo de

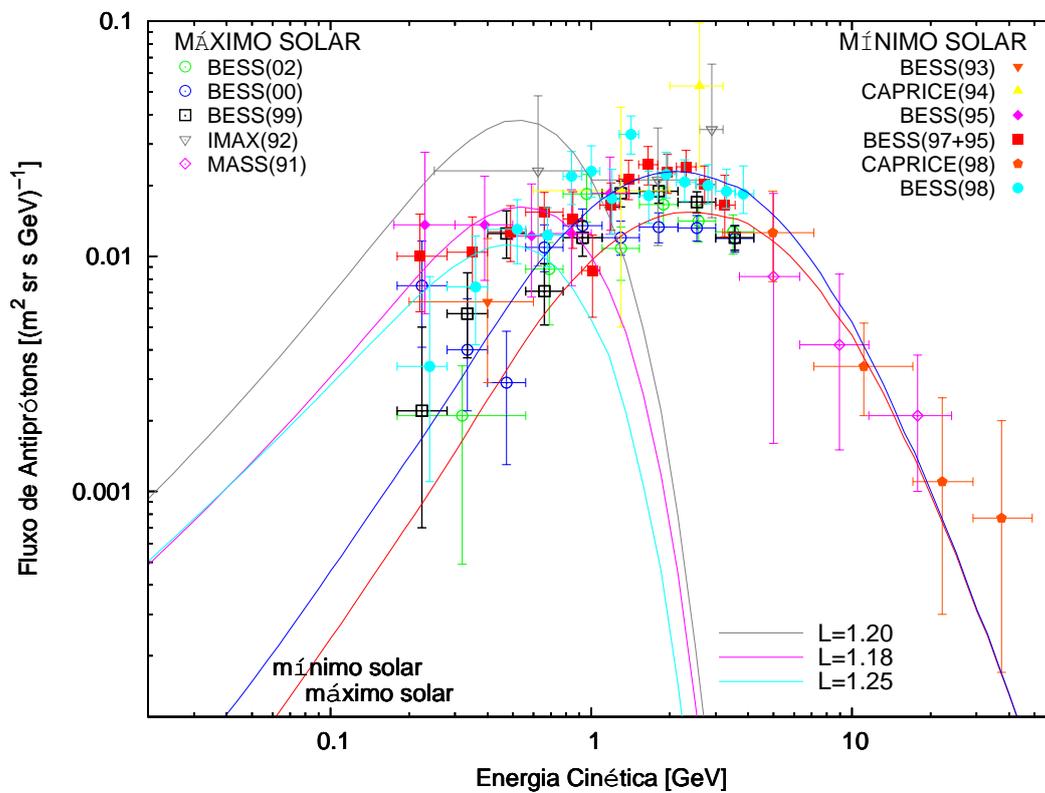


FIGURA 4.8 - Fluxo de antiprótons magnetosféricos, interestelar e observações experimentais para uma época de baixa intensidade de modulação solar.

balão, de 10–20 dias, na Antártica, durante o mínimo solar de 2006/2007. Espera-se detectar mais de 1000 antiprótons com energias < 1 GeV em 20 dias de vôo. A sensibilidade estimada para $\bar{\text{He}}/\text{He}$ é $\lesssim 10^{-8}$ (Nozaki, 2004; Yoshida *et al.*, 2004).

AMS-02: O experimento AMS-02 (*Alpha Magnetic Spectrometer*) operará sob a ISS (*International Space Station*) durante 3-5 anos, a partir de 2008. Os objetivos físicos principais são: a procura de antinúcleos nos raios cósmicos e o espectro de antiprótons e pósitrons no intervalo de rigidez desde 0,2 GV até 2 TV. Durante seu vôo precursor de 10 dias (AMS-01) a bordo do ônibus espacial Discovery em 1998, a uma altitude de 350–390 km, detectou 10^8 eventos dos RC. Os principais resultados das observações do AMS-01 são: para energias < 10 GeV, observa-se uma dependência do espectro primário de prótons com a posição geomagnética; os antiprótons medidos até 3 GeV parecem estar em concordância com o modelo de produção secundária; não foram encontrados candidatos de anti-hélio em um total de $2,86 \times 10^6$ eventos selecionados de hélio; duas populações diferentes de pósitrons e elétrons foram detectadas, uma distribuída uniformemente e outra concentrada em duas regiões discretas. Com a experiência obtida nesta curta missão, o detector AMS-02 torna-se um projeto ambicioso, tanto pelo intervalo de rigidez de detecção de partículas, capacidade de identificação de todos os elementos até o Fe, e sua posição orbital de operação possibilitará o estudo de partículas capturadas no campo geomagnético. Para uma operação de 3 anos, a sensibilidade estimada para $\bar{\text{He}}/\text{He}$ é aproximadamente 10^{-9} (Blau *et al.*, 2004).

PAMELA: O experimento PAMELA (*Payload for Antimatter-Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics*), está atualmente em operação a bordo do satélite Russo Resurs DK1, em uma altitude de 300–600 km e inclinação orbital de 70 graus. O experimento medirá fluxos de antiprótons e pósitrons (e núcleos leves até o oxigênio) dos RC com estatística alta em um intervalo de energia de 80 MeV - 190 GeV para antiprótons, e 50 MeV - 270 GeV para pósitrons, fazendo possíveis testes dos modelos de propagação dos raios cósmicos e estruturas dos fluxos em intervalos de energia ainda não pesquisados. Durante a missão de pelo menos três anos pretendida, o limite sob a razão $\bar{\text{He}}/\text{He}$ estimado é 7×10^{-8} (Spillantini, 2004), sendo o limite atual da ordem de 10^{-6} .

Na Tabela 4.3 resume-se as principais características dos três novos experimentos. O BESS-Polar (Matsuda; *et al.*, 2005) foi lançado na Antártica em Dezembro de 2004. PAMELA (Boezio; *The Pamela Collaboration*, 2006) foi lançado em Março de 2006 para

uma missão de três anos. AMS-02 (Battiston, 2005) está programado para ser instalado sobre o ISS em 2008 para um período de três ou cinco anos.

Nos próximos anos estes experimentos forneceram informação dos fluxos dos RC tanto em condições calmas ou perturbadas da heliosfera, como medidas no ambiente magnetosférico (em diferentes altitudes e posições de altitude e latitude). Além disso, incrementarão a amostra estatística dos RC por algumas ordens de magnitude se comparado com as atuais medidas de RC disponíveis. O AMS-02 será o único experimento capaz de medir simultaneamente \bar{p} , e^\pm e \bar{D} , mas também raios- γ de alta energia, inclusive na região de energias TeV ainda não exploradas. Também medidas com exatidão sem precedentes das razões de isótopos leves como D/p , ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ e mais importante ${}^{10}\text{Be}/{}^9\text{Be}$. O espectrômetro PAMELA, apesar de sua aceitação pequena, a sua operação contínua permitirá monitorar a modulação solar dos raios cósmicos. Por sua vez, sua posição orbital quase polar permite aceder à observação dos raios cósmicos de energia baixa se comparado com o AMS-02, incluindo \bar{p} s de 80 MeV e e^\pm até 50 MeV. Enquanto, o programa BESS com sua longa experiência de vôos de balão com um único vôo de quase um mês se faz competitivo aos experimentos AMS-02 e PAMELA.

TABELA 4.3 - Propriedades da próxima geração de experimentos de espectrômetros e objetivos físicos com as sensibilidades esperadas. MRD (máxima rigidez detectável).

| Projeto | BESS-Polar ⁽¹⁾ | PAMELA ⁽²⁾ | AMS-02 ⁽³⁾ |
|--------------------------------------|---------------------------|-----------------------------|-------------------------------|
| aceitação [m ² sr] | 0,3 | 0,002 | 0,5 |
| MRD [GV] | 150 | 740 | 2500 |
| duração do vôo [dias] | 10+20 | 1000 | 1000 |
| altitude de vôo [km] | 36 | 690 | 350 |
| atmos. residual [g/cm ²] | 5 | - | - |
| peso [tons] | 1,5 | 0,38 | 7 |
| consumo potência [W] | 600 | 345 | 2000 |
| campo mag. [Tesla] | 0,8-1 | 0,4 | 0,87 |
| latitude vôo [graus] | 80 | ±70 | ±52 |
| energia [GeV] | >0,1 | >0,1 | >0,5 |
| veículo de vôo | balão | satélite | ISS |
| no. (energia [GeV/n]) | | | |
| prótons | 3×10^9 (0,2-200) | 3×10^8 (0,08-700) | 2×10^{10} (0,5-2500) |
| antiprótons | 3×10^4 (0,2-4) | 3×10^4 (0,08-190) | 3×10^6 (0,08-700) |
| e ⁻ | - | 6×10^6 (0,05-2000) | 6×10^8 (0,5-5000) |
| e ⁺ | - | 3×10^5 (0,05-270) | 3×10^7 (1-400) |
| $\bar{\text{He}}/\text{He}$ | 3×10^{-8} | 7×10^{-8} | 10^{-9} |
| $\bar{\text{D}}/\text{D}$ | 10^{-5} | - | 3×10^{-7} |

REFERÊNCIAS: (1) [Mitchell et al. \(2004\)](#), (2) [Spillantini \(2004\)](#), (3) [Battiston \(2005\)](#).

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS

Desde as primeiras detecções de antiprótons nos raios cósmicos, sua origem e espectro são matéria de ativo debate. A busca por antiprótons nos raios cósmicos é uma forma direta de procurar antimatéria no Universo. Modelagens do espectro de antiprótons interestelares consideram as interações dos raios cósmicos galácticos com a matéria interestelar como a origem dos antiprótons, e mostram que o fluxo calculado é consistente com o fluxo observado por experimentos a bordo de balão. Não obstante, um excesso do fluxo é observado em relação às predições teóricas em energias $\lesssim 1$ GeV. Muitas sugestões surgiram para explicar esta discrepância, e apesar dos progressos teóricos, não existe um consenso final para explicá-la. Antes de considerar a validade destas sugestões, precisamos identificar todas as incertezas nos parâmetros de propagação na Galáxia e na heliosfera, bem como todas as possíveis fontes de antiprótons secundários, atuando em regiões específicas. Sob esta premissa, foi modelado o espectro de produção de antiprótons interestelares com ênfase no aperfeiçoamento da produção de antiprótons, isto inclui, uma modelagem mais realista da componente terciária e da contribuição do decaimento de antinêutrons.

O aparente excesso do fluxo de antiprótons de energias sub-GeV, comparado com a predição convencional de produção secundária dos antiprótons dos raios cósmicos interestelares, pode ser explicado se assumirmos uma fonte de antiprótons secundários na região magnetosférica. Esta hipótese baseia-se, primeiramente, no fato de que os dados observacionais fornecidos por experimentos a bordo de balões realizados no topo da atmosfera estão sujeitos a sofrerem contaminações; em segundo lugar, verificou-se a presença de outras espécies de partículas, particularmente pósitrons em regiões de captura geomagnética, com fontes tanto externas como locais. Provavelmente da mesma forma, populações de antiprótons com energias sub-GeV existem na região magnetosférica.

Para estimar o fluxo de antiprótons magnetosféricos e posterior acumulação em forma de populações de antiprótons na região magnetosférica, aplicamos o modelo de difusão radial, atribuindo a produção de antiprótons nas interações dos raios cósmicos primários com o material exosférico em altitudes com densidades maior do que 10^5 cm^{-3} ($L \sim 1, 2$ na região equatorial), como uma fonte “local” de antiprótons. Os resultados da modelagem indicam que:

- a) A maioria dos antiprótons dos raios cósmicos interestelares tem origem secundária. Esta conclusão é sustentada pelas observações experimentais a bordo de balão. Não obstante, para energias sub-GeV, o fluxo observado é maior comparado com o modelo convencional de produção secundária para os antiprótons interestelares, sendo este excesso da ordem de uma década em energia de $\sim 0,2$ GeV;
- b) Fluxo de antiprótons da ordem de $0,04 \text{ (m}^2 \text{ s sr GeV)}^{-1}$ em energia de $0,5$ GeV em altitudes de $L \sim 1,2$ na região equatorial, são estimados se assumirmos uma fonte de antiprótons produzidos nas interações dos raios cósmicos com o material exosférico;
- c) Para energias $\lesssim 1$ GeV, o fluxo estimado de antiprótons magnetosféricos é maior comparado com o fluxo interestelar, sendo esta diferença da ordem de uma década em energia de $0,2$ GeV;
- d) Estima-se uma queda rápida no fluxo para camadas de L cada vez menores, devido principalmente à absorção de antiprótons na suas interações com a atmosfera em camadas internas cada vez mais densas;
- e) Para energias altas, delimitado pela condição de adiabaticidade $\varepsilon > \varepsilon_c$, apresenta-se uma rápida queda no fluxo. Antiprótons com energias $\gtrsim 3$ GeV escapam da região de captura geomagnética;
- f) Para energias sub-GeV, antiprótons produzidos na região exosférica $L \sim 1,2$, e posteriormente capturados pelo campo geomagnético em forma de cinturões de radiação de antiprótons em altitudes $L \simeq 1,18 - 1,25$, na região equatorial, têm fluxos maiores daqueles observados pelo experimento BESS;
- g) Uma fração de antiprótons magnetosféricos pode se transportar para regiões polares por processos de difusão de *pitch angle* ou outros processos, tais como precipitação de partículas, e podem contribuir aos fluxos observados por experimentos a bordo de balões em regiões de baixo *cut-off* geomagnético, *i.e.*, perto de regiões polares.

Futuras observações dos fluxos de antiprótons dos raios cósmicos, em altitudes acima dos atingidos por experimentos a bordo de balões, e cobrindo uma região magnetosférica muito maior, bem como em energias ainda não exploradas e com altas estatísticas observacionais, fornecerão informação sobre os fluxos de antiprótons magnetosféricos. Observações experimentais dos fluxos em função de diferentes camadas L são necessárias, tanto para determinar a importância da difusão radial dos antiprótons na magnetosfera interior, como para determinar a capacidade de penetração

dos antiprótons interestelares. Estas questões são importantes para entender os fluxos observados em diferentes épocas de atividade solar, particularmente em baixas energias. É imperativo conhecer o verdadeiro fundo do espectro de antiprótons nos raios cósmicos, já que qualquer desvio do espectro esperado pode indicar tanto fenômenos de propagação como outros processos de produção de antipartículas ou, ainda remotamente, um indício do domínio de antimatéria no Universo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Abagyan, L.; Bazazyants, N.; Nikolaev, M.; Tsibulya, A. Neutron group constants for reactors and shielding calculations. **Moscow Atomizdat**, 1981. [81](#)

Achterberg, A.; Gallant, Y. A.; Norman, C. A.; Melrose, D. B. Intergalactic propagation of the cosmic rays. **ArXiv Astrophysics e-prints**, 1999. [60](#)

Afanasiev, B.; Dyakonov, M. N.; Egorov, T.; et al. The yakutsk experiment for detecting eas. In: **Proc. Int. Symp. Extremely High Energy Cosmic Rays**. Tokyo: Nagano N, 1996. p. 32–4. [50](#)

Aglietta, M.; Alessandro, B.; Antonioli, P.; Arneodo, F.; Bergamasco, L.; Bertagna, M.; et al. The eas size spectrum and the cosmic ray energy spectrum in the region $10^{15} - 10^{16}$ ev. **Astroparticle Physics**, v. 10, n. 1, p. 1–9, 1999. [50](#)

Aguilar, M.; AMS Collaboration. The alpha magnetic spectrometer (ams) on the international space station: Part i - results from the test flight on the space shuttle. **Physics Reports**, v. 366, n. 6, p. 331–405, 2002. [157](#)

Ahlen, S.; Beatty, J.; Barwick, S.; Gerbier, G.; Bower, C. New limit on the low-energy antiproton/proton ratio in the Galactic cosmic radiation. **Physical Review Letters**, v. 61, p. 145–148, 1988. [157](#)

Ahlen, S.; Price, P.; Salamon, M.; Tarle, G. Can we detect antimatter from other galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 260, p. 20–32, 1982. [61](#)

Albert, J. M.; Ginet, G. P.; Gussenhoven, M. S. Ceres observations of radiation belt protons 1. data overview and steady state radial diffusion. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, n. A5, p. 9261–9274, 1998. [135](#)

Alcaraz, J.; Alpat, B.; Ambrosi, G.; Anderhub, H.; Ao, L.; et al. Cosmic protons. **Physics Letters B**, v. 490, n. 1-2, p. 27–35, 2000. [18](#), [19](#), [44](#), [45](#), [76](#), [77](#), [79](#)

Alcaraz, J.; AMS Collaboration. Helium in near Earth orbit. **Physics Letters B**, v. 494, p. 193–202, 2000. [18](#), [47](#)

_____. Leptons in near earth orbit. **Physics Letters B**, v. 484, n. 1-2, p. 10–22, 2000. [115](#), [116](#)

Alpher, R. A.; Bethe, H.; Gamow, G. The origin of chemical elements. **Physical Review**, v. 73, n. 7, p. 803–804, 1948. [55](#)

Alpher, R. A.; Herman, R. On nucleon-antinucleon symmetry in cosmology. **Science**, v. 128, n. 3329, p. 904, 1958. [55](#)

Amelin, N.; Gudima, K.; Toneev, V. D. Ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions in a dynamical model of independent quark-gluon strings. **Soviet Journal of Nuclear Physics**, v. 51, p. 1093–1101, 1990. [81](#)

Anderson, C. D. The positive electron. **Physical Review**, v. 43, n. 6, p. 491–494, 1933. [52](#)

Anderson JR., D.; Meier, R.; Hodges JR., R.; Tinsley, B. A. Hydrogen balmer alpha intensity distributions and line profiles from multiple scattering theory using realistic geocoronal models. **Journal of Geophysical Research**, v. 92, p. 7619–7642, 1987. [21](#), [125](#), [126](#)

Antoni, T.; Apel, W. D.; Badea, F.; Bekk, K.; Bercuci, A.; et al. The Primary Proton Spectrum of Cosmic Rays Measured with Single Hadrons at Ground Level. **Astrophysical Journal**, v. 612, p. 914–920, 2004. [18](#), [45](#), [75](#)

Apanasenko, A. V.; Sukhadolskaya, V. A.; Derbina, V. A.; Fujii, M.; Galkine, V. I.; Getsov, G. G.; Hareyama, M.; Ichimura, M.; et al. Composition and energy spectra of cosmic-ray primaries in the energy range $10^{13} - 10^{15}$ ev/particle observed by japanese-russian joint balloon experiment. **Astroparticle Physics**, v. 16, n. 1, p. 13–46, 2001. [18](#), [45](#), [46](#), [47](#), [48](#), [75](#)

Apparao, M. Upper limit on the abundance of antiprotons in the low-energy primary cosmic radiation. **Canadian Journal of Physics**, v. 46, p. 654, 1968. [166](#)

Arista, N.; Lifschitz, A. Nonlinear calculation of stopping powers for protons and antiprotons in solids: The Barkas effect. **Physical Review A (General Physics)**, v. 59, n. 4, p. 2719–2722, 1999. [103](#)

Arnold, V. **Usp. Mat. Nauk.**, v. 18, p. 91, 1963. [144](#)

Arqueros, F.; Barrio, J. A.; Bernlöhner, K.; Bojahr, H.; Calle, I.; Contreras, J. L.; et al. Energy spectrum and chemical composition of cosmic rays between 0.3 and 10 pev determined from the cherenkov-light and charged-particle distributions in air showers. **Astronomy and Astrophysics**, v. 359, p. 682–694, 2000. [50](#)

Asakimori, K.; Burnett, T. H.; Cherry, M. L.; Chevli, K.; Christ, M. J.; Dake, S.; et al. Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra: Results from the JACEE Experiment. **Astrophysical Journal**, v. 502, p. 278, 1998. [18](#), [41](#), [45](#), [46](#), [47](#), [48](#)

Asaoka, Y.; PShikaze, Y.; Abe, K.; Anraku, K.; Fujikawa, M.; et al. Measurements of cosmic-ray low-energy antiproton and proton spectra in a transient period of solar field reversal. **Physical Review Letters**, v. 88, n. 5, p. 051101, 2002. [19](#), [22](#), [23](#), [64](#), [69](#), [79](#), [157](#), [159](#), [163](#), [173](#)

Balestra, F.; Bossolasco, S.; Bussa, M. P.; Bussa, L.; Ferrero, L.; et. al. Inelastic interaction of antiprotons with ^4He nuclei between 200 and 600 MeV/c. **Physics Letters B**, v. 165, n. 4-6, p. 265–269, 1985. [100](#)

Baltz, E.; Edsjö, J.; Freese, K.; Gondolo, P. Cosmic ray positron excess and neutralino dark matter. **Physical Review D (Particles and Fields)**, v. 65, n. 6, p. 063511, 2002. [61](#)

Barashenkov, V.; Il'Inov, A.; Sobolevskii, N.; Toneev, V. Interaction of particles and atomic nuclei of high and superhigh energies with nuclei. **Soviet Physics Uspekhi**, v. 16, p. 31, 1973. [81](#)

Baring, M. Cosmic ray origin, acceleration and propagation. In: AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS CONFERENCE SERIES, 17-25 August, 1999, Salt Lake City, Utah, US. **Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference**. [S.l.]: Dingus, B.L., 2000. v. 516, p. 153. [72](#)

Barlier, F.; Berger, C.; Falin, J. L.; Kockarts, G.; Thuillier, G. A thermospheric model based on satellite drag data. **Annales de Geophysique**, v. 34, p. 9–24, 1978. [125](#)

Barrau, A.; Boudoul, G.; Donato, F.; Maurin, D.; Salati, P.; Taillet, R. Antiprotons from primordial black holes. **Astronomy and Astrophysics**, v. 388, p. 676–687, 2002. [168](#)

Barry, P. The hunt for antihelium. **Science News**, v. 171, p. 296–300, 2007. [31](#)

Barwick, S. W.; Beatty, J. J.; Bhattacharyya, A.; Bower, C. R.; Chaput, C. J.; et al. Measurements of the Cosmic-Ray Positron Fraction from 1 to 50 GeV. **Astrophysical Journal Letters**, v. 482, p. L191+, 1997. [19](#), [62](#)

Barwick, S. W.; Beatty, J. J.; Bower, C. R.; Chaput, C. J.; Coutu, S. The energy spectra and relative abundances of electrons and positrons in the galactic cosmic radiation. **Astrophysical Journal**, v. 498, p. 779, 1998. [32](#)

Basini, G. The flux of cosmic ray antiprotons from 3.7 to 24 GeV. In: INTERNATIONAL UNION OF PURE AND APPLIED PHYSICS (IUPAP), 1999, Salt Lake City, Utah, USA. **Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference**. [S.l.]: D. Kieda, 1999. v. 3, p. 77. [22](#), [157](#), [159](#)

Battiston, R. The anti matter spectrometer (ams-02): a particle physics detector in space. In: TATA INSTITUTE OF FUNDAMENTAL RESEARCH (TIFR), MUMBAI, 2005, Pune, India. **Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference**. [S.l.]: S. C. Tonwar, 2005. v. 10, p. 151. [177](#), [178](#)

Beach, A. S.; Beatty, J. J.; Bhattacharyya, A.; Bower, C.; Coutu, S.; et al. Measurement of the Cosmic-Ray Antiproton-to-Proton Abundance Ratio between 4 and 50 GeV. **Physical Review Letters**, v. 87, n. 26, p. A261101+, 2001. [19](#), [23](#), [64](#), [157](#), [163](#), [173](#)

Beatty, J. J.; Bhattacharyya, A.; Bower, C.; Coutu, S.; Duvernois, M. A.; et al. New Measurement of the Cosmic-Ray Positron Fraction from 5 to 15 GeV. **Physical Review Letters**, v. 93, n. 24, p. 241102+, 2004. [19](#), [62](#)

Bell, C. J.; Bray, A. D.; David, S. A.; Denehy, B. V.; Goorevich, L.; Horton, L.; Loy, J. G.; McCusker, C. B. A.; Nielsen, P.; Outhred, A. K. The upper end of the observed cosmic ray energy spectrum. **Journal of Physics A: Mathematical and General**, v. 7, n. 8, p. 990–1009, 1974. [50](#)

Bellotti, R.; Cafagna, F.; Circella, M.; de Marzo, C. N.; Golden, R. L.; Stochaj, S. J.; et al. Balloon measurements of cosmic ray muon spectra in the atmosphere along with those of primary protons and helium nuclei over midlatitude. **Physical Review D (Particles and Fields)**, v. 60, n. 5, p. 052002, Set. 1999. [18](#), [19](#), [44](#), [45](#), [46](#), [47](#), [77](#), [79](#)

Berezinskii, S. V.; Bulanov, S. V.; Dogiel, V. A.; Ptuskin, V. S. **Astrophysics of cosmic rays**. Amsterdam: North-Holland, 1990. [71](#), [97](#)

Bergström, D.; Boezio, M.; Carlson, P.; Francke, T.; Grinstein, S.; Khalchukov, F.; Suffert, M.; Hof, M.; Kremer, J.; Menn, W.; Simon, M.; Stephens, S. A. First

mass-resolved measurement of high-energy cosmic-ray antiprotons. **Astrophysical Journal**, v. 534, n. 2, p. L177–L180, 2000. [69](#), [156](#), [157](#)

Bilitza, D. IRI 2000. **Radio Science**, v. 36, p. 261–276, 2001. [23](#), [213](#), [215](#)

Bird, D. J.; Corbato, S. C.; Dai, H. Y.; Elbert, J. W.; Green, K. D.; Huang, M. A.; Kieda, D. B.; Ko, S.; Larsen, C. G.; Loh, E. C.; Luo, M. Z.; Salamon, M. H.; Smith, J. D.; Sokolsky, P.; Sommers, P.; Tang, J. K. K.; Thomas, S. B. Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation. **Astrophysical Journal**, v. 441, n. 1, p. 144–150, 1995. [52](#)

Biswas, S.; Durgaprasad, N.; Nevatia, J.; Venkatavaradan, V.; Goswami, J.; Jayanthi, U.; Lal, D.; Mattoo, S. High fluences of low energy /10-25 mev/amu/ C, N, O and heavier ions at 450 km altitude; results from the SKYLAB experiment. **Astrophysics and Space Science**, v. 35, p. 337–347, 1975. [113](#)

Blake, J. B. Geomagnetically trapped heavy ions resulting from the anomalous cosmic rays. **Advances in Space Research**, v. 9, n. 12, p. 125–125, 1989. [113](#)

Blandford, R.; Ostriker, J. Particle acceleration by astrophysical shocks. **Astrophysical Journal**, v. 221, p. L29–L32, 1978. [72](#)

Blau, B.; Harrison, S. M.; Hofer, H.; Milward, S. R.; Kaiser, G. The superconducting magnet system of the alpha magnetic spectrometer ams-02. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A**, v. 518, n. 1-2, p. 139–142, 2004. [176](#)

Bobrovskaya, V. V.; Zhuravlev, D. A.; Kondratyeva, M. A.; Tret'yakova, C. A. Interplanetary and trapped anomalous cosmic ray ions at the kosmos satellite orbits during the last minimum of solar activity. **Cosmic Research**, v. 39, n. 1, p. 98–100, 2001. [114](#)

Boezio, M. Observation of Cosmic Ray Positrons with the CAPRICE98 Balloon-borne Experiment. In: INTERNATIONAL UNION OF PURE AND APPLIED PHYSICS (IUPAP), August 17-25, 1999, Utah, USA. **Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference**. Salt Lake City: D. Kieda, M. Salamon, and B. Dingus, 1999. v. 3, p. 57–+. [19](#), [62](#)

Boezio, M.; Bonvicini, V.; Schiavon, P.; Vacchi, A.; Zampa, N.; Bergström, D.; et al. The Cosmic-Ray Antiproton Flux between 3 and 49 GeV. **Astrophysical Journal**, v. 561, p. 787–799, 2001. [19](#), [22](#), [23](#), [64](#), [157](#), [159](#), [163](#), [173](#)

_____. The cosmic-ray proton and helium spectra measured with the CAPRICE98 balloon experiment. **Astroparticle Physics**, v. 19, p. 583–604, 2003. [18](#), [19](#), [45](#), [47](#), [79](#)

Boezio, M.; Carlson, P.; Francke, T.; Weber, N.; Suffert, M.; Hof, M.; Menn, W.; Simon, M.; Stephens, S. A.; Bellotti, R. The Cosmic-Ray Antiproton Flux between 0.62 and 3.19 GeV Measured Near Solar Minimum Activity. **Astrophysical Journal**, v. 487, p. 415, 1997. [19](#), [22](#), [23](#), [64](#), [156](#), [157](#), [159](#), [163](#), [173](#)

Boezio, M.; Carlson, P.; Francke, T.; Weber, N.; Suffert, M.; Hof, M.; Menn, W.; Simon, M.; Stephens, S. A. The cosmic-ray proton and helium spectra between 0.4 and 200 gv. **Astrophysical Journal**, v. 518, n. 1, p. 457–472, 1999. [18](#), [19](#), [44](#), [45](#), [46](#), [47](#), [77](#), [79](#)

Boezio, M.; Carlson, P.; Francke, T.; Weber, N.; Suffert, M.; Hof, M.; Menn, W.; Simon, M.; Stephens, S. A.; Bellotti, R. The cosmic-ray electron and positron spectra measured at 1 au during solar minimum activity. **Astrophysical Journal**, v. 532, n. 1, p. 653–669, 2000. [19](#), [62](#)

Boezio, M.; The Pamela Collaboration. The PAMELA space experiment. In: **Proceedings of the 36th COSPAR Scientific Assembly**. [S.l.: s.n.], 2006. v. 3, p. 1805. [176](#)

Bogomolov, E.; Lubyayana, N.; Romanov, V.; Stepanov, S.; Shulakova, M. a stratospheric magnetic spectrometer investigation of the singly charged component spectra and composition of the primary and secondary cosmic radiation. In: UNIVERSITY OF TOKYO, Tokyo, Japan. **Proceedings of the 16th International Conference on Cosmic Rays**. Tokyo, 1979. p. 330. [166](#)

Bogomolov, E. A.; Lubyayana, N. D.; Romanov, V. A. A search for antiprotons in the primary cosmic radiation with the magnetic spectrometer. In: **Proceedings of the 12th International Conference on Cosmic Rays**. Tasmania: [s.n.], 1971. p. 144. [155](#)

Bondi, H.; Gold, T. The steady-state theory of the expanding universe. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 108, p. 252, 1948. [54](#)

Bora, D.; John, P.; Saxena, Y.; Varma, R. Multiple life times in the nonadiabatic leakage of particles from a magnetic mirror trap. **Plasma Physics**, v. 22, p. 653–662, 1980. [145](#)

Borione, A.; Covault, C. E.; Cronin, J. W.; Fick, B. E.; Gibbs, K. G.; Krimm, H. A.; Mascarenhas, N. C.; McKay, T. A.; Müller, D.; Newport, B. J. A large air shower array to search for astrophysical sources emitting gamma-rays with energies $>10^{14}$ ev. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A**, v. 346, n. 1-2, p. 329–352, 1994. [50](#)

Bothe, W.; Kolhörster, W. Das wesen der höhenstrahlung. **Zeitschrift für Physik**, v. 56, p. 751, 1929. [31](#)

Bottino, A.; Favero, C.; Fornengo, N.; Mignola, G. Amount of antiprotons in cosmic rays due to halo neutralino annihilation. **Astroparticle Physics**, v. 3, n. 1, p. 77–85, 1995. [23](#), [63](#), [167](#), [168](#), [170](#)

Boulares, A. The nature of the cosmic-ray electron spectrum, and supernova remnant contributions. **Astrophysical Journal**, v. 342, n. 1, p. 807–813, 1989. [61](#)

Buckley, J.; Dwyer, J.; Mueller, D.; Swordy, S.; Tang, K. K. A new measurement of the flux of the light cosmic-ray nuclei at high energies. **Astrophysical Journal**, v. 429, n. 2, p. 736–747, 1994. [18](#), [47](#), [49](#)

Buffington, A.; Orth, C. D.; Smoot, G. F. Measurement of primary cosmic-ray electrons and positrons from 4 to 50 GeV. **Astrophysical Journal**, v. 199, n. 1, p. 669–679, 1975. [19](#), [62](#)

Buffington, A.; Schindler, S. Recent cosmic-ray antiproton measurements and astrophysical implications. **Astrophysical Journal**, v. 247, p. L105–L109, 1981. [166](#)

Buffington, A.; Schindler, S. M.; Pennypacker, C. R. A measurement of the cosmic-ray antiproton flux and a search for antihelium. **Astrophysical Journal**, v. 248, n. 1, p. 1179–1193, 1981. [155](#), [157](#)

Burbidge, G. R.; Hoyle, F. Matter and antimatter. **Il Nuovo Cimento**, v. 4, p. 558, 1956. [55](#)

Burger, R.; Potgieter, M.; Heber, B. Rigidity dependence of cosmic ray proton latitudinal gradients measured by the ulysses spacecraft: Implications for the

diffusion tensor. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, n. A12, p. 27447–27456, 2000. [109](#), [110](#)

Caballero-Lopez, R.; Moraal, H. Limitations of the force field equation to describe cosmic ray modulation. v. 109, n. A1, p. 1101, 2004. [217](#)

Caldwell, J. H. Charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei at energies above 5 GeV per nucleon. **Astrophysical Journal**, v. 218, p. 269–285, 1977. [17](#), [42](#)

Carpenter, D. Recent research on the magnetospheric plasmopause. **Radio Science**, v. 3, p. 719–725, 1968. [214](#)

Carpenter, D.; Anderson, R. R. An ISEE/Whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, p. 1097–1108, 1992. [23](#), [214](#), [215](#)

Carr, B. J. The primordial black hole mass spectrum. **Astrophysical Journal**, v. 201, p. 1–19, 1975. [168](#)

Chamberlain, O.; Segrè, E.; Wiegand, C.; Ypsilantis, T. Observation of antiprotons. **Physical Review**, v. 100, n. 3, p. 947–950, 1955. [52](#)

Chardonnet, P.; Mignola, G.; Salati, P.; Taillet, R. Galactic diffusion and the antiproton signal of supersymmetric dark matter. **Physics Letters B**, v. 384, p. 161–168, 1996. [70](#)

Chardonnet, P.; Orloff, J.; Salati, P. The production of anti-matter in our galaxy. **Physics Letters B**, v. 409, p. 313–320, 1997. [60](#)

Chechetkin, V.; Khlopov, M.; Sapozhnikov, M.; Zeldovich, Y. Astrophysical aspects of antiproton interaction with ^4He (antimatter in the universe). **Physics Letters B**, v. 118, n. 4, p. 329–332, 1982. [67](#)

Chirikov, B. Stability of the motion of a charged particle in a magnetic confinement system. **Soviet Journal of Plasma Physics**, v. 4, p. 289–300, 1978. [144](#)

_____. A universal instability of many-dimensional oscillator systems. **Physics Reports**, v. 52, n. 5, p. 263–379, 1979. [144](#)

Chirikov, B. V. Particle dynamics in magnetic traps. In: KAADOMTSEV, B. B. (Ed.). **Reviews of Plasma Physics**. New York, NY: Energoatomizdat, Moscow, 1984; Consultants Bureau, New York, 1987, 1987. cap. 13, p. 1–91. Vol. 13. [142](#)

Christenson, J. H.; Cronin, J. W.; Fitch, V. L.; Turlay, R. Evidence for the 2π decay of the K^0 meson. **Physical Review Letters**, v. 13, n. 4, p. 138–140, 1964. [53](#)

Circella, M. A measurement of the proton and helium components in the atmosphere. In: INTERNATIONAL UNION OF PURE AND APPLIED PHYSICS (IUPAP), August 17-25, 1999, Utah, USA. **Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference**. Salt Lake City: D. Kieda, M. Salamon, and B. Dingus, 1999. v. 7, p. 359. [127](#)

Cohen, A. G.; de Rujula, A.; Glashow, S. L. A matter-antimatter universe? **Astrophysical Journal**, v. 495, p. 539, 1998. [56](#)

Cohen, R.; Rowlands, G.; Foote, J. Nonadiabaticity in mirror machines. **Physics of Fluids**, v. 21, p. 627–644, 1978. [145](#)

Cornwall, J. M. Radial diffusion of ionized helium and protons: A probe for magnetospheric dynamics. **Journal of Geophysical Research**, v. 77, p. 1756, 1972. [23](#), [135](#), [214](#), [215](#)

Coutu, S.; Barwick, S. W.; Beatty, J. J.; Bhattacharyya, A.; Bower, C. R.; Chaput, C. J.; de Nolfo, G. A.; Duvernois, M. A.; Labrador, A. Cosmic-ray positrons: are there primary sources? **Astroparticle Physics**, v. 11, n. 4, p. 429–435, 1999. [61](#)

Cowsik, R.; Wilson, L. Is the residence time of cosmic rays in the galaxy energy-dependent? In: **Proceedings of the 13th International Cosmic Ray Conference**. [S.l.: s.n.], 1973. v. 1(OG Sessions), p. 500. [72](#)

Cristinziani, M. **Search for Heavy Antimatter and Energetic Photons in Cosmic Rays with the AMS-01 Detector in Space**. 209 p. Docteur ès Sciences (Physique nucléaire et corpusculaire) — Université de Genève, Genève, Switzerland, 2002. Thèse N° 3331. [65](#)

Croley JR., D. R.; Schulz, M.; Blake, J. B. Radial diffusion of inner-zone protons - Observations and variational analysis. **Journal of Geophysical Research**, v. 81, p. 585–594, 1976. [21](#), [23](#), [125](#), [126](#), [214](#), [215](#)

Cummings, J. R.; Cummings, A. C.; Mewaldt, R. A.; Selesnick, R. S.; Stone, E. C.; von Rosenvinge, T. T. New evidence for geomagnetically trapped anomalous cosmic rays. **Geophysical Research Letters**, v. 20, n. 18, p. 2003–2006, 1993.

[114](#)

Daniell, R. E.; Brown, L. D.; Anderson, D. N.; Fox, M. W.; Doherty, P. H.; Decker, D. T.; Sojka, J. J.; Schunk, R. W. Parameterized ionospheric model: A global ionospheric parameterization based on first principles models. **Radio Science**, v. 30, n. 5, p. 1499–1510, 1995. [23](#), [214](#), [215](#)

Davis, A. J.; Mewaldt, R. A.; Binns, W. R.; Christian, E. R.; Cummings, A. C.; et al. On the Low Energy Decrease in Galactic Cosmic Ray Secondary/Primary Ratios. In: AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS, 2000, Indian Wells, CA. **AIP Conf. Proc. 528: Acceleration and Transport of Energetic Particles Observed in the Heliosphere**. Melville, NY: Richard A. Mewaldt., 2000. v. 528, p. 421–+. [17](#), [42](#)

de Bernardis, P.; Ade, P. A. R.; Bock, J. J.; Bond, J. R.; Borrill, J.; et al. Multiple peaks in the angular power spectrum of the cosmic microwave background: Significance and consequences for cosmology. **Astrophysical Journal**, v. 564, n. 2, p. 559–566, 2002. [56](#)

Debrunner, H.; Flueckiger, E.; Graedel, H.; Lockwood, J. A.; McGuire, R. E. Observations related to the acceleration, injection, and interplanetary propagation of energetic protons during the solar cosmic ray event on february 16, 1984. **Journal of Geophysical Research**, v. 93, p. 7206–7216, Jul. 1988. [32](#)

Dementyev, A. V.; Sobolevsky, N. M. SHIELD - universal monte carlo hadron transport code: Scope and applications. **Radiation Measurements**, v. 30, p. 553–557, 1999. [81](#)

Derbina, V.; Galkin, V.; Hareyama, M.; Hirakawa, Y.; Horiuchi, Y.; Ichimura, M.; et al. Cosmic-ray spectra and composition in the energy range of 10-1000 TeV per particle obtained by the RUNJOB experiment. **Astrophysical Journal**, v. 628, n. 1, p. L41–L44, 2005. [41](#)

Diehl, E.; Ellithorpe, D.; Müller, D.; Swordy, S. P. The energy spectrum of cosmic-ray protons and helium near 100 GeV. **Astroparticle Physics**, v. 18, p. 487–500, 2003. [18](#), [19](#), [45](#), [47](#), [79](#)

- Dine, M.; Kusenko, A. Origin of the matter-antimatter asymmetry. **Reviews of Modern Physics**, v. 76, n. 1, p. 1–30, 2003. [59](#)
- Dirac, P. Nobel lecture. **Physics. Nobel Lectures**, v. 2, p. 324, 1933. [113](#)
- Dirac, P. A. M. The quantum theory of the electron. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**, A117, p. 610–624, 1928. [52](#)
- Dolgov, A. Non-GUT baryogenesis. **Physics Reports**, v. 222, n. 6, p. 309–386, 1992. [59](#)
- Dolgov, A. D.; Zeldovich, Y. B. Cosmology and elementary particles. **Reviews of Modern Physics**, v. 53, n. 1, p. 1–41, 1981. [56](#)
- Donato, F.; Fornengo, N.; Maurin, D.; Salati, P.; Taillet, R. Antiprotons in cosmic rays from neutralino annihilation. **Physical Review D (Particles and Fields)**, v. 69, n. 6, p. 063501, 2004. [167](#)
- Dova, T.; The Pierre AUGER Observatory Collaboration. Survey of the pierre auger observatory. In: INTERNATIONAL UNION OF PURE AND APPLIED PHYSICS (IUPAP), Hamburg, Germany. **Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference**. 07-15 August, Hamburg, 2001. p. 699. [50](#)
- Dragt, A.; Austin, M.; White, R. Cosmic ray and solar proton albedo neutron decay injection. **Journal of Geophysical Research**, v. 71, p. 1293, 1966. [146](#)
- Duperray, R.; Baret, B.; Maurin, D.; Boudoul, G.; Barrau, A.; Derome, L.; Protasov, K.; Buénerd, M. Flux of light antimatter nuclei near Earth, induced by cosmic rays in the Galaxy and in the atmosphere. **Physical Review D (Particles and Fields)**, v. 71, n. 8, p. 083013, 2005. [171](#)
- Duvernois, M. A.; Simpson, J. A.; Thayer, M. R. Interstellar propagation of cosmic rays: analysis of the ULYSSES primary and secondary elemental abundances. **Astronomy and Astrophysics**, v. 316, p. 555–563, 1996. [17](#), [42](#)
- DuVernois, M. A.; Thayer, M. R. The Elemental Composition of the Galactic Cosmic-Ray Source: ULYSSES High-Energy Telescope Results. **Astrophysical Journal**, v. 465, p. 982–+, 1996. [17](#), [42](#)

Dwyer, R.; Meyer, P. Cosmic-ray elemental abundances from 1 to 10 GeV per AMU for boron through nickel. **Astrophysical Journal**, v. 322, p. 981–991, 1987. [17](#), [42](#)

Eichler, D. On the reported detection of sub-GeV antiprotons in galactic cosmic rays. **Nature**, v. 295, p. 391–393, 1982. [166](#)

Eidelman, S.; Particle Data Group. Review of particle physics. **Physics Letters B**, v. 592, p. 228–234, 2004. [51](#)

Einstein, A. Kosmologische betrachtungen zur allgemeinen relativitätstheorie. **Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin**, p. 142–152, 1917. [53](#)

Eisenhandler, E.; Gibson, W. R.; Hojvat, C.; Kalmus, P. I. P.; Lee, L. C. Y.; et al. Differential cross sections for antiproton-proton elastic scattering between 0.69 and 2.34 gev/c. **Nuclear Physics B**, v. 113, n. 1, p. 1–33, 1976. [87](#)

Ellis, J.; Flores, R. A.; Freese, K.; Ritz, S.; Seckel, D.; Silk, J. Cosmic ray constraints on the annihilations of relic particles in the galactic halo. **Physics Letters B**, v. 214, n. 3, p. 403–412, 1988. [63](#), [166](#)

Engelmann, J. J.; Ferrando, P.; Soutoul, A.; Goret, P.; Juliusson, E.; et al. Charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei for elements from be to ni - results from heao-3-c2. **Astronomy and Astrophysics**, v. 233, n. 1, p. 96–111, Jul. 1990. [17](#), [18](#), [42](#), [48](#), [49](#)

Fanselow, J. L.; Hartman, R. C.; Hildebrand, R. H.; Meyer, P. Charge Composition and Energy Spectrum of Primary Cosmic-Ray Electrons. **Astrophysical Journal**, v. 158, p. 771, 1969. [19](#), [62](#)

Farley, T. A.; Walt, M. Source and loss Processes of protons of the inner radiation belt. **Journal of Geophysical Research**, v. 76, n. 34, p. 8223–8240, 1971. [21](#), [23](#), [125](#), [126](#), [214](#), [215](#)

Fermi, E. On the origin of the cosmic radiation. **Physical Review**, v. 75, n. 8, p. 1169–1174, 1949. [37](#)

_____. Galactic magnetic fields and the origin of cosmic radiation. **Astrophysical Journal**, v. 119, p. 1, 1954. [72](#)

- Ferrière, K. The interstellar environment of our galaxy. **Reviews of Modern Physics**, v. 73, n. 4, p. 1031–1066, 2001. [78](#)
- Fields, B. D.; Sarkar, S. Big-bang nucleosynthesis. In: GROUP, P. D. (Ed.). **Review of Particle Physics**. [S.l.]: Physics Letters B, 2004. v. 592, p. 202–205. [57](#)
- Fisk, L. A. Solar modulation of galactic cosmic rays. iv - latitude-dependent modulation. **Journal of Geophysical Research**, v. 81, p. 4646–4650, 1976. [217](#)
- Fisk, L. A.; Kozlovsky, B.; Ramaty, R. An interpretation of the observed oxygen and nitrogen enhancements in low-energy cosmic rays. **Astrophysical Journal Letters**, v. 190, p. L35, 1974. [32](#), [113](#)
- Friedmann, F. Über die krümmung des raumes. **Zeitschrift für Physik**, v. 10, p. 377–386, 1922. [53](#)
- Frolov, V.; Novikov, I. **Black hole physics : basic concepts and new developments**. [S.l.]: Kluwer Academic, 1998. [168](#)
- Fuki, M. Cosmic-ray antiproton spatial distributions computed in magnetosphere. **International Journal of Modern Physics A**, v. 20, n. 29, p. 6739–6741, 2005. [63](#)
- Fuki, M.; Kuwahara, A.; Sawada, N. Calculation of cosmic-ray proton and anti-proton spatial distribution in magnetosphere. In: INTERNATIONAL UNION OF PURE AND APPLIED PHYSICS (IUPAP), 2003, Trukuba, Japan. **Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference**. [S.l.]: T. Kajita, 2003. v. 4, p. 2073. [171](#)
- Fälthammar, C. Effects of time-dependent electric fields on geomagnetically trapped radiation. **Journal of Geophysical Research**, v. 70, p. 2503, 1965. [132](#)
- Gahbauer, F. A new detector for measurements of the composition of heavy cosmic ray nuclei beyond tev-energies. In: INTERNATIONAL UNION OF PURE AND APPLIED PHYSICS (IUPAP), 05., 1999, August 17-25, Salt Lake City, Utah, USA. **Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference**. Salt Lake City: D. Kieda, M. Salamon, and B. Dingus, 1999. p. 25. [48](#)
- Gaisser, T. K. **Cosmic rays and particle physics**. Cambridge and New York: Cambridge University Press, 1990. [72](#), [127](#), [128](#)

Gaisser, T. K.; Honda, M.; Lipari, P.; Stanev, T. Primary spectrum to 1 tev and beyond. In: INTERNATIONAL UNION OF PURE AND APPLIED PHYSICS (IUPAP), 2001, Hamburg, Germany. **Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference**. Hamburg, 2001. p. 1643. [46](#), [48](#)

Gaisser, T. K.; Schaefer, R. K. Cosmic-ray secondary antiprotons - a closer look. **Astrophysical Journal**, v. 394, n. 1, p. 174–183, July 20 1992. [70](#), [105](#)

Gallagher, D. L.; Craven, P. D.; Comfort, R. H. An empirical model of the earth's plasmasphere. **Advances in Space Research**, v. 8, n. 8, p. 15–21, 1988. [23](#), [214](#), [215](#)

Gamow, G. Expanding universe and the origin of elements. **Physical Review**, v. 70, n. 7-, p. 572–573, 1946. [53](#), [55](#)

Georgi, H.; Glashow, S. L. Unity of all elementary-particle forces. **Physical Review Letters**, v. 32, n. 8, p. 438–441, 1974. [54](#)

Ginzburg, V. L.; Syrovatskii, S. I. **Cosmic rays and particle physics**. New York: Macmillan, 1964. [70](#)

Gleeson, L. J.; Axford, W. I. Solar modulation of galactic cosmic rays. **Astrophysical Journal**, v. 154, p. 1011, 1968. [76](#), [109](#), [218](#)

Golden, R. L.; Grimani, C.; Kimbell, B. L.; Stephens, S. A.; Stochaj, S. J.; et al. Observations of cosmic-ray electrons and positrons using an imaging calorimeter. **Astrophysical Journal**, v. 436, p. 769–775, 1994. [19](#), [62](#)

Golden, R. L.; Horan, S.; Mauger, B. G.; Badhwar, G. D.; Lacy, J. L.; Stephens, S. A.; Daniel, R. R.; Zipse, J. E. Evidence for the existence of cosmic-ray antiprotons. **Physical Review Letters**, v. 43, p. 1196–1199, 1979. [155](#), [157](#), [166](#)

Golden, R. L.; Mauger, B. G.; Horan, S.; Stephens, S. A.; Daniel, R. R.; Badhwar, G. D.; Lacy, J. L.; Zipse, J. E. Observation of cosmic ray positrons in the region from 5 to 50 GeV. **Astronomy and Astrophysics**, v. 188, p. 145–154, 1987. [19](#), [62](#)

Golden, R. L.; Stochaj, S. J.; Stephens, S. A.; Aversa, F.; Barbiellini, G.; et al. Measurement of the Positron to Electron Ratio in Cosmic Rays above 5 GeV. **Astrophysical Journal Letters**, v. 457, p. L103+, 1996. [19](#), [62](#)

Goldhaber, M. Speculations on cosmogony. **Science**, v. 124, n. 3214, p. 218–219, 1956. [55](#)

Gordon, M. A.; Burton, W. B. Carbon monoxide in the galaxy. i - the radial distribution of co, h₂, and nucleons. **Astrophysical Journal**, v. 208, p. 346–353, 1976. [78](#)

Greisen, K. End to the cosmic-ray spectrum? **Physical Review Letters**, v. 16, n. 17, p. 748–750, 1966. [52](#)

Grigorov, N. L.; Rapoport, I. D.; Savenko, I. A.; Nesterov, V. E.; Prokhin, V. L. Energy spectrum of primary cosmic rays α -particles in high energy range according to the measurements on proton-3 satellite. In: INTERNATIONAL UNION OF PURE AND APPLIED PHYSICS (IUPAP), 16-25 August, 1971, Tasmania, Australia. **Proceedings of the International Cosmic Ray Conference**. Tasmania, 1971. v. 1, p. 172–+. [18](#), [47](#)

Grimani, C.; Stephens, S. A.; Cafagna, F. S.; Basini, G.; Bellotti, R.; et al. Measurements of the absolute energy spectra of cosmic-ray positrons and electrons above 7 GeV. **Astronomy and Astrophysics**, v. 392, p. 287–294, 2002. [19](#), [62](#), [69](#)

Gusev, A.; Jayanthi, U.; Martin, I.; Pugacheva, G.; Spjeldvik, W. Nuclear reactions in the uppermost earth atmosphere as a source of the magnetospheric positron radiation belt. **Journal of Geophysical Research**, v. 106, n. A11, p. 26111–26116, 2001. [116](#)

Gusev, A. A.; Jayanthi, U. B.; Choque, K. T.; Pugacheva, G. I.; Schuch, N.; Spjeldvik, W. N. Antiproton radiation belt produced by cosmic rays in the Earth magnetosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 30, n. 4, p. 10–1, 2003. [63](#), [169](#)

Haerendel, G. Diffusion theory of trapped particles and the observed proton distribution. In: McCormac, B. (Ed.). **Earth's Particles and Fields**. New York: Reinhold Book Corporation, 1968. p. 171–191. [122](#)

Hagedorn, R. Thermodynamics of strong interactions at high energy and its consequences for astrophysics. **Astronomy and Astrophysics**, v. 5, p. 184, 1970. [60](#)

Hagelin, J.; Kane, G. Cosmic ray antimatter from supersymmetric dark matter. **Nuclear Physics B**, v. 263, n. 2, p. 399–412, 1986. [63](#)

Haino, S.; Abe, K.; Fuke, H.; Makida, T. M. Y.; et al. Measurement of cosmic rays antiproton spectrum with bess-2002. In: INTERNATIONAL UNION OF PURE AND APPLIED PHYSICS (IUPAP), August 3-10, 2005, Pune, India.

Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference. Pune: Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, 2005. v. 00, p. 101–104. [19](#), [22](#), [23](#), [64](#), [157](#), [159](#), [163](#), [173](#)

Haino, S.; Sanuki, T.; Abe, K.; Anraku, K.; Asaoka, Y.; et al. Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the BESS-TeV spectrometer. **Physics Letters B**, v. 594, p. 35–46, 2004. [18](#), [19](#), [45](#), [47](#), [75](#), [79](#)

Halm, I.; Jansen, F.; de Niem, D. Cosmic antiprotons in the diffusion model. I - general properties in comparison with other models. **Astronomy and Astrophysics**, v. 269, n. 1-2, p. 601–607, 1993. [70](#)

Harrison, E. R. Baryon inhomogeneity in the early universe. **Physical Review**, v. 167, n. 5, p. 1170–1175, 1968. [56](#)

Hawking, S. Gravitationally collapsed objects of very low mass. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 152, p. 75, 1971. [168](#)

_____. Particle creation by black holes. In: **Proceedings of the Oxford Symposium.** Harwell: Isham, C.J., 1975. p. 219–267. [168](#)

Hedin, A. E.; Spencer, N. W.; Biondi, M. A.; Burnside, R. G.; Hernandez, G.; Johnson, R. M. Revised global model of thermosphere winds using satellite and ground-based observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, p. 7657–7688, 1991. [21](#), [125](#), [126](#)

Hess, V. Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten. **Physikalische Zeitschrift**, v. 13, p. 1084, 1912. [31](#)

Hickey, M. P. MET Model (1988). **Planetary and Space Science**, v. 40, n. 4, p. 555, 1992. [124](#)

Hof, M.; Menn, W.; Pfeifer, C.; Simon, M.; Golden, R. L.; et al. Measurement of Cosmic-Ray Antiprotons from 3.7 to 19 GeV. **Astrophysical Journal Letters**, v. 467, p. L33+, 1996. [19](#), [23](#), [64](#), [69](#), [157](#), [163](#), [173](#)

Hoyle, F. A new model for the expanding universe. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 108, p. 372, 1948. [54](#)

- Hoyle, F.; Narlikar, J. V. Radical departure from the ‘steady-state’ concept in cosmology. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**, v. 290, n. 1421, p. 162–176, 1966. [56](#)
- Huang, C.; Derome, L.; Buénerd, M. Secondary antiproton flux induced by cosmic ray interactions with the atmosphere. **Physical Review D (Particles and Fields)**, v. 68, n. 5, p. 053008, 2003. [63](#)
- Hubble, E. A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. **Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America**, v. 15, n. 3, p. 168–173, 1929. [53](#)
- Ichimura, M.; Kogawa, M.; Kuramata, S.; Mito, H.; Murabayashi, T.; Nanjo, H.; Nakamura, T.; Ohba, K.; Ohuchi, T.; Ozawa, T.; Yamada, Y.; et al. Observation of heavy cosmic-ray primaries over the wide energy range from ~ 100 GeV/particle to ~ 100 TeV/particle: Is the celebrated knee actually so prominent? **Physical Review D (Particles and Fields)**, v. 48, n. 5, p. 1949–1975, 1993. [18](#), [19](#), [45](#), [46](#), [47](#), [49](#), [75](#), [79](#)
- Ilin, V.; Ilina, A. Mechanisms for the nonadiabatic behavior of fast protons in the geomagnetic mirror. **Soviet Journal of Plasma Physics**, v. 8, p. 83–87, 1982. [144](#)
- Il’In, V. D.; Il’In, I. V.; Kuznetsov, S. N. Accumulation of oxygen ions in a geomagnetic trap. **Kosmicheskie Issledovaniya**, v. 31, p. 115, 1993. [142](#)
- Ivanenko, I. P. Sokol collaboration. In: THE UNIVERSITY OF CALGARY, 1993, Calgary, Italy. **Proceedings of the 23rd International Cosmic Ray Conference**. Calgary: D. A. Leahy, 1993. v. 2, p. 17. [18](#), [45](#), [46](#), [47](#)
- Jacchia, L. Thermospheric temperature, density, and composition: New models. **SAO Special Report**, v. 375, 1977. [21](#), [124](#), [126](#)
- Jayanthi, U. Composition and energy spectrum of low energy carbon to nickel ions at Skylab altitudes - sampling of outer radiation belt. **Annales de Geophysique**, v. 35, p. 27–30, 1979. [114](#)
- Jentsch, V. On the role of external and internal source in generating energy and pitch angle distributions of inner-zone protons. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, p. 701–710, 1981. [145](#)

Jokipii, J.; Kota, J. The polar heliospheric magnetic field. **Geophysical Research Letters**, v. 16, p. 1–4, 1989. [110](#)

Jokipii, J.; Levy, E.; Hubbard, W. Effects of particle drift on cosmic-ray transport. I - General properties, application to solar modulation. **Astrophysical Journal**, v. 213, n. 1, p. 861–868, 1977. [109](#)

Jokipii, J. R.; Kopriva, D. A. Effects of particle drift on the transport of cosmic rays. iii - numerical models of galactic cosmic-ray modulation. **Astrophysical Journal**, v. 234, p. 384–392, 1979. [217](#)

Jones, F. C.; Lukasiak, A.; Ptuskin, V.; Webber, W. The modified weighted slab technique: Models and results. **Astrophysical Journal**, v. 547, n. 1, p. 264–271, 2001. [97](#), [98](#)

Juliusson, E. Charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei at energies above 20 GeV per nucleon. **Astrophysical Journal**, v. 191, p. 331–348, 1974. [17](#), [18](#), [42](#), [49](#)

Jungman, G.; Kamionkowski, M. Cosmic-ray antiprotons from neutralino annihilation into gluons. **Physical Review D (Particles and Fields)**, v. 49, n. 5, p. 2316–2321, 1994. [166](#)

Jungman, G.; Kamionkowski, M.; Griest, K. Supersymmetric dark matter. **Physics Reports**, v. 267, p. 195–373, 1996. [63](#)

Kane, G.; Wang, L.; Wells, J. **Physical Review D (Particles and Fields)**, v. 65, n. 5, p. 057701, 2002. [61](#)

Kappadath, S. C.; Ryan, J.; Bennett, K.; Bloemen, H. The preliminary cosmic diffuse gamma-ray spectrum from 800keV to 30meV measured with Comptel. **Astronomy and Astrophysics**, v. 120, p. 619–622, 1996. [19](#), [58](#), [65](#), [66](#)

Kawamura, Y.; Matsutani, H.; Nanjyo, H.; Teraoka, K.; Toda, K.; Ichimura, M.; Kirii, K.; Kobayashi, T.; Niihori, Y.; Shibata, T.; Shibata, K.; Yoshizumi, Y. “quasidirect” observations of cosmic-ray primaries in the energy region $10^{12} - 10^{14}$ eV. **Physical Review D (Particles and Fields)**, v. 40, n. 3, p. 729–753, 1989. [46](#)

Kennedy, D. C. Cosmic ray antiprotons. In: **Proceedings of the 7th International Symposium on Particles, Strings and Cosmology**. Singapore: World Scientific Publishing Co., 2000. p. 438. [74](#)

- Kiraly, P.; Szabelski, J.; Wdowczyk, J.; Wolfendale, A. Antiprotons in the cosmic radiation. **Nature**, v. 293, p. 120–122, 1981. [63](#), [166](#)
- Klages, H. O.; Apel, W. D.; Bekk, K.; Bollmann, E.; Bozdog, H.; Brancus, I. M.; Brendle, M.; Chilingarian, A.; Daumiller, K.; Doll, P. The cascade experiment. **Nuclear Physics B Proceedings Supplements**, v. 52, p. 92–102, 1997. [50](#)
- Koehnlein, W. A model of thermospheric temperature and composition. **Planetary and Space Science**, v. 28, p. 225–243, 1980. [125](#)
- Kohlhörster, W. **Physikalische Zeitschrift**, v. 14, p. 1153, 1913. [31](#)
- Krombel, K. E.; Wiedenbeck, M. E. Isotopic composition of cosmic-ray boron and nitrogen. **Astrophysical Journal**, v. 328, p. 940–953, 1988. [17](#), [42](#)
- Kronberg, P. Extragalactic magnetic fields. **Reports of Progress in Physics**, v. 57, p. 325–382, 1994. [60](#)
- Krushkal', E. Nonadiabatic motion of particles in inhomogeneous magnetic fields. **Soviet Physics Technical Physics**, v. 17, p. 1792, 1973. [145](#)
- Kuznetsov, S.; Yushkov, B. Boundary of the adiabatic motion of a charged particle in a dipole magnetic field. **Plasma Physics Reports**, v. 28, n. 4, p. 342–350, 2002. [142](#)
- Langner, U. W.; Potgieter, M. S. Solar wind termination shock and heliosheath effects on the modulation of protons and antiprotons. **Journal of Geophysical Research**, v. 109, n. A1, p. 1103–+, 2004. [169](#)
- Le Roux, J. A.; Potgieter, M. S. The simulation of forrush decreases with time-dependent cosmic-ray modulation models of varying complexity. **Astronomy and Astrophysics**, v. 243, n. 2, p. 531–545, 1991. [217](#)
- Lee, T. D.; Oehme, R.; Yang, C. N. Remarks on possible noninvariance under time reversal and charge conjugation. **Physical Review**, v. 106, n. 2, p. 340–345, 1957. [53](#)
- Lee, T. D.; Yang, C. N. Question of parity conservation in weak interactions. **Physical Review**, v. 104, n. 1, p. 254–258, 1956. [53](#)
- Lenchek, A. M.; Singer, S. F. Geomagnetically trapped protons from cosmic-ray albedo neutrons. **Journal of Geophysical Research**, v. 67, p. 1263, 1962. [146](#)

Leske, R. A. The elemental and isotopic composition of Galactic cosmic-ray nuclei from scandium through nickel. **Astrophysical Journal**, v. 405, p. 567–583, 1993. [17](#), [42](#)

Letaw, J.; Silberberg, R.; Tsao, C. Proton-nucleus total inelastic cross sections - an empirical formula for E greater than 10 MeV. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 51, p. 271–275, 1983. [80](#), [100](#)

Lezniak, J. A.; Webber, W. R. The charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei from 3000 MeV per nucleon to 50 GeV per nucleon. **Astrophysical Journal**, v. 223, p. 676–696, 1978. [17](#), [18](#), [42](#), [49](#)

Link, J. T.; Barbier, L. M.; Binns, W. R.; Christian, E. R.; Cummings, J. R.; Denolfo, G. A.; Dowkontt, P. F.; Epstein, J. W.; Hink, P. L.; Israel, M. H. A balloon borne instrument for measuring the abundances of ultra-heavy galactic cosmic rays. In: INTERNATIONAL UNION OF PURE AND APPLIED PHYSICS (IUPAP), 05., 2001, Hamburg, Germany. **Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference**. Hamburg, 2001. p. 2143. [48](#)

Longair, M. S. **High Energy Astrophysics**. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. ISBN |c1994. [35](#)

MacGibbon, J.; Carr, B. Cosmic rays from primordial black holes. **Astrophysical Journal**, v. 371, n. 1, p. 447–469, 1991. [63](#)

Maeno, T.; Orito, S.; Matsunaga, H.; Abe, K.; Anraku, K.; Asaoka, Y.; et al. Successive measurements of cosmic-ray antiproton spectrum in a positive phase of the solar cycle. **Astroparticle Physics**, v. 16, n. 2, p. 121–128, 2001. [19](#), [22](#), [23](#), [64](#), [69](#), [157](#), [159](#), [163](#), [173](#)

Maki, K.; Mitsui, T.; Orito, S. Local flux of low-energy antiprotons from evaporating primordial black holes. **Physical Review Letters**, v. 76, n. 19, p. 3474–3477, 1996. [23](#), [63](#), [166](#), [168](#), [170](#)

Mannheim, K.; Schlickeiser, R. Interactions of cosmic ray nuclei. **Astronomy and Astrophysics**, v. 286, p. 983–996, 1994. [101](#)

Matsuda, S.; et al. Observation of low energy antiprotons at the 2004 BESS-Polar flight in Antarctica. In: TATA INSTITUTE OF FUNDAMENTAL RESEARCH (TIFR), MUMBAI, 2005, Pune, India. **Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference**. [S.l.]: B. Sripathi, 2005. v. 3, p. 25. [157](#), [176](#)

- Matsunaga., H.; Orito, S.; Matsumoto, H.; Yoshimura, K.; Moiseev, A.; et al. Measurement of Low-Energy Cosmic-Ray Antiprotons at Solar Minimum. **Physical Review Letters**, v. 81, p. 4052–4055, 1998. [19](#), [22](#), [23](#), [64](#), [157](#), [159](#), [163](#), [173](#)
- Maurin, D.; Donato, F.; Taillet, R.; Salati, P. Cosmic rays below $z=30$ in a diffusion model: New constraints on propagation parameters. **Astrophysical Journal**, v. 555, n. 2, p. 585–596, 2001. [95](#)
- McIlwain, C. E. Magnetic coordinates. **Space Science Reviews**, v. 5, p. 585, 1966. [120](#)
- Menn, W.; Hof, M.; Reimer, O.; Simon, M.; Davis, A. J.; Labrador, A. W.; Mewaldt, R. A.; Schindler, S. M.; Barbier, L. M.; Christian, E. R. The absolute flux of protons and helium at the top of the atmosphere using imax. **Astrophysical Journal**, v. 533, n. 1, p. 281–297, 2000. [44](#), [46](#), [77](#)
- Meyer, J.-P. Solar-stellar outer atmospheres and energetic particles, and galactic cosmic rays. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 57, p. 173–204, 1985. [17](#), [38](#), [78](#)
- Mitchell, J. W.; Abe, K.; Anraku, K.; Fuke, H.; Haino, S. The bess program. **Nuclear Physics B Proceedings Supplements**, v. 134, p. 31–38, 2004. [178](#)
- Mitchell., J. W.; Barbier, L. M.; Christian, E. R.; Krizmanic, J. F.; Krombel, K.; et al. Measurement of 0.25-3.2 GeV Antiprotons in the Cosmic Radiation. **Physical Review Letters**, v. 76, p. 3057–3060, 1996. [19](#), [22](#), [23](#), [64](#), [157](#), [159](#), [163](#), [173](#)
- Moiseev, A.; Ormes, J. Inelastic cross section for antihelium on nuclei: an empirical formula for use in the experiments to search for cosmic antimatter. **Astroparticle Physics**, v. 6, n. 3, p. 379–386, 1997. [100](#)
- Moiseev, A.; Yoshimura, K.; Ueda, I.; Anraku, K.; et al., R. G. nad. Cosmic-ray antiproton flux in the energy range from 200 to 600 MeV. **Astrophysical Journal**, v. 474, p. 479–+, 1997. [19](#), [22](#), [64](#), [157](#), [159](#), [173](#)
- Mokhov, N. **The MARS10 Code System: Inclusive Simulation of Hadronic and Electromagnetic**. Report FN-509: Fermilab, 1989. [81](#)

- Moskalenko, I.; Strong, A.; Mashnik, S.; Ormes, J. Challenging cosmic-ray propagation with antiprotons: Evidence for a “fresh” nuclei component? **Astrophysical Journal**, v. 586, n. 2, p. 1050–1066, 2003. [169](#)
- Moskalenko, I. V.; Strong, A. W. Production and propagation of cosmic-ray positrons and electrons. **Astrophysical Journal**, v. 493, p. 694, 1998. [19](#), [61](#), [62](#), [114](#)
- Moskalenko, I. V.; Strong, A. W.; Ormes, J. F.; Potgieter, M. S. Secondary antiprotons and propagation of cosmic rays in the galaxy and heliosphere. **Astrophysical Journal**, v. 565, p. 280–296, 2002. [70](#), [80](#)
- Mozer, F. S. Power spectra of the magnetospheric electric field. **Journal of Geophysical Research**, v. 76, p. 3651, 1971. [133](#)
- Mueller, D.; Swordy, S. P.; Meyer, P.; L’Heureux, J.; Grunsfeld, J. M. Energy spectra and composition of primary cosmic rays. **Astrophysical Journal**, v. 374, n. 1, p. 356–365, 1991. [18](#), [48](#), [49](#)
- Nakada, M.; Mead, G. Diffusion of protons in the outer radiation belt. **Journal of Geophysical Research**, v. 70, p. 4777, 1965. [135](#)
- Nelson, W.; Hirayama, H.; Rogers, D. **The EGS4 Code System**. Report SLAC-265: Stanford Linear Accelerator Center, 1985. [81](#)
- Nordgren, T.; Cordes, J.; Terzian, Y. The scale height of the galactic free electron cloud. **Astronomical Journal**, v. 104, n. 4, p. 1465–1471, 1992. [103](#)
- Northrop, T. G. **The Adiabatic Motion of Charged Particles**. New York, NY: Interscience Publishers, 1963. [121](#)
- Nozaki, M. Bess-polar. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B**, v. 214, p. 110–115, 2004. [176](#)
- Omnès, R. Possibility of matter-antimatter separation at high temperature. **Physical Review Letters**, v. 23, n. 1, p. 38–40, 1969. [56](#)
- Orito, S.; Maeno, T.; Matsunaga, H.; Abe, K.; Anraku, K.; Asaoka, Y.; et al. Precision Measurement of Cosmic-Ray Antiproton Spectrum. **Physical Review Letters**, v. 84, n. 6, p. 1078–1081, 2000. [19](#), [22](#), [23](#), [64](#), [69](#), [156](#), [157](#), [159](#), [163](#), [173](#)

Ormes, J.; Israel, M.; Mewaldt, R.; Wiedenbeck, M. A particle astrophysics magnet facility: ASTROMAG. In: Lavigna, T.; Cline, H. (Ed.). **Interim Report**. Greenbelt, MD, USA: National Aeronautics and Space Administration. Goddard Space Flight Center, 1988. [171](#)

Ormes, J. F.; Moiseev, A. A.; Saeki, T.; Anraku, K.; Orito, S.; et al. Antihelium in cosmic rays: a new upper limit and its significance. **Astrophysical Journal Letters**, v. 482, 1997. [60](#), [65](#)

Orth, C. D.; F., A. B. G.; Smoot; Mast, T. S. Abundances and spectra for cosmic-ray nuclei from lithium to iron for 2 to 150 GeV per nucleon. **Astrophysical Journal**, v. 226, p. 1147–1161, 1978. [17](#), [18](#), [42](#), [49](#)

Pappini, P. Mass collaboration. In: THE UNIVERSITY OF CALGARY, 1993, Calgary, Italy. **Proceedings of the 23rd International Cosmic Ray Conference**. Calgary: D. A. Leahy, 1993. v. 1, p. 579. [46](#)

Parker, E. N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space. **Planetary and Space Science**, v. 13, p. 9, 1965. [24](#), [109](#), [217](#), [221](#), [222](#)

Pati, J. C.; Salam, A. Is baryon number conserved? **Physical Review Letters**, v. 31, n. 10, p. 661–664, 1973. [54](#)

_____. Lepton number as the fourth “color”. **Physical Review D (Particles and Fields)**, v. 10, n. 1, p. 275–289, 1974. [54](#)

Penzias, A. A.; Wilson, R. W. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. **Astrophysical Journal**, v. 142, p. 419–421, 1965. [53](#)

Pesses, M. E.; Eichler, D.; Jokipii, J. R. Cosmic ray drift, shock wave acceleration, and the anomalous component of cosmic rays. **Astrophysical Journal Letters**, v. 246, p. L85–L88, 1981. [113](#)

Phillips, J.; Bame, S.; Barnes, A.; Barraclough, B.; Feldman, W.; et al. Ulysses solar wind plasma observations from pole to pole. **Geophysical Research Letters**, v. 22, n. 23, p. 3301–3304, 1995. [110](#)

Potgieter, M. The heliospheric modulation of galactic cosmic rays at solar minimum. **Advances in Space Research**, v. 19, n. 6, p. 883–892, 1997. [109](#)

_____. Heliospheric modulation of cosmic ray protons: Role of enhanced perpendicular diffusion during periods of minimum solar modulation. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, n. A8, p. 18295–18304, 2000. [110](#)

Pryke, C.; Halverson, N. W.; Leitch, E. M.; Kovac, J.; Carlstrom, J. E.; Holzappel, W. L.; Dragovan, M. Cosmological parameter extraction from the first season of observations with the degree angular scale interferometer. **Astrophysical Journal**, v. 568, n. 1, p. 46–51, 2002. [56](#)

Ptuskin, V. Empirical models of cosmic ray propagation in the galaxy. **Astrophysics and Space Science**, v. 28, p. 17, 1974. [72](#)

Ptuskin, V. S. Transport of high energy cosmic rays. **Advances in Space Research**, v. 19, p. 697–705, 1997. [97](#)

Pugacheva, G.; Gusev, A. A.; Jayanthi, U. B.; Schuch, N. J.; Spjeldvik, W. N.; Choque, K. T. Antiprotons confined in the earth's inner magnetosphere. **Astroparticle Physics**, v. 20, n. 2, p. 257–265, 2003. [63](#), [169](#), [171](#)

Pyle, K. R.; Simpson, J. A.; Barnes, A.; Mihalov, J. D. Stochastic acceleration of solar protons in the transrelativistic region. **Astrophysical Journal**, v. 282, n. 1-2, p. L107–L111, Jul. 15 1984. [32](#)

Rehm, J.; Jedamzik, K. Big Bang nucleosynthesis with matter-antimatter domains. **Physical Review Letters**, v. 81, n. 16, p. 3307–3310, 1998. [67](#)

Riotto, A. Theories of baryogenesis. In: PH/9807454 hep (Ed.). **Summer School in High Energy Physics and Cosmology**. Trieste, Italy: CERN-TH/98-204, 1998. 91 p. [55](#)

Riotto, A.; Trodden, M. Recent progress in baryogenesis. **Annual Reviews of Nuclear and Particle Science**, v. 49, p. 35–75, 1999. [59](#)

Roederer, J. **Dynamics of geomagnetically trapped radiation**. [S.l.]: Springer, 1970. [151](#)

Rubin, S.; Khlopov, M.; Sakharov, A. Primordial black holes from non-equilibrium second order phase transition. **Gravitation and Cosmology**, S6, p. 51–58, 2000. ArXiv:hep-ph/0005271. [168](#)

- Ryan, M. J.; Ormes, J. F.; Balasubrahmanyam, V. K. Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra above 50 GeV. **Physical Review Letters**, v. 28, n. 15, p. 985–988, 1972. [18](#), [45](#), [46](#), [47](#)
- Sakharov, A. C_p symmetry violation, c_p-asymmetry and baryonic asymmetry of the universe. **Pis ma Zhurnal Eksperimental noi i Teoreticheskoi Fiziki**, v. 5, p. 32, 1967. [58](#)
- Salamon, M. H.; McKee, S.; Musser, J. A.; Tarle, G.; Tomasch, A.; Bower, C. R.; et al. Limits on the antiproton/proton ratio in the cosmic radiation from 100 mev to 1580 mev. **Astrophysical Journal**, v. 349, n. 1, p. 78–90, 1990. [155](#), [157](#)
- Sanuki, T.; Fujikawa, M.; Matsunaga, H.; Abe, K.; Anraku, K.; et al. Measurement of cosmic-ray proton and antiproton spectra at mountain altitude. **Physics Letters B**, v. 577, p. 10–17, 2003. [171](#)
- Sanuki, T.; Motoki, M.; Matsumoto, H.; Seo, E. S.; Wang, J. Z.; Abe, K.; et al. Precise measurement of cosmic-ray proton and helium spectra with the bess spectrometer. **Astrophysical Journal**, v. 545, n. 2, p. 1135–1142, 2000. [18](#), [19](#), [44](#), [45](#), [46](#), [47](#), [69](#), [76](#), [77](#), [79](#)
- Sawada, O.; Fukugita, M.; Arafune, J. Neutron oscillation as a source of cosmic ray antinucleons. **Astrophysical Journal**, v. 248, p. 1162–1165, 1981. [166](#)
- Schlickeiser, R. **Cosmic ray astrophysics**. New York: Springer, 2003. [37](#)
- Schulz, M. The magnetosphere. In: JACOBS, J. A. (Ed.). **Geomagnetism**. London, UK: Academic Press, 1991. cap. 2, v.4, p. 87–293. 91 p. [135](#), [142](#)
- Selesnick, R. S.; Cummings, A. C.; Leske, R. A.; Mewaldt, R. A.; Stone, E. C.; Cummings, J. R. Solar cycle dependence of the geomagnetically trapped anomalous cosmic rays. **Geophysical Research Letters**, v. 27, n. 15, p. 2349–2352, 2000. [114](#)
- Seo, E. S.; Ormes, J. F.; Streitmatter, R. E.; Stochaj, S. J.; Jones, W. V.; Stephens, S. A.; Bowen, T. Measurement of cosmic-ray proton and helium spectra during the 1987 solar minimum. **Astrophysical Journal**, v. 378, p. 763–772, Set. 1991. [44](#), [77](#)
- Seo, E. S.; Ptuskin, V. S. Stochastic reacceleration of cosmic rays in the interstellar medium. **Astrophysical Journal**, v. 431, n. 2, p. 705–714, 1994. [99](#)

Sheldon, R. B.; Hamilton, D. C. Ion transport and loss in the earth's quiet ring current. I - Data and standard model. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. A8, p. 13491–13506, 1993. [23](#), [214](#), [215](#)

Sikivie, P. Sources and distributions of dark matter. **Nuclear Physics B Proceedings Supplements**, v. 43, p. 90–99, 1995. [167](#)

Silk, J.; Srednicki, M. Cosmic-ray antiprotons as a probe of a photino-dominated universe. **Physical Review Letters**, v. 53, p. 624–627, 1984. [63](#), [166](#)

Simon, M.; Heinbach, U. Production of antiprotons in interstellar space by propagating cosmic rays under conditions of diffusive reacceleration. **Astrophysical Journal**, v. 456, p. 519, 1996. [70](#)

Simon, M.; Molnar, A.; Roesler, S. A new calculation of the interstellar secondary cosmic-ray antiprotons. **Astrophysical Journal**, v. 499, p. 250, 1998. [70](#), [78](#), [84](#)

Simon, M.; Spiegelhauer, H.; Schmidt., W. K. H.; Siohan, F.; Ormes, J. F.; Balasubrahmanyam, V. K.; Arens, J. F. Energy spectra of cosmic-ray nuclei to above 100 GeV per nucleon. **Astrophysical Journal**, v. 239, p. 712–724, 1980. [17](#), [18](#), [42](#), [49](#)

Simpson, J. A. Elemental and isotopic composition of the galactic cosmic rays. **Annual Reviews of Nuclear and Particle Science**, v. 33, p. 323–382, 1983. [17](#), [33](#), [38](#)

Sivaram, C.; Krishan, V. Neutron oscillation as a source of excess sub-GeV antiprotons in galactic cosmic rays. **Nature**, v. 299, p. 427–428, 1982. [63](#), [166](#)

Smoot, G. F.; Buffington, A.; Orth, C. D. Search for cosmic-ray antimatter. **Physical Review Letters**, v. 35, p. 258–261, 1975. [65](#)

Sokolsky, P. **Introduction to ultrahigh energy cosmic ray physics**. Colorado: Westview Press, 2004. [40](#)

Spergel, D.; Verde, L.; Peiris, H.; Komatsu, E.; Nolta, M.; Bennett, C. First-year wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: Determination of cosmological parameters. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 148, p. 175–194, 2003. [56](#)

Spillantini, P. The balloon-borne and pamelas experiments for the study of the antimatter component in cosmic rays. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B**, v. 214, p. 116–121, 2004. [176](#), [178](#)

Sreekumar, P.; Bertsch, D. L.; Dingus, B. L.; Esposito, J. A.; Fichtel, C. E.; et al. Egret observations of the extragalactic gamma-ray emission. **Astrophysical Journal**, v. 494, p. 523, 1998. [19](#), [58](#), [65](#), [66](#)

Starkman, G.; Vachaspati, T. Galactic cosmic strings as sources of primary antiprotons. **Physical Review D (Particles and Fields)**, v. 53, n. 12, p. 6711–6714, 1996. [63](#)

Stecker, F.; Rudaz, S.; Walsh, T. Galactic antiprotons from photinos. **Physical Review Letters**, v. 55, p. 2622–2625, 1985. [63](#), [166](#)

Stecker, F. W. Antimatter cosmic rays. **Nuclear Physics B**, v. 252, p. 25–36, 1985. [60](#)

Stecker, F. W.; Morgan, D. L.; Bredekamp, J. Possible evidence for the existence of antimatter on a cosmological scale in the universe. **Physical Review Letters**, v. 27, n. 21, p. 1469–1472, 1971. [67](#)

Steigman, G. Observational tests of antimatter cosmologies. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 14, p. 339–372, 1976. [56](#), [65](#), [155](#)

Steinacker, J.; Schlickeiser, R. Stochastic acceleration of solar protons in the transrelativistic region. **Astronomy and Astrophysics**, v. 224, n. 1-2, p. 259–266, Oct. 1989. [32](#)

Stephens, S. A.; Streitmatter, R. E. Cosmic-ray propagation in the galaxy: Techniques and the mean matter traversal. **Astrophysical Journal**, v. 505, n. 1, p. 266–277, 1998. [97](#)

Stochaj, S. J. **Experimental measurement of low-energy antiprotons in the cosmic radiation**. Ph.D. Thesis — Maryland University, College Park, Maryland, 1990. [156](#)

Stompor, R.; Abroe, M.; Ade, P.; Balbi, A.; Barbosa, D.; et al. Cosmological implications of the maxima-1 high-resolution cosmic microwave background anisotropy measurement. **Astrophysical Journal**, v. 561, n. 1, p. L7–L10, 2001. [56](#)

- Streitmatter, R.; Stochaj, S.; Ormes, J.; Golden, R.; Stephens, S. Experimental limit on low energy antiprotons in the cosmic radiation. **Advances in Space Research**, v. 9, n. 12, p. 65–69, 1989. [157](#)
- Swordy, S. P.; Mueller, D.; Meyer, P.; L’Heureux, J.; Grunsfeld, J. M. Relative abundances of secondary and primary cosmic rays at high energies. **Astrophysical Journal**, v. 349, p. 625–633, 1990. [17](#), [18](#), [42](#), [49](#)
- Takahashi, H.; Werner, K.; Powell, J. Antiproton production in p-p, p-Pb, O-Pb and Si-Si collisions at 200a and 1000a GeV calculated by the multistring model VENUS. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, v. 16, n. 5, p. 683–700, 1990. [84](#)
- Takeda, M.; Hayashida, N.; Honda, K.; Inoue, N.; Kadota, K.; et al. Extension of the cosmic-ray energy spectrum beyond the predicted greisen-zatsepin-kuz’min cutoff. **Physical Review Letters**, v. 81, n. 6, p. 1163–1166, Agos. 1998. [50](#)
- Talavera, K. C.; Jayanthi, U. B.; Gusev, A. A.; Pugacheva, G. I.; Spjeldvik, W. N. Spectrum of the galactic secondary antiprotons considering tertiary and antineutron decay components. In: TATA INSTITUTE OF FUNDAMENTAL RESEARCH (TIFR), MUMBAI, 2005, Pune, India. **Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference**. [S.l.]: S. C. Tonwar, 2005. sh35, p. 101–104. [70](#)
- Tan, L.; Ng, L. Parameterization of \bar{p} invariant cross section in p-p collisions using a new scaling variable. **Physical Review D (Particles and Fields)**, v. 26, n. 5, p. 1179–1182, 1982. [70](#)
- Tan, L. C.; Ng, L. K. Calculation of the equilibrium antiproton spectrum. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, v. 9, n. 2, p. 227–242, 1983. [20](#), [70](#), [80](#), [81](#), [84](#), [91](#), [95](#), [96](#), [100](#), [105](#), [107](#)
- Tinsley, B.; Hodges JR., R.; Rohrbaugh, R. Monte carlo models for the terrestrial exosphere over a solar cycle. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, p. 13631–13647, 1986. [21](#), [125](#), [126](#)
- Trimble, V. Existence and nature of dark matter in the universe. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 25, p. 425–472, 1987. [167](#)
- Turner, M. Could primordial black holes be the source of the cosmic ray antiprotons. **Nature**, v. 297, p. 379–381, 1982. [63](#)

- Turner, M.; Wilczek, F. Positron line radiation as a signature of particle dark matter in the halo. **Physical Review D (Particles and Fields)**, v. 42, n. 4, p. 1001–1007, 1990. [61](#)
- Tylka, A. Cosmic-ray positrons from annihilation of weakly interacting massive particles in the Galaxy. **Physical Review Letters**, v. 63, p. 840–843, 1989. [61](#)
- Walt, M. **Introduction to Geomagnetically Trapped Radiation**. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. 168 p. [132](#), [133](#), [223](#)
- Wang, J. Z.; Seo, E. S.; Anraku, K.; Fujikawa, M.; Imori, M.; et al. Measurement of Cosmic-Ray Hydrogen and Helium and Their Isotopic Composition with the BESS Experiment. **Astrophysical Journal**, v. 564, p. 244–259, 2002. [18](#), [19](#), [45](#), [47](#), [79](#)
- Webber, W. R.; McDonald, F. B.; Lukasiak, A. Voyager 2 Measurements in the Outer Heliosphere of the Energy Spectra of Cosmic-Ray Nuclei from Less than 100 MeV Nucleon⁻¹ to More than 1.0 GeV Nucleon⁻¹. **Astrophysical Journal**, v. 599, p. 582–595, 2003. [17](#), [42](#)
- Wefel, J. P. The atic experiment: first balloon flight. In: INTERNATIONAL UNION OF PURE AND APPLIED PHYSICS (IUPAP), 05., 2001, Hamburg, Germany. **Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference**. Hamburg, 2001. p. 2111. [48](#)
- Weinberg, S. **The quantum theory of fields, Vol I**. Cambridge and New York: Cambridge University Press, 1995. [69](#)
- Witten, E. Superconducting strings. **Nuclear Physics B**, v. 249, p. 557, 1985. [63](#)
- Wu, C. S.; Ambler, E.; Hayward, R. W.; Hoppes, D. D.; Hudson, R. P. Experimental test of parity conservation in beta decay. **Physical Review**, v. 105, n. 4, p. 1413–1415, 1957. [53](#)
- Yao, W.; et al. Review of Particle Physics. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, v. 33, n. 1, p. 1–1232, 2006. [100](#)
- Yoshida, T.; Yamamoto, A.; Mitchell, J.; Abe, K.; Fuke, H.; Haino, S. Bess-polar experiment. **Advances in Space Research**, v. 33, n. 10, p. 1755–1762, 2004. [176](#)
- Yoshimura, K.; Orito, S.; Ueda, I.; Anraku, K.; Golden, R. Observation of cosmic-ray antiprotons at energies below 500 MeV. **Physical Review Letters**, v. 75, n. 21, p. 3792–3795, 1995. [23](#), [157](#), [163](#)

Young, J. S.; Freier, P. S.; Waddington, C. J.; Brewster, N. R.; Fickle, R. K. The elemental and isotopic composition of cosmic rays - silicon to nickel.

Astrophysical Journal, v. 246, p. 1014–1030, 1981. [17](#), [18](#), [42](#), [49](#)

Zatsepin, G.; Kuz'min, V. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. **Journal of Experimental and Theoretical Physics Letteres**, v. 4, p. 78, 1966. [52](#)

Zatsepin, V. I.; Lazareva, T. V.; Sazhina, G. P.; Sokol'Skaya, N. V. Energy spectra and composition of primary cosmic rays in the energy range above 10 TeV per particle. **Physics of Atomic Nuclei**, v. 57, p. 645–650, 1994. [18](#), [47](#)

APÊNDICE A

IONOSFERA-PLASMASFERA DA TERRA

Nas proximidades da terra existem distintos regimes de plasma, alguns deles criados pela topologia do campo magnético. Na magnetosfera interna temos: a ionosfera, regime de plasma frio situada no topo da atmosfera; a magnetosfera, área acima da ionosfera dominado pelo campo magnético terrestre e limitado pela magnetopausa, dividido em regime frio de altitude inferior (ou plasmasfera) e regime quente de altitude superior.

A.1 Ionosfera

A ionosfera é constituída pelo plasma ionizado em altitudes de $70 \div 1500$ km, produzido pela dissociação de átomos atmosféricos, principalmente pela luz solar, com camadas em baixas altitudes formadas unicamente em horas diurnas, e uma permanente e mais densa, com pico em redor 300 km de altitude. Esta região esta acoplada tanto à magnetosfera como à atmosfera neutra. Também, apresenta um claro efeito do ciclo solar, as densidades médias são altas durante anos de máxima atividade solar.

O IRI (*The International Reference Ionosphere*) é um modelo padrão empírico da ionosfera, baseado sobre todas as fontes de dados disponíveis. Para uma dada posição, tempo e data, o IRI descreve a densidade de elétrons, temperatura dos elétrons, temperatura de íons, e composição de íons em altitudes de 50 até 3000 km. Provê médias mensais dos parâmetros da ionosfera abaixo de 60° de latitude em condições de calma magnética (descrito em detalhe por [Bilitza \(2001\)](#)¹). A fonte de dados é a rede mundial de “ionosondas” de radares de dispersão in-coerente (Jicamarca, Arecibo, Millstone Hill, Malvern, St. Santin), dos *topside sounders* ISIS e Alouette, e de instrumentos a bordo de alguns satélites e veículos espaciais.

A.2 Plasmasfera

A plasmasfera é uma região de plasma denso e frio de origem principalmente iônico capturado pelo campo magnético terrestre. Dois campos magnetosféricos, os campos de co-rotação e “cauda-cruzada”, ocasiona que as partículas espiralarem para acima e para abaixo das linhas de campo, conseqüentemente sofrer deslocamentos

¹<http://modelweb.gsfc.nasa.gov/models/iri.html>

perpendiculares ao campo magnético. Em camadas-L inferiores, as trajetórias de deslocamentos das partículas formam trajetórias fechadas devido ao domínio exercido pelo campo de co-rotação. Isto permite aos íons escaparem da ionosfera e se acumular na densa plasmasfera. Em altas camadas-L, o campo cauda-cruzada domina as trajetórias de deslocamento como efeito, transporta partículas à magnetopausa onde eles são perdidos desde a magnetosfera. O limite entre trajetórias de deslocamentos fechado e aberto é altamente variável e as regiões externas da plasmasfera continuamente perdem e re-preencher sobre um período de dias. Tipicamente, a “plasmopause”, a borda externa da plasmasfera, encontra-se em uma camada-L de 3 até 6. Um modelo padrão para a variabilidade da plasmasfera não foi definida. Porém, para estudos dos parâmetros típicos da plasmasfera, por exemplo, o modelo empírico de [Carpenter e Anderson \(1992\)](#) é recomendado. Este modelo inclui termos para descrever variação do ciclo solar e variações anual e semi-anual.

[Farley e Walt \(1971\)](#) calcula a concentração de elétrons livres acima de 2000 km com dados observados durante um grande número de fases do Ogo 5. Por outro lado, [Cornwall \(1972\)](#) define a posição média da plasmopause em $L = 4,1$ baseado nos dados da densidade magnetosférica resumidos por [Carpenter \(1968\)](#). Enquanto o modelo de [Croley Jr. et al. \(1976\)](#) não contempla a plasmopause. [Sheldon e Hamilton \(1993\)](#) assume a densidade como uma lei de potências com a expressão $n_e = n_{H^+} + n_{O^+} + n_{He^+} = 250000/L^4$, em concordância com os dados GEO, que é um fator 2-5 menos denso daquele calculado por [Carpenter e Anderson \(1992\)](#) que assume a expressão $\log(n_{H^+}) = -0.3145L + 3.9$, definida para $L > 2.25$ com uma excelente concordância com as medidas do CRRES. O modelo plasmaférico para H^+ de [Gallagher et al. \(1988\)](#) baseada nos dados do *Retarding Íon Mass Spectrometer* abordo do satélite Explorer 1, reproduz a queda de densidade da ionosfera tanto como o marcado decréscimo da densidade na plasmopause, para uma época de atividade geomagnética moderada.

Finalmente, comparamos o modelo ionosférico parametrizado (PIN) de [Daniell et al. \(1995\)](#). Este modelo esta baseado nas parametrizações de outros modelos numéricos da ionosfera, fornece características mais realísticas da densidade de elétrons como uma função da altitude e longitudes sobre o plano magnético equatorial. A [Figura A.1](#) resume os diferentes modelos para a ionosfera-plasmasfera terrestre. Para aplicações de interesse aqui, tanto uma interpolação como média dos diferentes modelos em distintas regiões baseadas nestes modelos foi realizada.

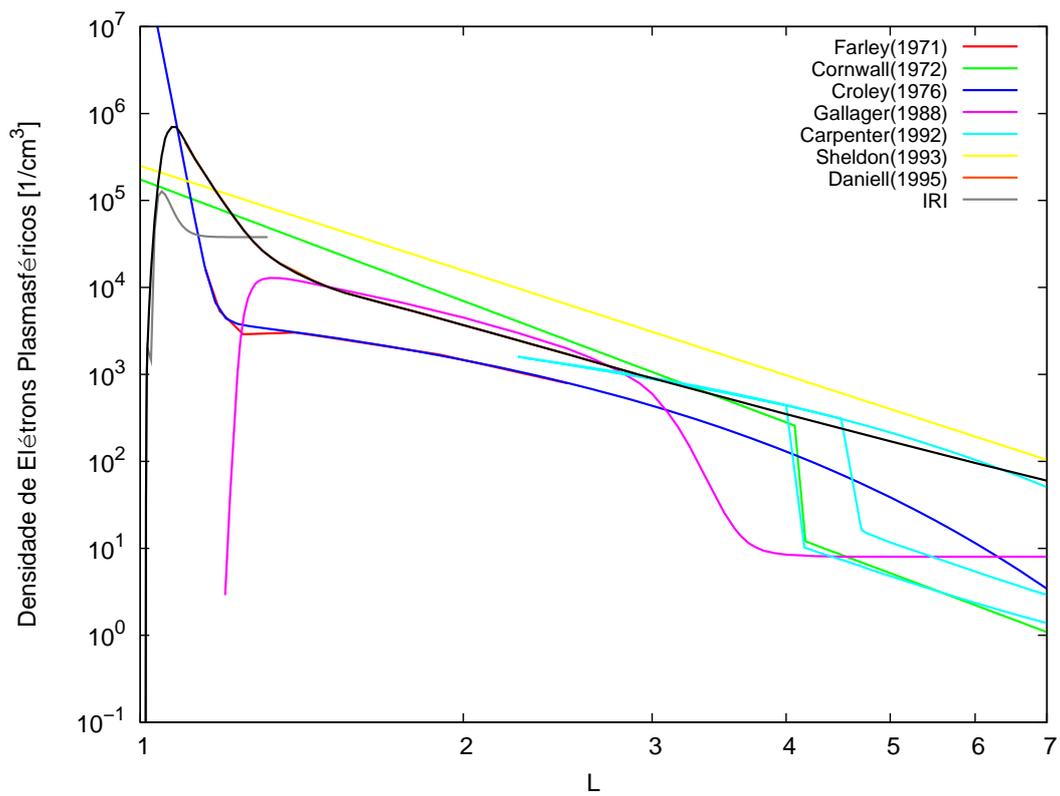


FIGURA A.1 - Densidade numérica da ionsfera-plasmasfera da Terra como função do parametro de altitude L . Modelos: Farley e Walt (1971), Cornwall (1972), Croley Jr. *et al.* (1976), Gallagher *et al.* (1988), Carpenter e Anderson (1992), Sheldon e Hamilton (1993), Daniell *et al.* (1995) e IRI (Bilitza, 2001).

ANEXO A

APROXIMAÇÃO DE CAMPO DE FORÇA PARA A MODULAÇÃO SOLAR

¹ Os processos de transporte que causam a modulação solar de raios cósmicos incluem:

- a) dispersão de *pitch angle* de partículas ao longo das linhas de campo;
- b) difusão perpendicular às linhas de campo;
- c) efeitos de deslocamentos de gradiente, curvatura, lamina neutra e de choque;
- d) convecção no vento solar;
- e) ganhos adiabáticos de energia, tipicamente nas compressões associados com choques; e
- f) perdas adiabáticas no vento solar em expansão.

Individualmente estes processos são bem entendidos, mas a combinação deles com níveis de atuação variáveis resulta na modulação solar. Estes processos variam no domínio heliosférico, e a causa destas variações sobre um ciclo solar de 11 anos não são bem entendidas.

A descrição completa do problema de modulação descrita pela Equação (2.43) de Parker (1965), requer a determinação da intensidade dos raios cósmicos como função das três coordenadas espaciais, do tempo e da energia (alternativamente momento ou rigidez). Por causa da complexidade, a solução numérica completa é raramente usada. Assim, por simplicidade, vários níveis de aproximação devem ser assumidos, tais como:

- a) suposição de simetria azimutal, elimina os termos cruzados na solução numérica que dificultam sua manipulação, mas reduz sua validade para escalas de tempo de uma rotação solar ou maior (Le Roux; Potgieter, 1991);
- b) estado quase estacionário, reduz a variável temporal para um parâmetro, por razões técnicas se faz impossível calcular efeitos de aceleração de choque neste caso (Jokipii; Kopriva, 1979);
- c) simetria esférica, elimina a coordenada latitudinal, a referência para o campo magnético heliosférico e efeitos de deslocamentos são perdidos (Fisk, 1976);
- d) substituição das perdas de energias adiabáticas por uma perda de energia simu-

¹Esta seção é um resumo extraído de Caballero-Lopez e Moraal (2004).

- lada, chamado solução “campo de força”; e
e) ignorar as perdas de energia, assim unicamente os processos de difusão para adentro e convecção permanecem.

A equação para descrever a evolução da função de distribuição de raios cósmicos, f , em termos do momento da partícula, p , uma das formas equivalentes à Equação (2.43) é

$$\partial f / \partial t + \nabla \cdot (C \mathbf{V} f - \mathbf{K} \cdot \nabla f) + \frac{1}{3p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^3 \mathbf{V} \cdot \nabla f) = Q, \quad (\text{A.1})$$

em que $C = -(1/3) \partial \ln f / \partial \ln p$. A aproximação campo de força, originalmente derivado por Gleeson e Axford (1968), assume que: (a) não existe fontes de raios cósmicos, $Q = 0$; (b) há um estado estacionário, $\partial f / \partial t = 0$; e (c) que a taxa de perdas de energia adiabáticas $\langle \dot{p} \rangle = (p/3) \mathbf{V} \cdot \nabla f / f = 0$. Neste caso (A.1) se reduz a

$$C \mathbf{V} f - \mathbf{K} \cdot \partial f / \partial r = \text{const.} = 0. \quad (\text{A.2})$$

A constante de integração deve ser zero para evitar uma singularidade na origem. Para uma simetria esférica, esta equação se reduz a

$$C V f - \kappa \cdot \partial f / \partial r = 0, \quad (\text{A.3})$$

em que o tensor de difusão \mathbf{K} foi contraído para um simples coeficiente radial efetivo κ . Com esta suposição de simetria esférica, a estrutura do campo magnético heliosférico é perdida. A primeira condição implica que $V r / \kappa \ll 1$, válido em altas energias onde κ é grande. A segunda condição requer que $g = (1/f) \partial f / \partial r \ll C / r$, facilmente satisfeito para r pequeno. Assim a aproximação campo de força é uma aproximação de modulação fraca mais precisa na heliosfera interior.

Quando se introduz C implicitamente e se muda a variável momento p pela rigidez R , (A.3) torna-se uma equação diferencial parcial de primeira ordem

$$\frac{\partial f}{\partial r} + \frac{V R}{3 \kappa} \frac{\partial f}{\partial R} = 0. \quad (\text{A.4})$$

A rigidez da partícula tem as dimensões de potencial e o coeficiente do segundo termo tem as dimensões de potencial por unidade de comprimento, ou um campo –daqui o nome de “campo de força”. Se coeficiente de difusão é separável na forma $\kappa(r, R) = \beta \kappa_1(r) \kappa_2(R)$, a rigidez $R_b = R_b(r, R)$ obtêm-se integrando a equação característica desde o ponto inicial no espaço de fases (r, R) até o ponto (r_b, R_b) no contorno

exterior r_b

$$\int_R^{R_b(r,R)} \frac{\beta(R')\kappa_2(R')}{R'} dR' = \int \frac{V(r')}{3\kappa_1(r')} \equiv \phi(r), \quad (\text{A.5})$$

em que ϕ é chamado parâmetro de campo de força. Se $\kappa_2 \propto R$ e $\beta \approx 1$ a solução se reduz à forma amplamente usada

$$R_b - R = \phi. \quad (\text{A.6})$$

Assim, o parâmetro ϕ transforma-se na perda de rigidez ou, alternativamente, perda de energia ou momento. Deve-se lembrar que a perda de rigidez (A.6) aplica-se unicamente ao caso especial de partículas relativistas, $\beta=1$, e a dependência com a rigidez $\kappa \propto R$. Em todos os outros casos $R_b - R = f(\phi, R)$.

Uma aproximação quase similar da equação de transporte segue desde a outra forma equivalente de (2.43)

$$\partial f / \partial t + \nabla \cdot (\mathbf{V}f - \mathbf{K} \cdot \nabla f) + \frac{1}{3p^2} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \frac{\partial}{\partial p} (p^3 f) = Q, \quad (\text{A.7})$$

se novamente, Q , $\partial f / \partial t$, e o terceiro termo forem zero, e para uma simetria esférica esta aproximação, chamada de convecção-difusão, resulta

$$Vf - \kappa \partial f / \partial r = 0, \quad (\text{A.8})$$

com solução

$$f = f_b e^{-M}, \quad M = \int_r^{r_b} \frac{V dr}{\kappa}. \quad (\text{A.9})$$

A integral M é chamada função de modulação, e desde (A.5) observa-se que esta relacionado ao parâmetro ϕ através de

$$M = 3\phi / \beta \kappa_2. \quad (\text{A.10})$$

Note que M é uma quantidade adimensional (enquanto ϕ é um parâmetro dimensional). A conexão entre os formalismos de força de campo e convecção-difusão provê duas maneiras para descrever o mesmo processo. A Figura A.1 mostra um espectro no limite externo (da heliosfera) f_b que está modulado ao espectro f . A aproximação de campo de força descreve a modulação em função de ϕ , como uma perda de energia/momento/rigidez. Enquanto a aproximação convecção-difusão o descreve como

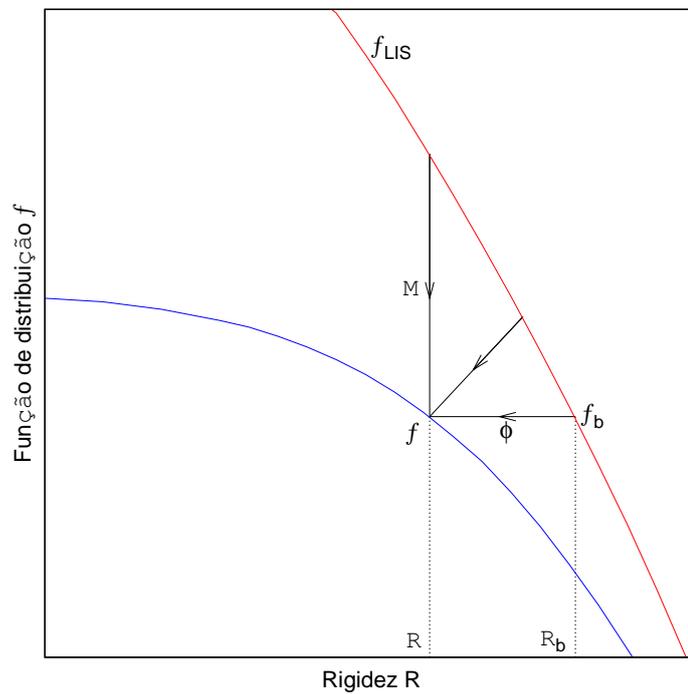


FIGURA A.1 - Representação gráfica da descrição da modulação com a solução de força de campo (*linha horizontal*) e solução convecção-difusão (*linha vertical*). A linha inclinada representa a modulação real como uma combinação da redução de intensidade e perdas de energias

uma redução na intensidade, dada por M . Na realidade, a modulação consiste tanto da redução de intensidade como a perda de energia adiabática, como representada pela linha inclinada na [Figura A.1](#). Para completar mencionamos que a intensidade de raios cósmicos medidos, j , em função da energia cinética por núcleon, T , está relacionado à função de distribuição onidirecional f através de

$$j = c \frac{A}{Z} R^2 f(R) = A \left(\frac{c}{Z} \right)^4 p^2 f(p). \quad (\text{A.11})$$

Assim, em termos das intensidades da relação de força de campo $f(r, R) = f_b(r_b, R_b)$ torna-se

$$j(r, R) = \left(\frac{R}{R_b} \right)^2 j_b(r_b, R_b). \quad (\text{A.12})$$

Já que a energia total E e momento p estão relacionados por $E^2 = p^2 c^2 + E_0^2$ (com $E = T + E_0$) e a energia resultante na posição r é determinada por aquela na posição no contorno exterior r_b e ϕ como

$$\frac{E}{A} = \frac{E_b}{A} - \frac{|Ze|\phi}{A}. \quad (\text{A.13})$$

A relação de fluxos em termos da energia total E e cinética T pode ser escrito como

$$j(r, E) = \left(\frac{E^2 - E_0^2}{E_b^2 - E_0^2} \right) j_b(r_b, E_b) = \left(\frac{T(T + 2E_0)}{T_b(T_b + 2E_0)} \right) j_b(r_b, T_b). \quad (\text{A.14})$$

A.1 Modulação Solar do Fluxo de Antiprótons Secundários Interestelares

A [Figura A.2](#) mostra o fluxo de antiprótons secundários interestelares calculado no [Capítulo 2](#) (ver [Figura 2.15](#)), também é mostrada a modulação solar do fluxo aplicando a equação completa de [Parker \(1965\)](#) segundo o procedimento descrito na [Seção 2.4](#), e as aproximações de campo de força ([A.14](#)) e aproximação convecção-difusão ([A.9](#)) para valores do parâmetro de intensidade da modulação solar, conforme a [Tabela 2.1](#), de 1,20 GV para época de máxima e 0,55 GV para época de mínima atividade solar. Os resultados discordantes para a modulação solar para energias $\lesssim 1$ GeV, é evidente.

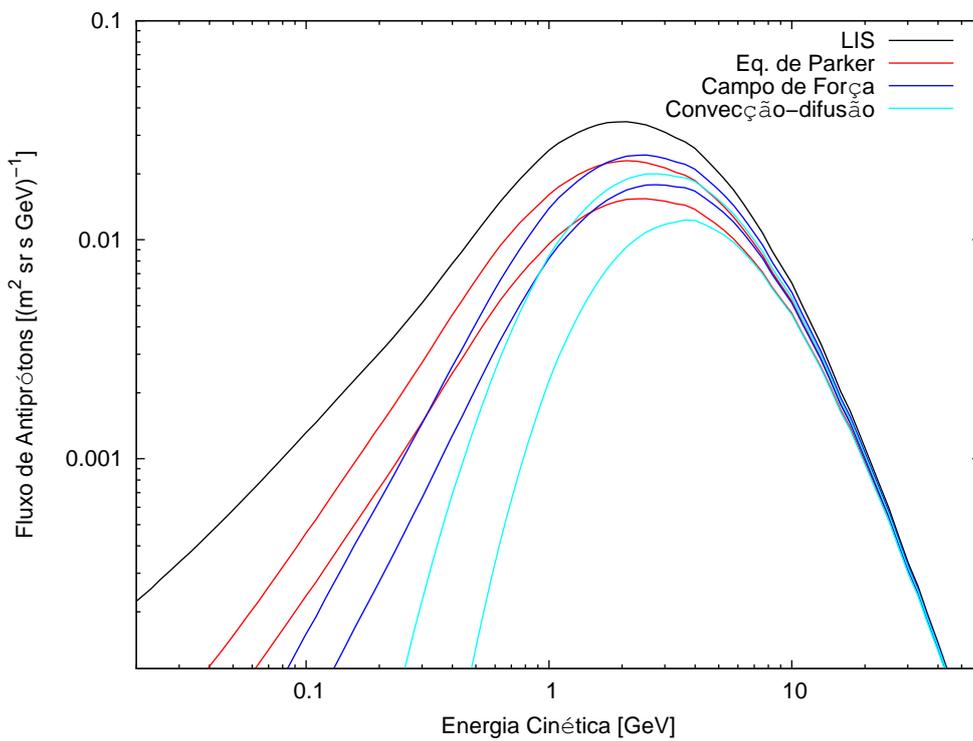


FIGURA A.2 - (*Linha preta*) fluxo de antiprótons secundários interestelares, (*linha vermelha*) modulação solar do fluxo aplicando a equação completa de [Parker \(1965\)](#), (*linha azul*) segundo a aproximação de força de campo e (*linha ciano*) segundo a aproximação de convecção-difusão.

ANEXO B

TEOREMA DE LIOUVILLE E DENSIDADES NO ESPAÇO DE FASES

¹ A relação de invariância adiabática prediz as trajetórias *guiding center* de partículas individuais capturadas. Por causa da variação no *pitch angle* da partícula durante o movimento de oscilação, a convergência das linhas de campo nos pontos de espelhos, e as irregularidades nas camadas magnéticas que são atravessadas durante o deslocamento longitudinal, pode ser esperado que não existe uma simples relação entre os fluxos em diferentes posições ao longo da trajetória da partícula. Afortunadamente, um poderoso teorema derivado por Liouville pode ser aplicado para esta questão.

O teorema de Liouville descreve a densidade de partículas no espaço de fases, um espaço no qual as coordenadas são as usuais coordenadas espaciais e os momentos conjugados. Seja a coordenada espacial q e o momento conjugado p , para um caso adimensional (ver [Figura B.1](#)). A densidade de partículas no espaço de fases $f(p, q, t)$ representa o número de partículas as quais estão em p, q por unidade de Δp e por unidade de Δq no tempo t . O número de partículas no intervalo q_1 para q_2 e p_1 para p_2 está dado por

$$N(t) = \int_{p_1}^{p_2} \int_{q_1}^{q_2} f(p, q, t) dp dq. \quad (\text{B.1})$$

Na [Figura B.1](#) o número de partículas que entra o elemento $\Delta p \Delta q$ em uma unidade de tempo através do lado esquerdo da caixa é $f(p, q) \Delta p \dot{q}(q)$, avaliado em p, q , enquanto o número de partículas abandonando o elemento sobre a direita é $f(p, q + \Delta q) \Delta p \dot{q}(q + \Delta q)$. A diferença nestas duas quantidades é a taxa na qual as partículas acumulam no elemento de espaço de fases devido à correntes através das paredes verticais:

$$\left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_q \cdot \Delta p \cdot \Delta q = f(p, q) \Delta p \dot{q}|_q - f(p, q) \Delta p \dot{q}|_{q+\Delta q}. \quad (\text{B.2})$$

¹Esta seção foi extraído de [Walt \(1994\)](#).

$$\begin{aligned}\left.\frac{\partial f}{\partial t}\right|_q &= \frac{1}{\Delta q} \{f\dot{q}|_q - f\dot{q}|_{q+\Delta q}\} \\ &= -\frac{\partial}{\partial q}(f\dot{q}) \quad \text{quando } \Delta q \rightarrow 0\end{aligned}\tag{B.3}$$

Considerações similares aplicados para as paredes superior e inferior dos elementos $\Delta p\Delta q$:

$$\left.\frac{\partial f}{\partial t}\right|_p = -\frac{\partial}{\partial p}(f\dot{p}).\tag{B.4}$$

A taxa total de incremento na densidade de partículas no elemento é a soma destes dois termos:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial q}(f\dot{q}) - \frac{\partial}{\partial p}(f\dot{p}),\tag{B.5}$$

expandindo o lado direito e usando as equações de Hamilton:

$$\dot{q} = \frac{\partial H}{\partial p}, \quad \dot{p} = -\frac{\partial H}{\partial q},\tag{B.6}$$

dá

$$\begin{aligned}\frac{\partial f}{\partial t} &= -\dot{q}\frac{\partial f}{\partial q} - f\frac{\partial \dot{q}}{\partial q} - \dot{p}\frac{\partial f}{\partial p} - f\frac{\partial \dot{p}}{\partial p} \\ &= -\dot{q}\frac{\partial f}{\partial q} - f\frac{\partial^2 H}{\partial p\partial q} - \dot{p}\frac{\partial f}{\partial p} + f\frac{\partial^2 H}{\partial p\partial q}\end{aligned}$$

ou

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \dot{q}\frac{\partial f}{\partial q} + \dot{p}\frac{\partial f}{\partial p} = 0 = \frac{df}{dt}.\tag{B.7}$$

A derivada total com respeito ao tempo é a mudança na densidade de partículas no espaço de fases quando a posição no espaço de fases move-se com as partículas. A Equação (B.7) mostra que se os movimentos das partículas individuais podem ser descritos por uma hamiltoniana, então a densidade no espaço de fases ao longo de uma trajetória dinâmica permanece constante. Este teorema extremamente útil aplica-se mesmo que o momento das partículas muda, assim como sua posição como um resultado das forças.

Na [Figura B.1](#) as partículas que estão no elemento de volume de espaço de fases t_1 , no tempo t_1 , será movido para a caixa etiquetada t_2 , no tempo t_2 . A Equação (B.7) indica que a densidade no espaço de fases das partículas não muda. Se as forças não criam ou destroem partículas, então o número de partículas na caixa em t_2 é igual ao número em t_1 . Este fato, e a igualdade das densidades das partículas, requer que

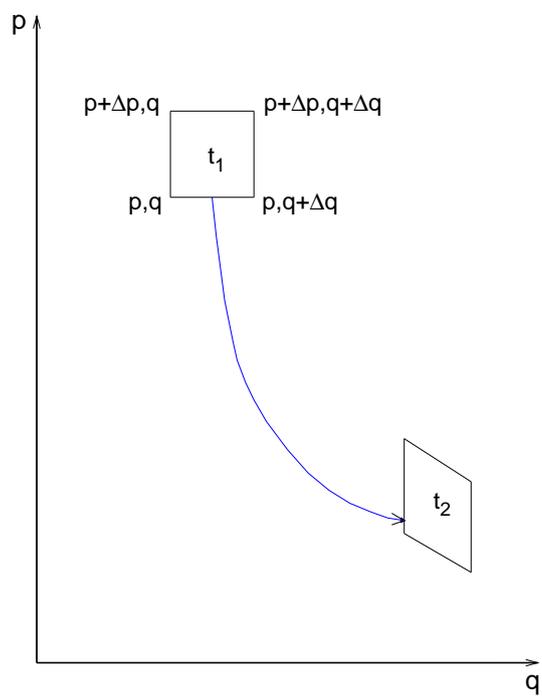


FIGURA B.1 - Trajetória de um grupo de partículas no espaço de fases unidimensional. O perímetro que encerra o grupo de partículas é distorcido, mas permanece a mesma área.

o volume de um elemento no espaço de fases contendo um grupo de partículas seja preservado quando a distribuição de partículas desenvolve-se no tempo. Por tanto, a área da caixa em t_2 igual que do da caixa em t_1 , mesmo não entanto a forma em t_2 pode ser completamente distorcida.

A Equação (B.5) pode ser generalizado para três dimensões, sendo o resultado

$$\begin{aligned} \frac{df(q_1, q_2, q_3; p_1, p_2, p_3; t)}{dt} &= \frac{df(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)}{dt} \\ &= \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial f}{\partial q_i} \dot{q}_i + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial f}{\partial p_i} \dot{p}_i = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Em uma pesquisa de radiação capturada, a população de partículas são usualmente descritos em termos dos fluxos antes do que das densidades no espaço de fases. Aqui, para aplicar o teorema de Liouville é necessário relacionar o fluxo com a densidade no espaço de fases. Esta relação será derivada descrevendo o número de partículas cruzando uma área por unidade de tempo em termos do fluxo e em termos da densidade no espaço de fases. Equacionando estas duas quantidades, então ter-se-á a relação desejada.